

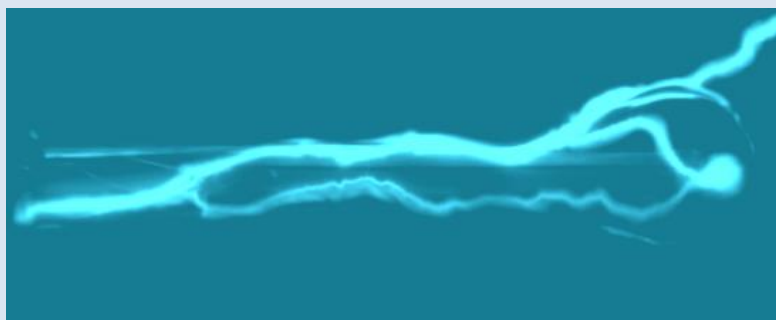
САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
Физический факультет  
Научно-образовательный центр "Электрофизика"



А.В.Самусенко, Ю.К.Стишков

## ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ГАЗАХ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ СИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ

Учебно-методическое пособие



Санкт-Петербург

2012 г.

C17

*Печатается по разрешению редакционно-издательского совета  
физического факультета Санкт-Петербургского Государственного  
Университета*

Рецензенты:

д-р физ.-мат. наук, проф. В.А. Павлов (СПбГУ)  
д-р физ.-мат. наук, проф. А.Н. Ключарев (СПбГУ)  
д-р физ.-мат. наук, проф. В.С. Нагорный (СПбГПУ)

**Самусенко А.В., Стишков Ю.К.**

C17 Электрофизические процессы в газах при воздействии сильных электрических полей. Уч.-метод. Пособие.– СПб. : ВВМ, 2012. – 649 с.

ISBN 798-5-9651-0605-9

В книге сопоставляются результаты экспериментального исследования и компьютерного моделирования различных электрофизических процессов в воздухе атмосферного давления при высоком напряжении: коронного разряда, стримеров, электрического ветра.

**ISBN 798-5-9651-0605-9**

© А.В. Самусенко, Ю.К. Стишков, 2012

## Оглавление

Введение	4
Глава 1. Вольтамперная характеристика газового разряда	8
Глава 2. Лавинный процесс	25
Глава 3. Стример	96
Глава 4. Стримерная корона при импульсном воздействии	120
Глава 5. Компьютерное моделирование стримеров	170
Глава 6. Экспериментальное исследование коронного разряда	265
Глава 7. Компьютерное моделирование коронного разряда	301
Глава 8. Влияние изолирующих покрытий электродов на стримерно-лидерные процессы в воздухе	356
Глава 9. Влияние барьера на стримерные процессы в воздухе при импульсном воздействии	408
Глава 10. Влияние барьера на коронный разряд постоянного тока	492
Глава 11. Электрический ветер в газах	525

## Введение

В настоящее время курс лекций «Физические процессы в жидкостях и газах при воздействии сильных электрических полей», который является базовым для магистратуры по программе «Электронно-ионные процессы в жидкостях и газах», в своей первой части, посвященной газам, основан на двух учебных пособиях. Это "Техника высоких напряжений" Г.С. Кучинского (Энергоатомиздат, 2003), а также монография Ю.П. Райзера "Физика газового разряда", изданная впервые в 1992 г. (в 2009 г. вышло переиздание). Современные учебные материалы в основном касаются разреженных газов. Учебно-методическое пособие «Электрофизические процессы в газах при воздействии сильных электрических полей» призвано устранить этот пробел. В пособии широко используются современные оригинальные результаты компьютерного моделирования и экспериментального исследования различных электрофизических процессов происходящих в газах под воздействием высоковольтных электрических полей. При этом основное внимание авторов уделено процессам в воздухе, протекающим при атмосферном давлении. Именно такие условия наиболее интересны с точки зрения практического применения для повышения эффективности и безопасности электрофизических устройств. Пособие состоит из введения и одиннадцати глав, имеющих индивидуальные списки литературы.

В первой главе рассматриваются основы электропроводности газов в слабых электрических полях, а также т.н. обобщенная вольтамперная характеристика газового разряда.

Далее рассмотрен широкий спектр различных электрофизических процессов, возникающих в газах при воздействии высоких напряжений. В основе этих процессов лежит лавинное размножение заряженных частиц в результате ударной ионизации молекул газа электронами.

Во второй главе пособия детально проанализированы процессы возникновения и распространения лавин. Рассмотрены упругие и неупругие столкновения электронов, показано, что при столкновении легкой и тяжелой частиц энергия легкой частицы практически не теряется, благодаря чему электрон может накапливать энергию. Рассмотрены различные виды неупругих столкновений и их сечения. Рассмотрены кинетические уравнения и их приближения, наиболее часто используемые в научных и научно-практических расчетах: Лоренцово и дрейфово-диффузионное. Для каждого из приближений указаны пределы применимости, достоинства и недостатки.

При помощи современных компьютерных пакетов решены задачи распространения лавин в лоренцовом приближении в инертных газах, показана взаимосвязь электрофизических параметров с сечениями различных реакций. При помощи современного пакета программ COMSOL решены различные задачи о распространении лавин в электрических полях различной степени неоднородности и приведен их анализ. Показаны особенности распространения лавин в электроотрицательных газах. Проведен анализ лавинных процессов в неоднородных полях в зависимости от направления движения лавины. Выведена взаимосвязь токовых характеристик лавины с ее кинетическими характеристиками.

В главах 3-5 рассмотрены особенности лавинно-стримерного перехода и приведены литературные данные о структуре стримера. Обсуждаются результаты моделирования лавинно-стримерного перехода и процесса распространения положительного и отрицательного стримеров в однородном и неоднородном электрическом полях. Подробно исследована физика волны ионизации и процессы замыкания головок стримеров на электроды. Рассмотрены компьютерные модели взаимодействия стримеров с барьерами из твердого диэлектрика, а также с

изолирующими покрытиями. Богатый экспериментальный материал демонстрирует многообразие и сложность стримерной структуры.

В главах 6-7 описан коронный разряд в воздухе при постоянном напряжении. Представлены экспериментальные данные и результаты моделирования, проведено сопоставление. Особое внимание уделено исследованию особенностей положительного и отрицательного чехлов коронного разряда, а также возникновению и развитию грибообразного очага отрицательного коронного разряда. Зарегистрирована и описана многоочаговая форма отрицательного коронного разряда, а также структура предначального стримера положительного коронного разряда.

Следующие главы посвящены экспериментальному изучению взаимодействия импульсной стримерной короны с твердым диэлектриком. В восьмой главе рассмотрено возникновение и распространение стримеров от электродов с изолирующими диэлектрическими покрытиями. Девятая глава посвящена влиянию диэлектрических барьеров на распространение стримеров, а также на процессы стримерно-лидерного перехода. Актуальность таких задач связана с широким использованием т.н. барьерной изоляции для защиты электрофизических устройств от пробоя.

В десятой главе исследовано влияние диэлектрического барьера на свойства и структуру чехла и дальнейшей зоны коронного разряда постоянного напряжения. В последней главе приводятся результаты экспериментального исследования и компьютерного моделирования электрического ветра.

Учебно-методическое пособие содержит большое количество оригинальных фотографий исследованных процессов. В работе использованы результаты научных исследований, выполненных студентами и аспирантами НОЦ «Электрофизика» под руководством авторов. Учебно-научное пособие предназначено для студентов и аспирантов высших учебных заведений, специализирующихся в области электрофизики.

Обозначение	Наименование величины	Единица измерения в СИ	Значение константы
$t$	время	с	
$r, z$	цилиндрические координаты	м	
$x, y, z$	декартовы координаты		
$\varphi$	электростатический потенциал	В	
$U$	напряжение	В	
$E$	напряженность поля	В/м	
$\varepsilon$	относительная диэлектрическая проницаемость	1	
$n_i$	концентрация частиц сорта $i$	$\text{м}^{-3}$	
$\mu_i$	подвижность частиц сорта $i$	$\text{м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$	
$D_i$	коэффициент диффузии частиц сорта $i$	$\text{м}^2/\text{с}$	
$\rho$	объемный заряд	Кл	
$\sigma$	поверхностный заряд	Кл/м <sup>2</sup>	
$j_i$	поток частиц сорта $i$	$\text{м}^2\cdot\text{с}^{-1}$	
$e$	заряд электрона	Кл	$1,6\cdot 10^{-19}$
$\varepsilon_0$	диэлектрическая проницаемость вакуума	Ф/м	$8,85\cdot 10^{-12}$

Табл. 1. Обозначения величин, принятые в настоящем пособии. В тексте указано, если используются иные обозначения, или данные символы используются для других величин.

## Глава 1. Вольтамперная характеристика газового разряда.

### Несамостоятельная проводимость воздуха

Электрическая проводимость воздуха была обнаружена еще Кулоном в 1785 году. Наблюдая потери электричества с изолированных проводников, он пришел к заключению, что часть электричества теряется не через изоляторы, а прямо в воздух. Способность любых материалов проводить электрический ток определяется наличием свободных зарядов в нем и возможностью их движения. Воздух, в основном, состоит из молекул азота  $N_2$  с энергией ионизации 15,5 эВ, кислорода  $O_2$  – 12,5 эВ, воды  $H_2O$  – 12,6 эВ, углекислого газа  $CO_2$  – 14,4 эВ. Средняя энергия ионизации воздуха составляет 12,5 эВ.

Энергия диссоциации молекул газов, входящих в состав воздуха, лежит в пределах  $10 \div 20$  эВ. При комнатной температуре энергия теплового движения молекул значительно меньше и равна 0,025 эВ. Поэтому проводимость воздуха в естественных условиях определяется космическим излучением и естественным радиационным фоном, под действием которых в воздухе происходит образование свободных электронов, атомных и молекулярных ионов.

Космическое излучение – это поток частиц, приходящих на Землю из межзвездного пространства. Первичные космические лучи состоят главным образом из протонов (~90%),  $\alpha$ -частиц и более тяжёлых ядер. В среднем космическое излучение обладает энергией  $10^9$ - $10^{10}$  эВ, но встречаются частицы с энергиями до  $10^{19}$  эВ. Частицы с энергиями до  $10^9$  эВ отклоняются магнитным полем земли. Взаимодействия с частицами в атмосфере Земли (первичное космическое излучение) образует различные мезоны, распад которых приводит к появлению электронов, позитронов и фотонов больших энергий. Ионизация воздуха производится в основном вторичными космическими лучами, поскольку они лучше взаимодействуют с веществом. Подробно о процессах ионизации воздуха космическим излучением можно узнать в [1].

Обычно в воздухе образуется порядка 20 электронов и ионов в  $1 \text{ см}^3$  за 1 с. Часть электронов и ионов быстро рекомбинирует, электроны быстро прилипают к нейтральным молекулам, образуя долгоживущие отрицательные ионы. В равновесии в объеме газа обычно находится до  $n_i \approx 10^9$  ионов/ $\text{м}^3$ . Подвижность ионов  $\mu_i$  при нормальном давлении составляет  $2 \div 4 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ . Отсюда следует, что проводимость воздуха за счет естественной ионизации  $\sigma_0$  составляет:  $\sigma_0 = e \cdot \mu_i \cdot n_i = 5 \cdot 10^{-15} \div 5 \cdot 10^{-14} \text{ См/м}$ .

Закон Ома (линейная зависимость тока от напряжения) для воздуха применим только при малых электрических полях. По мере увеличения напряжённости поля наступает насыщение по току, ток стремится к некоторому постоянному значению, которое соответствует тому, что все образующиеся свободные электроны приходят на электроды. Подробно этот процесс описан в [1]. На рис. 1.1 представлена типовая вольтамперная характеристика газа. Линейный участок соответствует малым напряжёностям поля. Горизонтальный участок соответствует току насыщения. Быстрый рост тока на третьем участке соответствует возникновению лавинного механизма ионизации молекул воздуха под действием электрического поля (подробнее описано ниже).



Рис. 1.1. Типовая вольтамперная характеристика газа.

Любая равновесная газовая среда, включая воздух, описывается рядом параметров, используемых при расчетах характеристик электрического разряда в газе. Такими параметрами являются: концентрация молекул или атомов газа  $n$ , равная числу частиц в единице объема, давление газа  $p$ , температура газа  $T$ . Когда применимо приближение идеального газа, эти величины связаны известным соотношением:

$$p = nkT$$

где  $k$  — постоянная Больцмана,  $k = 1,380 \cdot 10^{-23}$  Дж/град. При давлении  $p_0 = 1$  атм. = 101,3 кПа и температуре  $T_0 = 0^\circ\text{C} = 273$  К концентрация любого газа имеет вполне определенное значение, называемое числом Лошмидта,  $n_0 = 2,687 \cdot 10^{25}$  м<sup>-3</sup>. Тогда при любом другом давлении и температуре:

$$n = n_0 \frac{pT_0}{p_0T}$$

Под воздействием электрического поля в газе начинаются электрофизические процессы, которые могут привести к развитию электрического разряда. В общем случае электрический разряд — это процесс образования под действием приложенного поля такого состояния в ограниченной области газа, при котором в этой области в результате многих процессов, включая ионизацию молекул, резко возрастает количество заряженных частиц (электронов и ионов) и возникает область повышенной проводимости. Развивается процесс, называемый газовым усилением. Характер процессов, ведущих к разряду, их интенсивность, форма разряда зависят не только от напряжения  $U$ , приложенного к газовому промежутку, но, в первую очередь, от конфигурации электрического поля и распределения в нем напряженности поля.

### **Экспериментальное исследование несамостоятельной проводимости**

Для исследования несамостоятельной проводимости газов в системе электродов цилиндр–цилиндр используется установка, изображенная на рис. 1.2. Даная установка позволяет: автоматически записывать вольтамперную характеристику газа в диапазоне напряжений от нуля, когда наблюдается несамостоятельный разряд, до напряжений, при



которых возникает самостоятельный разряд; определять порог зажигания короны и переход к самостоятельному разряду.

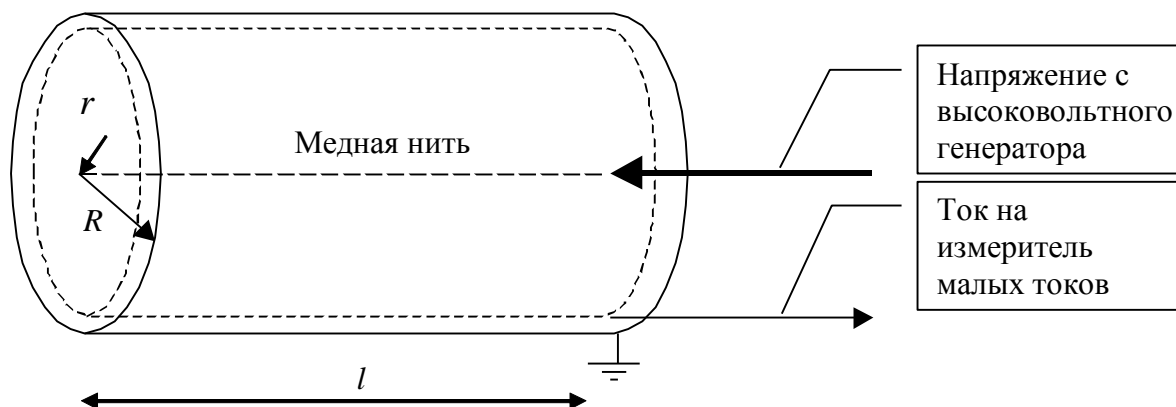


Рис. 1.2. Схема экспериментальной установки.  $R=3.3$  см,  $r=0.035$  мм,  $l=13,5$  см.

Вольтамперная характеристика газового разряда исследуется в интервале напряжений от 0 до 5 кВ. Для автоматической записи вольтамперной характеристики напряжение, подаваемое на внутренний цилиндр, модулировалось пилообразным сигналом с генератора сигналов специальной формы частотой 0.005 Гц (рис. 1.3). Характерное значение силы тока, протекающего через межэлектродный промежуток в момент зажигания короны, составляет величину порядка  $0,1 \div 0,2$  мкА.

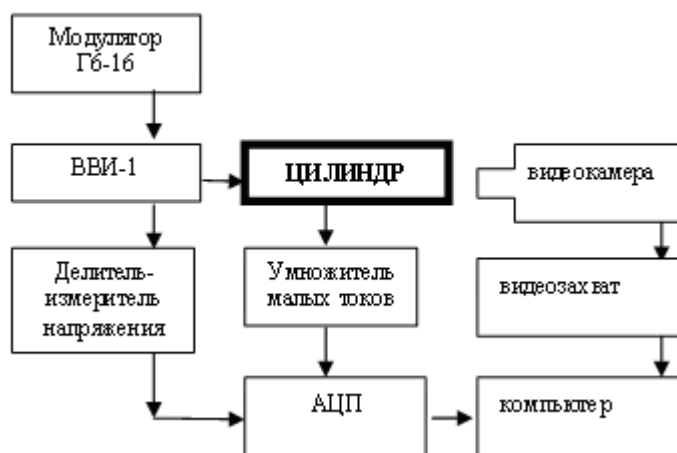


Рис. 1.3. Блок-схема экспериментальной установки.

На типовой вольтамперной характеристике газового разряда, получаемой в эксперименте (рис.1.4, чтобы продемонстрировать весь диапазон токов использован логарифмический масштаб), отмечены характерные участки (рис. 1.1): имеется участок насыщения ВС, где ток почти постоянен и находится на уровне в несколько пкА; после участка насыщения происходит резкий рост тока вследствие перехода от несамостоятельного разряда к самостоятельному СД. Затем идет участок коронного разряда DE, где ток меняется плавно – характер вольтамперной характеристики здесь квадратичный. Выраженного линейного участка нет, перед участком насыщения имеется участок АВ, где ток меняется, однако нелинейно.

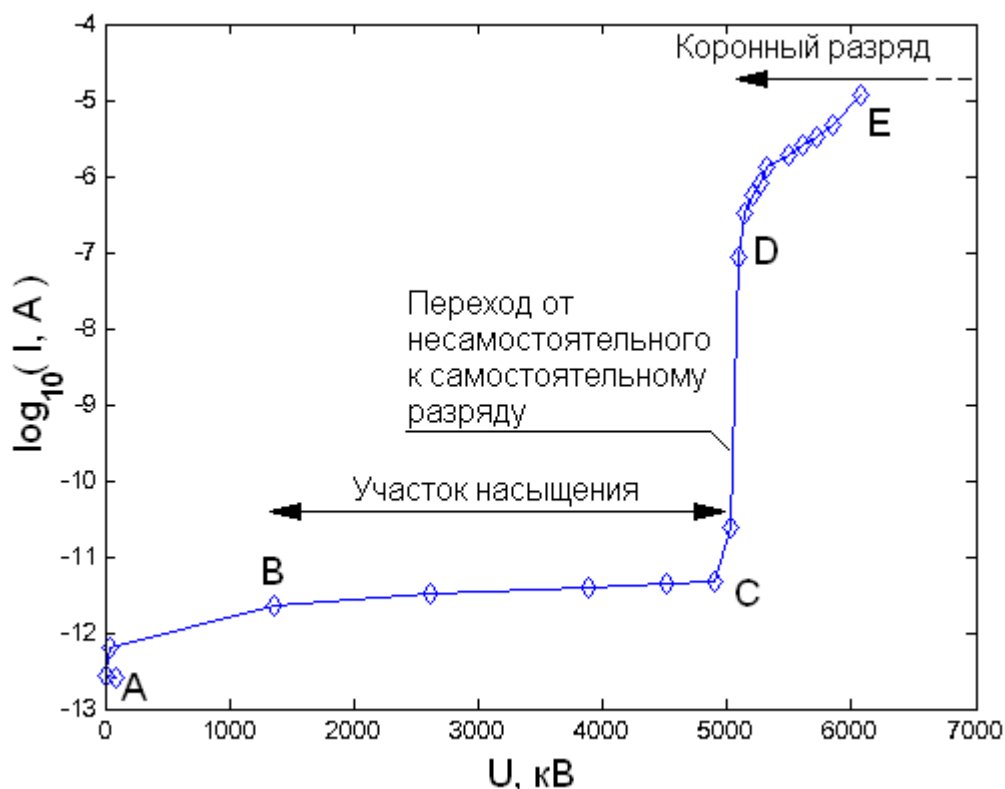


Рис. 1.4. Вольтамперная характеристика газового разряда в системе электродов цилиндр–цилиндр, получаемая при проведении эксперимента. Положительная полярность внутреннего цилиндра.

До точки С на вольтамперной характеристике (рис. 1.4) ионы образуются в камере исключительно под действием внешнего ионизатора – космического излучения. В этом случае газовый разряд и соответствующая ему проводимость газа называются несамостоятельными.

Переход от несамостоятельного разряда к самостоятельному может проходить через промежуточную форму. Так, при отрицательной полярности проволоки в районе точки С, когда постоянная составляющая тока еще мала, на осциллограмме тока появляются короткие, шириной несколько микросекунд, импульсы тока. Это т.н. импульсы Тритчела. Они возникают, когда самостоятельный разряд уже возможен, но неустойчив – возникнув, он гасит сам себя из-за влияния объемного заряда на поле у электрода. Более подробно эта тема будет затронута далее, при описании коронного разряда.

На видеокдрах (рис. 1.5) изображен коронный разряд у проволочного электрода при различных напряжениях. Фотографии получены одновременно с записью вольтамперной характеристики разряда. Напряжения, соответствующие каждому видеокдру (рис. 1.5, а–е) указаны в подписи к рисунку, они не соответствуют точкам на вольтамперной характеристике (рис. 1.4). Видно, что эволюция чехла короны состоит в увеличении числа очагов ионизации вдоль поверхности проволочного электрода и росте характерных размеров чехла очагов короны.

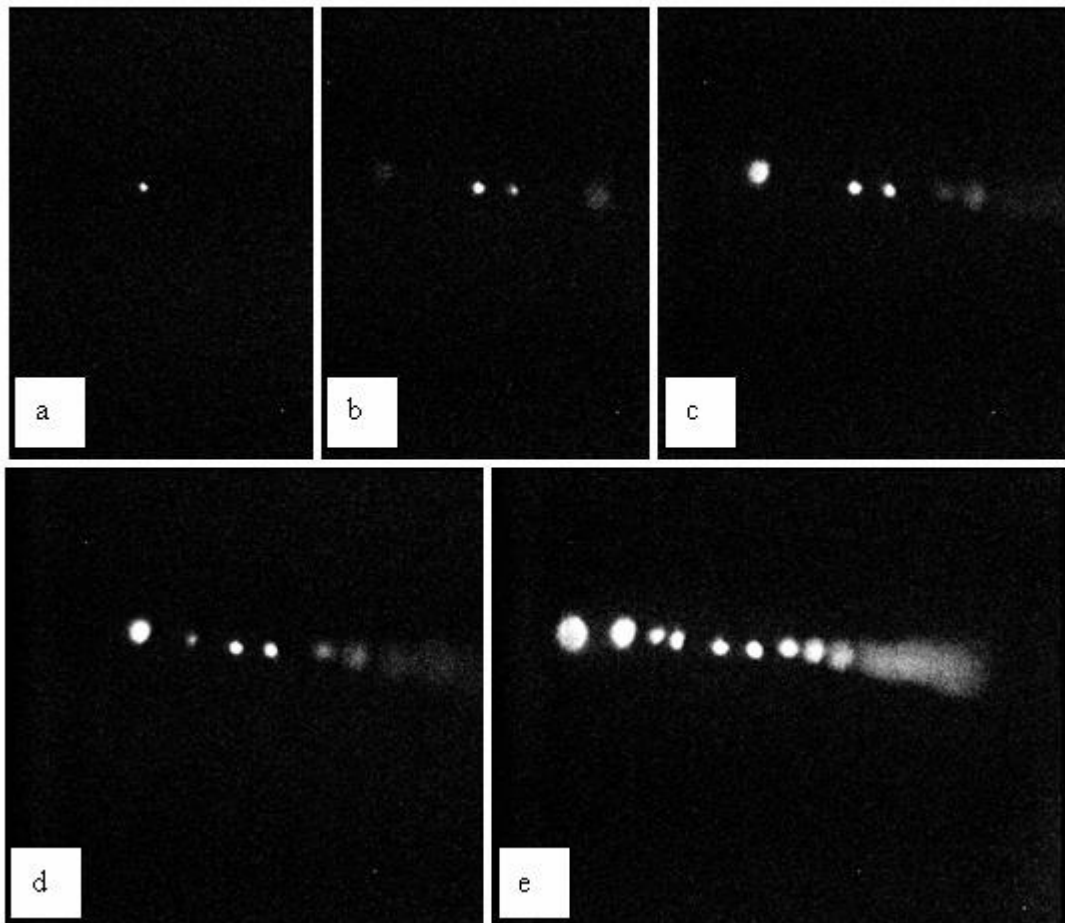


Рис. 1.5. Фотографии коронного разряда у проволочного электрода в системе провод-цилиндр при различных напряжениях: а – 5,10 кВ; б – 6,00 кВ; с – 6,75 кВ; д – 7,20 кВ; е – 9,35 кВ

В области пороговых напряжений очаг коронного разряда один и возникает случайным образом на поверхности проволочного электрода. При повышении напряжения появляется сначала два, затем три и т.д., а затем возникает множество очагов вдоль проволочного электрода. Отметим также чрезвычайно крутой рост тока после зажигания короны.

### Решение уравнения токов в стационарном режиме в двух предельных случаях

Если рассматривать только процесс рекомбинации ионов в условиях, когда их концентрация однородна в пространстве, ее изменение во времени описывается следующим уравнением:

$$\frac{dn_{\pm}}{dt} = -\alpha n_{+} n_{-} \quad (1)$$

$\alpha$  – коэффициент рекомбинации. Вычислим этот коэффициент.

Для того чтобы отрицательный ион прорекомбинировал с положительным, он должен предварительно сблизиться с ним на расстояние  $r_0$  (рис. 1.6). Это расстояние можно оценить как расстояние, равное дебаевскому радиусу. После такого сближения энергии теплового движения недостаточно, чтобы разорвать образовавшееся взаимодействие: можно показать, что при сближении на расстояние менее радиуса Дебая

энергия теплового движения становится меньше энергии электростатического взаимодействия, и ионная пара уже не может быть разрушена – рано или поздно она рекомбинирует. Например, ионы водяного пара, сблизившись на расстояние равное дебаевскому радиусу, через некоторое время образуют молекулу воды:  $H_+ + OH_- \rightarrow H_2O$ .

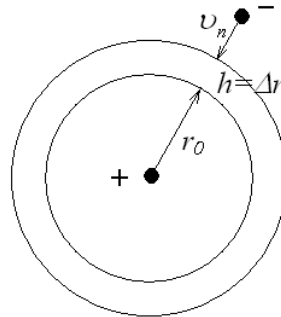


Рис. 1.6. К выводу формулы Ланжевена для коэффициента рекомбинации.

Окружим центральный ион сферой радиуса  $r_0$  (рис. 1.6). Для того чтобы два гетерополярных иона оказались на расстоянии  $r_0$ , необходимо, чтобы они сблизилась под влиянием центрального поля положительного иона:

$$E = \frac{e}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r_0^2}$$

За время  $\Delta t$  в слое радиуса  $r_0$  окажутся только те отрицательные частицы, которые находятся в слое толщиной  $h = v_n \Delta t = \Delta r$ , где  $v_n$  скорость их движения в поле центрального иона. Эта скорость равна произведению подвижности иона на напряженность поля:

$$v_n = b_- E = b_- \frac{e}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r_0^2}$$

Поэтому число частиц, попавших за время  $\Delta t$  в слой радиуса  $r_0$  будет:

$$\Delta n_- = \int_S n_- v_n \Delta t dS = n_- v_n 4\pi r_0^2 \Delta t = n_- b_- \frac{e}{\epsilon\epsilon_0} \Delta t$$

Тогда число частиц, прорекомбинировавших за время  $\Delta t$  равно:

$$\Delta n = n_+ \Delta n_- = -n_+ n_- \frac{e b_-}{\epsilon\epsilon_0} \Delta t$$

Сравнивая полученное выражение с уравнением рекомбинации (1), получим выражение для коэффициента рекомбинации (формула Ланжевена):

$$\alpha = \frac{e b_-}{\epsilon\epsilon_0}$$

Отметим, что при выводе величина  $r_0$  сократилась, и коэффициент рекомбинации от нее не зависит.

Уравнение (1) при равных концентрациях положительных и отрицательных ионов ( $n_+ = n_- = n$ ) в одномерном случае легко интегрируется:

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha n^2 \Rightarrow \frac{1}{n} = \frac{1}{n_0} + \alpha t$$

Рассмотрим процессы возникновения и транспортировки носителей заряда до начала ионизационных процессов в газе, т.е. до порога зажигания короны. Будем считать, что электроны достаточно быстро прилипают к нейтральным молекулам, образуя долгоживущие отрицательные ионы, и наличием электронов можно пренебречь. Пусть в единице объема газа под действием космического излучения каждую секунду образуется  $q$  пар новых ионов. Число ионов, рекомбинирующих за то же время во всем объеме  $dV$  камеры, будет  $dV \cdot \alpha \cdot n \cdot n_+$ , где  $n_+$ ,  $n_-$  – концентрации положительных и отрицательных ионов,  $\alpha$  – коэффициент рекомбинации.

В таком случае уравнение Нернста-Планка будет записано так:

$$\begin{cases} \frac{\partial n_+}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{j}_+ = q - \alpha n_+ n_- \\ \frac{\partial n_-}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{j}_- = q - \alpha n_+ n_- \end{cases}$$

Эта система уравнений незамкнута – необходимо раскрыть величину плотности тока, т.е.  $\vec{j}_{\pm}$ . В общем случае необходимо учитывать диффузионную и миграционную компоненты плотности тока. Поскольку миграционная компонента плотности тока зависит от напряженности поля, система включает и уравнение Пуассона для электрического потенциала:

$$\begin{cases} \frac{\partial n_+}{\partial t} + \operatorname{div} [-D \nabla n_+ + \mu_+ n_+ (-\nabla \varphi)] = q - \alpha n_+ n_- \\ \frac{\partial n_-}{\partial t} + \operatorname{div} [-D \nabla n_- - \mu_- n_- (-\nabla \varphi)] = q - \alpha n_+ n_- \\ \Delta \varphi = -\frac{e}{\varepsilon \varepsilon_0} (n_+ - n_-) \end{cases}$$

Перейдем к стационарной ситуации. Система примет вид:

$$\begin{cases} \operatorname{div} j_+ = q - \alpha n_+ n_- \\ \operatorname{div} j_- = q - \alpha n_+ n_- \\ \Delta \varphi = -\frac{e}{\varepsilon \varepsilon_0} (n_+ - n_-) \end{cases} \quad (1.1)$$

Возьмем первое уравнение данной системы и проинтегрируем его по объему. При этом к левой части применим теорему Гаусса-Остроградского и перейдем от объемного интеграла к поверхностному:

$$\int_{\text{катод}} (\vec{j}_+)_{\vec{n}} dS + \int_{\text{анод}} (\vec{j}_+)_{\vec{n}} dS + \int_{\text{изоляция}} (\vec{j}_+)_{\vec{n}} dS = \int dV [q - \alpha n_+ n_-]$$

Мы учли все поверхности, окружающие межэлектродное пространство. В стационарном случае линии тока параллельны боковым изолирующим стенкам, поэтому нормальная составляющая ионного тока на эти стенки равна нулю, и третий интеграл уходит. Анод – положительный электрод, поэтому положительные ионы из межэлектродного пространства на него не попадают, и на аноде  $\mathbf{j}_+=0$ . Остается только первый интеграл, по катоду, причем он (с точностью до множителя – элементарного заряда  $e$ ) тождественно равен полному току  $I$  в системе, поскольку на катод приходят только положительные ионы.

Таким образом, мы приходим к уравнению:

$$I = e \int dV [q - \alpha n_+ n_-] \quad (1.2)$$

Мы получили уравнение (1.2), рассматривая уравнение для положительных ионов. Тот же результат будет получен, если провести аналогичные преобразования для отрицательных ионов, поскольку уравнения для ионов в системе (1.1) симметричны. Отметим, что при переходе к уравнению (1.2) нам не потребовалось делать никаких приближений.

Рассмотрим уравнение (1.2) в двух предельных случаях.

В уравнении (1.2) представлен один источник ионов - внешний источник ионизации мощностью  $q$ , который компенсируется двумя процессами ухода ионов из системы - током на электроды  $I$  и рекомбинацией. В случае высоких напряжений, благодаря сильному полю, ионы должны быстро уходить на электроды, и рекомбинация становится пренебрежимо слаба. В противоположном случае малого напряжения отток ионов на электроды существенно меньше, чем интенсивность рекомбинации.

Итак, предположим, что концентрация ионов  $n_{\pm}$  мала. Этот случай соответствует высокому напряжению, поскольку при этом ионы быстро вытягиваются полем на электроды. Тогда можно пренебречь рекомбинацией, поскольку рекомбинационный член  $\alpha n_{\pm}^2$  квадратичен по  $n_{\pm}$ . В этом случае:

$$I = eqV \quad (1.2)$$

т.е. ток не зависит от приложенного напряжения и равен току насыщения. Этот результат справедлив в случае сильных электрических полей. В этом случае за время, требующееся иону, чтобы в сильном электрическом поле  $E$  пролететь от одного электрода к другому, ионы не успевают сколько-нибудь заметно рекомбинировать. Поэтому все ионы, производимые ионизатором, уходят на электроды. Величина  $I = Vqe = S \cdot l \cdot q \cdot e$  называется током насыщения, а величина  $j_s = q \cdot l \cdot e$  – плотностью тока насыщения. Обе эти величины пропорциональны длине ионизационной камеры  $l$ , поскольку полное число ионов, производимое ионизатором, также пропорционально  $l$ . Отметим, что результат (1.2) справедлив в предельном случае вне зависимости от вклада в ток диффузии и миграции, а также от степени искажения электрического поля объемным зарядом ионов.

Линейный участок графика зависимости тока от напряжения (рис. 1.1) определяет границы применимости закона Ома: если плотность тока  $\mathbf{j}$  настолько мала, что дивергенцией  $\mathbf{j}$  можно пренебречь по сравнению с  $\alpha n_{\pm}^2$ . Тогда:

$$n_{\pm} = \sqrt{q/\alpha} = const \quad (1.3)$$

Чтобы продвинуться дальше необходимо предположить, что диффузионный ток гораздо меньше миграционного, а электрическое поле не искажено объемным зарядом. В этом случае формула (1.1) в сочетании с уравнением миграционного тока дает закон Ома:

$$\vec{j} = en_{\pm} (\mu_+ + \mu_-) \vec{E} = e \sqrt{q/\alpha} (\mu_+ + \mu_-) \vec{E} = \sigma \vec{E} \quad (1.3)$$

т.е. плотность тока  $\mathbf{j}$  пропорциональна электрическому полю  $\mathbf{E}$ . Такой случай имеет место при малых  $\mathbf{E}$ . Таким образом, в слабых электрических полях должен выполняться закон Ома. Можно перейти от плотности тока к полному току, проинтегрировав ток по поверхности электрода.

Для плоских электродов:

$$I = jS = \sigma ES = \frac{\sigma S}{l} U$$

Для цилиндрических электродов (радиусы  $r_1, r_2$ , причем  $r_1 < r_2$ ; высота  $h$ ):

$$I = jS = \sigma ES = \sigma \frac{U}{r_1 \ln \frac{r_2}{r_1}} 2\pi r_1 h = \sigma \frac{2\pi U h}{\ln \frac{r_2}{r_1}}$$

### Компьютерное моделирование несамостоятельного разряда

Вернемся к полной системе уравнений, описывающей несамостоятельный разряд:

$$\begin{cases} \frac{\partial n_+}{\partial t} + \operatorname{div}[-D\nabla n_+ + \mu_+ n_+ (-\nabla \phi)] = q - \alpha n_+ n_- \\ \frac{\partial n_-}{\partial t} + \operatorname{div}[-D\nabla n_- - \mu_- n_- (-\nabla \phi)] = q - \alpha n_+ n_- \\ \Delta \phi = -\frac{e}{\varepsilon \varepsilon_0} (n_+ - n_-) \end{cases} \quad (1.4)$$

Величина	Описание	Значение
$\mu_{\pm}$	Подвижность положительных и отрицательных ионов	$3 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$
$D_{\pm}$	Коэффициент диффузии положительных и отрицательных ионов	$7.5 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$
$\alpha$	Коэффициент рекомбинации	$2 \cdot 10^{-13} \text{ м}^3/\text{с}$
$q$	Мощность объемной ионизации	$10^7 \text{ 1/м}^3/\text{с}$

Табл. 1.1. Значения коэффициентов в системе уравнений (1.4).

Найдем численное решение этой системы и посмотрим, можно ли использовать приближения, использованные выше для получения двух предельных аналитических решений. Моделирование проведено в программном пакете Comsol.

Рассматривается система электродов плоскость-плоскость (рис. 1.7). Граничные условия перечислены в табл. 1.2.

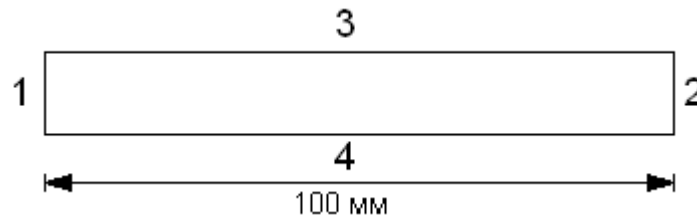


Рис. 1.7. Схема модели системы электродов плоскость-плоскость.

№ границы (см. Рис. 1.7)	Уравнение Нернста-Планка для положительных ионов	Уравнение Нернста-Планка для отрицательных ионов	Уравнение Пуассона
1	Свободное прохождение	Изоляция (полный поток равен нулю)	$\varphi=0$
2	Изоляция (полный поток равен нулю)	Свободное прохождение	$\varphi=+U$
3-4		Симметрия	

Табл. 1.2. Граничные условия. Нумерация границ соответствует рисунку 1.7.

Решается переходная задача до момента выхода решения в стационар. На рис. 1.8 представлена расчетная вольтамперная характеристика. Как видно, насыщение начинается с весьма малых значений напряжения – порядка 0,1 В. Ток насыщения соответствует результату (1.2): умножая мощность  $q=10^7$   $1/м^3/с$  источника на межэлектродное расстояние  $l=0,1м$ , получаем ток в расчете на единицу площади электрода  $1,6 \cdot 10^{-19} Кл \cdot 10^7 1/м^3/с \cdot 0,1 м = 1,6 \cdot 10^{-13} А/м^2$ .

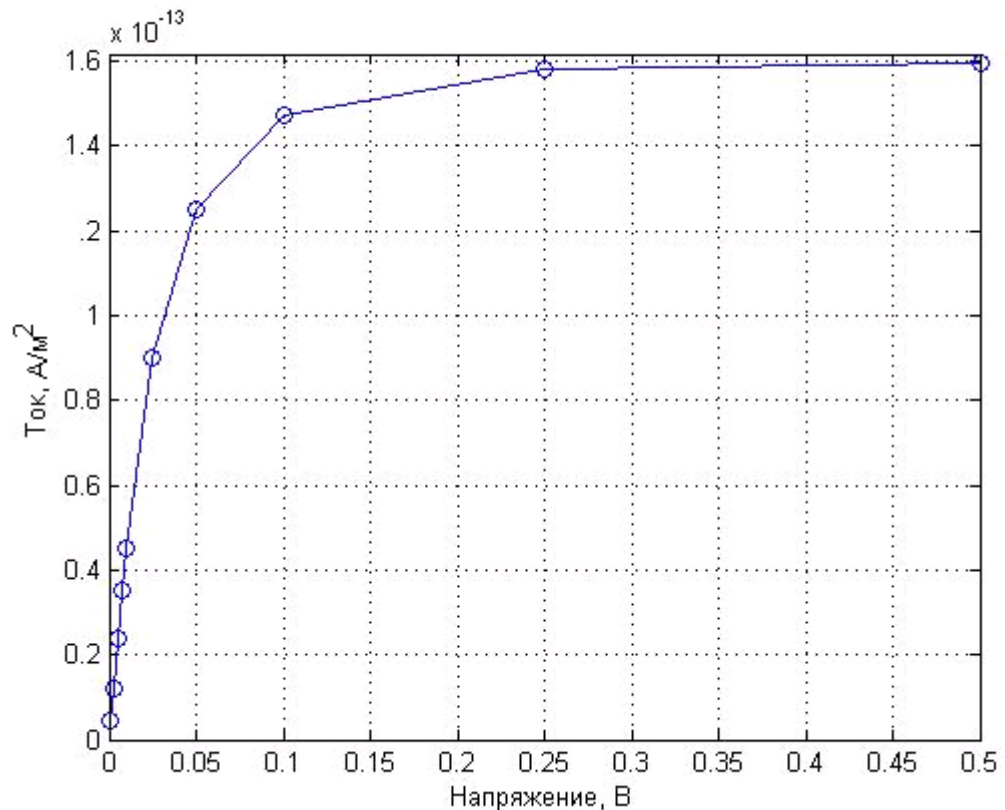


Рис. 1.8. Расчетная вольтамперная характеристика. Плотность электрического тока в зависимости от напряжения.



Начальный участок может быть аппроксимирован линейной функцией. Однако оказывается, что этот участок не описывается соотношением (1.3). Именно, уклон дает полную проводимость в расчете на единицу площади электрода  $G/S=4,5 \cdot 10^{-12}$  См/м<sup>2</sup>, что соответствует удельному сопротивлению  $\sigma=l \cdot G/S=4,5 \cdot 10^{-13}$  См/м. Формула (1.3) дает другой результат –  $\sigma=6,8 \cdot 10^{-13}$  См/м.

При этом можно убедиться в том, что концентрации в этом случае действительно распределены в пространстве практически однородно (рис. 1.9). Чтобы понять, с чем связаны отличия, посмотрим, выполняются ли предположения, сделанные при выводе (1.3). На рис. 1.10 представлены распределения диффузионного и миграционного потоков в стационарном режиме. Как видно, диффузионным потоком пренебрегать нельзя – он одного порядка с миграционным. Распределение потоков показывает также, почему результат получился меньше, чем ожидалась – диффузионный поток противоположен миграционному и уменьшает величину суммарного тока.

Более того, и напряженность поля оказывается распределена в пространстве неоднородно, что также делает некорректным вывод формулы (1.3). На рис. 1.11 показано, что напряженность поля ослаблена в центре промежутка и усилена на его краях. Искажение возникает за счет действия объемного заряда ионов – график на рис. 1.9 показывает, что у катода имеется положительный объемный заряд, а у анода отрицательный.

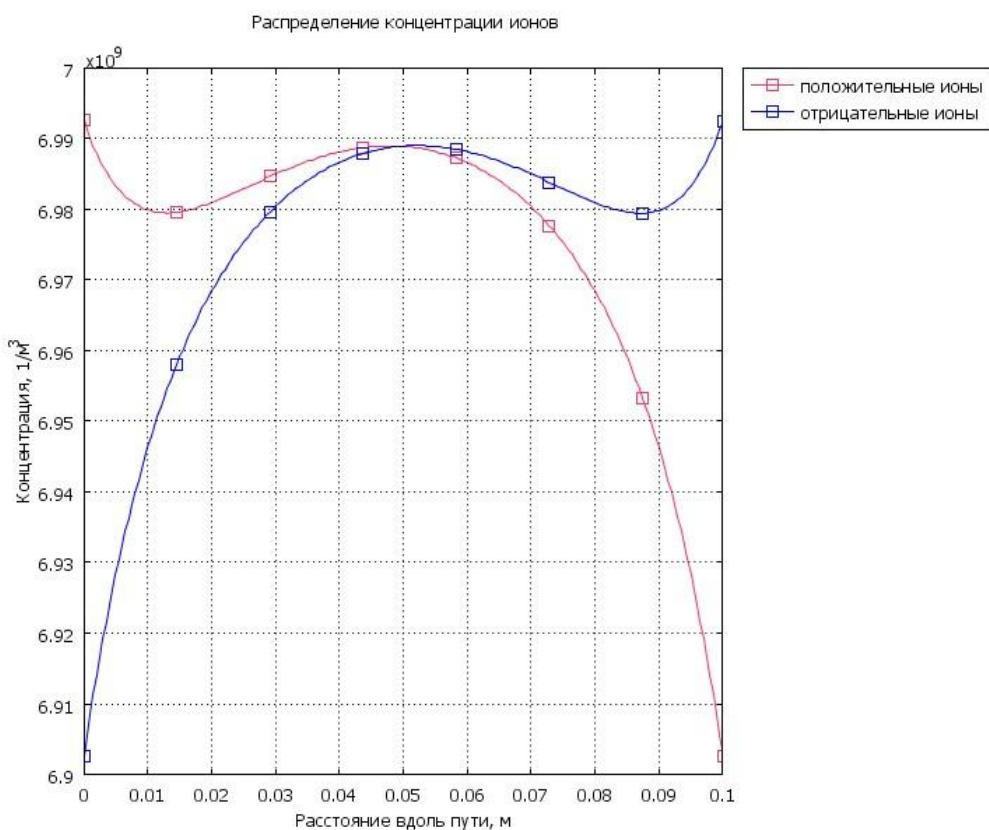


Рис. 1.9. Распределение положительных и отрицательных ионов в стационарном режиме при напряжении 0,001 В.

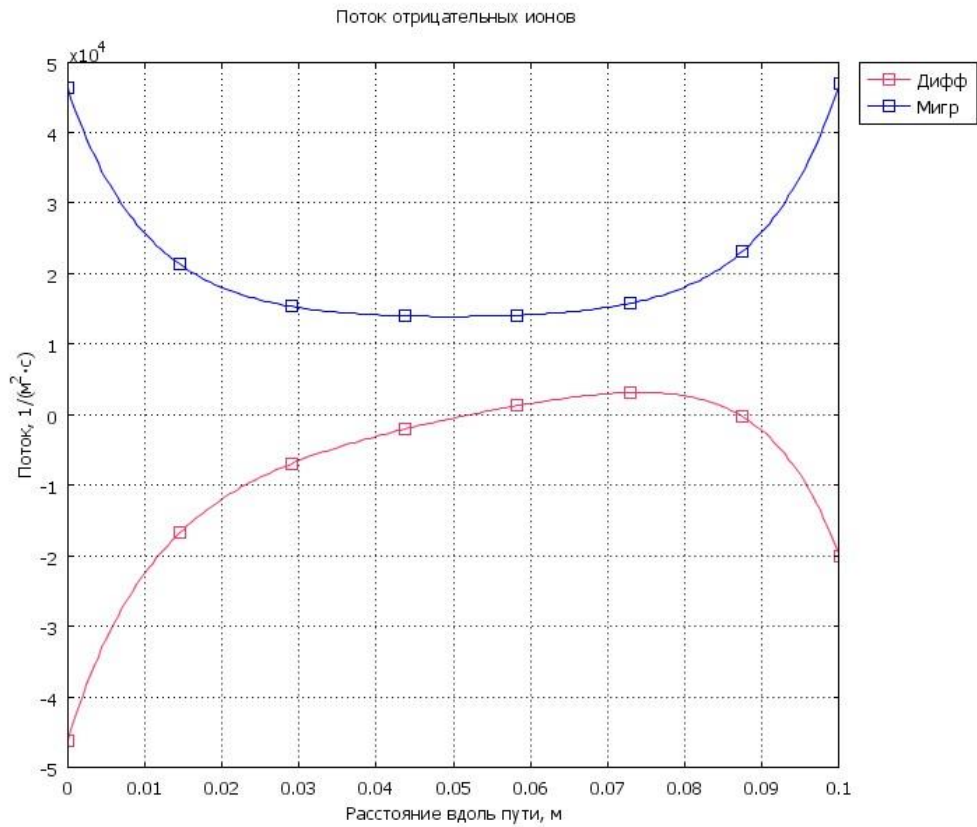


Рис. 1.10. Распределение диффузионного и миграционного потоков отрицательных ионов в стационарном режиме при напряжении 0,001 В.

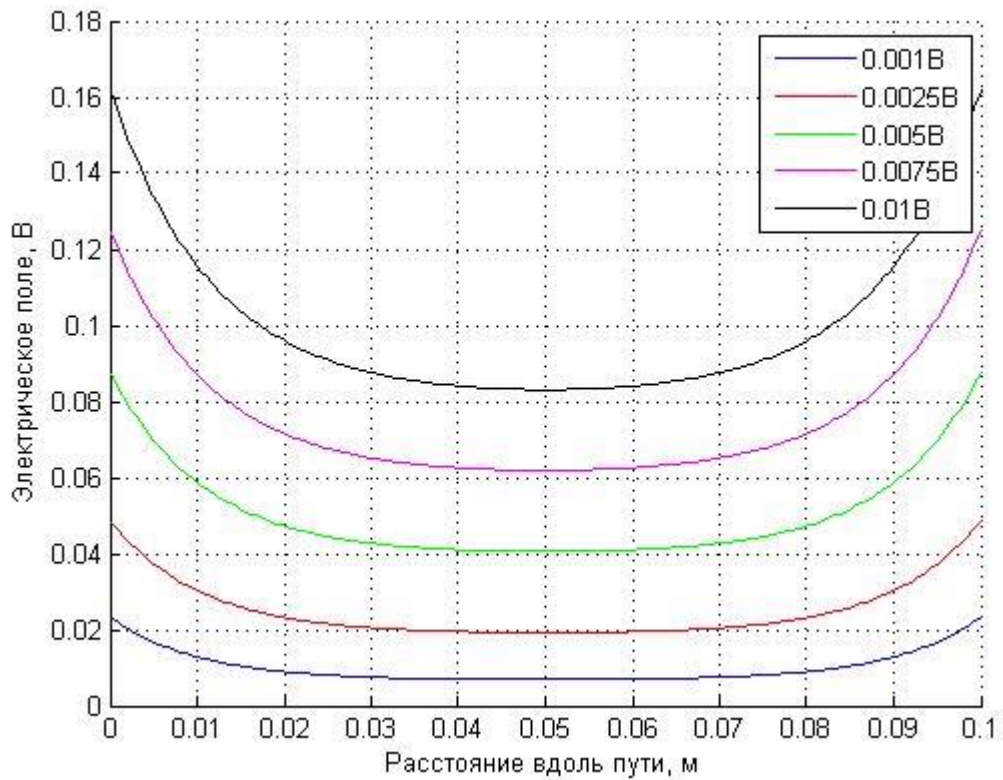


Рис. 1.11. Распределение напряженности электрического поля при разных напряжениях.

В режиме насыщения распределения имеют качественно иной вид – концентрации распределены в пространстве существенно неоднородно, за счет того, что частицы не успевают гибнуть, и их поток нарастает по мере приближения к электроду (рис. 1.12). Диффузионный поток существенно меньше миграционного (рис. 1.13)

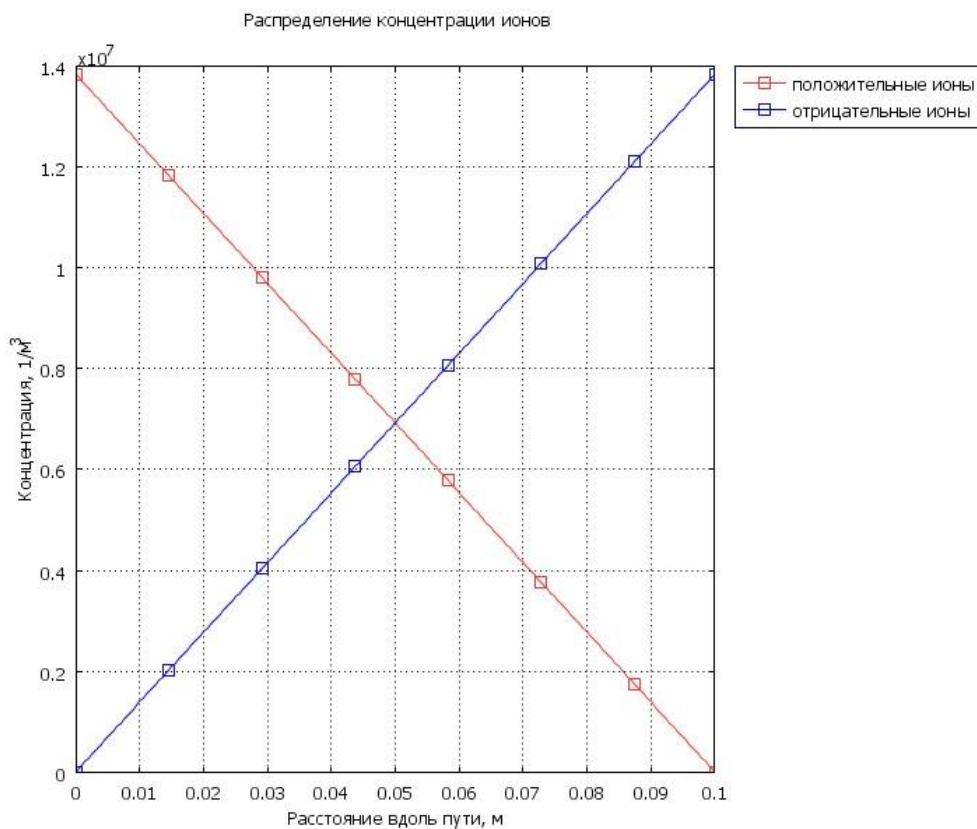


Рис. 1.12. Распределение положительных и отрицательных ионов в стационарном режиме при напряжении 25 В (режим насыщения).

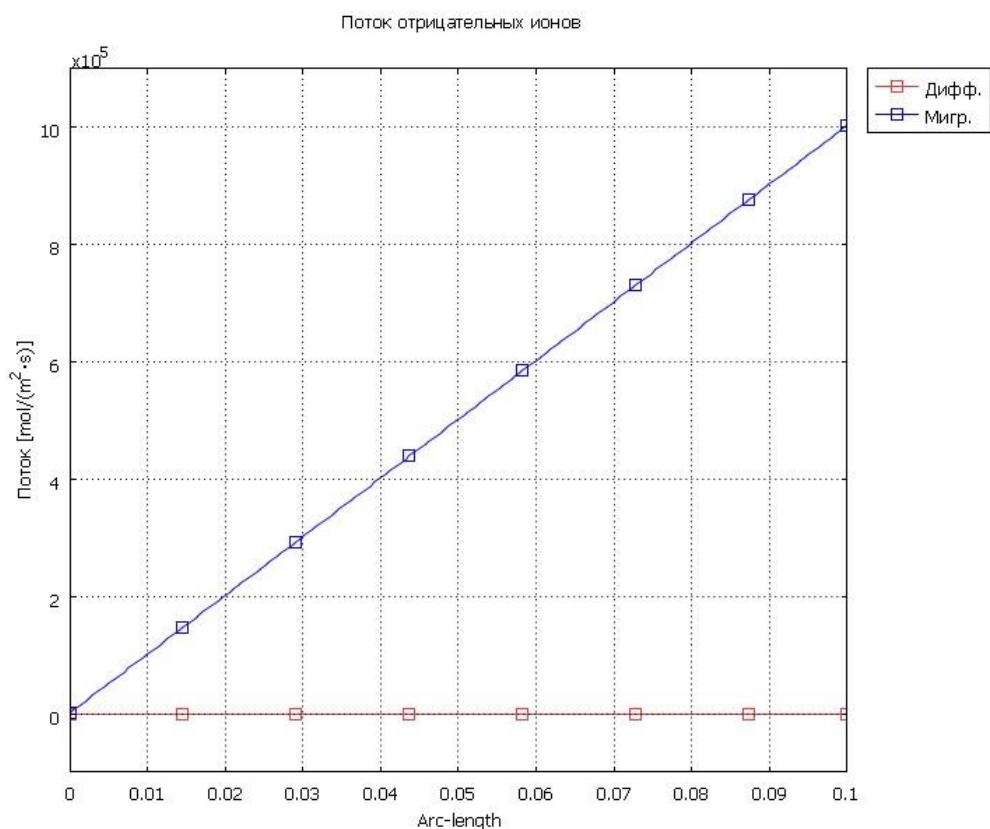


Рис. 1.13. Распределение диффузионного и миграционного потоков отрицательных ионов в стационарном режиме при напряжении 25 В (режим насыщения).

Таким образом, компьютерное моделирование показывает, что начальный участок вольтамперной характеристики соответствует столь низким напряжениям, что пренебрегать диффузионным током и влиянием объемного заряда на поле нельзя, даже при относительно большом межэлектродном расстоянии – 100 мм. Следовательно, результат (1.3) не описывает несамостоятельный разряд в газе при атмосферном давлении. В то же время, в режиме насыщения моделирование согласуется с аналитическим результатом.

### Эмиссия ионов с поверхности

Сопоставим ток насыщения в эксперименте (рис. 1.4) с аналитической оценкой (1.2). Объем воздуха в межэлектродном пространстве экспериментальной установки составлял (внешний электрод - цилиндр с радиусом 33 мм и высотой 130 мм; радиус внутреннего электрода-цилиндра 0,035 мм)  $V=445000 \text{ мм}^3=4,45 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3$ . По формуле (1.2), взяв  $e=1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$  и  $q=10^7 \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ , получаем ток насыщения  $I=7 \cdot 10^{-16} \text{ А}$ . Это существенно меньше, чем регистрируемый в эксперименте ток  $\sim 10^{-11} \text{ А}$ .

Высокое значение тока указывает на то, что источник ионизации - не космическое излучение. Исследования показывают, что ионы в этом случае появляются за счет эмиссии с поверхности. Участок насыщения в этом случае может и вовсе не регистрироваться (рис. 1.14). При этом зависимость тока от напряжения на рис. 1.14 не является также линейной - она близка к экспоненциальной.

В несимметричной системе электродов - такой, как коаксиальные цилиндры, ток зависит от полярности внутреннего электрода, поскольку от полярности зависят процессы эмиссии.

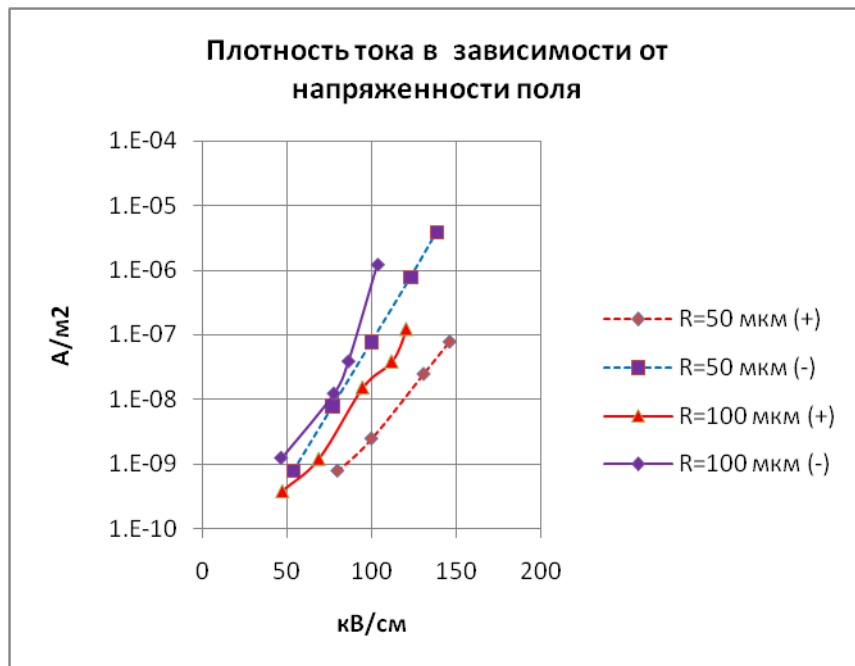


Рис. 1.14. Система электродов цилиндр-цилиндр с радиусами  $R$  и 33 мм, плотность тока с внутреннего цилиндра в зависимости от напряженности поля на внутреннем цилиндре. Участок темнового разряда.

В вакууме автоэлектронная эмиссия возможна при полях порядка  $10^9$  В/м. В воздухе при нормальных условиях процессы эмиссии заряженных частиц с поверхности идут при существенно меньших полях, благодаря наличию оксидных пленок на поверхности металла.

### Обобщенная вольтамперная характеристика. Виды разряда.

Рассмотрим классификацию разрядных явлений в газах при низких частотах приложенного напряжения, опираясь на вольтамперную характеристику [4]. Поскольку при частоте приложенного поля до 100–1000 Гц характерные времена релаксации газовых процессов много меньше периода изменения поля, все процессы успевают приходиться в соответствие с приложенным напряжением. В каждый момент времени такой разряд можно рассматривать как стационарный во времени (разряд при постоянных напряжении и токе).

Опишем качественно вольтамперную характеристику разряда в промежутке. Некоторые виды разряда наблюдаются примерно при равных напряжениях и отличаются величиной тока. Для наблюдения переходов между подобными видами разрядов используется регулируемый источник постоянного напряжения с последовательно соединенным регулируемым сопротивлением  $R$  (рис. 1.15). Постоянный ток, протекающий через такую систему, ограничен величиной  $U_2/R$ . Регулируя сопротивление  $R$ , можно регулировать ток разряда.

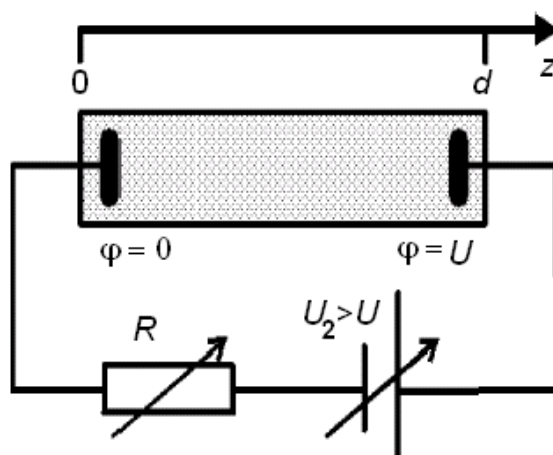


Рис. 1.15. Типовая электрическая схема установки для изучения разряда постоянного тока.

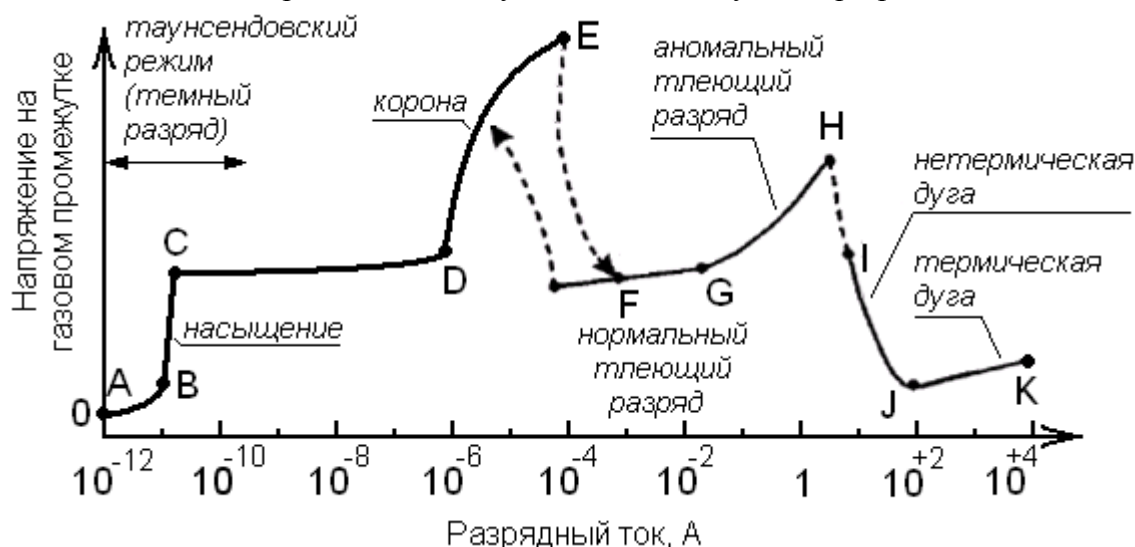


Рис. 1.16. Обобщенная вольтамперная характеристика электрического разряда постоянного тока.

Приведенная на рис. 1.16 характеристика называется обобщенной, поскольку на ней изображены все виды разряда, наблюдающиеся в системе типа изображенной на рис. 1.15 при постоянном напряжении. В реальной системе наблюдать их все затруднительно, вполне возможно, разряд «перескочит» через некоторые типы. Например, переход из короны к дуге чаще всего происходит без промежуточной стадии тлеющего разряда, а переход из темного к тлеющему разряду часто происходит без перехода в коронный.

Если при некотором постоянном сопротивлении внешней цепи  $R$  будем поднимать напряжение на источнике, то, поскольку в газе всегда имеются электроны и ионы, возникающие за счет ионизации космическим излучением и других процессов, по мере роста напряжения ток во внешней цепи будет расти за счет их дрейфа к электродам. Это показано на рис. 1.16 как начальный участок вольтамперной характеристики, соответствующий фоновой ионизации (участок AB). В нормальных условиях в воздухе в кубическом сантиметре каждую секунду образуется от 2 до 10 пар заряженных частиц, которые и определяют фоновый уровень электропроводности газа.

При дальнейшем повышении напряжения поле в промежутке растет, и собирает все заряды на электродах, что обозначено на вольтамперной характеристике, как режим насыщения (участок BC).

Если имеется внешний источник, ионизирующий газ или вызывающий эмиссию электронов с катода, то прямая ВС сместится вправо.

Режим насыщения используют в ионизационных камерах для измерения мощности источника ионизирующего излучения. Эти два режима несамостоятельного разряда характеризуются отсутствием собственного усиления (т.е. предел тока определяется внешним источником) и малыми токами. Токи режима насыщения обычно не превышают 1 наноампера, и для измерения таких токов необходимы весьма чувствительные приборы. Это режим обычно называют темным или несамостоятельным разрядом.

Самостоятельный разряд в газе может иметь разные формы в зависимости от давления, внешнего сопротивления, мощности источника напряжения, конструкции электродов и других факторов. Однако природа процессов, вызывающих газоразрядные процессы одина.

На вольтамперной характеристике эти формы обозначены соответствующими областями.

*Коронный разряд* возникает при атмосферном или повышенном давлении, когда поле в разрядном промежутке неоднородно вследствие малого радиуса кривизны хотя бы одного из электродов. Вблизи таких электродов (коронирующих), где напряженность электрического поля максимальна, появляется свечение газа. Вне этой области свечение не наблюдается. Ток в коронном разряде ограничен сопротивлением внешней области разряда, где ионизация отсутствует, а лишь перемещаются ионы и электроны, попавшие из коронирующей области.

*Тлеющий разряд* наблюдается обычно при низких давлениях (несколько десятков мм рт. ст.). Он характеризуется свечением газа по всей ширине разрядной трубки (положительный столб разряда) и катодным падением потенциала (несколько сот вольт) в области, прилегающей к катоду.

*Дуговой разряд* обладает большой плотностью тока и напряжением между электродами в несколько десятков вольт. Для этого случая характерна интенсивная эмиссия электронов из катода (термоэлектронная либо автоэлектронная). Электроны ускоряются электрическим полем и производят ударную ионизацию. Дуговой разряд имеет S-образную вольтамперную характеристику: увеличение силы тока приводит к уменьшению напряжения между электродами. Важным отличием дугового разряда от коронного и тлеющего является то, что температура газа в канале дуги достигает 5000 ÷ 6000 °С, благодаря чему становится возможной ударная ионизация не электронами, а нейтральными молекулами.

*Искровой разряд* представляет собой типичный пробой газа и происходит при нормальном или повышенном давлении, когда мощность источника напряжения недостаточна для поддержания стационарного тока дуги в газе. Такой разряд имеет вид прерывистых ярких извилистых линий. Искровой разряд сопровождается выделением большого количества тепла, ярким свечением и треском. Все эти явления вызваны электронными и ионными лавинами, возникающими в каналах, где давление увеличивается до сотен атмосфер, а температура достигает  $10^5$  °С. Частным случаем искрового разряда является молния.

## Литература

1. Росси Б. Грейзен К. Взаимодействие космических лучей с веществом. Пер. с англ. Берестецкого В.Б.; под ред. Мигдала А.Б.: М.: Государственное изд-во иностранной литературы, 1948. – 132с.
2. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. Долгопрудный, 2009. 736 С.

3. Бортник И.М., Верещагин И.П., Вершинин Ю.Н. и др. Электрофизические основы техники высоких напряжений. М.: Энергоатомиздат. 1993. 543 С.
4. Кучинский Г.С. Техника высоких напряжений. Энергоатомиздат, 2003.
5. *Peek F. W.*, Dielectric phenomena in high-voltage engineering. // McGRAW-HILL book company. London. 1929.



## Глава 2. Лавинный процесс.

### **Лавинный механизм в сильном электрическом поле**

В сильных электрических полях появляются новые процессы, ограничивающие применение газообразных диэлектриков в качестве электрической изоляции между электропроводящими элементами. При повышении напряженности электрического поля в любом диэлектрике, после достижения определенного уровня возникает новое физическое явление - **электрический пробой промежутка**. Термин газовый пробой имеет несколько значений. Наиболее употребляемое – **искровой пробой**. Наряду с этим употребляются другие термины - лавинный разряд, стримерный и лидерный разряд.

**Искровой электрический пробой** - образование под действием высокого напряжения электропроводного плазменного канала в диэлектрике между электродами изоляционного промежутка. При этом изоляционный промежуток теряет диэлектрические свойства и становится проводником. Напряжение между электродами существенно уменьшается за счет разряда заряженной емкости диэлектрика через образовавшийся канал. После отключения изоляционного промежутка с жидким или газообразным диэлектриком от источника напряжения канал разряда в жидкости и в газе исчезает и после прохождения некоторого времени напряжение можно снова подавать на устройство. Электрическая изоляция этих материалов восстанавливается.

В твердых диэлектриках канал разряда разрушает сам материал и не происходит самовосстановления. Напряжение на устройстве практически невозможно подать после единичного пробоя. Напряжение, при котором происходит электрический пробой промежутка, называется электрической прочностью промежутка.

Элементарным механизмом, определяющим протекание всех разрядных явлений в газовой изоляции, является ударная ионизация. **Ударная ионизация** – процесс ионизации нейтральных молекул или атомов, путем соударения заряженной частицы с нейтральным атомом или молекулой, вследствие которого появляется один (чаще всего) или несколько новых электронов и ион.

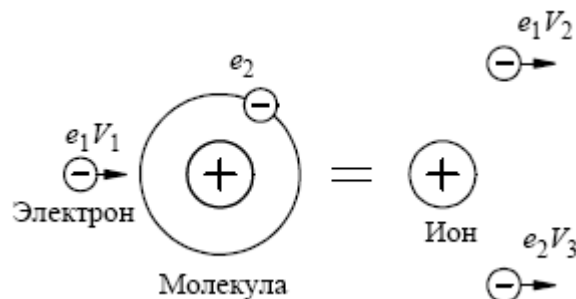


Рис. 2.1. Ударная ионизация электроном нейтрального атома.

Если к промежутку между электродами в газе приложено напряжение, то заряженные частицы кроме тепловой скорости хаотического движения приобретают под действием электрического поля направленную скорость

$$\vec{V} = \mu \cdot \vec{E}$$

где:

$\vec{V}$ - скорость, м / с;

$\mu$  - коэффициент пропорциональности, получивший название "подвижность". Так, например, подвижность электронов равна  $\mu_{эл} \approx 4 \cdot 10^{-2} \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ , для ионов  $\mu_{ион} \approx 2 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ .

$E$  - напряженность внешнего электрического поля, В/м.

При этом кинетическая энергия частиц может оказаться достаточной для осуществления ударной ионизации нейтральных частиц.

Необходимое условие ионизации в таком случае может быть записано в виде:

$$\frac{m \cdot V^2}{2} > W_u$$

$m$  - масса заряженной частицы (масса электрона -  $9.1 \cdot 10^{-31}$  кг):

$W_u$  - энергия ионизации нейтрального атома или молекулы.

Как видно из-за существенной разницы в подвижностях, основную роль в ударной ионизации играют электроны.

Ионизационные процессы развиваются по типу лавины. Первичный электрон, двигаясь в поле до столкновения с молекулой, проходит (в среднем) расстояние, называемое длиной свободного пробега. *Длина свободного пробега (ионизационная)  $l$*  - среднее расстояние, проходимое электроном или ионом до ионизирующего столкновения с молекулой. В разряженных газах и в достаточно высоких электрических полях электрон способен приобрести энергию достаточную для ионизации, не совершая упругих столкновений, на расстояниях меньших тепловой длины свободного пробега. В этом случае структура лавины наиболее простая.

Пусть электрон при прохождении единицы длины совершает  $\alpha$  ионизирующих столкновений. Величина  $\alpha$  называется коэффициентом ионизации, размерность  $\alpha$  -  $1/\text{м}$ . Коэффициент ионизации зависит от напряженности поля - чем выше напряженность, тем выше  $\alpha$ .

Лавина движется вдоль силовой линии поля, введем на этой линии координату  $x$ . Пусть в данный момент в лавине  $N_e$  электронов. Если она пройдет расстояние  $dx$ , количество электронов увеличится на  $dN_e$ :

$$dN_e = \alpha N_e dx$$

Получаем уравнение на функцию  $N_e(x)$ , которое легко решается:

$$N_e(x) = N_0 \exp[\alpha x]$$

Здесь  $N_0$  - некоторая константа, которая определяется исходя из количества затравочных электронов в начальный момент времени.

Таким образом, число электронов в лавине экспоненциально возрастает (рис. 2.2а). Коэффициент ударной ионизации равен числу актов ионизации, осуществляемых одним электроном на пути в 1 см вдоль поля. Энергия ионизации -  $W_{и}$ , для большинства газов составляет  $12 \div 20$  эВ (электронвольт) (табл. 2.1).

Молекула	O <sub>2</sub>	H <sub>2</sub> O	CO <sub>2</sub>	N <sub>2</sub>
Энергия ионизации, эВ	12,5	12,6	14,4	15,5

Табл. 2.1. Энергия ионизации разных молекул.

Коэффициент ударной ионизации, обозначаемый обычно  $\alpha$  и называемый еще первым коэффициентом ударной ионизации Таунсенда, определяется по увеличению тока в промежутке между электродами в результате ионизации молекул газа при

столкновениях с электронами. Процесс ионизации ведет к образованию новых свободных электронов. Эти свободные электроны, в свою очередь, приобретают энергию поля, достаточную для ионизации, то есть для образования новых электронов.

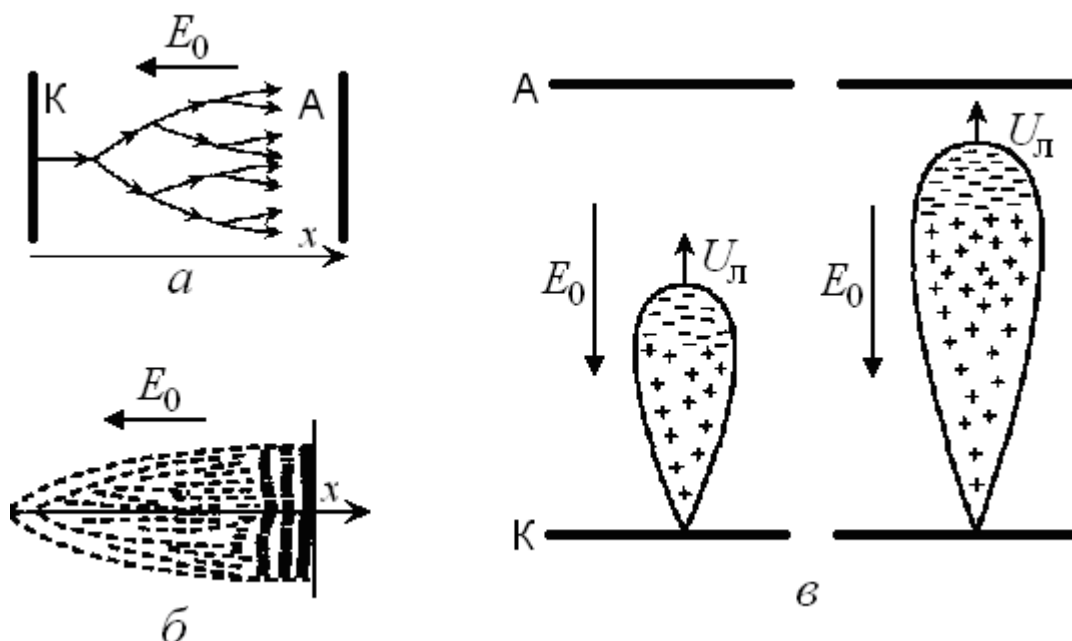


Рис. 2.2. Схема лавинного размножения электронов. *а* - схема лавинного размножения электронов в промежутке в разряженном газе между катодом **К** и анодом **А**; *б* - схема диффузионного расплывания электронной лавины, которая рождается от электрона, вышедшего из определенного места катода; *в* - схематические очертания лавины и распределения зарядов в два последовательных момента времени. Стрелками указаны направления внешнего поля  $E_0$  и скорости  $U_{\text{л}}$  движения головки лавины.

Упругие удары о молекулы разворачивают электрон в случайном направлении, а электрическое поле стремится повернуть скорость электрона вдоль силовой линии поля. В результате электроны постепенно смещаются в поперечном (относительно силовой линии) направлении, происходит диффузия (рис. 2.2б). Таким образом, в этих условиях лавина напоминает «облако» электронов, движущихся сквозь газ нейтральных молекул.

Ионы движутся примерно в 100 раз медленнее электронов, и их движением по сравнению с движением электронов можно пренебречь. Ионы «остаются на месте», они образуют своеобразный след лавины в виде конуса.

Поскольку электроны и ионы в приложенном электрическом поле движутся в противоположные стороны, возникает **разделение зарядов** – головка лавины содержит почти одни электроны и заряжена отрицательно, а след лавины содержит только ионы и заряжен положительно (рис. 2.2в). Далее детально рассмотрены механизмы движения и соударения электронов в газах при атмосферном давлении.

### Ограниченность простой лавинной модели

Представление о том, что электрон движется преимущественно вдоль силовой линии и скорость направленного движения много больше тепловой, верно лишь при сильных полях или в разреженном газе.

Чтобы осознать границы применимости простой лавинной модели, оценим напряженность поля, достаточную для ионизации по описанному механизму. Скорость электрона  $V_{\text{кр}}$ , достаточную для ионизации, находим из соотношения:

$$\frac{m_e V_{кр}^2}{2} = W_u$$

Взяв массу электрона  $m_e = 9 \cdot 10^{-31}$  кг, потенциал ионизации молекулы кислорода  $O_2$   $W_{и} = 12,5$  эВ  $= 2,0 \cdot 10^{-18}$  Дж, находим скорость  $V_{кр} = 2,1 \cdot 10^6$  м/с. Теперь, взяв подвижность электрона  $0,04$  м<sup>2</sup>/(В·с), мы можем получить искомую напряженность поля: это  $5 \cdot 10^7$  В/м, или 500 кВ/см. Такое поле создается на поверхности шарика радиусом 0,2 мм при напряжении 10 кВ. Из опыта же известно, что ионизационные процессы, например, в воздухе активно идут при значительно меньших напряженностях – начиная с 25 кВ/см.

Какие предпосылки простой лавинной модели ошибочны при низкой напряженности? В ней пренебрегается хаотической, тепловой составляющей скорости электронов. Именно за счет энергии теплового движения происходит ионизация при низкой напряженности поля. Соотношение тепловой и направленной скоростей движения определяется энергией, которую электрон получает от поля на длине свободного пробега  $l$ :  $E \cdot l$ . Длина свободного пробега обратно пропорциональна концентрации,  $l \sim n^{-1}$ , поэтому в литературе используют параметры  $E/p$  и  $E/n$  (вспомним, что простейшее уравнение состояния идеального газа  $p = nkT$ ,  $p \sim n$ ). Отношение напряженности поля к концентрации называют **приведенным значением напряженности**.

Изложенные выше представления будут работать при высоких значениях  $E/p$ . При атмосферном давлении в воздухе разрядные процессы возможны уже при напряженности 25 кВ/см. Здесь ионизация происходит за счет энергии теплового движения, а не направленного движения вдоль поля, и необходимо более аккуратно описать движение электрона.

### Упругое соударение легкой и тяжелой частиц

Электрическое поле увлекает электрон. Однако движению вдоль силовой линии препятствуют упругие удары, в результате которых направление движения электрона меняется. Упругий удар – удар, при котором суммарная кинетическая энергия частиц до и после столкновения одинакова, она не переходит в другие виды энергии. Масса электрона во много раз меньше массы молекулы, поэтому при упругом ударе он может обменяться с молекулой малой долей своей энергии. Покажем это.

Рассмотрим упругое столкновение в системе отсчета, где тяжелая частица (молекула) покоится. Масса легкой частицы  $m$ , ее начальная скорость  $v_1$ , конечная  $v_2$ . Направление начальной скорости  $v_1$  совпадает с осью  $x$ . После столкновения направление движения легкой частицы изменяется на угол  $\theta$ . Масса тяжелой частицы  $M$ , до удара она покоится, ее скорость после удара –  $V$  (рис. 2.3).

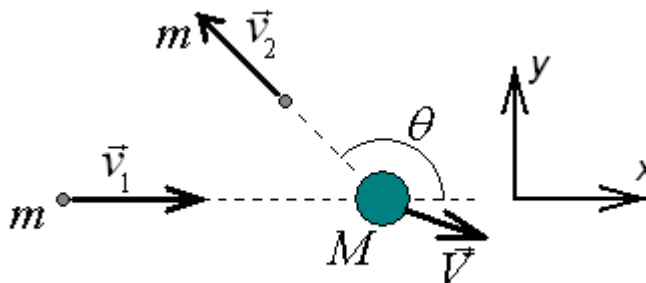


Рис. 2.3. К расчету упругого столкновения.

Запишем законы сохранения импульса и энергии:

$$\begin{cases} mv_1 = mv_2 \cos \theta + MV_x \\ mv_2 \sin \theta + MV_y = 0 \\ \frac{mv_1^2}{2} = \frac{mv_2^2}{2} + \frac{MV_x^2}{2} + \frac{MV_y^2}{2} \end{cases}$$

Зная  $v_1$  и угол отклонения легкой частицы  $\theta$ , мы можем найти три неизвестных –  $v_2$ ,  $V_x$  и  $V_y$ . Выразив  $V_x$  и  $V_y$  через  $v_1$ ,  $v_2$  и  $\theta$  в первом и втором уравнении, подставляем результаты в третье. Получаем:

$$mv_1^2 = mv_2^2 + \frac{m^2 v_1^2}{M} + \frac{m^2 v_2^2}{M} - \frac{2m^2 v_1 v_2 \cos \theta}{M} \quad (2.4)$$

Это квадратное уравнение на  $v_2$ , величины  $v_1$  и  $\theta$  выступают здесь как параметры. Разрешая уравнение (2.4), получаем:

$$v_2 = v_1 \frac{1}{1 + m/M} \left[ \sqrt{1 - \left(\frac{m}{M}\right)^2 (1 - \cos^2 \theta)} - \frac{m}{M} \cos \theta \right]$$

Это точное решение уравнения (2.4) для любых  $m$  и  $M$ , пока мы не делали никаких приближений.

Далее нас интересует случай  $m < M$ . Видно, что при  $m/M \rightarrow 0$   $v_2 \rightarrow v_1$ , при этом после столкновения скорость уменьшается,  $v_2 < v_1$ . Поэтому рассмотрим относительное изменение скорости легкой частицы:

$$\frac{v_1 - v_2}{v_1} = \frac{1}{1 + m/M} \left[ 1 - \sqrt{1 - \left(\frac{m}{M}\right)^2 (1 - \cos^2 \theta)} + \frac{m}{M} (\cos \theta + 1) \right]$$

Оценим это выражение сверху для случая  $0 \leq m/M \leq 1$ . Очевидно:

$$\frac{1}{1 + m/M} \leq 1 \quad (2.5)$$

Нетрудно показать, что для  $0 \leq x \leq 1$  выполняется:

$$1 - \sqrt{1 - x} \leq x$$

Отсюда получаем оценку:

$$1 - \sqrt{1 - \left(\frac{m}{M}\right)^2 (1 - \cos^2 \theta)} \leq \left(\frac{m}{M}\right)^2 (1 - \cos^2 \theta) \leq \left(\frac{m}{M}\right)^2 \quad (2.6)$$

Учитывая оценки (2.2.5) и (2.2.6), получаем для относительного изменения скорости оценку:

$$\frac{v_1 - v_2}{v_1} \leq 2 \frac{m}{M} + \left(\frac{m}{M}\right)^2, \quad \text{при } 0 \leq \frac{m}{M} \leq 1 \quad (2.7)$$

При малых отношениях  $m/M$  квадратичным слагаемым в правой части можно пренебречь. Получим еще оценку для относительного изменения кинетической энергии легкой частицы:

$$\frac{\Delta \varepsilon_{\text{кин}}}{\varepsilon_{\text{кин}}} = \frac{\frac{1}{2} m v_1^2 - \frac{1}{2} m v_2^2}{\frac{1}{2} m v_1^2} = \frac{v_1^2 - v_2^2}{v_1^2} = \frac{v_1 - v_2}{v_1} \frac{v_1 + v_2}{v_1}$$

Используя то, что  $0 \leq v_2 \leq v_1$ , а также оценку (2.7), получаем:

$$\frac{\Delta \varepsilon_{\text{кин}}}{\varepsilon_{\text{кин}}} = 4 \frac{m}{M} + 2 \left( \frac{m}{M} \right)^2, \quad \text{при } 0 \leq \frac{m}{M} \leq 1$$

И вновь, при малых значениях параметра  $m/M$  квадратичным слагаемым можно пренебречь.

В нашем случае легкая частица – электрон, тяжелая – молекула. Например, для молекулы  $O_2$  отношение  $4m_e/M$  равно  $6,8 \cdot 10^{-5}$ . Таким образом, молекулы для электрона – тяжелые, практически неподвижные шары. При столкновении электрон почти не теряет кинетической энергии, не передает ее молекуле.

### Математическое описание дрейфа

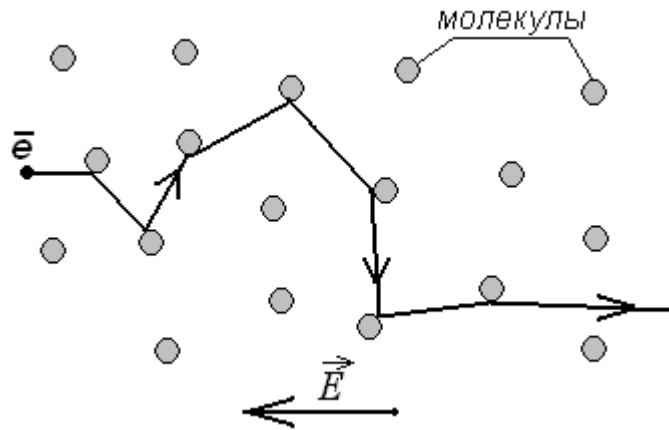


Рис. 2.4. Движение электрона в однородном электрическом поле в газе из одинаковых нейтральных молекул.

Рассмотрим движение электрона в однородном электрическом поле в газе из одинаковых нейтральных молекул. Между столкновениями электрон движется, взаимодействуя лишь с электрическим полем, так что справедлив второй закон Ньютона:

$$m_e \frac{d\vec{V}}{dt} = q_e \vec{E} \quad (2.8)$$

Здесь  $m_e$  – масса электрона,  $q_e$  – заряд электрона,  $\vec{V}$  – скорость электрона,  $\vec{E}$  – напряженность поля.

Акт взаимодействия электрона с молекулой происходит очень быстро по сравнению со временем пробега между столкновениями. Оценки показывают, что время взаимодействия можно оценить в  $10^{-16}$  с, тогда как время между столкновениями составляет порядка  $10^{-12}$  с. Так что столкновения можно учесть как мгновенное изменение скорости  $\Delta \vec{V}_i$  в  $i$ -м столкновении. Тогда в уравнение (2.8) добавляется слагаемое, описывающее столкновения:

$$m_e \frac{d\vec{V}}{dt} = q_e \vec{E} + m_e \sum_i \Delta \vec{V}_i \delta(t - t_i) \quad (2.9)$$

Данное уравнение точно описывает дрейф с мгновенными столкновениями, однако не дает продвинуться в вычислениях.

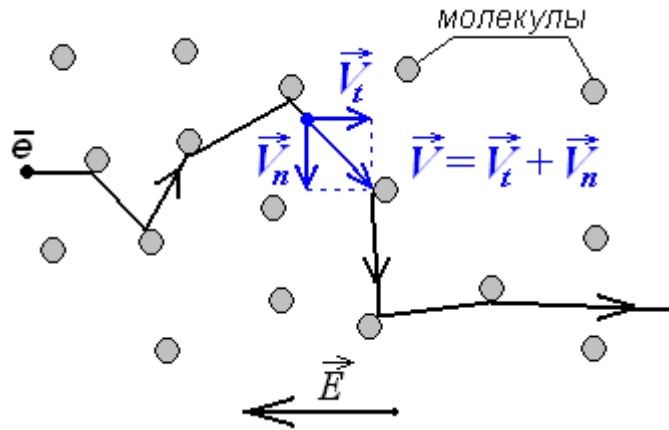


Рис. 2.5. В любой точке скорость электрона  $\vec{V}$  можно разложить на составляющую вдоль поля  $\vec{V}_t$  и нормальную к полю составляющую  $\vec{V}_n$ .

Как уже было сказано, масса электрона  $m_e$  мала по сравнению с массой молекулы  $M$ . Можно считать, что упругое столкновение поворачивает скорость электрона, но не меняет модуль скорости. Проведем усреднение уравнения (2.9) в таком приближении. Задача имеет одно выделенное направление – вдоль вектора электрического поля  $\vec{E}$ . Перпендикулярные к нему направления равноправны, поэтому разложим вектор  $\vec{V}$  на составляющую вдоль поля  $\vec{V}_t$  и нормальную к полю составляющую  $\vec{V}_n$  (рис. 2.5).  $\vec{V} = \vec{V}_t + \vec{V}_n$ . Усредняя уравнение (2.9), имеем выражение:

$$m_e \frac{d \langle \vec{V}_t \rangle}{dt} + m_e \frac{d \langle \vec{V}_n \rangle}{dt} = q_e \vec{E} + m_e \left\langle \sum_i \Delta \vec{V}_t \delta(t - t_i) \right\rangle + m_e \left\langle \sum_i \Delta \vec{V}_n \delta(t - t_i) \right\rangle \quad (2.10)$$

Усреднение изменений нормальной компоненты скорости дает ноль из-за осевой симметрии задачи. То же касается собственно скорости электрона. Усреднение ее нормальной к полю составляющей  $\vec{V}_n$  дает ноль. Здесь нужно отметить, что ноль получается при усреднении вектора нормальной составляющей, но, например, усреднение  $\langle V_n^2 \rangle$  даст ненулевую величину, ведь электрон отбрасывает ударами и поперек поля.

Это касается и продольной составляющей. При активном тепловом движении много электронов движется по полю, значительное число – против поля, и  $\langle \vec{V}_t \rangle$  образуется за счет разности этих потоков, но мы ничего не можем сказать о  $\langle V_t^2 \rangle$ , она может быть значительно больше  $\langle V_t \rangle^2$ . Отсюда важный вывод – зная  $\langle \vec{V}_t \rangle$  и  $\langle \vec{V}_n \rangle = 0$ , мы, тем не менее, не имеем никакой информации о кинетической энергии, которая есть:

$$\langle \varepsilon_{кин} \rangle = \frac{m_e}{2} (\langle V_t^2 \rangle + \langle V_n^2 \rangle)$$

Поскольку нормальные компоненты векторов в уравнении (2.10) нулевые, остается уравнение, где присутствуют лишь продольные компоненты векторов:

$$m_e \frac{d \langle \vec{V}_t \rangle}{dt} = q_e \vec{E} + m_e \left\langle \sum_i \Delta \vec{V}_t \delta(t - t_i) \right\rangle \quad (2.11)$$

Переходя от уравнения (2.10) к уравнению (2.11), мы теряем возможность говорить о средней величине модуля скорости. Оно позволяет лишь следить за усредненным перемещением электрона в пространстве на масштабах много больше пробега между столкновениями.

Если электрон перед ударом двигался вдоль силовой линии поля, а при столкновении отклонился на угол  $\theta$ , мы имеем картину столкновения, показанную на рис. 2.6.

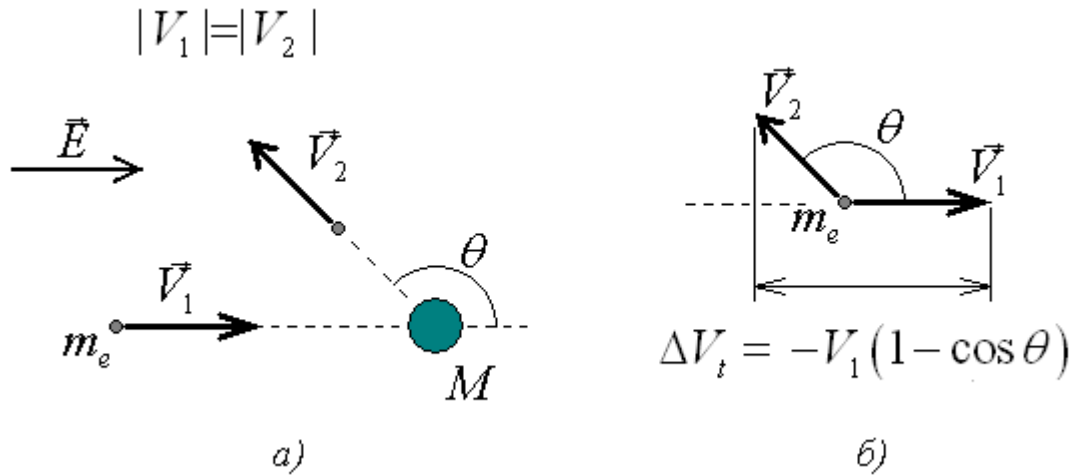


Рис. 2.6. а) - модель упругого столкновения с не меняющейся по величине скоростью электрона. Скорость электрона до столкновения направлена вдоль вектора напряженности поля. б) – подсчет изменения продольной составляющей скорости.

Как продемонстрировано на рис. 2.6, в этом случае легко считается изменение продольной составляющей скорости. Оно пропорционально величине скорости до столкновения и связано с углом отклонения  $\theta$ .

$$\Delta V_t = -V_t(1 - \cos \theta) \quad (2.12)$$

В таком случае уравнение (2.11) переписывается в виде:

$$m_e \frac{d \langle \vec{V}_t \rangle}{dt} = q_e \vec{E} - m_e \langle \sum_i \vec{V}_t (1 - \cos \theta) \delta(t - t_i) \rangle \quad (2.13)$$

Это статистическое уравнение, в котором неизвестное – только продольная составляющая скорости  $V_t$ . Можно провести усреднение по столкновениям, вводя частоту столкновений  $\nu$  (число ударов в единицу времени) и средний косинус угла отклонения – эта характеристика не сильно отличается от нуля. Обычно вводят эффективную частоту столкновений:  $\nu_{\text{эфф}} = \nu(1 - \langle \cos \theta \rangle)$ .

Надо сказать, что предположение о том, что частота столкновений не зависит от энергии электрона, также достаточно грубое приближение.

Получаем уравнение усредненного движения:

$$m_e \frac{d \langle \vec{V}_t \rangle}{dt} = q_e \vec{E} - m_e \nu_{\text{эфф}} \langle \vec{V}_t \rangle \quad (2.14)$$

Будем называть далее усредненную продольную скорость дрейфовой скоростью  $V_d \equiv \langle V_t \rangle$

### Подвижность

Уравнение (2.14) интегрируется для случая однородного поля. Решение имеет вид (2.15):

$$\vec{V}_d = \vec{V}_d(t=0) \exp[-\nu_{\text{эфф}} t] + (1 - \exp[-\nu_{\text{эфф}} t]) \frac{q_e}{m_e \nu_{\text{эфф}}} \vec{E} \quad (2.15)$$

Решение (2.15) демонстрирует, что средняя продольная компонента скорости  $V_d$  быстро устанавливается. Время установления составляет порядка  $1/\nu_{\text{эфф}}$ , то есть порядка времени между столкновениями. Стационарное значение дрейфовой скорости  $V_d$  равно:



$$V_d = \frac{q_e}{m_e V_{эфф}} E$$

Коэффициент пропорциональности  $\mu$  между дрейфовой скоростью и напряженностью поля называется подвижностью.

$$\mu = \frac{q_e}{m_e V_{эфф}} \quad (2.16)$$

Итак, в рамках данной модели оказывается, что электрон перемещается вдоль поля с постоянной скоростью. Но это не означает, что в среднем возникает сила, аналогичная силе трения, которая не дает увеличиваться импульсу и поглощает энергию, передаваемую электрическим полем. Ведь мы сами заложили в модель тот факт, что в упругих столкновениях энергия не теряется. Противоречия здесь нет, столкновения останавливают рост средней скорости, но не среднеквадратичной.

### Дрейфовая и тепловая скорости

Дрейфовая скорость  $V_d$  определяет перемещение электрона в пространстве на масштабах много больше пробега между столкновениями. В каких случаях можно использовать эту величину?

Плотность электрического тока при движении набора частиц с зарядами  $q_i$  и скоростями  $V_i$  в области пространства с объемом  $V$  равна:

$$\vec{j} = \frac{1}{V} \sum_i q_i \vec{V}_i$$

При большом числе частиц в объеме с одинаковыми зарядами происходит усреднение вектора скорости. Таким образом, с электрическим током связана именно усредненная скорость  $\langle V \rangle$ , то есть дрейфовая скорость.

С другой стороны, способность электрона ионизовать или возбудить молекулу, зависит от его кинетической энергии. Средняя кинетическая энергия определяется среднеквадратичной скоростью  $\langle V^2 \rangle$ . Назовем эту величину тепловой скоростью  $V_{th}$ :

$$V_{th} = \sqrt{\langle V^2 \rangle}$$

Именно через нее выражается средняя кинетическая энергия электронов:

$$\langle \varepsilon_{кин} \rangle = \frac{m_e}{2} V_{th}^2 \quad (2.17)$$

### Полный путь и путь по дрейфу

Дрейфовая скорость позволяет вычислять перемещение электрона за много упругих ударов. Выше было показано, что вне зависимости от начальной скорости через несколько упругих ударов электрон в среднем начинает двигаться вдоль силовой линии. Значит, на больших масштабах мы можем считать, что электрон движется вдоль силовой линии. Силовая линия поля представляет усредненную гладкую траекторию движения электрона в воздухе. Длина участка силовой линии, которую прошел электрон, называют *путь по дрейфу*.

Однако реальная траектория электрона оказывается хаотичной, а значит, более протяженной. Длина реальной траектории электрона называется *полный путь*.

Дрейфовая скорость дает нам перемещение электрона вдоль силовой линии на больших пространственных масштабах, а значит, связана с путем по дрейфу  $s_d$ :

$$\Delta s_d = V_d \cdot \Delta t$$

Тепловая скорость связана с полным путем  $s_{полн}$ :

$$\Delta s_{\text{полн}} = V_{th} \Delta t$$

За исключением высоких полей (более 100 кВ/см) в газах при атмосферном давлении полный путь значительно больше пути по дрейфу, а тепловая скорость значительно больше дрейфовой.

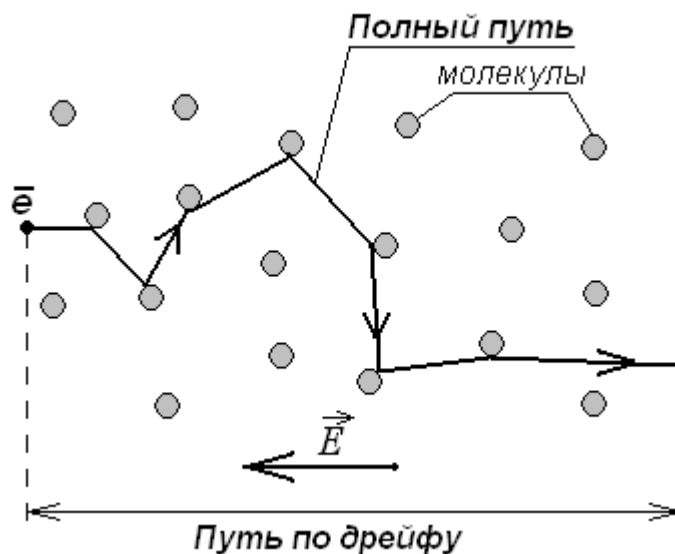


Рис. 2.7. Полный путь и путь по дрейфу.

### Особая роль электронов в разряде

Благодаря тому, что при упругом столкновении электрон теряет малую долю энергии, он может накапливать энергию в течение многих упругих ударов, черпая ее от электрического поля. Никакие другие, более тяжелые частицы, не способны накопить энергию. Например, ионы, как и электроны, разгоняются в электрическом поле, но при первом же столкновении с нейтральной молекулой ион теряет значительную ее часть. В результате средняя энергия ионов близка к средней энергии нейтральных молекул, при комнатной температуре (293 К) эта энергия в пересчете на электронвольты составляет 0,025 эВ. Как будет показано дальше, это ничтожно мало в масштабах газового разряда.

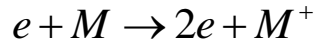
### Неупругие процессы

Итак, при учете лишь упругих столкновений, оказывается, что при движении в однородном электрическом поле тепловая скорость электрона растет, а дрейфовая остается постоянной. Если бы электрон испытывал только упругие столкновения, накопление кинетической энергии останавливалось бы на уровне тысяч электронвольт, на самом же деле электроны в газе едва достигают энергии в десять-двадцать электронвольт. Какие процессы ограничивают рост энергии электрона? Это неупругие столкновения. Наиболее важны столкновения электронов с нейтральными невозбужденными молекулами, поскольку их концентрация в практически важных случаях на много порядков превышает концентрации ионов и возбужденных молекул.

При неупругих столкновениях суммарная кинетическая энергия сталкивающихся частиц не сохраняется, она переходит в другие формы – например, при возбуждении за ее счет изменяется энергетический уровень электронной оболочки молекулы.

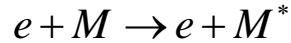
Характер неупругих столкновений определяется конкретным молекулярным составом газа. Далее перечислены основные виды неупругих столкновений электрона с нейтральными молекулами. Символом  $M$  обозначена молекула произвольного вида.

**Ударная ионизация** протекает по схеме:

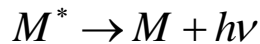


При этом значительная кинетическая энергия должна быть затрачена на отрыв электрона от нейтральной молекулы. Минимальная энергия, необходимая, чтобы перевести электрон из основного состояния в свободное состояние, называется потенциалом ионизации. Так, для азота потенциал ионизации составляет 15,6 эВ (*электронвольт*), для кислорода 12,6 эВ. Эта энергия в сотни раз превышает тепловую энергию молекул, она может быть получена только от значительно разогнанного в электрическом поле электрона.

**Возбуждение** – столкновение, при котором электрон теряет часть кинетической энергии, а молекула за счет этого переходит в более высокое энергетическое состояние:



Более высокое энергетическое состояние менее выгодно, поэтому через некоторое время молекула возвратится в основное состояние, излучив квант света:



Время жизни возбужденного состояния может быть как очень коротким ( $10^{-8}$  с), так и достаточно длинным, до десятков секунд – такие состояния называются метастабильными.

Возбуждение важно как основной источник излучения разряда.

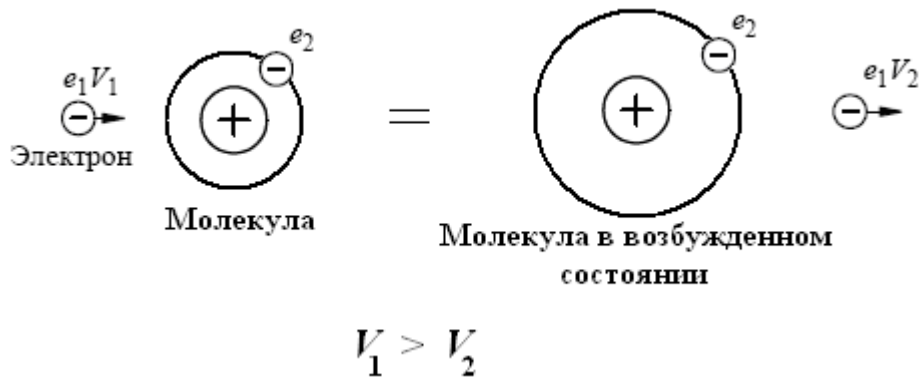
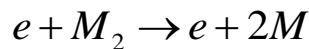


Рис. 2.8. Возбуждение молекулы электронным ударом.

При столкновении электрона со сложной (не одноатомной) молекулой может также произойти **диссоциация**:



Чтобы разъединить молекулу, необходима значительная энергия. И вновь, ее единственным источником может служить разогнанный в электрическом поле электрон. Так, энергия диссоциации молекулы азота  $N_2$  – 9,5 эВ.

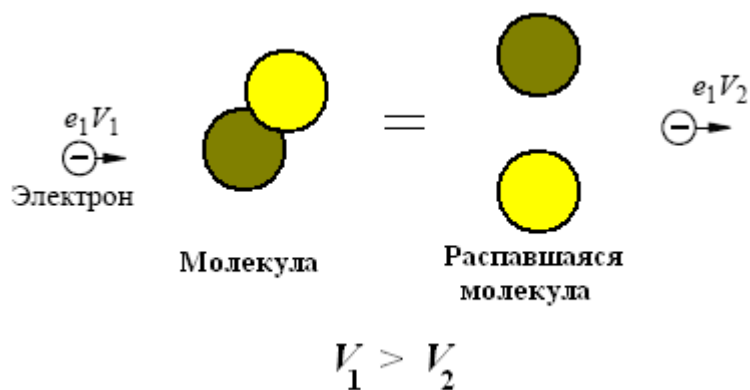


Рис. 2.9. Диссоциация молекулы электронным ударом.

Неупругие столкновения важны не только как источник света или новых частиц. Они являются каналами потери энергии электронами, и необходимо учесть все эти реакции в энергетическом балансе, чтобы определить интенсивность одной из них, например, ионизации.

Ионизация, из-за высокого порога, обычно является второстепенным каналом затрат энергии, в некоторых газах большая часть энергии уходит на возбуждение и значительная часть – на диссоциацию.

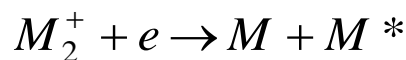
Разнообразные неупругие столкновения являются по сути химическими реакциями. Благодаря высокой энергии электронов, в разряде могут идти реакции, которые в случае неионизованного газа потребовали бы очень сильного нагрева вещества. Например, в разряде комнатной температуры активно идет ионизация, порог которой для молекулы кислорода составляет 12,8 эВ. Нетрудно оценить, при какой температуре средняя тепловая энергия частиц достигнет такой величины:  $9,9 \cdot 10^4$  К.

### Рекомбинация

Этот процесс приводит к гибели заряженных частиц и образованию нейтральных. Есть несколько основных механизмов рекомбинации, каждый из которых при некоторых условиях может доминировать. Важно отметить, что простого объединения иона и электрона в нейтральную молекулу по схеме  $M^+ + e \rightarrow M$  произойти не может, поскольку в реакции, где из двух частиц образуется одна, невозможно удовлетворить уравнениям сохранения энергии и импульса. Поэтому в продуктах рекомбинации всегда присутствует как минимум две частицы.

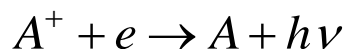
Также отметим, что рекомбинация энергетически выгодна, поскольку заполняется вакантная электронная оболочка иона, поэтому реакция идет с выделением энергии.

В молекулярных газах активно идет **диссоциативная рекомбинация** с развалом молекулярного иона на пару составляющих:

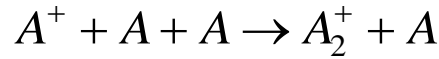


Избыток энергии в этом случае идет на возбуждение продуктов реакции.

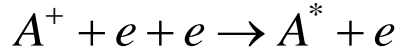
В атомарных газах может быть существенной **фоторекомбинация**, при которой избыток энергии уносится квантом света:



Однако вероятность фоторекомбинации на 5 порядков меньше вероятности диссоциативной рекомбинации, поэтому даже в одноатомных газах идет диссоциативная рекомбинация, а молекулярные ионы образуются в результате реакции конверсии:



При высоких концентрациях электронов (гораздо выше, чем в фазе лавины) идет также *рекомбинация в тройных столкновениях*:



Возможно также схожее тройное столкновение, в котором третья частица не электрон, а атом, однако этот процесс крайне маловероятен и нетипичен для разрядных условий. Он может наблюдаться только при очень высоких давлениях.

### Сечения реакций и длина пробега

Для расчета разрядного процесса необходимо знать частоты столкновений каждого типа – упругих и неупругих. Из этих величин можно получить подвижность электронов, число электронов, родившихся в результате ионизации, интенсивность излучения.

Процесс столкновения электрона с молекулой описывается в рамках квантовой механики и, в принципе, возможен расчет частоты процесса. Однако такие расчеты очень трудоемки и до сих пор дают, зачастую, лишь удовлетворительное соответствие с экспериментом. Поэтому расчет опирается на экспериментальные данные по конкретным реакциям.

В принципе, можно получить экспериментально длину пробега по данной реакции  $l$ . *Длина пробега* – среднее расстояние, которое проходит электрон между столкновениями данного типа. Однако длина пробега неудобна, прежде всего, потому что зависит от концентрации нейтральных молекул  $n$ :  $l \sim n^{-1}$ . То есть к экспериментальным данным необходимо было бы добавлять информацию о том, при каком давлении проводился эксперимент и каков был состав газа.

Более удобной величиной для характеристики вероятности реакции является сечение  $\sigma$ . Эту величину можно ввести как коэффициент: по определению частота столкновений электрона  $v$  с нейтральной молекулой равна:

$$v = \sigma V n_0 \quad (2.18)$$

$V$  – скорость электрона (истинная скорость при столкновении с молекулой – то есть тепловая при низких напряженностях поля, направленная при высоких напряженностях).

$\sigma$  – сечение реакции.

$n_0$  – концентрация нейтральных молекул.

Как видно из формулы (2.18), сечение  $\sigma$  имеет размерность площади –  $m^2$ . С этим связана наглядная аналогия. Представим, что молекулы – твердые шарики радиуса  $r$ , а электрон – материальная точка. Столкновение происходит, когда электрон коснется поверхности шарика. Тогда частота столкновений будет даваться формулой (2.18) с сечением, рассчитанным по формуле  $\sigma = \pi r^2$ , то есть равным площади поперечного сечения шара.

Сечение связано с длиной пробега следующим образом:

$$l = \frac{1}{\sigma n_0}$$

Сечения вводятся для столкновения каждого типа – сечение ионизации, сечение диссоциации, сечение возбуждения электронного уровня. Продолжая аналогию, молекулу с точки зрения электрона можно представить как мишень, на которой кольца разной

площади соответствуют разным типам столкновения. Площадь колец равна сечению данной реакции. Чем больше сечение реакции, тем больше ее вероятность.

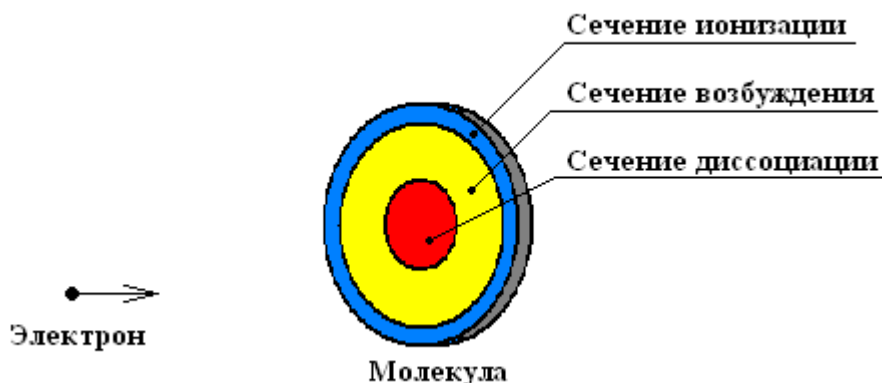


Рис. 2.10. Наглядное представление о сечении разных реакций – молекула в виде мишени, кольца разной площади соответствуют разным типам столкновений. Площадь кольца равна сечению данной реакции.

Вероятность столкновения значительно зависит от энергии электрона  $\epsilon$ , поэтому сечение является функцией энергии электрона  $\sigma(\epsilon)$ . Примеры экспериментальных кривых приведены на рис. 2.11. Вид функции  $\sigma(\epsilon)$  обычно достаточно сложный, но есть общие закономерности.

Упругое столкновение не имеет энергетического порога, и величина сечения, как правило, не сильно меняется в интересующем нас диапазоне примерно до 30 эВ (рис. 2.11). Сечения неупругих столкновений имеют пороги – ниже пороговой энергии они равны нулю. Сечение упругих столкновений примерно на порядок больше сечений неупругих столкновений.

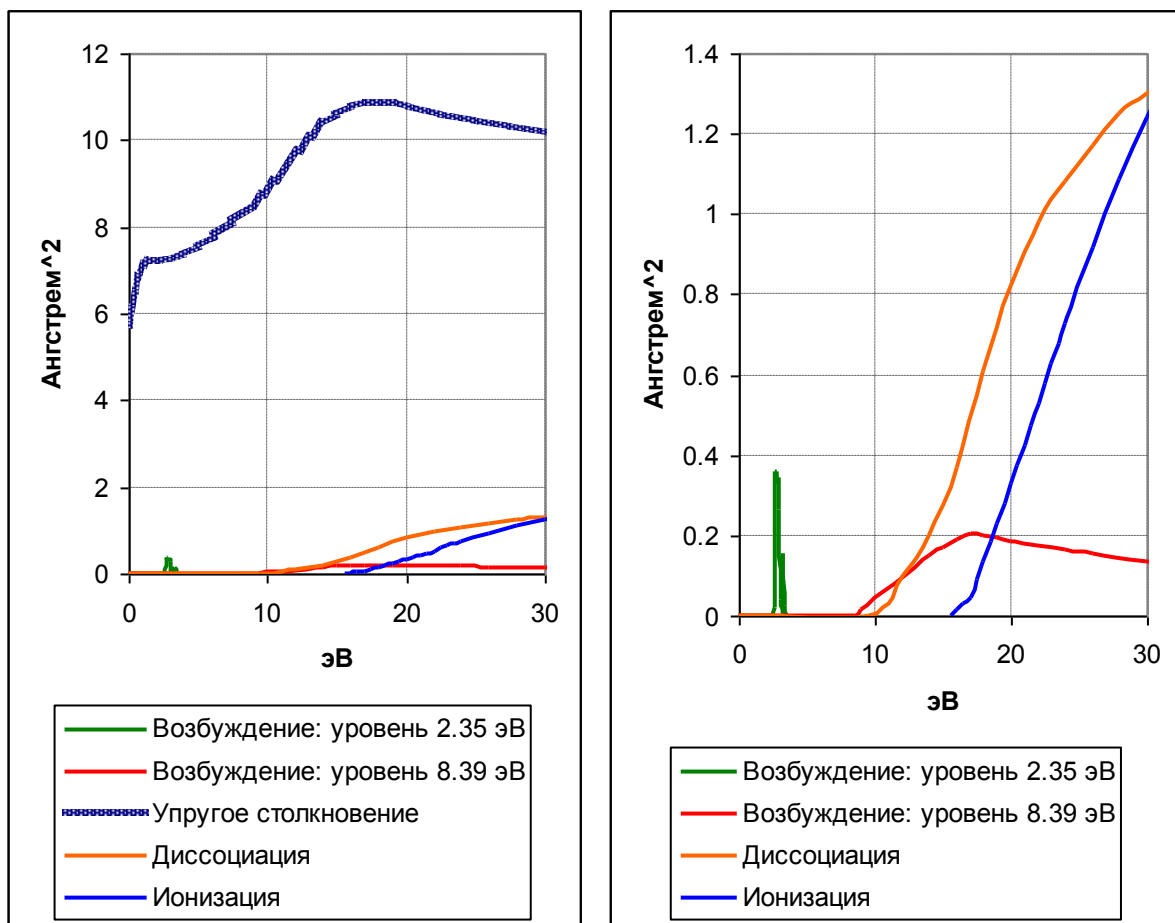


Рис. 2.11. Сечения разных столкновений электрона с молекулой азота  $N_2$ .  
Экспериментальные данные.

### Отрицательные ионы

Некоторые атомы, например, кислород O, хлор Cl, фтор F, обладают отрицательным сродством к электрону. Это значит, что состояние атома с присоединенным электроном для них более энергетически выгодно, чем состояние нейтрального атома. Разность энергий между этими состояниями называется энергией сродства к электрону или просто *сродством к электрону*. Так, для атома кислорода O эта величина составляет 1,47 эВ.

Если электрон сталкивается с атомом кислорода O, молекулой кислорода  $O_2$ , молекулой воды  $H_2O$ , с высокой вероятностью происходит *прилипание* – образуется отрицательный ион  $O^-$ ,  $O_2^-$  или  $OH^-$ .

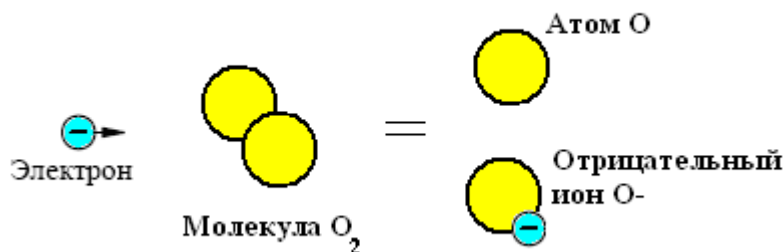


Рис. 2.12. Один из механизмов прилипания.

Из-за прилипания в воздухе нет свободных электронов, поскольку в среднем за 11 наносекунд ( $1,1 \cdot 10^{-8}$  с) образовавшийся из-за воздействия космического излучения электрон прилипает к молекуле кислорода или воды.

### Коэффициенты ионизации и прилипания

Необходимые для расчета разряда свойства реакции описываются сечением, точнее, зависимостью сечения реакции от энергии электрона  $\sigma(\epsilon)$ . Однако для оценок и инженерных расчетов существует более удобная величина – **число столкновений на единицу длины по дрейфу**. Для ионизации эта величина называется просто коэффициент ионизации  $\alpha$ , для прилипания – коэффициент прилипания  $a$ . В качестве аргумента функции берут не энергию электрона, а напряженность поля  $E$ , поскольку исходно в задаче известна именно она.

В результате, мы можем представлять, что электрон движется по силовой линии электрического поля и испытывает на единице длины  $\alpha(E)$  ионизаций и  $a(E)$  прилипаний.

В отличие от сечения, коэффициенты  $\alpha$  и  $a$  зависят от давления. Для  $\alpha$  справедлив закон подобия:

$$\frac{\alpha}{p} = f\left(\frac{E}{p}\right)$$

Здесь  $f$  – некоторая функция, специфичная для данного газа.

Лавинный процесс возможен, если вероятность прилипания меньше, чем вероятность ионизации, тогда число электронов в лавине будет нарастать. Это будет выполняться при:

$$\alpha(E) > a(E) \quad (2.19)$$

При  $E \rightarrow 0$  коэффициент ионизации  $\alpha$  стремится к нулю, а коэффициент прилипания, напротив, стремится к бесконечности. Дело в том, что у ионизации есть энергетический порог, и в отсутствии источника энергии электрону его не преодолеть, у реакции прилипания порога нет, она энергетически выгодна. Таким образом, условие (2.19) устанавливает **нижнюю границу напряженности, при которой возможно развитие лавины**. При меньшей напряженности лавина быстро затухает. При атмосферном давлении в воздухе эта граница составляет около 24,5 кВ/см (рис. 2.13).



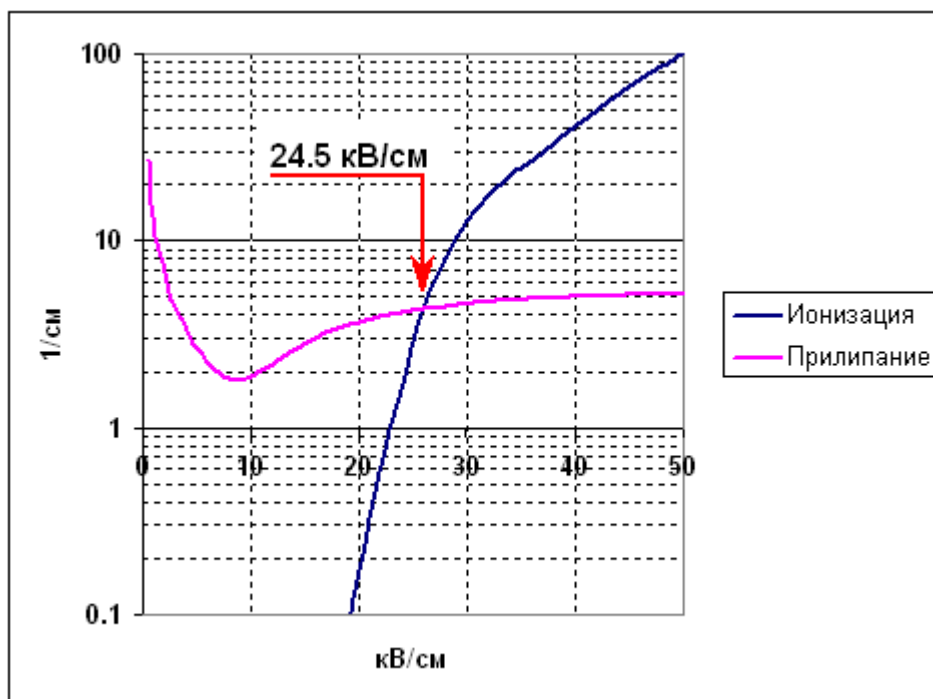


Рис. 2.13. Коэффициенты ионизации и прилипания в зависимости от напряженности электрического поля. Атмосферное давление. [2-2]

Важно помнить, что **границы применимости** коэффициентов прилипания и ионизации уже, чем границы применимости сечения реакции. Основное условие – электрон сталкивается только с нейтральными невозбужденными молекулами, столкновениями с «вторичными частицами» можно пренебречь. Под вторичными частицами понимаются все те частицы, которых нет в исходном составе газа – они появляются в результате разрядного процесса. Это ионы, возбужденные молекулы, продукты диссоциации. В том числе необходимо пренебрегать и столкновениями электронов между собой. Таким образом, **коэффициенты ионизации и прилипания применимы при малых концентрациях электронов.**

### Одиночная электронная лавина

Простейший механизм разряда – лавина. Она начинается с одного электрона (т.н. *затравочный электрон*). Разгоняемый электрическим полем, электрон дрейфует вдоль силовой линии. Если поле достаточно высоко, через некоторое время происходит ионизация, электронов становится два. Каждый из них через некоторое время вновь ионизует, таким образом, число электронов быстро («лавинообразно») возрастает.

При этом электроны движутся хаотично, а не строго вдоль силовой линии, поэтому контуры лавины – размытые, она напоминает облако электронов, растущее и дрейфующее вдоль силовой линии.

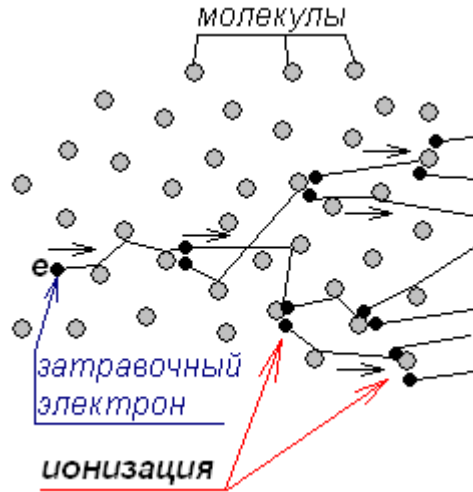


Рис. 2.14. Одиночная электронная лавина.

Рассмотрим лавину в *однородном* внешнем поле  $\mathbf{E}$  между плоскими электродами. Пусть она начинается от одного электрона, вылетевшего с катода в момент  $t=0$ . Ось  $x$  направим от этого места катода в сторону анода.

Введем цилиндрические координаты, радиальное расстояние от оси  $x$  обозначаем  $r$ . С учетом возможного образования отрицательных ионов полные числа электронов и ионов нарастают по мере продвижения лавины как:

$$\frac{dN_e}{dx} = (\alpha - a)N_e, \quad \frac{dN_+}{dx} = \alpha N_e, \quad \frac{dN_-}{dx} = aN_e$$

$$N_e = \exp[(\alpha - a)x], \quad N_+ = \frac{\alpha}{\alpha - a}(N_e - 1), \quad N_- = \frac{a}{\alpha - a}(N_e - 1)$$

Здесь  $\alpha$  – коэффициент ионизации,  $a$  – коэффициент прилипания,  $N_e$  – полное число электронов,  $N_+$  – полное число положительных ионов,  $N_-$  – полное число отрицательных ионов. Все нарождающиеся электроны летят к аноду одной группой со скоростью дрейфа  $V_d = \mu_e E_0$ . Однако вследствие диффузии электронное облако расплывается около центральной точки  $x_0 = V_d t$ .

Для расчета распределения концентрации электронов используем уравнение Нернста-Планка с источником (2.20). Ниже будет выявлена область применения данного приближения.

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \text{div}(-n_e \mu_e \vec{E} - D \nabla n_e) = q_+ - q_- \quad (2.20)$$

Здесь  $n_e$  – плотность электронов в облаке,  $q_+$  – число родившихся (вследствие ионизации) электронов на единицу объема в единицу времени,  $q_-$  – число погибших (вследствие рекомбинации и прилипания) электронов на единицу объема в единицу времени,  $\mu_e$  – подвижность электронов,  $D$  – коэффициент диффузии электронов.

Будем искать решение, которое обладает цилиндрической симметрией, т.е. не зависит от угла  $\varphi$ . Мы будем рассматривать решение в неограниченном пространстве: граничным условием в этом случае является стремление концентрации к нулю на бесконечности.

Рассмотрим начальный этап развития лавины, когда концентрация электронов невелика, и рекомбинацией можно пренебречь. В этом случае, как отмечено выше, можно использовать коэффициенты ионизации и прилипания, и уравнение (2.20) удастся решить

аналитически. Через коэффициенты ионизации и прилипания выражаем число родившихся и погибших электронов в единице объема:

$$q_+ = n_e v_{ion} = n_e \alpha V_d = n_e \alpha \mu_e E$$

$$q_- = n_e v_{прил} = n_e a V_d = n_e a \mu_e E$$

Уравнение (2.20) преобразуется к виду:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \text{div}(n_e \mu_e E \cdot \vec{e}_x - D \nabla n_e) = n_e (\alpha - a) \mu_e E$$

Операторы дивергенции и градиента имеют вид:

$$\text{div} \vec{A} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r A_r) + \frac{\partial}{\partial x} A_x$$

$$\nabla U = \frac{\partial U}{\partial r} \vec{e}_r + \frac{\partial U}{\partial x} \vec{e}_x$$

Учитывая эти формулы:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} n_e \mu_e E - \text{div}(D \nabla n_e) = n_e (\alpha - a) \mu_e E \quad (2.21)$$

Сделаем замену переменной – введем вместо старой продольной координаты  $x$  новую координату  $\xi$ , по следующей формуле:

$$x = \xi + \mu_e E t$$

Новые координаты –  $\xi$ ,  $r$ ,  $t$  (время входит как равноправная координата!). Вспомним формулы перехода от старого набора координат  $a_1, a_2, \dots, a_n$  к новому  $b_1, b_2, \dots, b_n$ . Частные производные в старых координатах заменяются на частные производные в новых координатах по правилу:

$$\frac{\partial}{\partial a_j} = \sum_i \frac{\partial b_i}{\partial a_j} \frac{\partial}{\partial b_i}$$

В нашем случае частная производная по радиальной координате остается без изменений, частная производная по  $x$ :

$$\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial \xi}{\partial x} \frac{\partial}{\partial \xi} + \frac{\partial r}{\partial x} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial t}{\partial x} \frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \xi}$$

Частная производная по  $t$  меняет вид:

$$\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial \xi}{\partial t} \frac{\partial}{\partial \xi} + \frac{\partial r}{\partial t} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial t}{\partial t} \frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial \xi}{\partial t} \frac{\partial}{\partial \xi} + \frac{\partial}{\partial t} = -\mu_e E \frac{\partial}{\partial \xi} + \frac{\partial}{\partial t}$$

Запишем теперь (2.21) в новых координатах:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} - \mu_e E \frac{\partial}{\partial \xi} n_e + \mu_e E \frac{\partial}{\partial \xi} n_e - D \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial n_e}{\partial r} \right) - D \frac{\partial^2 n_e}{\partial \xi^2} = n_e (\alpha - a) \mu_e E$$

Второе и третье слагаемые сократились, и мы получаем:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} - D \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial n_e}{\partial r} \right) - D \frac{\partial^2 n_e}{\partial \xi^2} = n_e (\alpha - a) \mu_e E \quad (2.22)$$

Теперь сделаем еще одну замену. Вместо концентрации электронов  $n_e(\xi, r, t)$  введем новую неизвестную  $\tilde{n}_e$ :

$$n_e(\xi, r, t) = e^{\beta t} \tilde{n}_e(\xi, r, t) \quad (2.23)$$

Произвольную константу  $\beta$  мы потом выберем так, чтобы упростить уравнение. Подставляя (2.23) в (2.22), мы получаем:

$$e^{\beta t} \frac{\partial \tilde{n}_e}{\partial t} + \beta e^{\beta t} \tilde{n}_e - e^{\beta t} D \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial \tilde{n}_e}{\partial r} \right) - e^{\beta t} D \frac{\partial^2 \tilde{n}_e}{\partial \xi^2} = e^{\beta t} \tilde{n}_e (\alpha - a) \mu_e E$$

Видно, что если взять  $\beta = (\alpha - a) \mu_e E$ , второе и последнее слагаемое сокращаются. И мы получаем уравнение:

$$\frac{\partial \tilde{n}_e}{\partial t} - D \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial \tilde{n}_e}{\partial r} \right) - D \frac{\partial^2 \tilde{n}_e}{\partial \xi^2} = 0 \quad (2.24)$$

Это уже обычное уравнение диффузии, оно имеет решение:

$$\tilde{n}_e(\xi, r, t) = (4\pi D_e t)^{-3/2} \exp \left[ -\frac{\xi^2 + r^2}{4D_e t} \right]$$

Возвращаясь к исходным переменным, мы получаем решение исходного уравнения (2.21):

$$n_e(x, r, t) = (4\pi D_e t)^{-3/2} \exp \left[ -\frac{(x - V_d t)^2 + r^2}{4D_e t} + (\alpha - a) V_d t \right] \quad (2.25)$$

Центр электронного облака  $x_0$  движется равномерно со скоростью  $V_d = \mu E$ :

$$x_0(t) = V_d t$$

Плотность  $n_e$  падает с расстоянием от движущегося центра по гауссову закону. Радиус сферы, на которой плотность ровно в  $e$  раз меньше, чем плотность в центре  $n_e(x_0, 0, t)$ , растет с течением времени (или по мере продвижения лавины) по характерному для диффузии закону:

$$r_D(x_0) = \sqrt{4D_e t} = \sqrt{4 \frac{D_e x_0}{\mu_e E_0}}$$

Полное число электронов изменяется со временем экспоненциально:

$$N_e(t) = \int_0^{+\infty} 2\pi r dr \int_{-\infty}^{+\infty} dx n_e(x, r, t) = \exp \left[ (\alpha - a) x_0(t) \right] \quad (2.26)$$

Качественно картина выглядит так, как показано на рис. 2.15. В каждый момент времени распределение электронов в пространстве сферически симметрично. При этом со временем сфера движется вдоль силовой линии электрического поля, а радиус сферы растет.

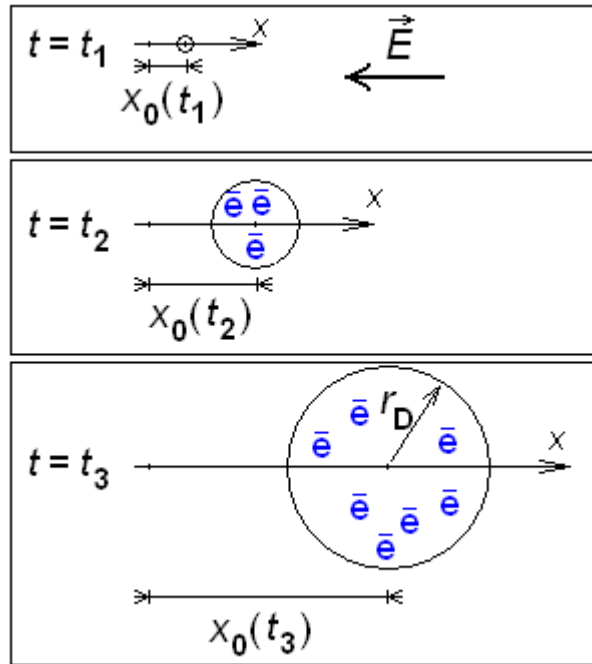


Рис. 2.15. Эволюция электронного облака.

Поскольку подвижность ионов на два порядка меньше подвижности электронов, движением ионов можно пренебречь. В этом приближении плотность положительных ионов составляет:

$$n_+(x, r, t) = \int_0^t \alpha V_d n_e(x, r, t') dt'$$

Чтобы получить  $n_+$ , нужно  $\alpha$  заменить на  $a$ . Функция  $n_e$  в интеграле задается формулой (2.25). В отсутствие прилипания в пределе  $t \rightarrow \infty$  и не слишком далеко от оси приближенное вычисление интеграла дает:

$$n_+(x, r) = \frac{\alpha}{\pi [r_D(x)]^2} \exp \left\{ \alpha x - \frac{r^2}{[r_D(x)]^2} \right\}$$

Этот результат имеет наглядный физический смысл. Плотность ионов в следе лавины растет с расстоянием  $x$  от катода в соответствии с законом размножения  $\exp[\alpha x]$ . В радиальном же направлении она в каждом сечении  $x = \text{const}$  спадает от оси по тому же диффузионному гауссову закону, что и плотность рождающих ионы электронов в тот момент, когда центр электронного облака проходил через данное сечение.

### Таунсендовское приближение

Приведенные выше выражения справедливы, пока объемный заряд электронов и ионов слабо влияет на электрическое поле – можно считать, что приложенное внешнее электрическое поле не искажается. Эта фаза лавины называется **Таунсендовским приближением**. Число электронов экспоненциально возрастает, и влияние объемного заряда в какой-то момент может оказаться значительным – здесь Таунсендовское приближение перестает работать, происходит **лавинно-стримерный переход**, лавина перерождается в **стример**. Об этом явлении будет подробно рассказано позднее.

## Экспериментальное исследование лавин

Много ценной информации получено в ходе исследования одиночных лавин, лавинных серий, размножения лавин, перехода лавины в стример в *камере Вильсона*. В этом приборе используется тот факт, что ионы обычно служат центрами конденсации пересыщенного пара. Для регистрации лавин систему электродов помещают внутри камеры, а в исследуемый газ добавляют немного паров воды, спирта и пр. Синхронно с подачей напряжения и запуском лавины производится адиабатическое расширение газовой смеси на 15-20%, в результате чего пары становятся пересыщенными. Облако из капелек жидкости воспроизводит по форме ионный след лавины. Его фотографируют в свете постороннего источника. Изображение получается благодаря рассеянию света на капельках, плотность которых пропорциональна концентрации ионов (рис. 2.16б).

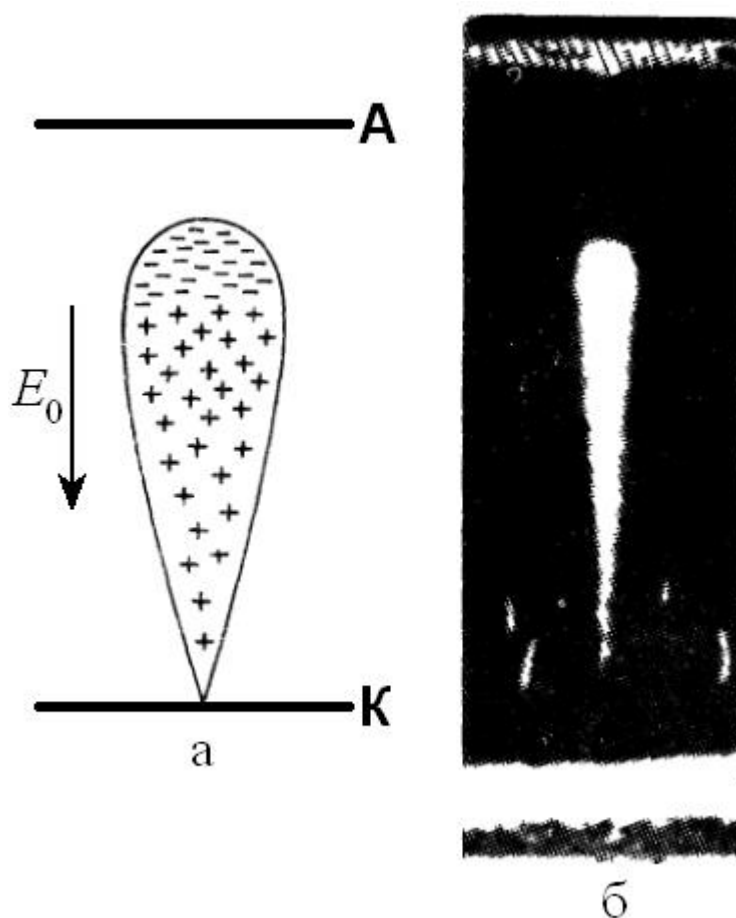


Рис. 2.16. *а* – схематические очертания контура лавины, *б* – фотография лавины, полученная в камере Вильсона (газ  $\text{CO}_2$ , горизонтальные полосы - электроды).

Остов лавины на фотографии имеет хорошо выраженную клиновидную форму, которая переходит в закругленную головку. Длину лавины (время ее движения) регулируют, задавая определенную длительность прямоугольного импульса напряжения на электроды. По измеренному углу раствора клина и известному ионизационному коэффициенту  $\alpha$  можно оценить среднюю энергию электронов. По измеренным длине и длительности существования лавины можно найти скорость дрейфа электронов  $V_d = x/t$ .

«Фотографии» лавины получают и регистрируя ее *собственное свечение*, обязанное возбуждению молекул и атомов. Поскольку свечение очень слабое, для регистрации применяют фотоумножители и электроннооптические преобразователи.

В комплекс исследований входит измерение сверхчувствительными приборами и осциллографирование *тока во внешней цепи*.

Регистрируя ток, можно определить разность коэффициента ионизации и прилипания  $\alpha - a$ , а в газе без прилипания -  $\alpha$ . Когда все электроны уходят в анод, идет гораздо более слабый и длительный ток, вызванный движением ионов. Если лавины размножаются, получаются последовательные импульсы электронного тока с нарастающим средним значением.

В разных газах при изменении давления, температуры, напряженности электрического поля, пройденного пути параметры лавины могут изменяться в очень широких пределах. В качестве примера укажем параметры электронной лавины в воздухе при нормальных атмосферных условиях в промежутке с однородным полем длиной около 1 см в конце пути ее развития. Напряженность поля – около 30 кВ/см. Число электронов в лавине около  $10^3$ , средняя плотность электронов в лавине  $3 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-3}$  (нормальная плотность молекул воздуха примерно  $2,7 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$ ), дрейфовая скорость электронов лавины порядка  $10^5 \text{ м/с}$ .

### **Система уравнений для расчета предразрядных процессов**

Рассмотрим вопрос о системе уравнений, описывающей ионы, электроны и другие частицы в воздухе в присутствии электрического поля. Для электрического поля в практически интересных случаях можно ограничиться электростатическим уравнением Пуассона (2.27) – токи предразрядных процессов малы, и присутствием магнитного поля можно пренебречь.

$$\Delta\varphi(\vec{r}, t) = -\frac{1}{\varepsilon\varepsilon_0} \rho(\vec{r}, t) \quad (2.27)$$

Объемный электрический заряд  $\rho$  определяется концентрациями электронов  $n_e$ , а также положительных и отрицательных ионов  $n_i$ , где  $i$  – индекс частицы. Введем для каждого иона зарядовое число  $z_i$ , равное количеству элементарных зарядов, которое несет ион. Для положительных ионов зарядовое число положительное, для отрицательных – отрицательное.

$$\rho(\vec{r}, t) = e \left( \sum_i z_i n_i(\vec{r}, t) - n_e(\vec{r}, t) \right)$$

Здесь  $e$  – заряд электрона, взятый по модулю,  $e = +1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл.

### **Кинетическое уравнение**

Уравнения, которые будут описывать концентрацию частиц, должны учитывать процессы миграции в электрическом поле, диффузию, а также гибель и рождение частиц в результате реакций. Простейшим уравнением такого рода является уравнение Нернста-Планка, однако оно применимо не всегда.

Будем использовать декартовы координаты  $x, y, z$  с радиус вектором  $\mathbf{r} = x\mathbf{e}_x + y\mathbf{e}_y + z\mathbf{e}_z$ .

Вообще говоря, чтобы рассчитать траекторию частицы, мы должны знать ее координату и импульс в данный момент времени. Зная импульс, мы также знаем и ее кинетическую энергию  $W$  и при помощи сечения некоторой реакции  $\sigma(E)$  можем оценить вероятность того, что такая реакция произойдет. И в общем случае мы должны учитывать, что в объеме пространства  $dV$  могут находиться частицы с любыми значениями скоростей  $V_x, V_y, V_z$ . Поэтому при таком описании вводится функция распределения частиц по

координатам и скоростям  $f(x, y, z, V_x, V_y, V_z, t)$ . Она определена в шестимерном пространстве координат скоростей.

Зная функцию распределения  $f$ , можно найти интересующие нас в задаче величины: так, концентрация частиц  $n(x, y, z, t)$  выражается так:

$$n(x, y, z, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} dV_x \int_{-\infty}^{+\infty} dV_y \int_{-\infty}^{+\infty} dV_z f(x, y, z, V_x, V_y, V_z, t) = \\ = \int dV_x dV_y dV_z f(x, y, z, V_x, V_y, V_z, t)$$

Поток частиц  $\mathbf{j}$ , равный количеству частиц, проходящих через единичную поверхность, равен:

$$\vec{j}(x, y, z, t) = \int dV_x dV_y dV_z \vec{V} f(x, y, z, V_x, V_y, V_z, t)$$

Здесь  $\mathbf{V}$  – не фиксированная скорость, а переменная интегрирования:  $\mathbf{V} = V_x \mathbf{e}_x + V_y \mathbf{e}_y + V_z \mathbf{e}_z$ .

Средняя кинетическая энергия  $W$ :

$$W(x, y, z, t) = \int dV_x dV_y dV_z \frac{m(V_x^2 + V_y^2 + V_z^2)}{2} f(x, y, z, V_x, V_y, V_z, t)$$

Закон сохранения числа частиц дает уравнение на функцию  $f$ , т.н. кинетическое уравнение Больцмана:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + V_x \frac{\partial f}{\partial x} + V_y \frac{\partial f}{\partial y} + V_z \frac{\partial f}{\partial z} + a_x \frac{\partial f}{\partial V_x} + a_y \frac{\partial f}{\partial V_y} + a_z \frac{\partial f}{\partial V_z} = S(x, y, z, V_x, V_y, V_z, t)$$

Здесь  $S$  – функция источника, учитывающая гибель и рождение частиц с данными координатами и скоростями. Ее вид определяется набором учитываемых реакций.  $\mathbf{a}(\mathbf{r}, \mathbf{V}, t)$  – вектор ускорения, которое испытывают частицы в данной точке с данной скоростью. По второму закону Ньютона  $m\mathbf{a} = \mathbf{F}$ . В нашем случае на частицы действует только электрическая сила  $\mathbf{F} = q\mathbf{E}$  (столкновения частиц друг с другом происходят достаточно быстро, и их влияние заложено в источник  $S$ ), поэтому поле ускорений определено, и можно написать кинетическое уравнение в виде:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + V_x \frac{\partial f}{\partial x} + V_y \frac{\partial f}{\partial y} + V_z \frac{\partial f}{\partial z} + \frac{q}{m} \left( E_x \frac{\partial f}{\partial V_x} + E_y \frac{\partial f}{\partial V_y} + E_z \frac{\partial f}{\partial V_z} \right) = S(x, y, z, V_x, V_y, V_z, t) \quad (2.28)$$

Также это уравнение можно записать в более компактной векторной форме:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla_{\vec{r}} f) + \frac{q}{m} (\vec{E} \cdot \nabla_{\vec{V}} f) = S(\vec{r}, \vec{V}, t)$$

Такое уравнение должно быть записано отдельно для каждого сорта частиц в задаче. Хотя кинетическое уравнение имеет широкую область применимости, для расчетных целей оно практически неприменимо, в первую очередь из-за шестимерного пространства, в котором оно сформулировано. Для того чтобы упростить уравнение, необходимо ввести дополнительные условия.

### Лоренцево приближение для кинетического уравнения

Когда электрон упруго ударяется о молекулу, направление его скорости меняется случайным образом, а модуль скорости остается почти неизменным. В результате если мы имели набор электронов, летящих со скоростью  $\mathbf{V}$ , через несколько упругих соударений у электронов в этом наборе модуль скорости останется почти равным  $V$ , а направления



движения будут самые разные: произойдет *хаотизация скоростей по направлению*. Обозначим длину свободного пробега по упругому соударению  $l_{\text{упр}}$ , а временной интервал между упругими соударениями  $t_{\text{упр}}$ . При атмосферном давлении  $l_{\text{упр}} \approx 0,1 \div 1$  мкм,  $t_{\text{упр}} \approx 10^{14} \div 10^{13}$  с. Это расстояние и время можно назвать расстоянием и временем релаксации скорости по направлению. Если эти параметры много меньше характерных масштабов времени и пространства в рассматриваемой задаче, можно считать, что для электронов разные направления скорости равновероятны. Это приближение называется *Лоренцевым приближением*. В таком случае, вместо распределения по скоростям мы можем использовать распределение по модулю скорости  $f_0(x, y, z, |V|, t)$ .

Однако как несложно убедиться, в данном приближении поток электронов окажется равным нулю, ведь в разных направлениях летит равное количество частиц. На самом деле распределение электронов по скоростям немного не изотропно, против поля летит несколько больше электронов, чем по полю. Поэтому для описания электронов в электрическом поле учитывают еще первую поправку по неизотропности  $\mathbf{f}_1(\mathbf{r}, |V|, t)$ . Это векторная величина. Полная функция распределения  $f(\mathbf{r}, \mathbf{V}, t)$  в этом случае равна сумме изотропной и неизотропной части:

$$f(\vec{r}, \vec{V}, t) = f_0(\vec{r}, |V|, t) + \left( \frac{\vec{V}}{|V|} \cdot \vec{f}_1(\vec{r}, |V|, t) \right)$$

Отметим, что при таком определении размерность  $f_0$  и  $f_1$  совпадает с размерностью  $f$ . При этом предполагается, что  $f_1 \ll f_0$ .

Концентрация электронов выражается через функцию распределения следующим образом:

$$n_e(x, y, z, t) = \int_0^{\infty} f_0(x, y, z, V, t) 4\pi V^2 dV$$

За ток в этом случае «отвечает» поправка  $\mathbf{f}_1$ :

$$\vec{j}_e(\vec{r}, t) = \frac{4\pi}{3} \int_0^{\infty} \vec{f}_1(\vec{r}, V, t) V^3 dV$$

Модуль скорости однозначно определяет кинетическую энергию, поэтому изотропная часть функции распределения  $f_0(\mathbf{r}, |V|, t)$  имеет смысл распределения электронов по энергии или «спектра» электронов. Именно, распределение электронов по энергии  $W$  в данной точке  $\mathbf{r}$   $F(\mathbf{r}, W, t)$ :

$$F(\vec{r}, W, t) = \frac{4\pi |V|}{m} f_0(\vec{r}, |V|, t)$$

Переходя от полной функции распределения  $f(\mathbf{r}, \mathbf{V}, t)$  к функциям  $f_0(r, |V|, t)$  и  $\mathbf{f}_1(r, |V|, t)$ , мы переходим от кинетического уравнения (2.28) к Лоренцевому уравнению. Далее вместо распределения по модулю скорости  $|V|$  будет использоваться распределение по кинетической энергии  $W$ , выраженной в эВ – ясно, что это вопрос удобства.

$$\left\{ \begin{array}{l} V \frac{\partial f_0}{\partial t} - \nabla \cdot \left[ \chi \left( \nabla f_0 + \vec{E} \frac{\partial f_0}{\partial W} \right) \right] - \frac{\partial}{\partial W} \left[ \chi \vec{E} \cdot \left( \vec{E} \frac{\partial f_0}{\partial W} + \nabla f_0 \right) \right] = VS \\ \vec{f}_1 = - \frac{1}{n_0 \sigma} \left[ \nabla f_0 + \vec{E} \frac{\partial f_0}{\partial W} \right] \\ W = \frac{m_e V^2}{2e} \end{array} \right. \quad (2.29)$$

Здесь  $W$  – кинетическая энергия

Коэффициент  $\chi$  выражается через сечение упругих столкновений  $\sigma(W)$  и концентрацию нейтральных молекул  $n_0$ . По смыслу и по размерности это – коэффициент диффузии, причем он определяет скорость диффузии и по пространственной, и по энергетической координате.

$$\chi = \frac{V^2}{3n_0\sigma(W)}$$

Отдельно следует сказать о функции источника  $S$  в (2.29). В этой функции учитываются столкновения электрона с молекулами и ионами. Столкновение вызывает изменение кинетической энергии электрона, то есть заставляет его переместиться по координате  $W$ . Таким образом, если электрон с энергией  $W_1$  столкнулся с молекулой и произвел, например, возбуждение, и потерял энергию  $\Delta W$ , это можно описать как гибель электрона с энергией  $W_1$  и рождение электрона с энергией  $W_1 - \Delta W$ . Для этого случая источник записывается так:

$$S_{\text{возб}}(\vec{r}, W, t) = \nu_{\text{возб}}(W + \Delta W) f_0(\vec{r}, W + \Delta W, t) - \nu_{\text{возб}}(W) f_0(\vec{r}, W, t)$$

Частоту реакции можно выразить через сечение:

$$\nu(W) = \sqrt{\frac{2W}{m_e}} n_0 \sigma(W)$$

В случае ионизации необходимо еще учесть рождение нового электрона, в случае рекомбинации – гибель.

### Дрейфово-диффузионное приближение

Лоренцево уравнение (2.29) в определенных случаях допускает дальнейшее упрощение. Пусть  $l_{\text{энерг}}$  – средняя длина пробега по неупругим столкновениям. Предположим, электрон двигался в электрическом поле, которое мгновенно выключили. На расстоянии порядка нескольких  $l_{\text{энерг}}$  он растеряет почти всю свою кинетическую энергию, и его энергия станет близка к энергии теплового движения окружающего газа  $T_{\text{газ}}$ . А функция распределения по энергии станет Больцмановской:

$$f_0(W) \sim \exp \left[ - \frac{W}{k_B T} \right]$$

Пусть теперь поле, наоборот, мгновенно включилось. Тогда на расстоянии нескольких  $l_{\text{энерг}}$  распределение электронов по энергии выйдет на некоторый стационарный уровень. При этом само распределение будет разным для разных напряженностей полей. Таким образом,  $l_{\text{энерг}}$  можно назвать масштабом релаксации

энергии, если расстояние, на котором поле изменяется, существенно больше  $l_{\text{энерг}}$ , функция распределения электронов по энергии зависит только от напряженности поля  $E$ :

$$f_0(\vec{r}, W, t) = \tilde{f}_0(W, E(\vec{r}))$$

Ясно, что и скорости реакций тогда зависят только от напряженности поля. То же касается и средней кинетической энергии электронов (или, как ее называют, электронной температуры):

$$\langle W \rangle = T_e(\vec{r}, t) = T_e(E(\vec{r}))$$

В случае, когда пространственный масштаб задачи много больше  $l_{\text{энерг}}$ , можно записать уравнение на концентрацию электронов  $n_e$ , которая является уже функцией лишь пространственных переменных и времени:

$$\frac{\partial n_e(\vec{r}, t)}{\partial t} + \text{div}[-n_e(\vec{r}, t)\mu_e(E)\vec{E} - D_e(E)\nabla n_e] = S_e(E) \quad (2.30)$$

Здесь  $S_e$  – функция источника, число рожденных минус число погибших частиц в единице объема в единицу времени. Здесь функция источника уже учитывает только реальную гибель и рождение, и не учитывает реакции, в которых меняется только энергия электрона.

В этом случае подвижность  $\mu_e$  и коэффициент диффузии  $D_e$  будут сложным образом зависеть от напряженности поля. Приближение (2.30) называют дрейфово-диффузионным приближением.

При атмосферном давлении  $l_{\text{энерг}}$  составляет порядка 10 мкм, что значительно больше  $l_{\text{упр}}$  (0,1÷1 мкм).

Таким образом, есть три уровня описания динамики частиц в низкотемпературной плазме, и в каждом случае для каждого сорта частиц необходимо решать, какое приближение в данном случае допустимо:

Приближение	Искомая функция	Основное уравнение	Ограничение на пространственный масштаб $\lambda$
Полное кинетическое описание	$f(x, y, z, V_x, V_y, V_z, t)$	Кинетическое уравнение Больцмана (2.28)	
Лоренцево приближение	$f_0(x, y, z,  V , t)$	Лоренцево уравнение (2.29)	$\lambda \gg l_{\text{упр}}$
Нелокальное дрейфово-диффузионное приближение	$n_e(x, y, z, t), T_e(x, y, z, t)$	Уравнение переноса (2.30), уравнение теплопереноса	$\lambda \gg l_{\text{упр}}$ $\lambda \gg l_{\text{энерг}}$
Локальное дрейфово-диффузионное приближение	$n_e(x, y, z, t)$	Уравнение переноса (2.30)	$\lambda \gg l_{\text{упр}}$ $\lambda \gg l_{\text{энерг}}$

При атмосферном давлении для ионов  $\lambda_{\text{упр}} \sim \lambda_{\text{энерг}} \sim 0,1$  мкм, поэтому их почти во всех случаях можно описывать в рамках дрейфово-диффузионного приближения. Для электронов  $\lambda_{\text{упр}} < 1$  мкм, а  $\lambda_{\text{энерг}} \sim 10$  мкм, и есть случаи, когда дрейфово-диффузионное приближение не применимо. Это задачи с острыми электродами с радиусом кривизны порядка 10 мкм, а также задачи, где образуется плазма с тонкими заряженными границами, например, стримерный процесс. Здесь надо пользоваться Лоренцевым приближением.

Одним из немногих программных пакетов с встроенным решателем Лоренцева уравнения является CFD-ACE. Сформулируем систему уравнений, которая используется в этом пакете.

### Система уравнений для расчета лавинного процесса

Программа требует при расчете учета уравнений гидродинамики сплошной среды (2.31), поскольку в средах с объемным зарядом возникает электрический ветер. Необходимости учитывать их в данной задаче, в принципе, не было, поскольку характерные времена установления решения достаточно малы, и макроскопическое движение газа не рассматривалось. Решение для поля скоростей дало машинный ноль, давление газа не изменилось.

Искомые функции – плотность газа  $\rho_{жс}$ , давление  $P$ , поле скоростей  $\vec{v}$ .

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial t}(\rho_{жс} \vec{v}) + (\nabla \cdot \rho_{жс} \vec{v}) \vec{v} = -\nabla p + (\nabla \cdot \mu \nabla) \vec{v} + \vec{S}_M \\ \frac{\partial \rho_{жс}}{\partial t} + \nabla \cdot \rho_{жс} \vec{v} = 0 \\ \rho_{жс} = f(P) \end{cases} \quad (2.31)$$

Расчет электрического поля проводился в электростатическом приближении, то есть считалось, что поле описывается уравнением Пуассона:

$$\nabla \cdot \epsilon_0 \nabla \phi = \rho \quad (2.32)$$

Искомая функция – электрический потенциал  $\phi$ .

При решении уравнения (2.32) используются данные других модулей: плотность зарядов  $\rho$  рассчитывается исходя из концентраций ионов и электронов:

$$\rho = e \left( \sum_i z_i n_i - n_e \right)$$

Здесь  $z_i$  – зарядовое число  $i$ -го сорта частиц, целое положительное или отрицательное. Газ считается многокомпонентным, состоящим из частиц различной массы и с различным зарядом. Поскольку все частицы, кроме электронов, достаточно тяжелые они активно обмениваются импульсом и энергией друг с другом, и их температура считается равной температуре среды  $T$ , а распределение по энергиям – больцмановским.

Изменение массовых долей компонентов  $Y_k$  в каждой точке описывается транспортным уравнением, которое учитывает гибель и рождение частиц в различных реакциях и дополняется формулами для скоростей реакций:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial}{\partial t}(\rho_{\text{жс}} Y_k) + \nabla(\rho_{\text{жс}} (\mu_k \nabla \varphi) Y_k) = \nabla(\Gamma_k \nabla(\rho_{\text{жс}} Y_k)) + M_k \sum_j v_{kj} \omega_j \\ \omega_j = k_j \prod_i \left( \frac{\rho_{\text{жс}} Y_i}{M_i} \right)^{v_{ij}} \\ k_j = A_j T^{n_j} \left( \frac{P}{P_{\text{atm}}} \right)^{m_j} e^{-E_a/RT} \quad (\text{форма Аррениуса}) \text{ или} \\ k_j = \int \sqrt{E} \sigma(E) f_E(E) dE \quad (\text{сечение реакции}) \end{array} \right. \quad (2.33)$$

Здесь  $M_i$  – масса одной молекулы  $i$ -го компонента,  $\mu_i$  – подвижность,  $\Gamma_i$  – коэффициент диффузии, возможно, зависящие от температуры среды,  $v_{ij}$  – стехиометрические коэффициенты.

Искомые функции – массовые доли компонентов  $Y_k$ .

Химические превращения учитываются введением функций  $\omega_i$  – интенсивности реакций. Здесь индекс  $i$  есть номер реакции. Интенсивность  $\omega_i$  есть число актов реакции в единице объема за единицу времени. Интенсивность зависит от концентрации участвующих в реакции компонентов, а также от различных параметров, которые учитываются в коэффициенте скорости реакции  $k_j$ , где  $j$  – номер реакции. Этот важный параметр можно задавать в так называемой форме Аррениуса, либо задавая таблицей сечение реакции – оба варианта отражены в системе (2.33).

Форма Аррениуса более простая и требует меньше экспериментальных данных по реакции, но имеет один важный недостаток – скорость реакции зависит лишь от температуры, то есть от средней энергии компонентов и, не учитывается распределение компонентов по энергиям. Такой подход оправдан, когда частицы имеют Больцмановское распределение по энергиям. Однако распределение электронов, которые несут основную часть энергии столкновения, может сильно отличаться от такового, поэтому, задав сечение, мы учтем влияние характера различных распределений при одинаковой средней энергии.

Хотя в формулах для интенсивности реакций в (2.33) электроны учитываются наряду с другими частицами, уравнение переноса – первое уравнение системы (2.33) – не применяется к электронам, их динамика рассчитывается Лоренцевым уравнением.

В системе уравнений (2.33) используются данные других модулей: в реакциях с участием электронов концентрация электронов  $n_e$ , а также распределение электронов по энергиям  $f_E(E)$  рассчитываются из функции распределения электронов  $f$ .

Динамика электронов и распределение по энергиям описывается Лоренцевым уравнением.

$$\begin{cases} V \frac{\partial f_0}{\partial t} - \nabla \cdot \left[ \chi \left( \nabla f_0 + \vec{E} \frac{\partial f_0}{\partial W} \right) \right] - \frac{\partial}{\partial W} \left[ \chi \vec{E} \cdot \left( \vec{E} \frac{\partial f_0}{\partial W} + \nabla f_0 \right) \right] = VS \\ \vec{f}_1 = -\frac{1}{n_0 \sigma} \left[ \nabla f_0 + \vec{E} \frac{\partial f_0}{\partial W} \right] \\ W = \frac{m_e V^2}{2e} \end{cases} \quad (2.34)$$

Искомые функции  $-f_0$  и  $f_1$  – функция распределения электронов по пространству и энергии и первая поправка к ней.

В уравнении (2.34) используются данные других модулей – частота упругих столкновений  $\nu$  рассчитывается исходя из функции распределения электронов по энергиям и концентраций тяжелых частиц, например, при учете столкновений лишь с частицами компоненты №1:

$$\nu(E) = \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \sqrt{E} \sigma_{\text{упр}}(E) \frac{\rho_{\text{жс}} Y_1}{M_1} \quad (2.35)$$

Также в уравнении (2.34) фигурирует электрический потенциал  $\varphi$ , рассчитываемый уравнением Пуассона (2.32).

Как видно из системы (2.34), решение кинетического уравнения в Лоренцевом приближении не требует задания подвижности электронов и коэффициента диффузии. Такие коэффициенты даже не фигурируют в уравнении, поскольку оно учитывает, что электроны с различной энергией имеют различные дрейфовые и тепловые скорости благодаря сильной зависимости сечений реакций от энергии электрона. Единственный фигурирующий в уравнении коэффициент  $\chi$ , характеризующий диффузию электронов в фазовом пространстве координат и скоростей, вычисляется по данным о сечении реакции упругого столкновения. Частота столкновений дается формулой (2.35).

## **Расчет лавин в однородном поле**

### **Постановка задачи**

Рассматривается следующая задача (рис. 2.17). Имеется компактный объем, заполненный электронами с концентрацией  $10^{16}$  1/м<sup>3</sup>. Эта область представляет собой цилиндр с радиусом 10 мкм и высотой 20 мкм. Таким образом, в начальный момент в ней находятся 63 электрона.

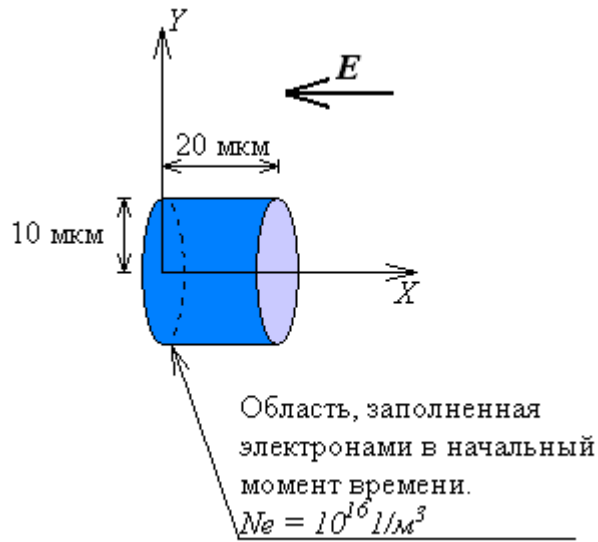


Рис. 2.17. Постановка задачи о развитии одиночной лавины в однородном поле.

Ясно, что задача обладает осевой симметрией. Можно ввести цилиндрическую систему координат с осью симметрии X, и решение не будет зависеть от угла  $\varphi$ . CFD-ACE позволяет использовать двумерную модель для задач с цилиндрической симметрией. Модель должна быть конечной в пространстве, поэтому необходимо задать границы и указать соответствующие граничные условия для создания однородного поля в начальный момент времени. Рис. 2.18 демонстрирует модель с граничными условиями. В данном случае была взята разность потенциалов  $U=2$  кВ, что обеспечило напряженность однородного поля 40 кВ/см.

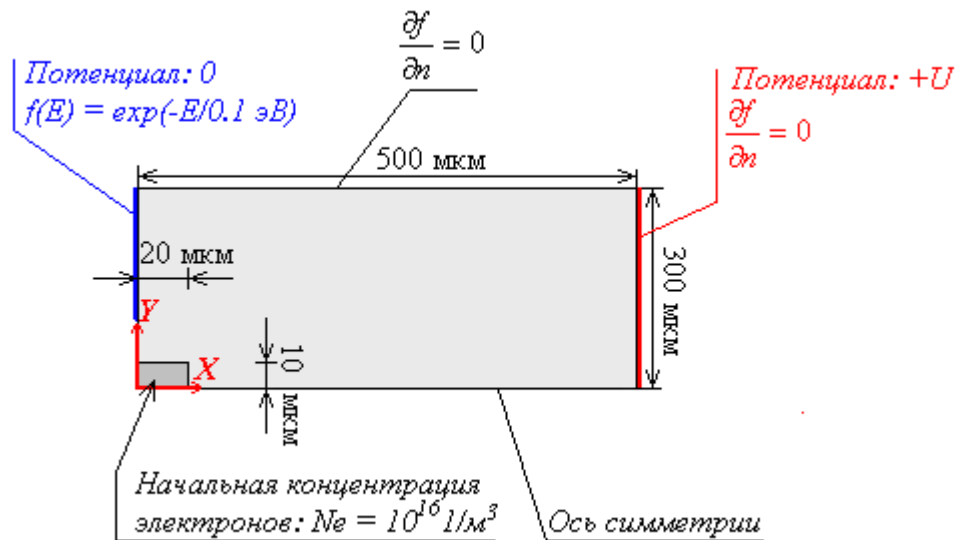
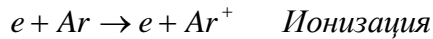
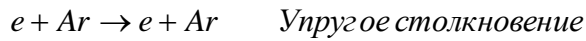


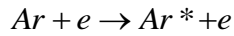
Рис. 2.18. Модель, используемая для численного расчета.

В качестве газа выбран инертный газ аргон, в котором количество важных микропроцессов минимально: упругое столкновение, ионизация, возбуждение электронным ударом, вторичная поверхностная эмиссия и рекомбинация. Упругое столкновение и ионизация имеют следующие формулы:



Реакций возбуждения рассматривается четыре – это уровни 11,5 эВ, 13,1 эВ, 13,15 эВ и 14,1 эВ. Как указывалось выше, малой количество уровней связано с тем, что вращательных и колебательных степеней свободы у атома нет, уровни – чисто электронные.

Формула, описывающая такие реакции:



Один из указанных уровней (11,5 эВ) является метастабильным, время жизни составляет около 1,3 с [1]. Этот факт важен для моделирования разряда, поскольку возбужденный атом имеет потенциал ионизации ниже, чем атом в невозбужденном состоянии. Долгоживущие возбужденные атомы с большой вероятностью встречают электрон и ионизируются. Тем не менее, поскольку формулировалась модельная задача, было решено не рассматривать такой процесс, несомненно, усложняющий анализ решения.

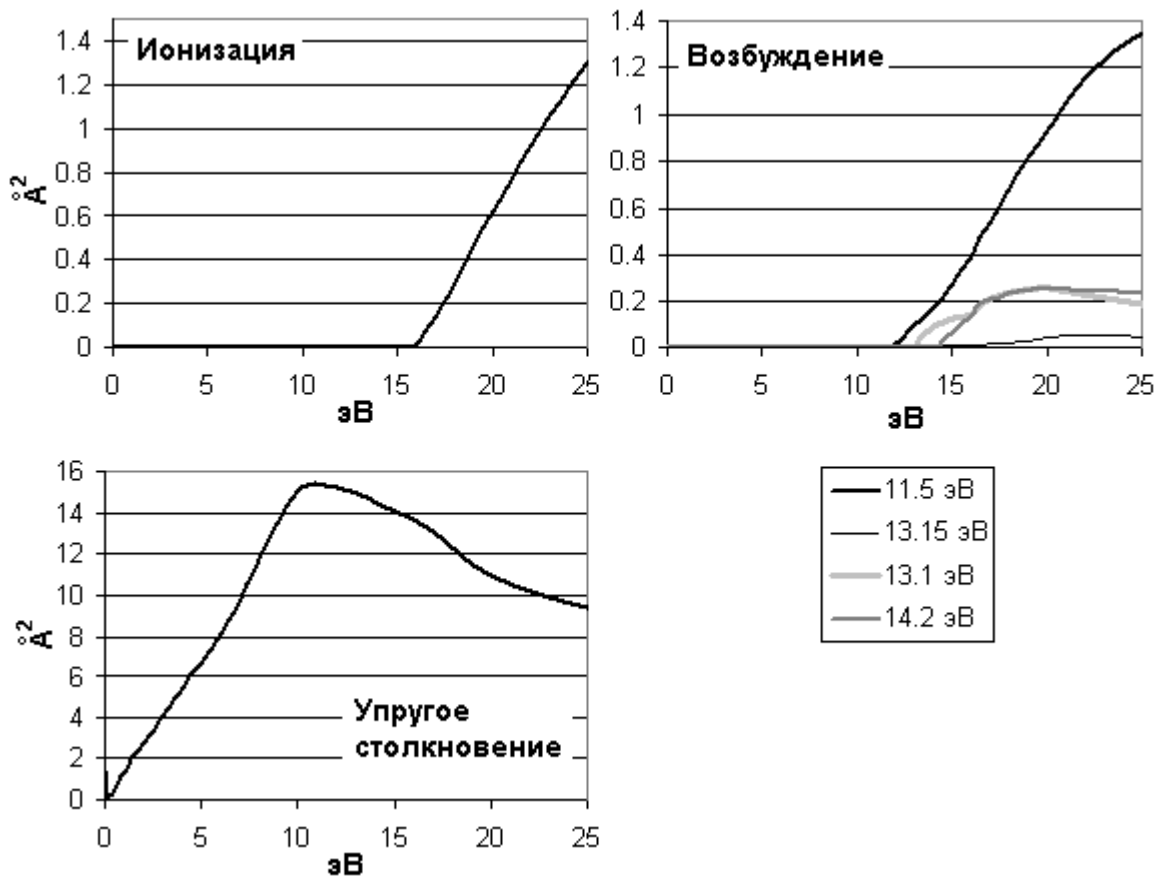
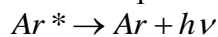
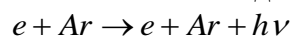


Рис. 2.19. Опытные зависимости сечения реакций от энергии столкновения, использованные при решении задачи. Источник – база данных JILA [3].

Все четыре уровня считались не метастабильными, возбужденный атом такого уровня возвращается в основное состояние за время  $10^{-8} - 10^{-7}$  с, испуская квант света.



Вероятность столкновения возбужденного атома с электроном за такое время крайне мала, поэтому применяется упрощенная схема описания процесса. Обе реакции – возбуждения и снятия возбуждения – описываются одной формулой:

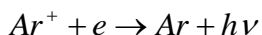




При этом возбужденные атомы не описываются как отдельные компоненты, а будущее испускание кванта света (что влечет потерю соответствующей энергии газом) учитывается сразу при столкновении.

Для возбуждения, ионизации и упругого столкновения заданы кривые зависимости сечения реакций от энергии столкновения (рис. 2.19). Опытные кривые взяты из базы данных программы.

В аргоне имеется несколько существенных механизмов рекомбинации, однако для простоты в данной задаче задана только фоторекомбинация – избыток энергии уносится квантом света. Процесс идет следующим образом:



Реакция задана в форме Аррениуса. Именно, считается, что скорость реакции  $\omega$  зависит от концентраций электронов  $n_e$  и ионов  $n_+$  следующим образом:

$$\omega = cn_e n_+$$

Здесь коэффициент  $c$  задан и равен  $10^{-6} \text{ м}^3/\text{с}$ .

Для иона  $Ar^+$ : задана подвижность –  $1,5 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ . Коэффициент диффузии для ионов  $D$  рассчитывается из соотношения Эйнштейна:

$$D = \frac{kT}{e} \mu$$

### **Результаты моделирования лавины в гелии в поле 0,1 кВ/см (низкая напряженность поля) в лоренцевом приближении**

Такое поле является относительно низким для развития разрядных процессов, поэтому заметное размножение электронов наблюдается при межэлектродном расстоянии 2 см. Набор реакций в гелии аналогичен набору реакций в аргоне: упругое столкновение, один уровень возбуждения с порогом 19,8 эВ, ударная ионизация с порогом 24,6 эВ.

Процесс увеличения количества электронов со временем показан на рис. 2.20. На межэлектродном промежутке концентрация электронов возрастает в два раза.

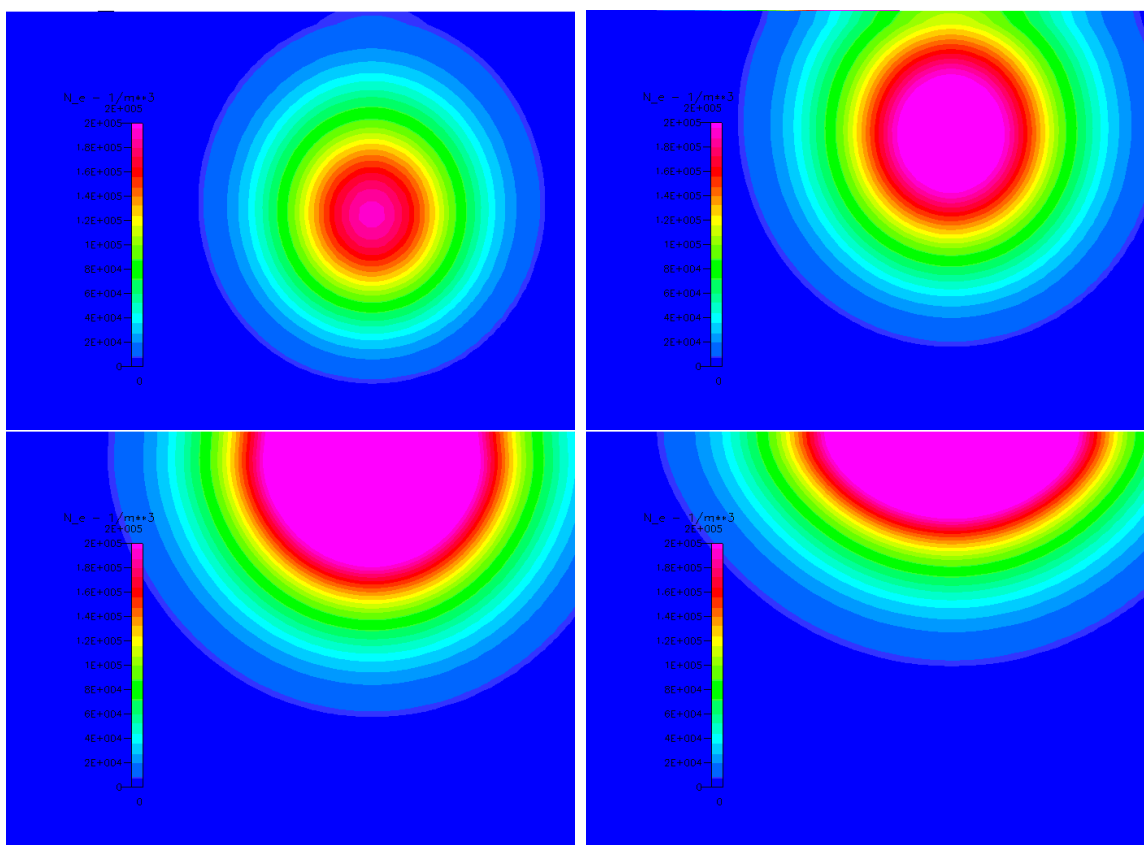


Рис. 2.20. Электронная концентрация в разные моменты времени ( $\text{м}^{-3}$ ).

При прохождении электронной лавины, вследствие большей подвижности электронов, они уходят на катод, в то время как ионы, обладающие меньшей подвижностью, остаются в объеме (рис. 2.21).

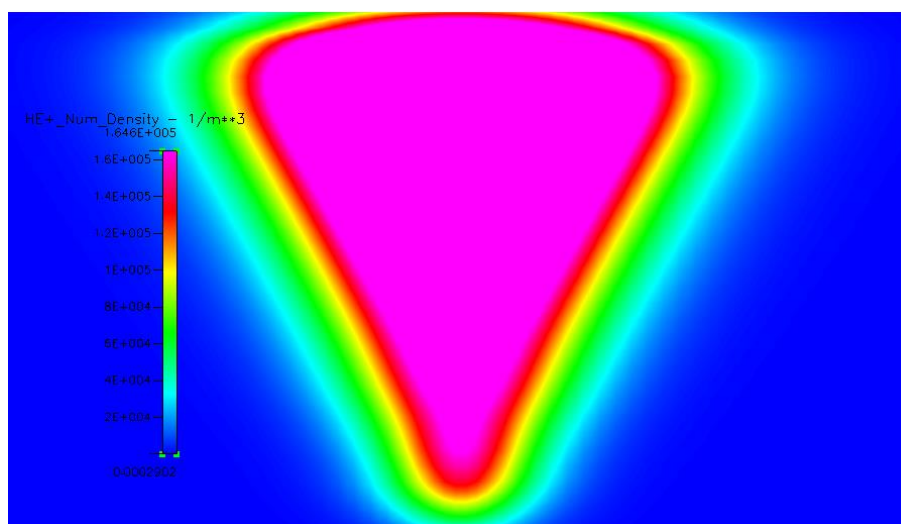


Рис. 2.21. Концентрация ионов в момент времени  $t=400$  нс ( $\text{м}^{-3}$ ).

Образуются объемный заряд (рис. 2.22), однако его величина недостаточна для влияния на распределение электрического поля.

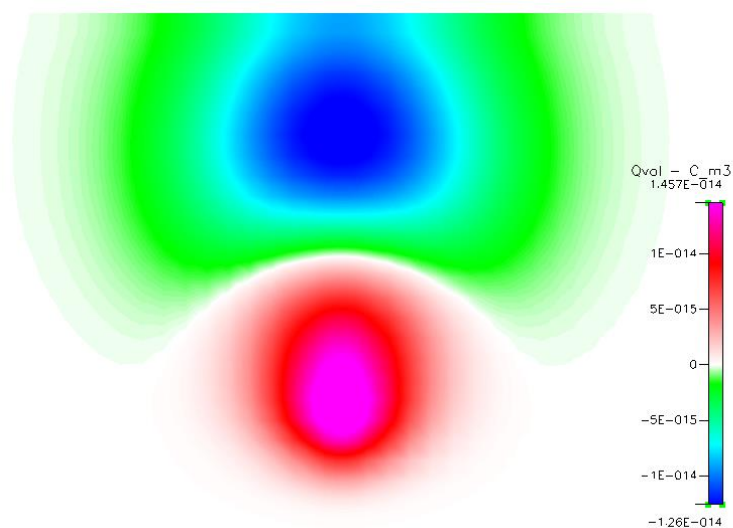


Рис. 2.22. Плотность объемного заряда в момент времени  $t=400$  нс ( $\text{Кл/м}^3$ ).

Ионы под действием поля дрейфуют в сторону анода (рис. 2.23).

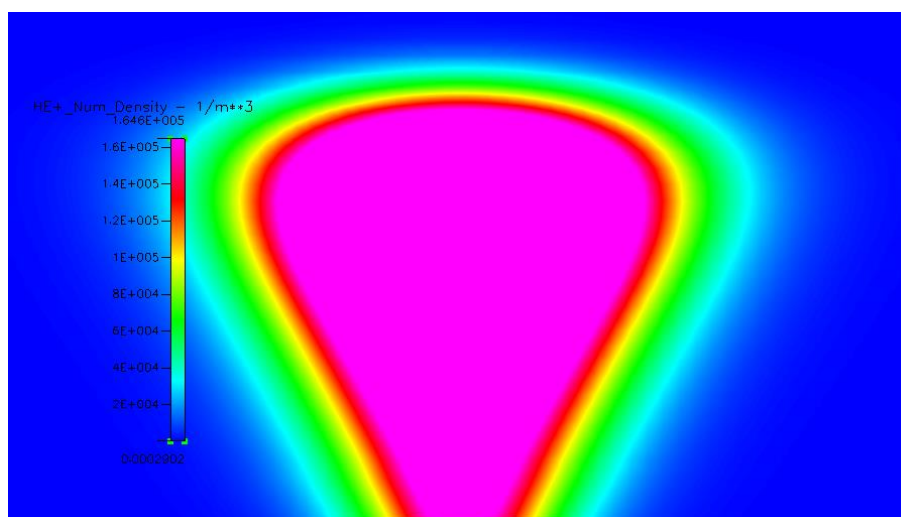


Рис. 2.23. Концентрация ионов в момент времени  $t=1635$  нс ( $\text{м}^{-3}$ ).

### Результаты моделирования лавины в аргоне в поле 40 кВ/см (высокая напряженность поля) в лоренцевом приближении

Рассматривается задача со значением однородного поля 40 кВ/см.

Контурные графики на рис. 2.24 демонстрируют концентрацию электронов в различные моменты времени.

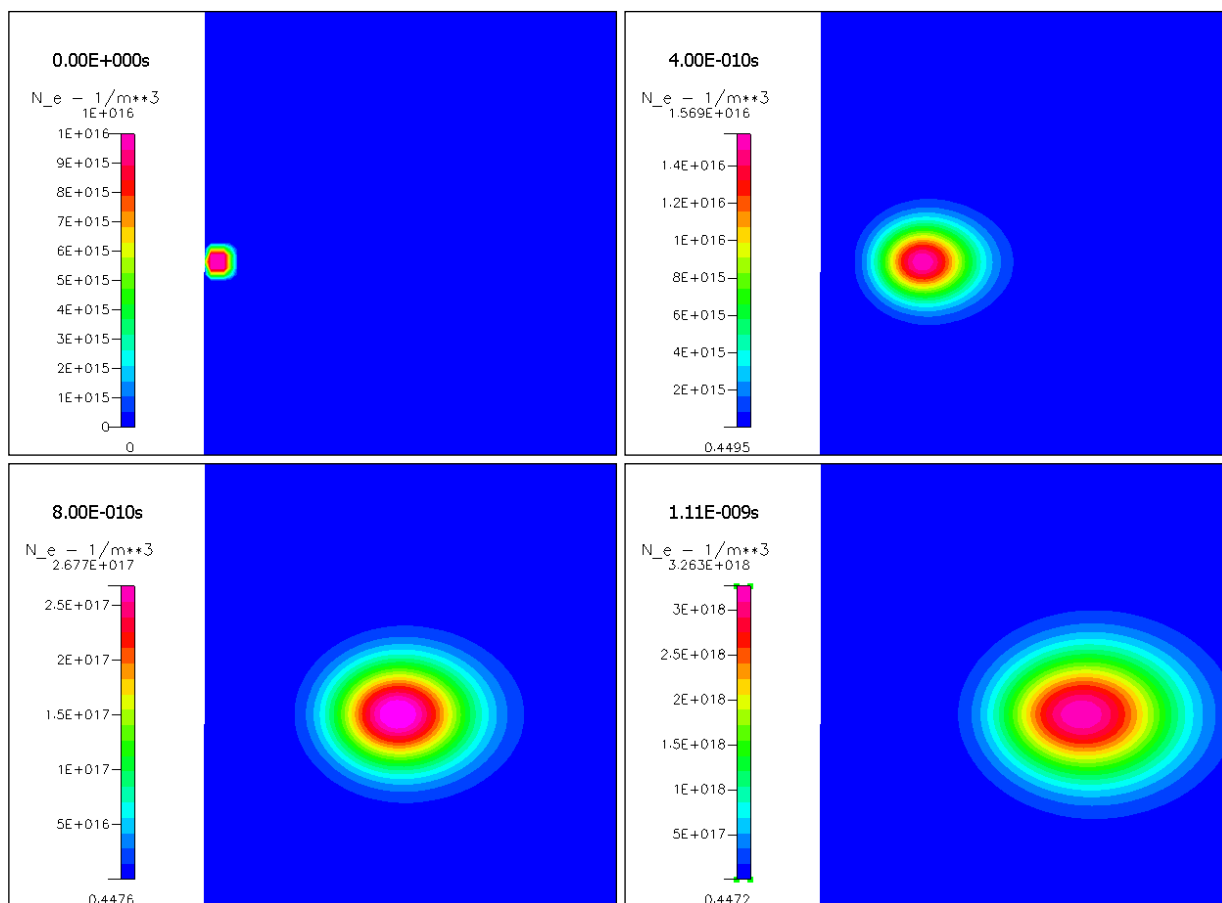


Рис. 2.24. Концентрация электронов в разные моменты времени ( $\text{м}^{-3}$ ).

Видно, что облако электронов быстро теряет свою первоначальную форму – это следствие сильной диффузии. Однако форма облака – не шарообразная, а вытянутая вдоль поля. При данном значении поля размножение происходит достаточно быстро – максимум концентрации возрастает более чем в 10 раз при перемещении всего на несколько ширин исходного пакета.

Рис. 2.25 показывает, что в первое время концентрация электронов повсеместно меньше того значения, которое было задано в исходном пакете ( $10^{16} \text{ 1/м}^3$ ). Это неизбежное следствие диффузии, которая сглаживает перепады концентрации. При этом полное число электронов, конечно, не уменьшается. Затем концентрация переходит через минимум и начинается рост.

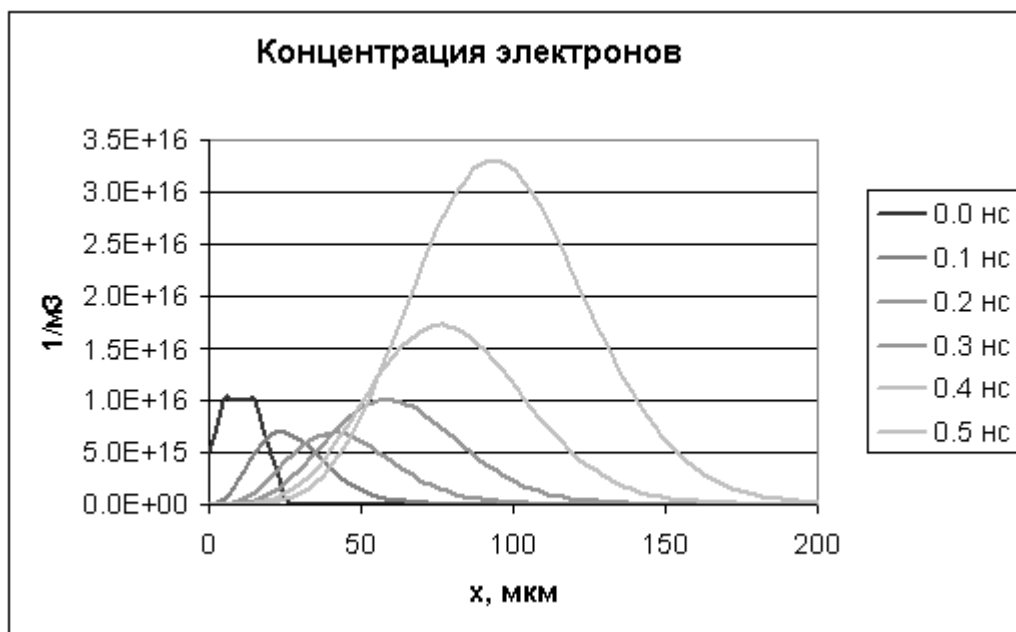
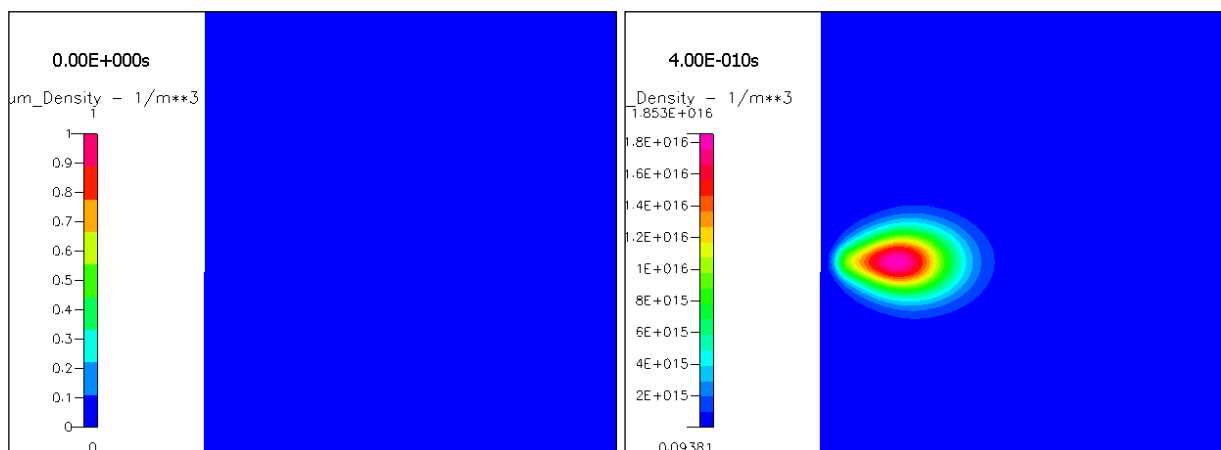


Рис. 2.25. Концентрация электронов на оси X (оси симметрии задачи) в различные моменты времени.

Рассмотрим теперь концентрацию ионов. Подвижность ионов на 3 порядка меньше подвижности электронов, поэтому они практически не двигаются с места за время, когда электронное облако проходит расстояние, показанное на графиках. Таким образом, концентрация ионов образует своеобразный «след» лавины. На рис. 2.26 продемонстрированы контурные графики концентрации ионов в разные моменты времени. Из-за быстрого роста числа электронов контуры ионного облака почти не имеют черт конуса.



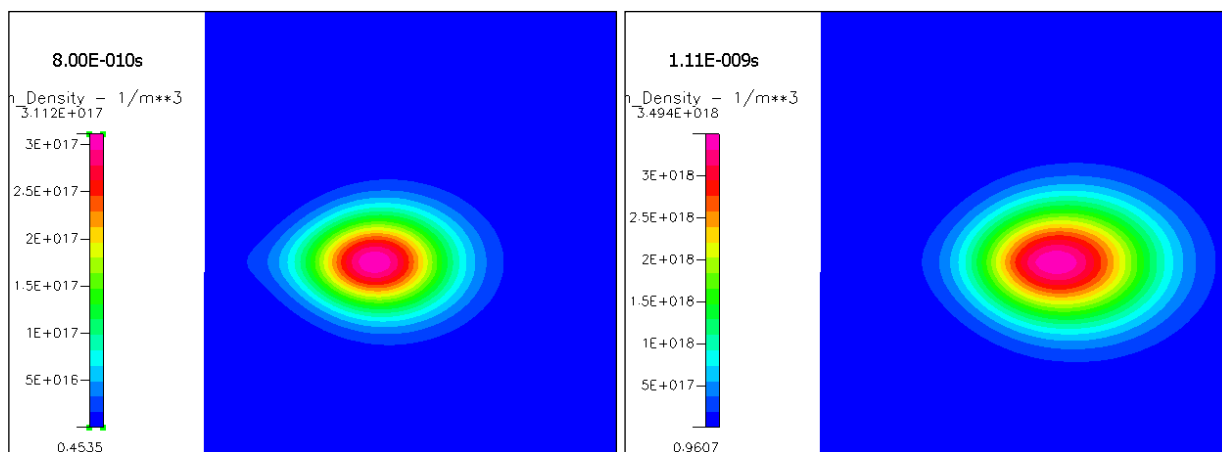


Рис. 2.26. Концентрация ионов в разные моменты времени ( $\text{м}^{-3}$ ).

Форма ионного облака в первые моменты времени имеет некоторое сходство с конусом, но затем из-за очень быстрого роста электронной концентрации «старые» ионы практически не видны на фоне огромного количества «новых», только что рожденных ионов. И форма ионного облака быстро стремится к форме электронного облака.

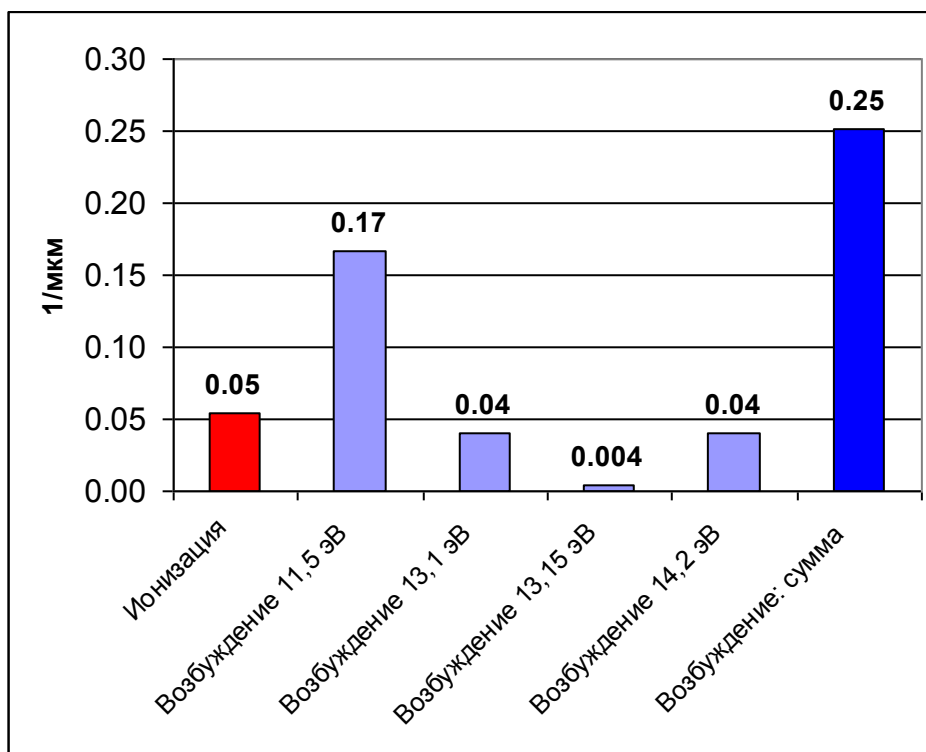


Рис. 2.27. Количество неупругих столкновений данного сорта, испытываемых одним электроном на единице пути по дрейфу. Количество упругих столкновений: 23 1/μкм.

Также решение позволяет увидеть разделение зарядов (рис. 2.28). Передняя часть лавины заряжена отрицательно, задняя – положительно, причем со временем абсолютные значения плотности растут.

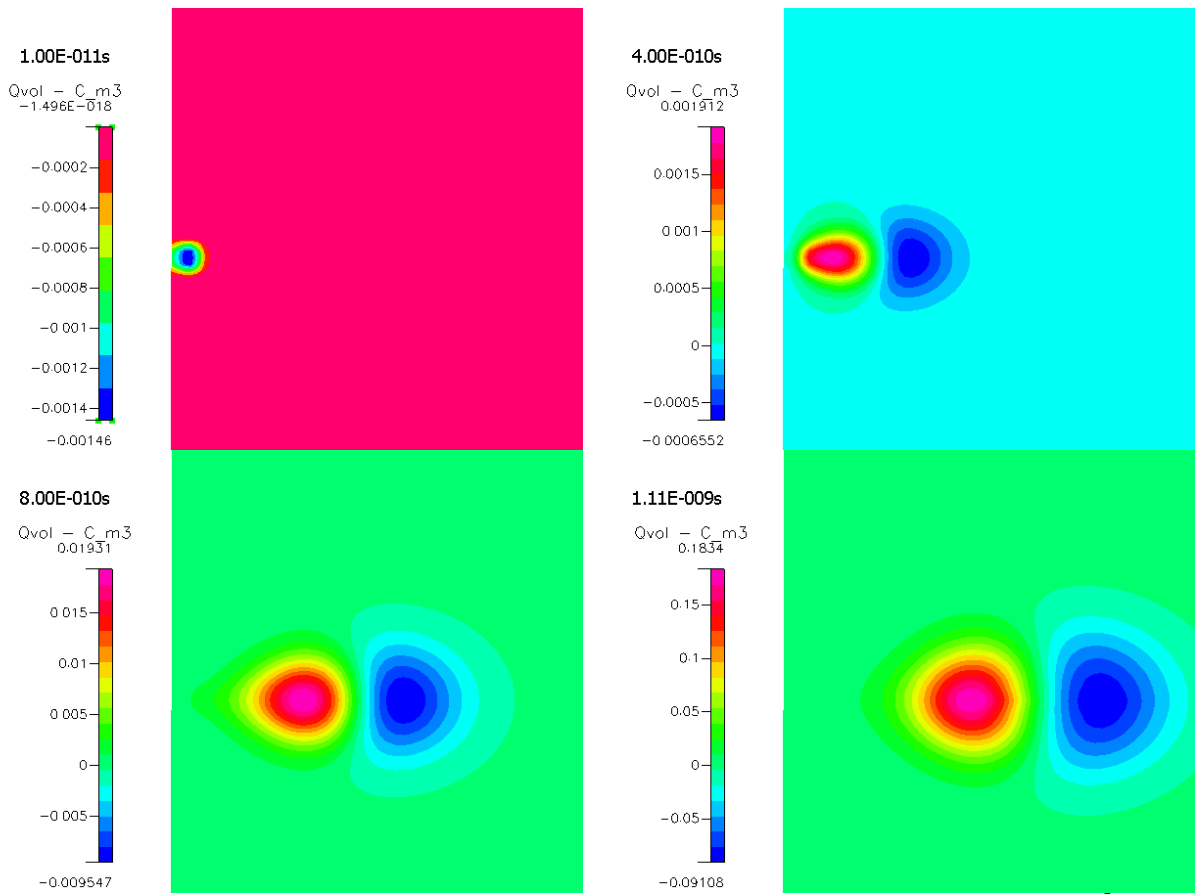


Рис. 2.28. Плотность электрического заряда в разные моменты времени ( $Кл/м^3$ ).

Рис. 2.29 позволяет сравнить электронную концентрацию и их температуру.

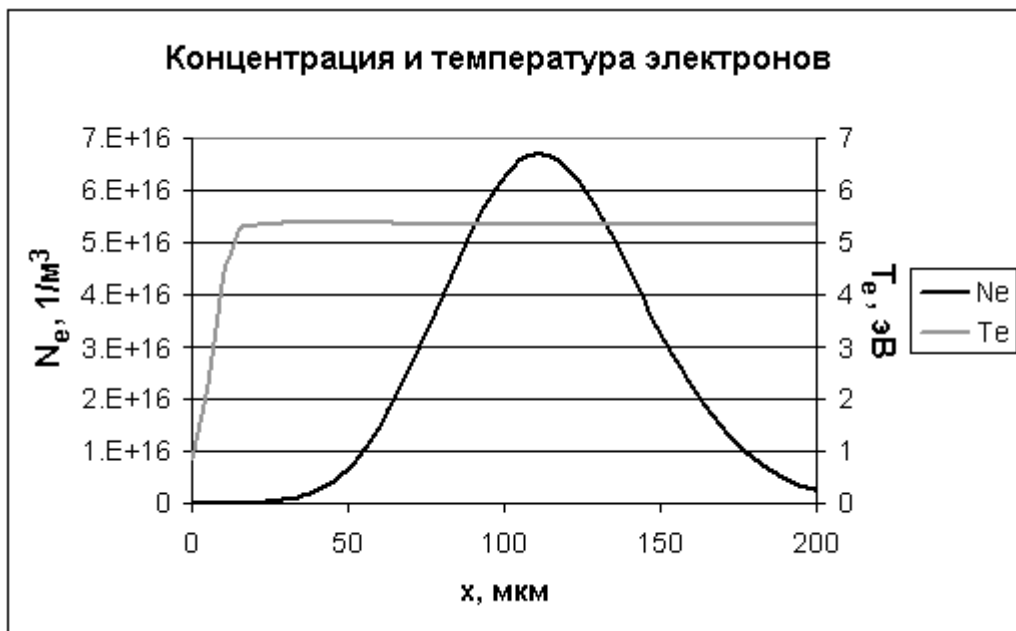


Рис. 2.29. Сравнение концентрации электронов и их температуры. Момент времени  $t=0.6$  нс.

Температура – так же, как и напряженность поля - распределена по лавине практически однородно. Скачок слева является следствием граничных условий – на катоде задана температура 0,1 эВ, и электрон должен пройти определенную разность потенциалов, чтобы достичь высоких энергий. Но далее энергия электронов практически неизменна – держится на уровне 5,3 эВ.

Распределение электронов по энергиям (**спектр**) не зависит не только от координаты, но и от времени, поскольку величина внешнего однородного поля не меняется. Изменяется лишь концентрация электронов.

Рассмотрим распределение электронов по энергиям (рис. 2.30), которое, как указано выше, не меняется во времени и в пространстве. Функция распределения электронов по энергиям и координатам, напомним, одна из тех, которые непосредственно рассчитываются при решении системы уравнений. Как видно по графику, энергию, достаточную для ионизации, имеет небольшое число электронов (красная область), они образуют т.н. «хвост» распределения. Большая часть электронов вообще не испытывают неупругих столкновений и находятся в процессе накопления энергии. Основные энергетические потери вызваны не ионизацией, а возбуждением, пороги которого ниже, чем пороги ионизации.

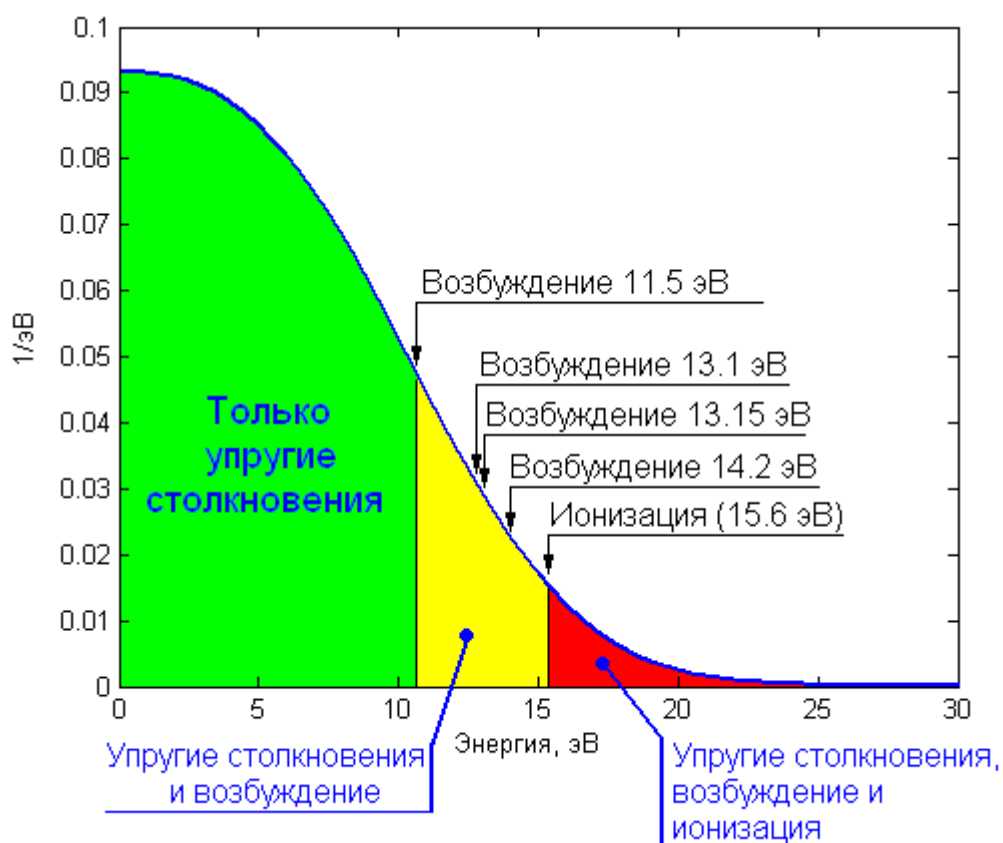


Рис. 2.30. Спектр электронов в лавине.

### Расчет лавины в дрейфово-диффузионном приближении

Программный пакет Comsol позволяет решить ту же задачу о лавине в аргоне в рамках более простого дрейфово-диффузионного приближения. Отличие от Лоренцева уравнения состоит в применении уравнения переноса вместо Лоренцева уравнения для расчета концентрации электронов. В этом случае необходимо задать опытные



зависимости  $\alpha(E)$ ,  $D_e(E)$  и  $\mu_e(E)$ . Система уравнений для электроположительного газа выглядит следующим образом:

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla \varepsilon_0 \varepsilon \nabla \varphi = -|e|(n_+ - n_e) \\ \frac{\partial n_+}{\partial t} + \text{div}[-D_i \nabla n_+ + \mu_i n_+ \vec{E}] = v_{ion}(E)n_e - c_{ei}(E)n_e n_+ \\ \frac{\partial n_e}{\partial t} + \text{div}[-D_e(E) \nabla n_e - \mu_e(E)n_e \vec{E}] = v_{ion}(E)n_e - c_{ei}(E)n_e n_+ \\ E = -\nabla \varphi \\ v_{ion}(E) = \alpha(E)\mu_e(E)E \end{array} \right. \quad (2.36)$$

Дифференциальных уравнений здесь три, последние две строчки – алгебраические соотношения, упрощающие запись уравнений. Искомыми функциями являются электрический потенциал  $\varphi$ , концентрация ионов  $n_+$ , концентрация электронов  $n_e$ . Учитывается рождение электронов и ионов в результате ионизации электронным ударом, а также гибель в результате электрон-ионной рекомбинации.

В данной системе, в отличие от системы в Лоренцевом приближении, нет уравнения баланса энергии для электронов и, соответственно, среди искомым функций нет средней энергии электронов  $T_e$ . Естественно, без уравнения баланса энергии частоту ионизации  $v_{ion}$  рассчитать нельзя, поэтому этот параметр является внешним по отношению к данной системе, он должен быть взят либо из опыта, либо рассчитан иным путем.

В данной задаче подвижность и коэффициент диффузии электронов взяты постоянными: подвижность электронов  $\mu_e=0,043 \text{ м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ , коэффициент диффузии электронов  $D_e=0,35 \text{ м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ . Подвижность иона  $\mu_i=1,5\cdot 10^{-4} \text{ м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ , коэффициент диффузии иона  $D_i=3,8\cdot 10^{-6} \text{ м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ .

Для зависимости коэффициента ионизации от напряженности поля выбрана эмпирическая формула:

$$\frac{\alpha}{p} = A \exp\left[-\frac{B}{E/p}\right] \quad (2.37)$$

В справочной литературе даются коэффициенты  $A$  и  $B$  и указывается диапазон параметра  $E/p$ , в котором работает формула (2.37). Например, для аргона имеем  $A = 12 \text{ 1}/(\text{см}\cdot\text{торр})$ ,  $B = 180 \text{ В}/(\text{см}\cdot\text{торр})$ , при атмосферном давлении формула работает в диапазоне от 75 до 450 кВ/см. Соответствующая кривая представлена на рис. 2.31.

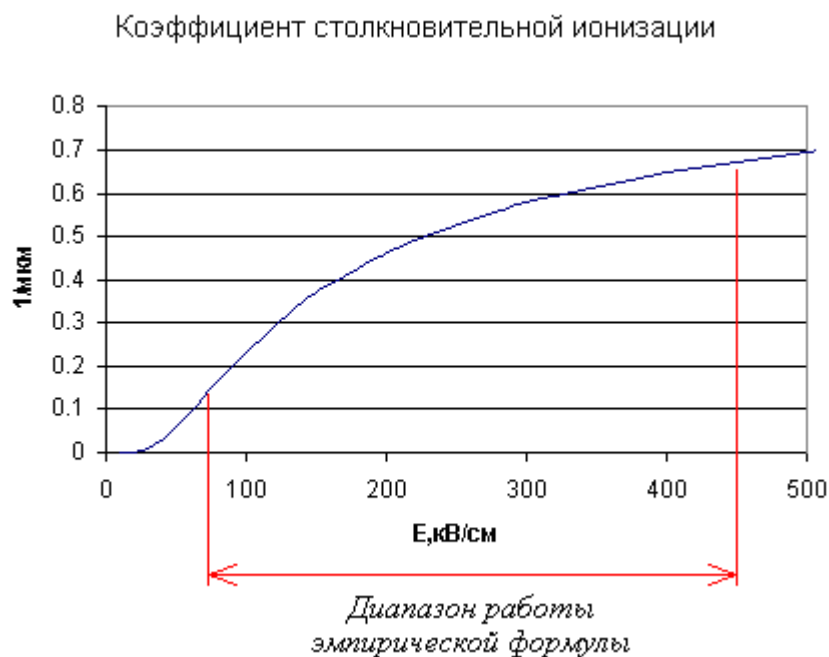


Рис. 2.31. Зависимость коэффициента ионизации от напряженности поля в аргоне.

Коэффициент электрон-ионной рекомбинации взят не зависящим от поля и равным  $10^{-13} \text{ м}^3/\text{с}$ .

Картина лавинного процесса с ростом поля претерпевает качественные изменения. О характере процесса в однородном поле можно судить по безразмерному параметру  $\alpha_{\text{эфф}}d$  ( $\alpha_{\text{эфф}}$  – эффективный коэффициент ионизации,  $d$  – межэлектродное расстояние), который имеет смысл числа ионизаций, которое производит один электрон, проходя между электродами. Со стороны высоких полей лавинный процесс ограничен значением  $\alpha_{\text{эфф}}d \approx 20$ . При достижении такого значения  $\alpha_{\text{эфф}}d$  число заряженных частиц в лавине оказывается столь велико, что поле начинает искажаться лавиной – происходит т.н. лавинно-стримерный переход.

В электроотрицательных газах существует критический уровень напряженности  $E_{\text{кр}}$ , при котором  $\alpha_{\text{эфф}}d=0$  (для воздуха  $E_{\text{кр}}=24,5 \text{ кВ/см}$ ). При напряженности ниже  $E_{\text{кр}}$  электронное облако быстро гибнет из-за прилипания.

В электроположительных газах  $\alpha_{\text{эфф}}=a>0$  при любой напряженности. Какая величина  $\alpha_{\text{эфф}}d$  ограничивает диапазон лавинных процессов снизу в этом случае? Такой границей выступает значение  $\alpha_{\text{эфф}}d \approx 1$ , ведь при  $\alpha_{\text{эфф}}d \ll 1$  электронное облако просто пролетает межэлектродный промежуток, не испытывая потерь, но и почти не увеличивая число электронов в облаке. Такой процесс по сути лавиной не является, это просто миграция электронов под действием электрического поля.

Рассмотрим лавину в аргоне при  $\alpha_{\text{эфф}}d=4$  (слабое поле) и при  $\alpha_{\text{эфф}}d=25$  (сильное поле). Как и в задаче, рассмотренной выше, взято межэлектродное расстояние  $d=0,5 \text{ мм}$ .

Полю  $28,95 \text{ кВ/см}$  соответствует  $\alpha=8000 \text{ 1/м}$  и  $\alpha d=4$ . Как видно по графикам на рис. 2.32, в первые моменты времени концентрация резко падает, поскольку диффузия резко увеличивает объем электронного облака. Затем, на интервале  $1,5 \div 3,5 \text{ нс}$  концентрация постепенно растет. Общее число электронов в облаке увеличивается с 64 при  $t=0$  до 1960 при  $t=3,5 \text{ нс}$ .

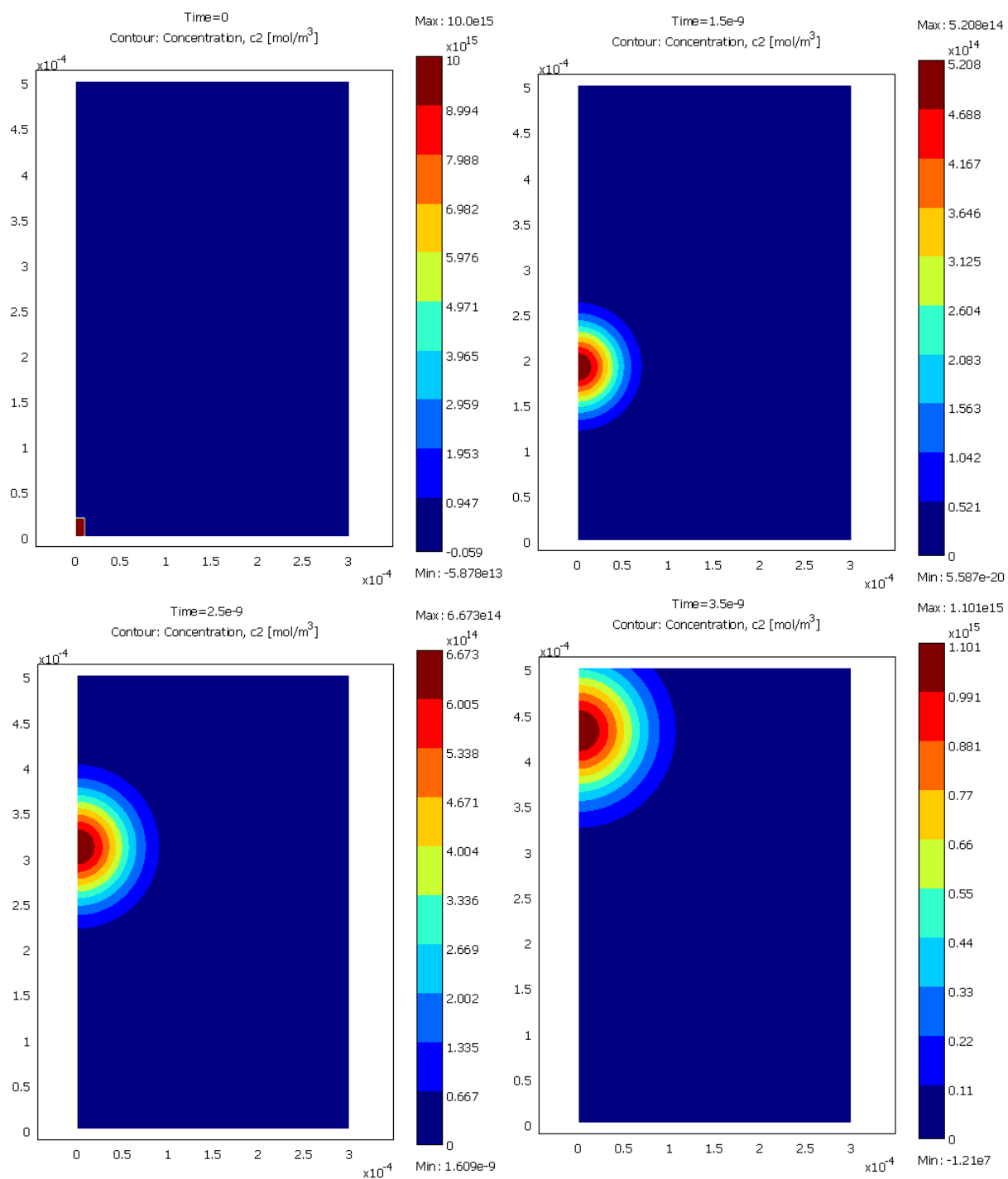


Рис. 2.32. Концентрация электронов при распространении лавины в слабом поле.

Концентрация ионов образует след лавины (рис. 2.33).

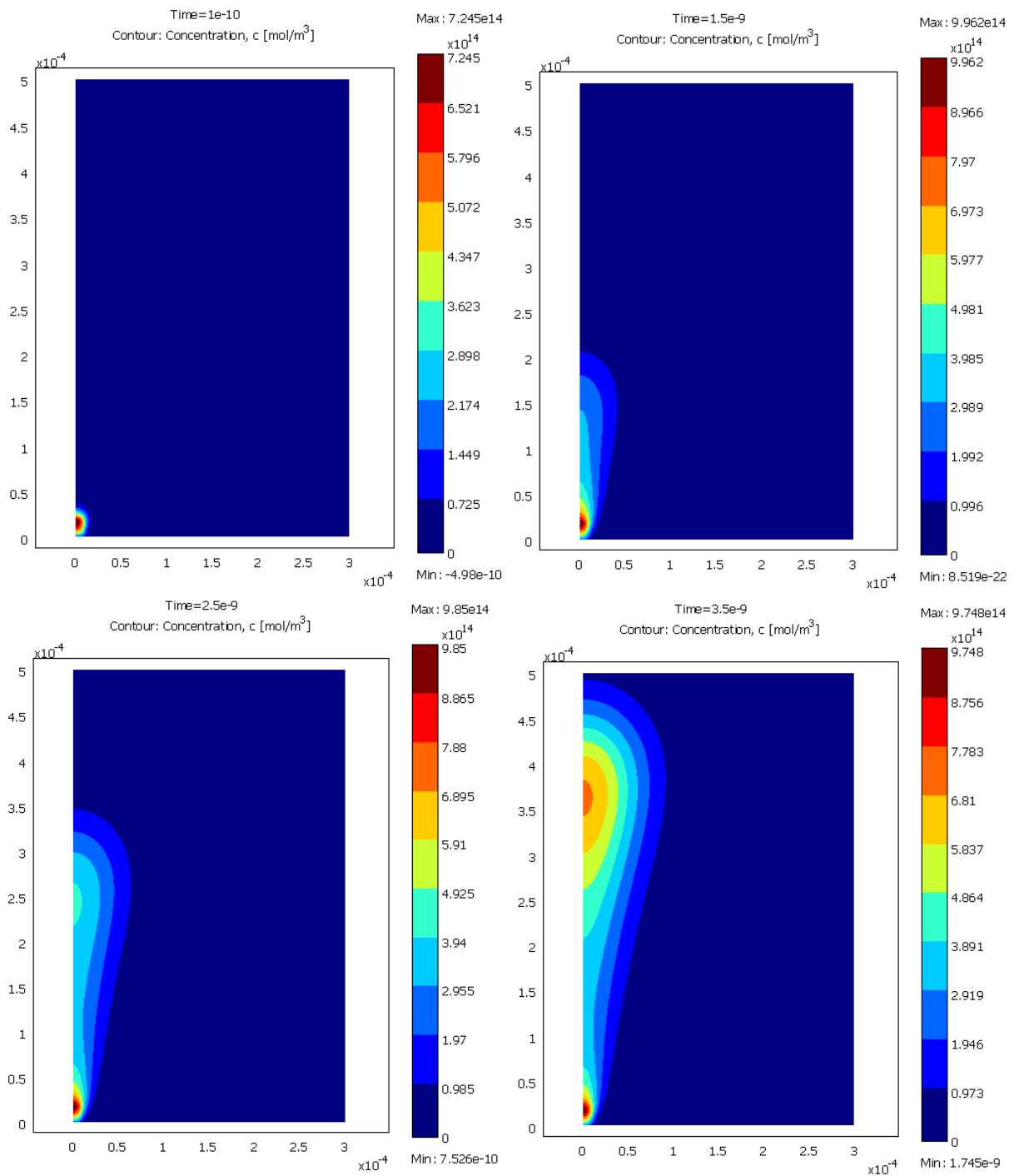


Рис. 2.33. Концентрация ионов в разные моменты времени при развитии лавины в слабом поле.

Поток электронов равен сумме миграционного и диффузионного потоков. Миграционный поток параллелен вектору электрического поля и во всем пространстве направлен вертикально (рис. 2.34). Диффузионный поток направлен радиально от центра лавины.

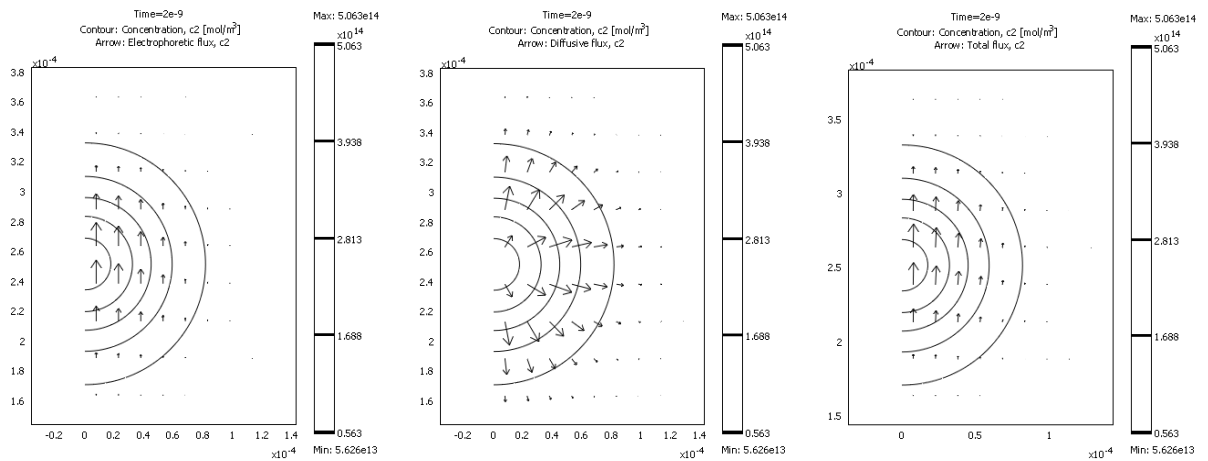


Рис. 2.34. Поток электронов. Слева – миграционный поток, в центре – диффузионный поток, справа – полный поток.

Благодаря диффузионному потоку, линии тока направлены не вертикально, а под углом (рис. 2.35). Они наглядно демонстрируют характер движения лавины – дрейф вдоль поля и расширение в поперечном направлении.

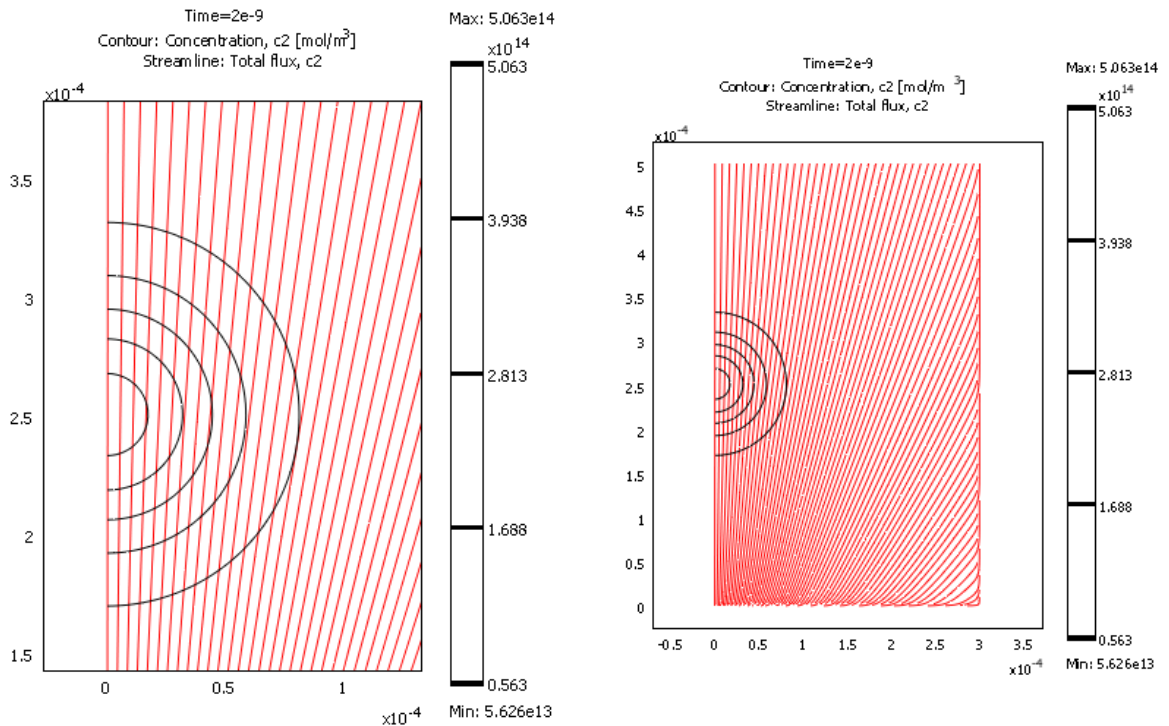


Рис. 2.35. Линии тока в области электронного облака и во всем расчетном пространстве.

Поскольку коэффициент усиления лавины невелик, искажение поля также незначительное. Введем количественную безразмерную степень искажения поля:

$$\delta(\vec{r}) = \frac{E(\vec{r}) - E_0}{E_0}$$

Как видно по графику (рис. 2.36), поле усиливается позади и перед лавиной и ослабляется в центральной части. В данном случае поле изменилось лишь на 0,01%.

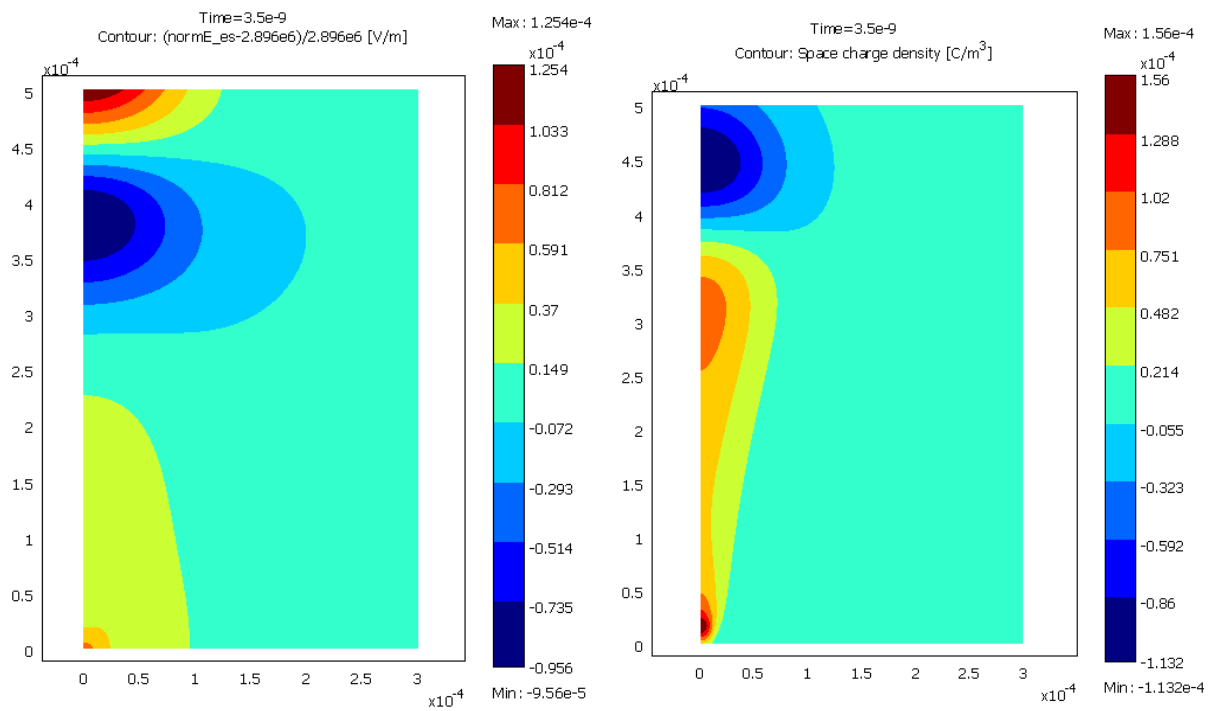


Рис. 2.36. Развитие лавины в слабом поле; момент времени  $t=3,5$  нс. Слева – степень искажения поля  $\delta=(E-E_0)/E_0$ . Справа – плотность объемного заряда.

Теперь рассмотрим случай  $\alpha_{эф} \cdot d=25$ . Это значение соответствует  $\alpha=5 \cdot 10^4$  1/м, напряжению 2,36 кВ, напряженность однородного поля  $E_0=47,2$  кВ/см.

В этом случае электронное облако имеет сферическую форму вплоть до  $t \approx 1,3$  нс (рис. 2.37). Здесь лавина вытягивается вдоль поля, а распределение концентрации электронов становится несимметричным в вертикальном направлении. К этому моменту времени число электронов в облаке достигает  $1,5 \cdot 10^7$ , тогда как в начальный момент времени в облаке было 64 электрона.

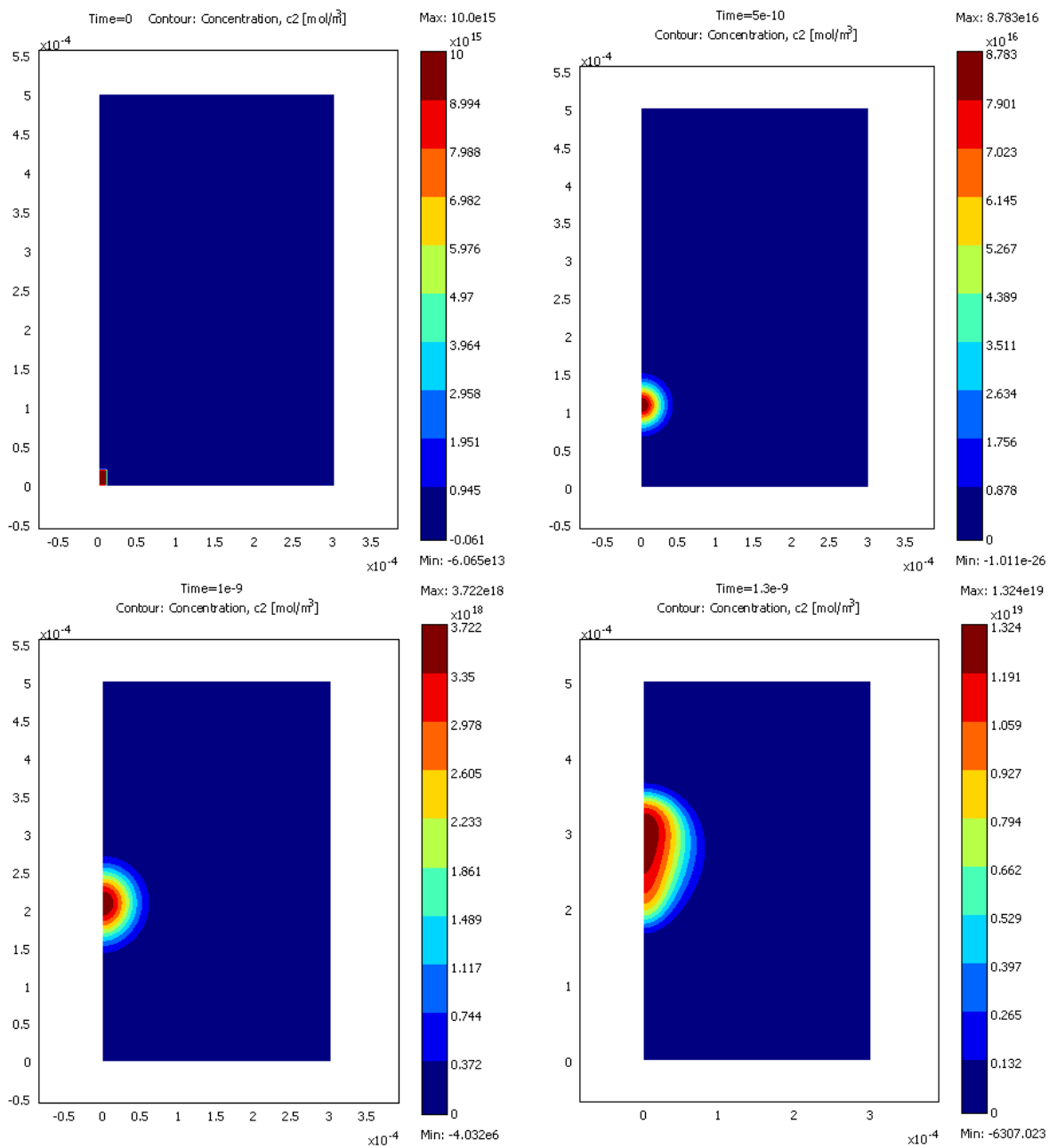


Рис. 2.37. Концентрация электронов при распространении лавины в сильном поле.

Искажение формы лавины вызвано тем, что искажение электрического поля объемным зарядом становится значительным. Как видно по рисунку 2.38, при  $t=1,3$  нс изменение достигает 27%.

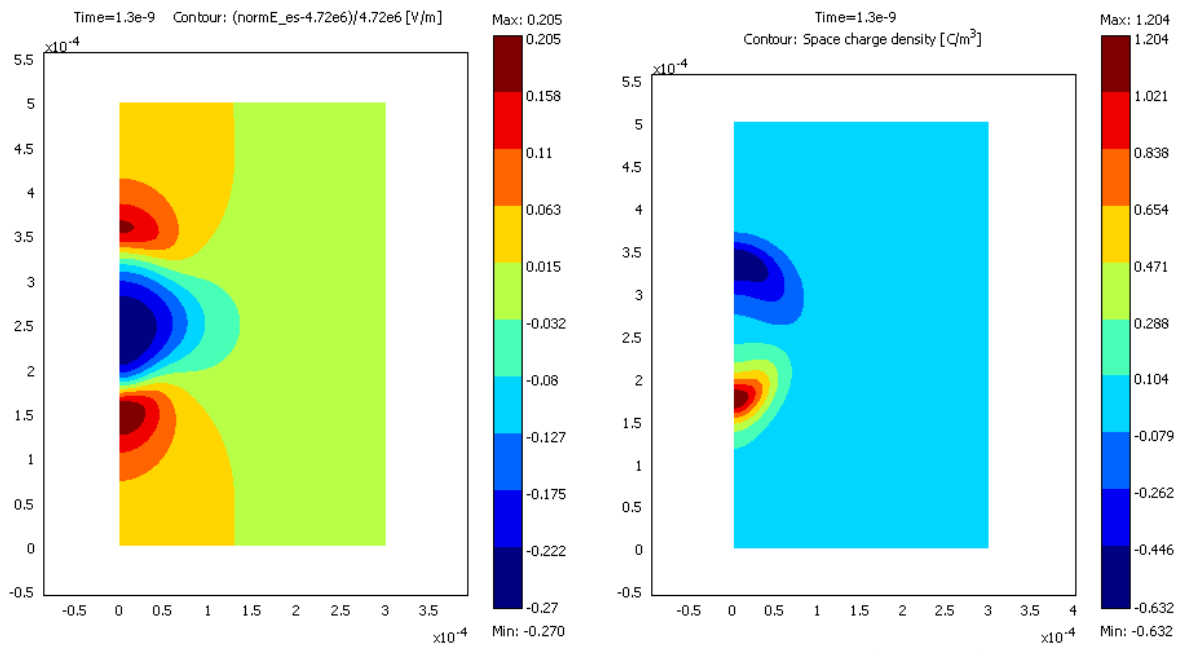


Рис. 2.38. Развитие лавины в сильном поле; момент времени  $t=1,3$  нс. Слева – степень искажения поля  $\delta=(E-E_0)/E_0$ . Справа – плотность объемного заряда.

Из-за быстрого размножения электронов конусообразная форма ионного облака едва угадывается (рис. 2.39).



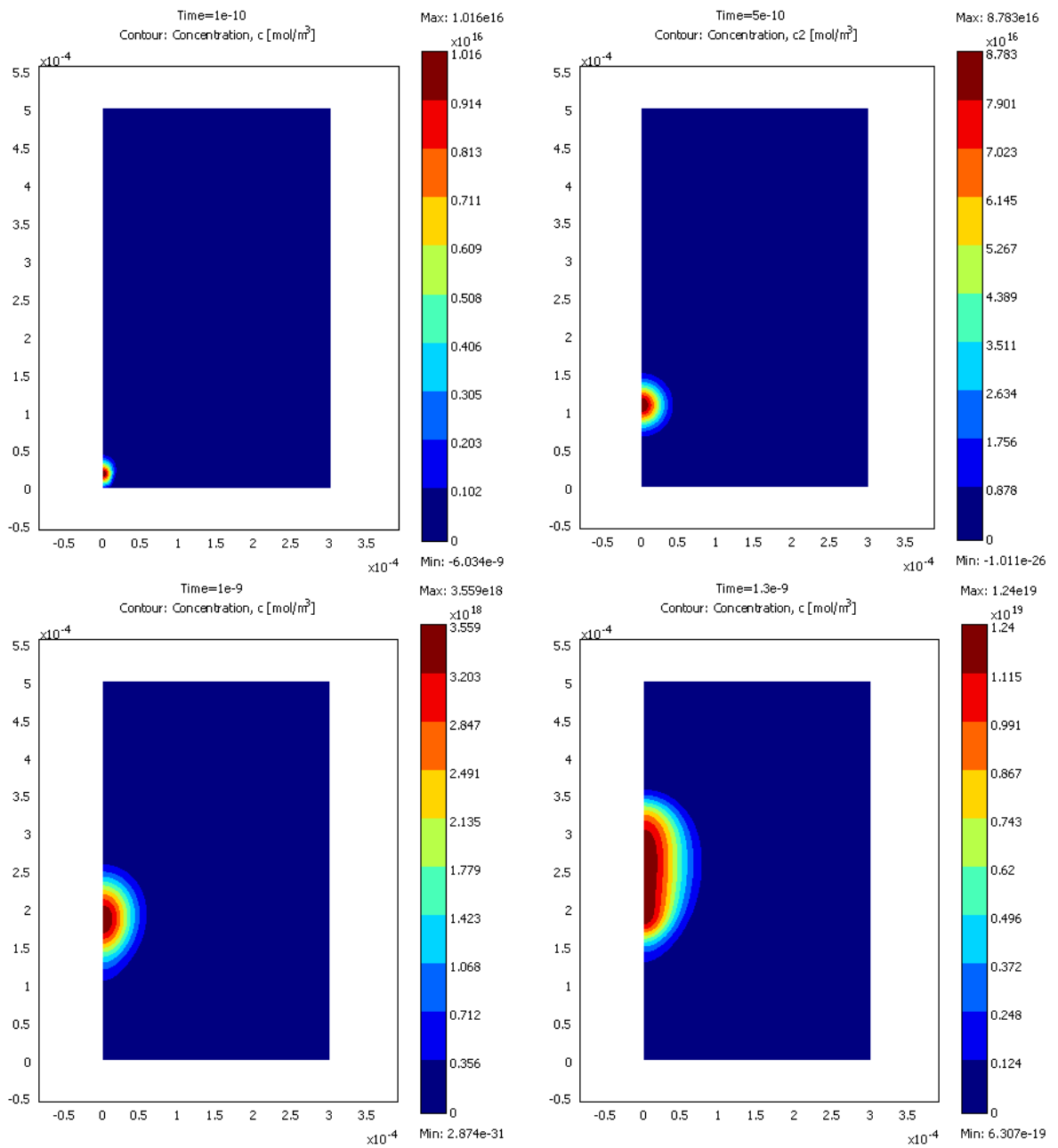


Рис. 2.39. Концентрация ионов при распространении лавины в сильном поле.

Рекомбинация в задачах о лавине является второстепенным процессом: даже в сильном поле, где, как видно по приведенным выше графикам, концентрация ионов и электронов достигает  $10^{19} \text{ м}^{-3}$ , время жизни электрона по отношению к рекомбинации  $\tau=1/c_{\text{rec}}n$  составляет порядка  $10^{-6}$  с, что гораздо больше (на три порядка) времени развития лавины.

Итак, качественный характер лавинных процессов в однородном поле определяется безразмерным параметром  $\alpha_{\text{эфф}}d$ . В электроположительном газе лавинные процессы занимают диапазон  $1 \leq \alpha_{\text{эфф}}d < 20$ . При  $\alpha_{\text{эфф}}d \ll 1$  происходит простая миграция электронного облака через межэлектродный промежуток. В электроотрицательном газе характерным диапазоном лавинных процессов следует считать  $0 < \alpha_{\text{эфф}}d < 20$ . При  $\alpha_{\text{эфф}}d < 0$  электронное облако гибнет из-за прилипания. При  $\alpha_{\text{эфф}}d \geq 20$  лавина переходит в стример, не доходя до противоэлектрода.

## Расчет коэффициента ионизации $\alpha$ в Лоренцевом приближении

При расчете в Лоренцевом приближении частоты ионизации и других реакций находятся из уравнения баланса энергии для электронов, а в дрейфово-диффузионном приближении это некоторые заданные параметры. Мы покажем, как Лоренцево приближение может быть использовано для численного расчета коэффициента ионизации. Из рассмотрения станет ясно, что неявно коэффициент  $\alpha$  учитывает баланс энергии электрона, а также протекание различных реакций с потерей энергии типа возбуждения или диссоциации.

Простейшая аналитическая модель лавины описывает одиночную лавину как дрейф облака электронов вдоль поля с диффузией. При этом полное число электронов в облаке  $N$  экспоненциально растет по мере его продвижения. Пусть  $x$  – координата центра облака. Тогда  $N$  изменяется так (см. (2.26)):

$$N = N_0 \exp[\alpha x] \quad (2.38)$$

Какие эффекты определяют значение  $\alpha$ , измеренное в эксперименте? Выше было показано, что рекомбинацию при расчете  $\alpha$  учитывать нельзя, поскольку коэффициент  $\alpha$  вводится для случаев, когда рекомбинацией можно пренебречь. Коэффициент  $\alpha$  учитывает конкуренцию возбуждения и ионизации, куда уходит энергия, набираемая электроном в электрическом поле. Расчет этих процессов, в свою очередь, требует учета функции распределения электронов по энергиям. Наконец, поскольку исходные данные задаются в виде сечений реакций, требуется корректная оценка соотношения дрейфовой и тепловой скоростей, для перевода пробегов по реакциям в число столкновений. Таким образом, метод, правильно подсчитывающий  $\alpha$ , должен совместно учитывать весь комплекс явлений, происходящих в лавине.

Итак, для определения коэффициента столкновительной ионизации  $\alpha$  можно найти зависимость  $N_e(x)$ , где  $N_e$  – полное число электронов в пространстве в некоторый момент времени, а  $x$  – координата центра электронного облака. Затем полученную зависимость нужно сравнить с формулой (2.38).

Для определения  $N_e$ , в принципе, необходимо взять объемный интеграл от концентрации электронов, которая выводится в файл решения CFD-ACE. Однако можно упростить расчет и поставить одномерную задачу.

Рассмотрим лавину в однородном поле между плоскими протяженными электродами, исключив зависимость от координат, оси которых перпендикулярны полю (рис. 2.40). Получается, что электроны стартуют с равномерно заряженной области по всему отрицательному электроду. Физически это трудноосуществимо, однако такая постановка задачи не должна повлиять на коэффициент  $\alpha$ . Ведь в начальной фазе межэлектронные упругие столкновения пренебрежимо редки, как и рекомбинация, таким образом, лавина определяется разгоном электрона в однородном поле и столкновениями с нейтральными атомами. В этом смысле электроны в лавине ведут себя «независимо», и мы можем работать с лавиной любой формы.

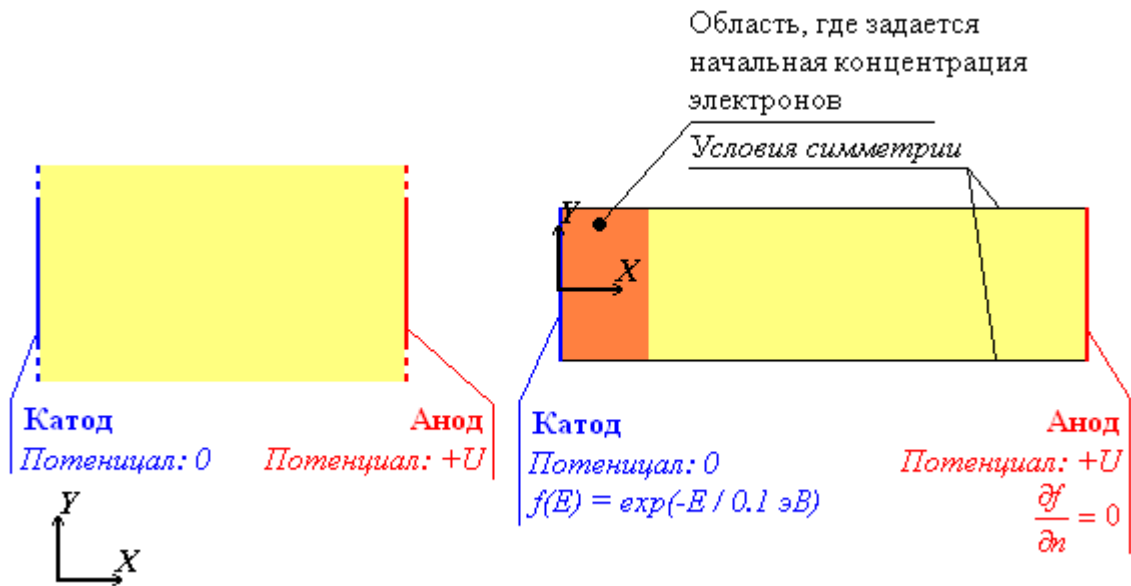


Рис. 2.40. Постановка задачи об одномерной лавине (слева) и модель в CFD-ACE (справа).

В этой задаче, назовем ее «задачей об одномерной лавине», все величины зависят лишь от координаты  $x$  вдоль поля.

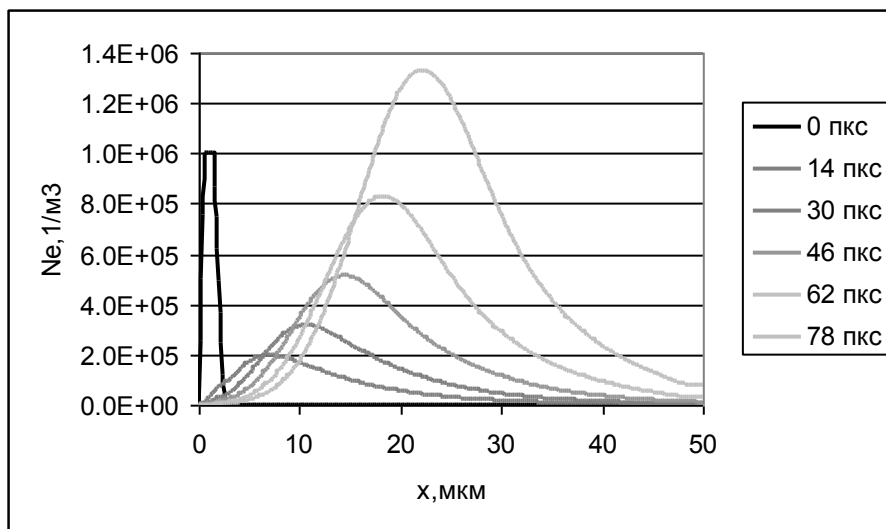


Рис. 2.41. Концентрация электронов в «одномерной лавине» в разные моменты времени.

Решение CFD-ACE позволяет получить в виде таблицы зависимость концентрации  $n_e$  от координаты  $x$  (рис. 2.41). Поскольку формально лавина простирается бесконечно далеко по поперечным координатам, полное число электронов  $N$  в лавине берется в расчете на единицу площади поперечного сечения задачи. Для подсчета  $N$  необходимо численно взять интеграл от концентрации электронов по  $x$  от катода до анода:

$$N_e = \int_K^A n_e(x) dx$$

Центр лавины  $x_c$  подсчитывается по формуле:

$$x_c = \frac{1}{N_e} \int_K^A x n_e(x) dx$$

Зависимость  $N_e(x_c)$  хорошо аппроксимируется экспоненциальной функцией, как показано на рис. 2.42. Сравнивая зависимость с (2.38), мы видим, что показатель экспоненты равен  $\alpha x_c$ . Отсюда по результатам аппроксимации получаем коэффициент ионизации. Например, для случая  $E=80$  кВ/см, показанном на рис. 2.42, зависимость  $N_e(x_c)$  аппроксимируется функцией  $N_e(x_c) = 0.3379 \exp[0.1743x_c]$ , отсюда  $\alpha=0,1743$  1/мкм.



Рис. 2.42. Подсчет полного числа электронов в определенный момент времени позволяет определить коэффициент столкновительной ионизации.  $E = 80$  кВ/см.

В случае аргона мы имеем возможность сравнить расчетный результат для экспериментов. Для аппроксимации зависимости  $\alpha$  от  $E/p$  существует полуэмпирическая формула:

$$\frac{\alpha}{p} = A \exp \left[ - \frac{B}{E/p} \right] \quad (2.39)$$

В справочной литературе даются коэффициенты  $A$  и  $B$  и указывается диапазон параметра  $E/p$ , в котором работает формула (2.39). Например, для аргона имеем  $A = 12$  1/(см·торр),  $B = 180$  В/(см·торр), при атмосферном давлении формула работает в диапазоне от 75 до 450 кВ/см. Численно рассчитав коэффициенты  $\alpha$  при различных напряженностях поля, мы получаем материал для сравнения метода с опытными данными.

График на рис. 2.43 демонстрирует, насколько определенные разными методами коэффициенты  $\alpha$  соответствуют опытными данным. По методу «одномерной лавины» отклонение уже составляет всего 2-5%.

Отклонение составляет 5% для точки 80 кВ/см, которая находится на границе применимости формулы, и 4% для 300 кВ/см. Точки, относящиеся к более слабым полям (100 кВ/см и 200 кВ/см), отклоняются от опытных данных на 1-2%. Погрешность самого метода, то есть погрешность определения коэффициента  $\alpha$  в формуле (2.38), составляет 1-2%.

Необходимо отметить, что большей точности проверки достигнуть нельзя, поскольку коэффициенты  $A$  и  $B$  в эмпирической формуле (2.39), установленные по опытным данным, даны с двумя значащими цифрами.

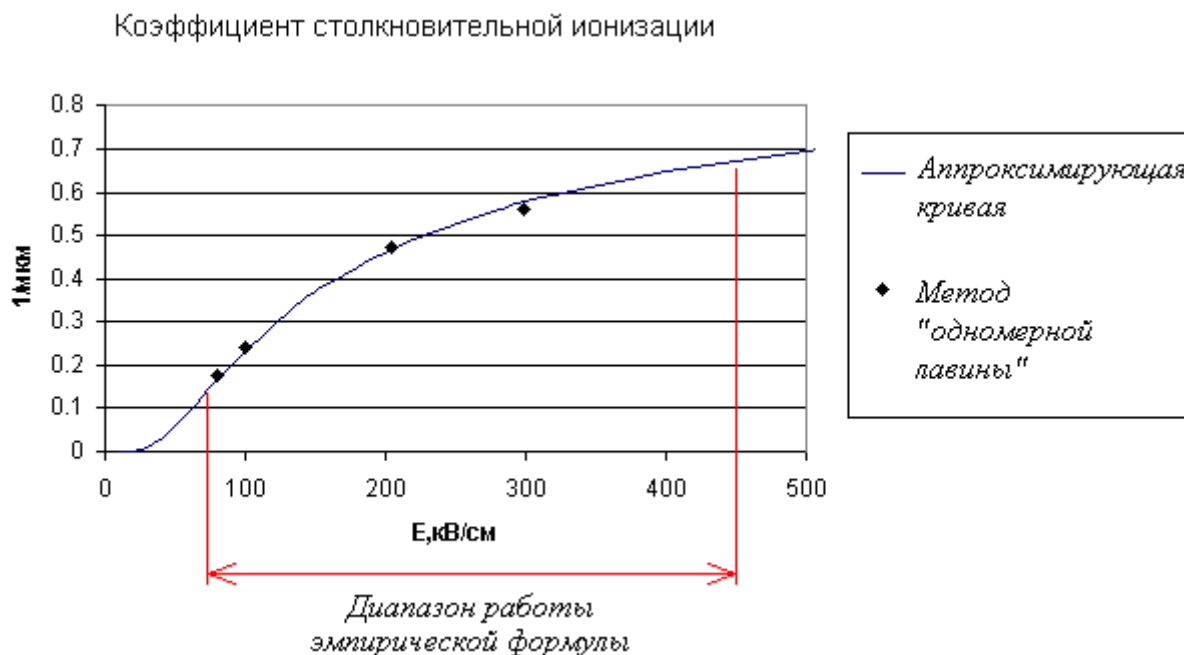


Рис. 2.43. Результаты сравнения численного решения с экспериментальными данными по коэффициенту столкновительной ионизации.

Рис. 2.43 позволяет утверждать, что описанный выше метод позволяет с хорошей точностью восстановить вид кривой зависимости коэффициента столкновительной ионизации от напряженности поля. Это подтверждает то, что решение CFD-ACE правильно описывает развитие лавины в аргоне, а, следовательно, процессы дрейфа, ионизации, возбуждения, по крайней мере в полях 80-300 кВ/см.

Таким образом, коэффициент  $\alpha(E)$  учитывает протекание различных реакций в газе, однако информация о них «скрыта», и мы не можем по нему восстановить данные об излучении лавины или о скорости диссоциации молекул газа. Также необходимо помнить, что коэффициент  $\alpha(E)$  не учитывает рекомбинацию и может применяться в случаях, когда характерный пространственный масштаб неоднородности поля больше характерного пробега по неупругим столкновениям.

### Измерение тока при прохождении лавины

На опыте коэффициент  $\alpha$  измеряют по регистрации тока в цепи, содержащий разрядный промежуток. Этот ток имеет нетривиальный характер — он не связан непосредственно с поглощением заряда на электроде. Ток идет и тогда, когда заряды еще не достигли электродов. Природа тока связана с тем, что при движении заряженной частицы в газе, на поверхности проводника происходит перераспределение зарядов, которые должны экранировать поле частицы (рис. 2.44).

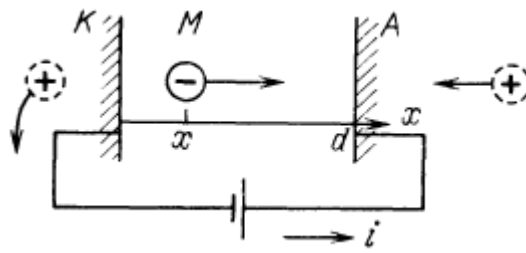


Рис. 2.44. Схема протекания тока в цепи при прохождении разряда через газовый промежуток.

Можно получить величину тока, анализируя электростатическую задачу о перераспределении поверхностных зарядов на проводнике, однако есть более короткий путь. Рассмотрим движение частицы с зарядом  $q$  в однородном поле  $E$ , имеющем только компоненту  $E_x$ . При дрейфе частицы вдоль поля на расстояние  $dx$  поле совершает над ней работу  $dA = qE_x dx$ . Ясно, что эта работа производится источником напряжения. Однако источник находится вне поля, он взаимодействует лишь со своим участком цепи. Поэтому совершаемая им работа равна  $dA = I \cdot U dt$ . Перенос энергии осуществляется через ток  $I$ , связанный с перераспределением зарядов на электродах. Приравнявая работы, получаем:

$$I = \frac{qE_x \frac{dx}{dt}}{U} = \frac{qE_x V_d}{U} \quad (2.40)$$

Ясно, что работы, производимые над зарядами, суммируются, поэтому при наличии зарядов в формуле (2.40) необходимо взять сумму токов, создаваемых каждым зарядом.

Отсюда мы можем сразу вывести теоретическую формулу для тока, создаваемого лавиной. Рассмотрим газ без прилипания.

При каждой ионизации возникает положительный ион и электрон, поэтому, пока лавина не контактирует с электродами, их число равно. Поскольку поле еще не изменено объемным зарядом, все электроны движутся в поле  $E_x$ , с одинаковой скоростью  $V_e = \mu_e E_x$ . Аналогично, все ионы движутся со скоростью  $V_{\text{эл}} = \mu_{\text{ион}} E_x$ :

$$I = \frac{NE_x |e| V_{\text{ион}}}{U} - \frac{NE_x |e| V_e}{U} \quad (2.41)$$

Здесь  $N$  – число электронов в лавине. Поскольку скорость ионов много меньше скорости электронов, в формуле (2.41) эффективно работает только второе слагаемое. Таким образом, ток возрастает экспоненциально – как число электронов:

$$I \approx \frac{E_x e V_e \exp[\alpha V_d t]}{U} \quad (2.42)$$

По формуле (2.42) и находят коэффициент  $\alpha$  на опыте, измеряя зависимость  $I(t)$ . Нужно отметить, что применение такого метода требует знания дрейфовой скорости электронов. Значение дрейфовой скорости электронов в линейной фазе лавины можно считать однородным в пространстве и не меняющимся во времени, поскольку спектр электронов, а значит и подвижность, определяется напряженностью поля.

Сложность применения данного метода в CFD-ACE состоит в том, что явно ток на электродах в файл результатов не выводится. Один из путей его расчета – подсчет заряда на электродах. Для этого можно воспользоваться законом Гаусса:

$$\int_S E_n dS = \frac{Q}{\epsilon_0} \quad (2.43)$$

Проинтегрировав нормальную компоненту поля по поверхности электрода, мы получим заряд  $Q$ . Далее необходимо анализировать зависимость  $Q(t)$ . Дополнительная сложность состоит в том, что в линейной фазе лавины (для которой и вычисляется коэффициент  $\alpha$ ) возмущение на фоне однородного поля очень мало.

Что касается соответствия метода анализа тока  $I$  и метода, связанного с прямым подсчетом числа электронов в лавине, соответствие между ними становится ясно из формулы (2.41), которая, отметим, является точным результатом. Ведь само использование метода измерения тока основано на утверждении, что ток пропорционален числу электронов в лавине.

Расчет тока по численному решению проведен для случая поля  $E=80$  кВ/см. Чтобы на фоне однородного поля было заметно собственное поле объемного заряда, пришлось взять достаточно большую начальную концентрацию электронов:  $10^{16}$  1/м<sup>3</sup>. Подсчитывался заряд на катоде, поскольку он ближе к лавине, и поляризационный заряд достаточно быстро спадает при удалении от оси симметрии. Это важно, поскольку модель конечна.

Из решения CFD-ACE была получена в виде таблицы зависимость нормальной компоненты электрического поля  $E_n$  на электроде от радиальной координаты  $r$ . Это позволило численно подсчитать поляризационный заряд  $Q_n$  по формуле:

$$Q_n = \varepsilon_0 \int_0^R E_n(r) 2\pi r dr$$

Здесь  $R$  – радиус модели CFD-ACE. Зависимость  $Q_n(t)$ , как и должно быть по формуле (2.42), хорошо аппроксимируется формулой:

$$Q(t) = Q_0 + Q_1 \exp[\beta t] \quad (2.44)$$

По формуле (2.44) находим аппроксимацию для тока:

$$I(t) = Q_1 \beta \exp[\beta t] \quad (2.45)$$

На рис. 2.45 показаны результаты расчета: поляризационный заряд на катоде и ток в цепи. При малых временах заряд положителен, поскольку в начале задается компактная область, заполненная электронами, а положительных ионов в начальный момент нет. Для экранирования отрицательного объемного заряда необходим положительный поверхностный заряд. Затем, при удалении лавины, положительный заряд перетекает на анод. Ток на катоде взят по модулю.

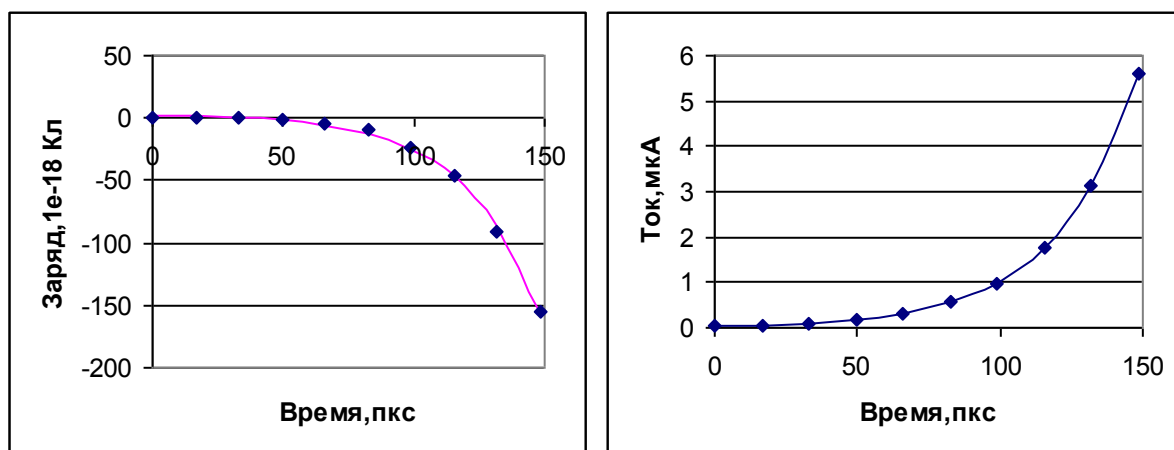


Рис. 2.45. Поляризационный заряд на катоде (слева). Сплошной линией показана аппроксимация по формуле (2.44). Ток на катоде (справа).

Сравнение зависимости (2.45) с теоретически обоснованной формулой (2.42) позволяет вычислить коэффициент  $\alpha$  так, как это делается в реальном опыте. Именно:

$$\alpha = \frac{\beta}{V_d} = \frac{\beta}{\mu_e E}$$

Коэффициент  $\beta$ , найденный аппроксимацией по формуле (2.45), оказался равен  $4,39 \cdot 10^{10}$  1/с, с погрешностью аппроксимации 5%. Подвижность электронов, выводимая CFD-ACE в файл решения, практически одинакова по всей лавине и равна  $0,036 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ . Учитывая, что напряженность внешнего однородного поля равна  $80 \text{ кВ/см}$ , получаем  $\alpha = 0,152$  1/мкм. Эмпирическая формула (2.39) дает значение  $0,16$  1/мкм, то есть наблюдается хорошее соответствие.

## Расчет лавин в неоднородном поле

### Расчет в лоренцевом приближении

В неоднородном поле развитие электронных лавин имеет свои особенности. Оказывается, что картина явления зависит от полярности активного (заостренного) электрода. Рассмотрим систему электродов сфера-сфера. Радиус внутреннего электрода 1 мм. Задача формулируется так, как показано на рис. 2.46. Моделируется не все пространство между сферами, а конический сектор. В небольшой области задается начальная концентрация электронов.

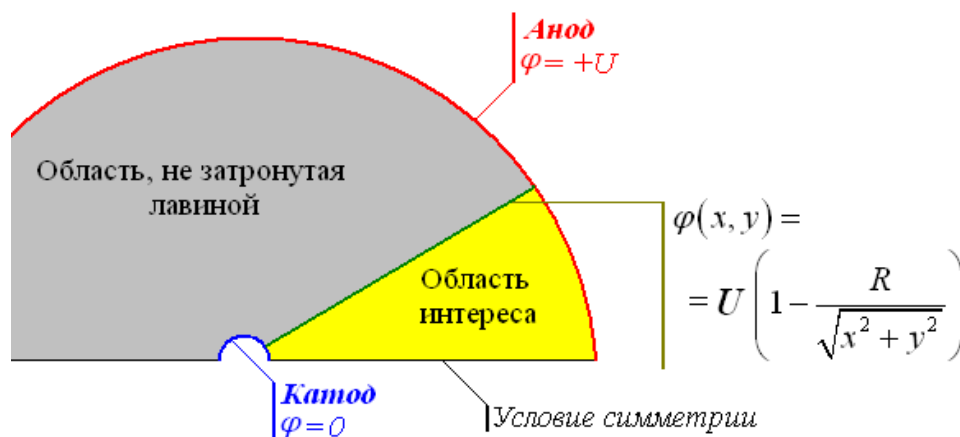


Рис. 2.46. Схема модели для расчета лавины в неоднородном поле.

В качестве газа, заполняющего межэлектродный промежуток, выбран азот  $\text{N}_2$ . По сравнению с инертными газами он обладает гораздо большим числом существенных реакций.

Расчет проводился в Лоренцевом приближении в пакете CFD-ACE.

В модели учитываются частицы следующих типов:

- Электроны (обозначение в CFD-ACE - E). Задан заряд и масса. Такие свойства, как подвижность и диффузия не задаются – движение электронов рассчитывается через уравнение Фоккера-Планка.

- $\text{N}_2$  ( $\text{N}_2$ ). Молекулярный азот.
  - $\text{N}$  ( $\text{N}$ ). Атомарный азот. Образуется в результате диссоциации азота.
  - $\text{N}_2^+$  ( $\text{N}_2^+$ ). Положительный ион молекулярного азота. Задана подвижность.
- В объеме заданы следующие *реакции*.

Тип	Реакция	Уравнения	Источник
-----	---------	-----------	----------



столкновения			данных
Электрон и нейтральная частица	Упругое столкновение	$N_2 + e \rightarrow N_2 + e$	Сечение
	Диссоциация	$N_2 + e \rightarrow 2N + e$	Сечение
	Возбуждение	$N_2 + e \rightarrow N_2 + e + h\nu$ (17 уровней)	Сечение
	Ионизация	$N_2 + e \rightarrow N_2^+ + 2e$	Сечение
Электрон и ион	Диссоциативная рекомбинация	$N_2^+ + e \rightarrow 2N + h\nu$	Коэффициент, зависимость от $T_e$

Табл. 2.2. Реакции в объеме для расчета лавины в азоте  $N_2$ .

- $N_2 + e \rightarrow N_2 + e$ . Упругое столкновение. Задано сечение реакции (рис. 2.47). Опытная кривая взята из [1].
- $N_2 + e \rightarrow N_2^+ + 2e$ . Ионизация. Задано сечение реакции (рис. 2.47), порог – 15,6 эВ. Источник данных – база данных CFD-ACE.
- $N_2 + e \rightarrow 2N + e$ . Диссоциация электронным ударом. Задано сечение реакции (рис. 2.47), порог – 9,5 эВ. Источник данных – [1].

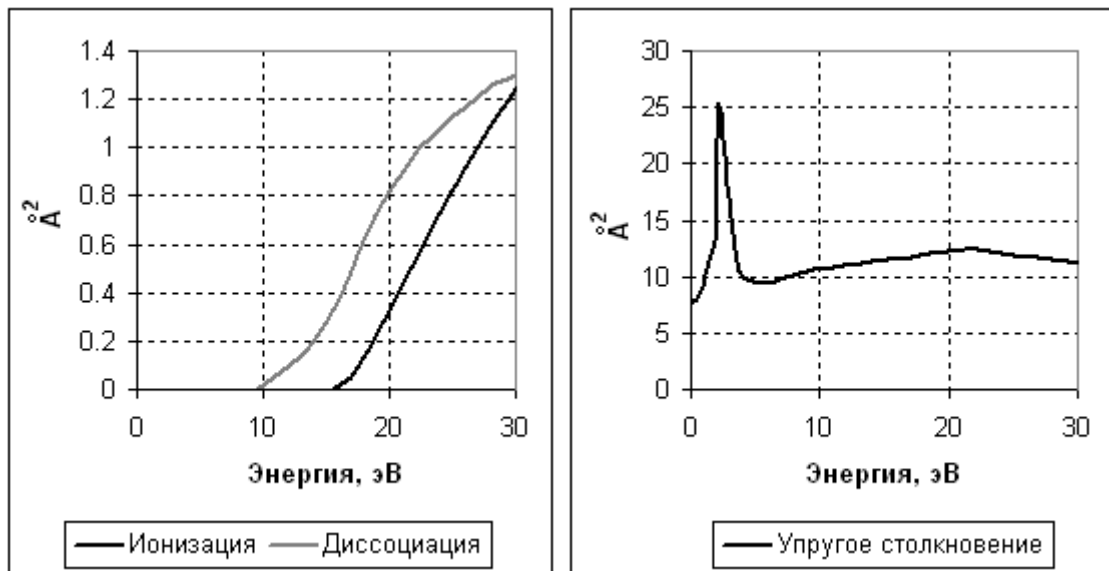


Рис. 2.47. Сечения реакций столкновения электрона с нейтральной молекулой азота в зависимости от энергии электрона. Слева – ионизация и диссоциация. Справа - упругое столкновение.

4.  $e + N_2 \rightarrow e + N_2 + h\nu$  (17 реакций). Возбуждение. Учитываются различные электронно-колебательные переходы из основного состояния. Заданы зависимости сечения реакций от энергии столкновения. Источник данных – база данных CFD-ACE и [2].

5.  $e + N_2^+ \rightarrow 2N + h\nu$  (15,6 эВ). Электрон-ионная диссоциативная рекомбинация. Считается, что появившийся в результате столкновения возбужденный атом  $N^*$  быстро переходит в основное состояние, излучив квант света. Скорость реакции описывается эмпирической формулой:

$$\omega = \beta T_e^\alpha n[N_2]n_e$$

Здесь  $\beta=1.03 \cdot 10^{-12}$ , степень  $\alpha=-3,8 T_e$  – средняя кинетическая энергия электронов в электронвольтах. Источник данных – [1].

Рассмотрим сначала случай, когда полярность внутренней сферы отрицательная (рис. 2.48). Тогда лавина идет от внутренней сферы к внешней. В этом случае концентрация вначале растет, а затем падает из-за диффузии.

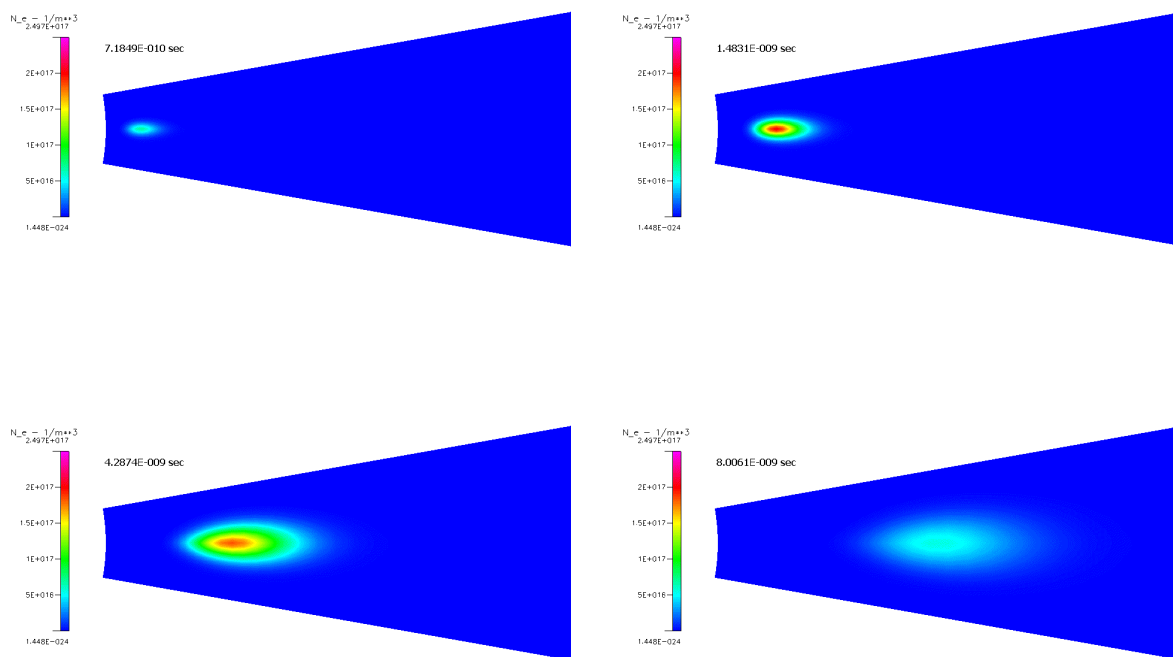


Рис. 2.48. Концентрация электронов в лавине в азоте. Система электродов сфера-сфера, внутренняя сфера – отрицательная. Напряжение 8 кВ.

При этом следует отметить, что концентрация электронов убывает, но полное количество электронов не снижается, поскольку рекомбинация ничтожно мала и каналы гибели в этой ситуации отсутствуют. Это видно по графику на рис. 2.48. В первые 3 нс, пока лавина находится в области сильной напряженности поля, число частиц быстро растет. Затем, когда лавина оказывается в области с низкой напряженностью, число частиц выходит на стационарный уровень.

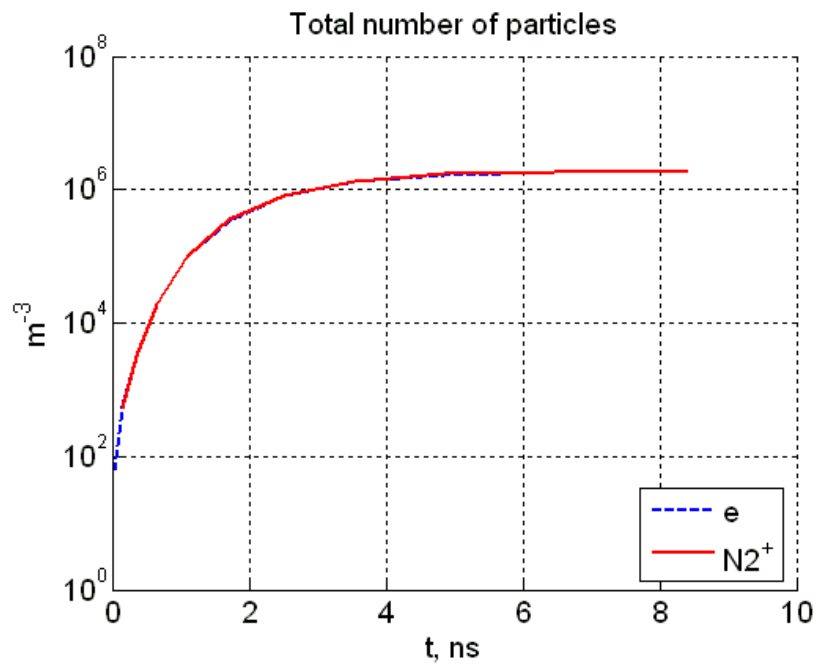


Рис. 2.49. Полное количество электронов и ионов в объеме в зависимости от времени.

Величина напряженности поля определяет величину средней кинетической энергии электронов, или электронной температуры  $T_e$ . На рис. 2.50 показаны распределения этих двух величин.

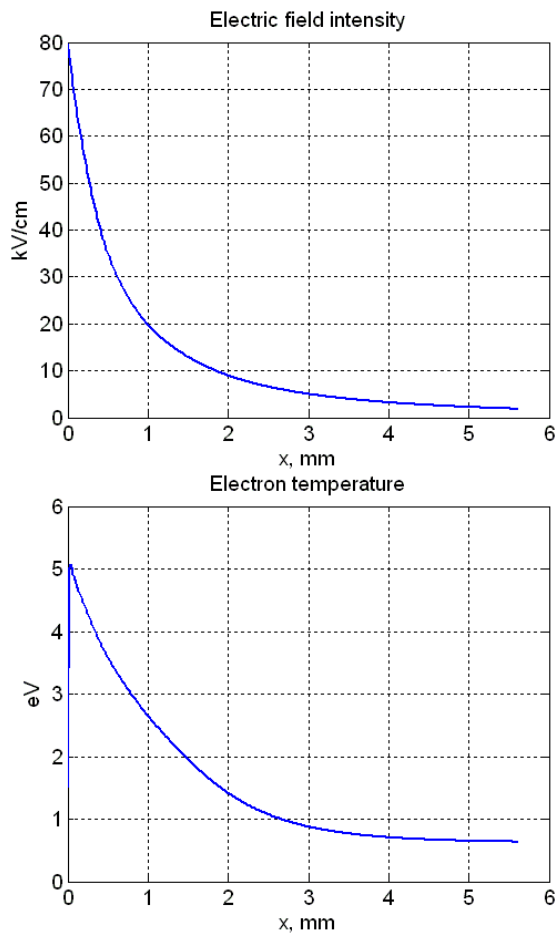


Рис. 2.50. Напряженность поля (*слева*) и температура электронов (*справа*) в зависимости от радиальной координаты.

Высокая температура электронов вблизи внутренней сферы обеспечивает активную интенсивность лавинных процессов в этой области. На рис. 2.51 представлены доли разных типов столкновений по отношению к их общему числу. Прежде всего, следует отметить, что даже вблизи внутренней сферы, где температура электронов высока, неупругие столкновения составляют в сумме не более 10% от общего числа столкновения, то есть упругие столкновения происходят в 10 раз чаще, чем неупругие.

Уровни возбуждения на графике разделены по энергии возбуждения на низкие, линии которых лежат в инфракрасном спектре (от 0,2 эВ до 1,0 эВ), средние с линиями в видимой части спектра (от 1,0 эВ до 2,0 эВ) и высокие с линиями в ультрафиолетовой части спектра (от 2,0 эВ до 11,0 эВ). По графику видно, что в области вблизи внутренней сферы среди неупругих столкновений преобладают возбуждения высоких уровней, а ионизация и диссоциация имеют заметную долю. Уже на расстоянии 2 мм ионизация и диссоциация происходят на два порядка реже, чем возбуждения различных уровней, а среди возбуждений преобладают низкоуровневые.

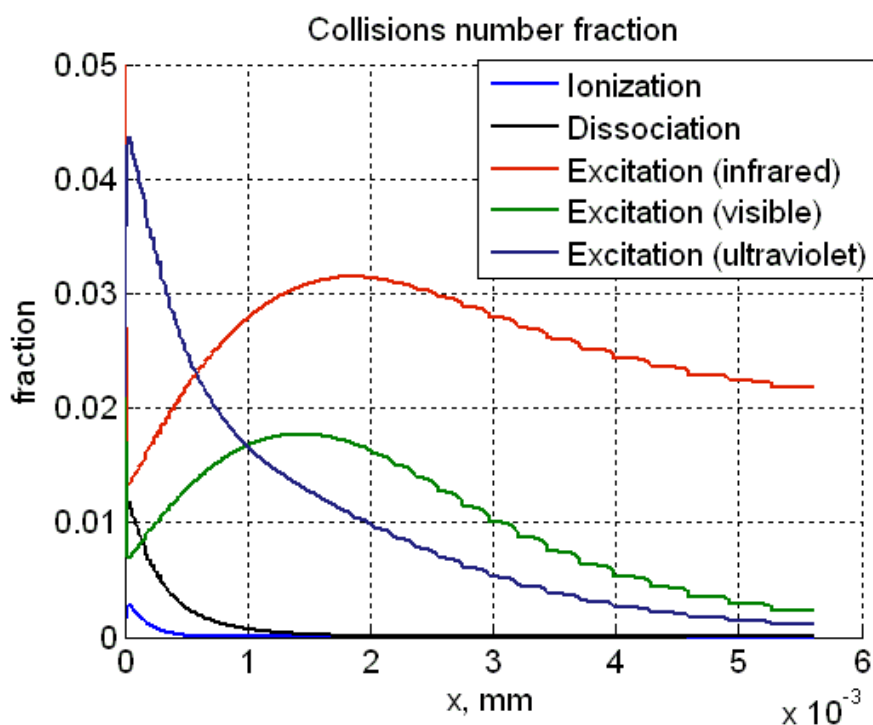


Рис. 2.51. Доли разных типов столкновений по отношению к общему числу столкновений. Представлены доли только неупругих столкновений.

Имея среди материалов решения частоты возбуждения разных уровней молекулы  $N_2$ , мы можем подсчитать интенсивность излучения. На рис. 2.52 представлена зависимость суммарной (то есть проинтегрированной по всему объему) мощности излучения лавины от времени. Быстрый рост мощности на первых 3-4 нс связан с ростом числа электронов в лавине. Затем, хотя количество электронов в лавине остается почти постоянным, мощность ультрафиолетового излучения идет на спад – это связано с падением температуры электронов.

Энергия, излучаемая лавиной, чрезвычайно мала. При средней мощности не более 0,1 Вт и характерной длительности процесса 10 нс энергия вспышки составит  $10^{-9}$  Дж.

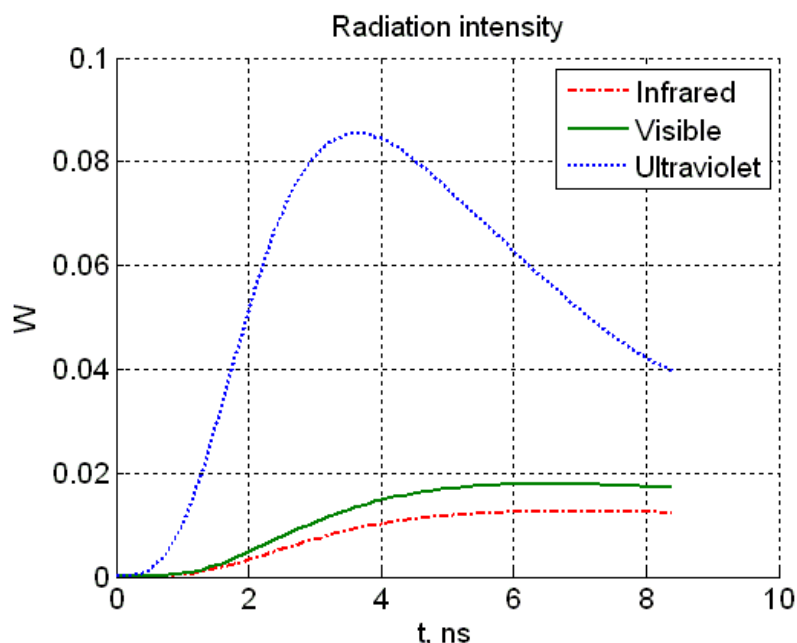


Рис. 2.52. Мощность излучения лавины в разных участках спектра в зависимости от времени.

Концентрация ионов в финальный момент времени показана на рис. 2.53. Ионный след вытянутый, и у основания имеет клиновидную форму.

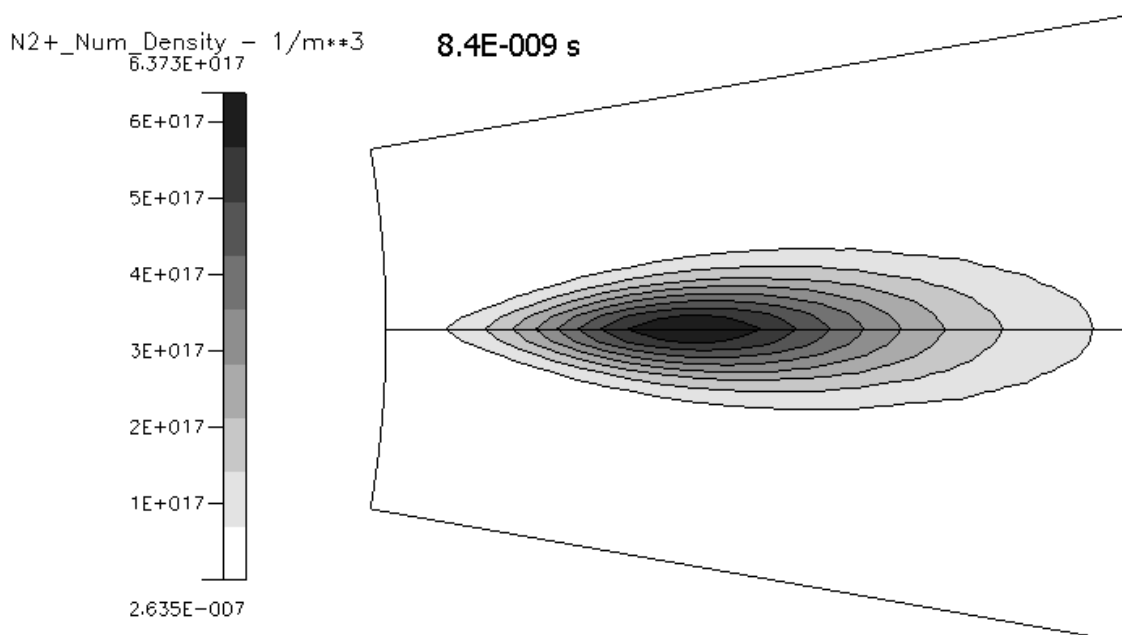


Рис. 2.53. Концентрация ионов в момент времени  $t=8,4$  нс.

Пусть теперь внутренняя сфера – положительная. Тогда электронная лавина движется от внешней сферы к внутренней. В такой ситуации наблюдается эффект «втягивания» лавины в область сильного поля: в определенный момент образуется второй локальный максимум у поверхности электрода (слева внизу на рис. 2.54). Концентрация электронов у поверхности внутренней сферы быстро растет. Таким образом, форма лавины сильно искажается.

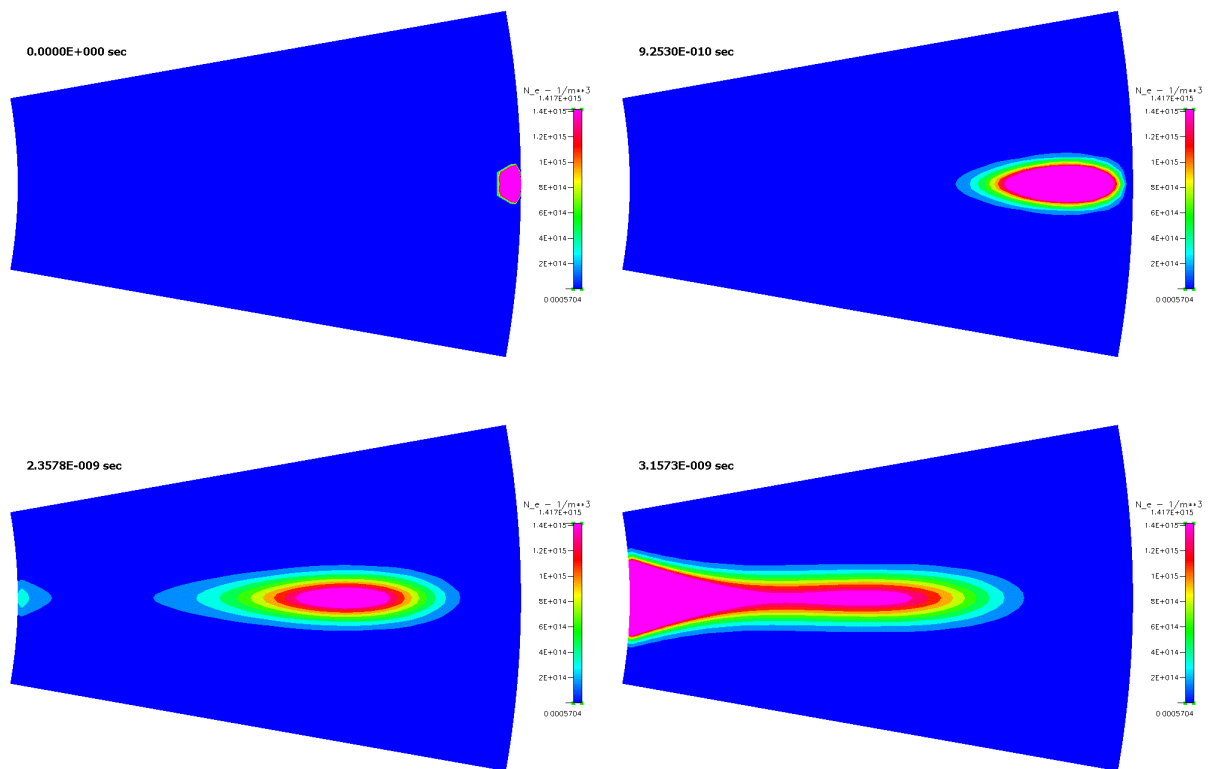


Рис. 2.54. Концентрация электронов в лавине в случае положительной полярности внутренней сферы.

Каким же образом электроны появляются у электрода раньше, чем туда приходит основная лавина? Вспомним, что движение электронов хаотично. Основная масса электронов отклоняется в результате ударов как вдоль поля, так и против поля, и движется в результате медленно: их средняя скорость перемещения вдоль силовой линии  $V_d$  много меньше скорости их теплового движения  $V_{th}$ . Однако поскольку отклонение электрона при ударе случайный процесс, есть небольшая доля электронов, которая, по совпадению, отклонялась при ударах в основном вдоль поля, а не против поля. Конечно, таких электронов мало, но частота ионизации очень сильно зависит от напряженности поля, и вблизи внутренней сферы на несколько порядков выше, чем вдали от нее. В результате даже небольшое количество электронов, обогнавших основную часть лавины, способны после нескольких ионизаций дать значительную концентрацию вблизи электрода.

### Расчет в дрейфово-диффузионном приближении. Влияние полярности активного электрода

Рассматривается развитие лавины в аргоне. Система уравнений та же, что использовалась при моделировании лавины в однородном поле (2.36). Разность потенциалов  $U=2$  кВ. Геометрия и граничные условия на потенциал представлены на рис. 2.55.

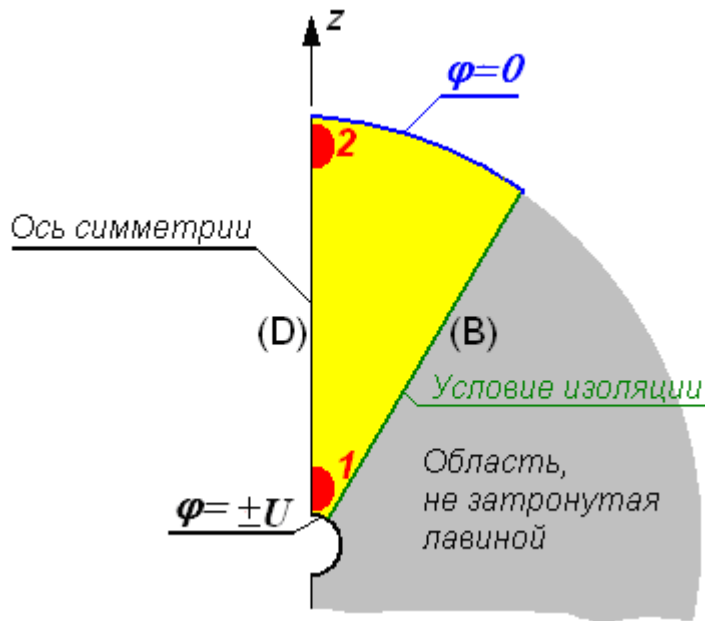


Рис. 2.55. Граничные условия на электрический потенциал. Цифрами 1 и 2 отмечены области, где задается начальная концентрация электронов для лавин при положительной и отрицательной полярности внутреннего электрода.

Радиус внутреннего электрода 1 мм, радиус внешнего – 2 мм. Угол между нижней и верхней границами модели 45 градусов.

Подвижность электронов  $\mu_e=0.043 \text{ м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ , коэффициент диффузии электронов  $D_e=0.35 \text{ м}^2/\text{с}$ . Подвижность иона  $\mu_i=1.5\cdot 10^{-4} \text{ м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ , коэффициент диффузии иона  $D_i=3.8\cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ .

Зависимость коэффициента ионизации  $\alpha$  от напряженности поля  $E$  дается формулой:

$$\alpha(E) = \left( 9,1 \cdot 10^5 \frac{1}{\text{м}} \right) \cdot \exp \left[ - \frac{1,37 \cdot 10^7 \frac{\text{В}}{\text{м}}}{E \left[ \frac{\text{В}}{\text{м}} \right]} \right]$$

Коэффициент электрон-ионной рекомбинации  $c_{rec} = 10^{-13} \frac{\text{м}^2}{\text{В}\cdot\text{с}}$ .

Граничные условия перечислены в таблице 2.3.

Граница:	Условие для потенциала $V$ :	Условие для электронов $c$ :	Условие для положительных ионов $c_2$ :
Катод	$V = 0$	Insulation	$Flux = ntflux\_c2\_chekf2$ (свободное прохождение)
Анод	$V = +U$	$Flux = ntflux\_c\_chekf$ (свободное прохождение)	Insulation
(B)	Symmetry		
(D)	Axial symmetry		

Таблица 2.3. Граничные условия.

Начальную концентрацию электронов задана в виде Гауссова пакета:

$$n_e = n_0 \exp\left(-\frac{r^2 + (z - z_0)^2}{a^2}\right)$$

Здесь для отрицательной полярности внутренней сферы:  $n_0=10^{13} \text{ м}^{-3}$ ,  $z_0=1,05 \text{ мм}$ ,  $a=0,05 \text{ мм}$ . Для положительной полярности внутренней сферы:  $n_0=10^{13} \text{ м}^{-3}$ ,  $z_0=1,95 \text{ мм}$ ,  $a=0,05 \text{ мм}$ .

Величина напряженности поля определяет частоту ионизации газа. На рис. 2.56 приведены распределения напряженности поля и коэффициента ионизации. Модуль напряженности поля максимален у сферы с меньшим радиусом кривизны, там же находится максимум коэффициента ионизации, еще более резкий. Для данного межэлектродного расстояния  $h$  характерной величиной коэффициента ионизации является параметр  $1/h$  (пунктирная линия на рис. 2.56). Если  $\alpha < 1/h$ , электрон при проходе расстояния, равного межэлектродному, в среднем производит менее одной ионизации. В этом случае, хотя формально вероятность ионизации не равна нулю, ей можно пренебречь и считать, что электрон просто дрейфует под действием электрического поля. Эта граница (примерно 0,4 мм от активного электрода, пересечение двух графиков на рис. 2.56) отделяет область лавинных процессов (вблизи активного электрода) от области дрейфа, где облако электронов дрейфует без размножения. Это различие между областями будет видно далее. Следует отметить, что значение  $\alpha=1/h$  следует понимать как оценку по порядку величины и четкой границы между областью активной ионизации и областью дрейфа, конечно, не будет.

Подобное разделение пространства на две характерных области – с высокой ионизацией и пренебрежимо малой ионизацией – проводится при анализе различных типов разряда в неоднородном поле. Так, в коронном разряде им соответствуют чехол и зона дрейфа. Процессы в этих областях всегда существенно различаются.

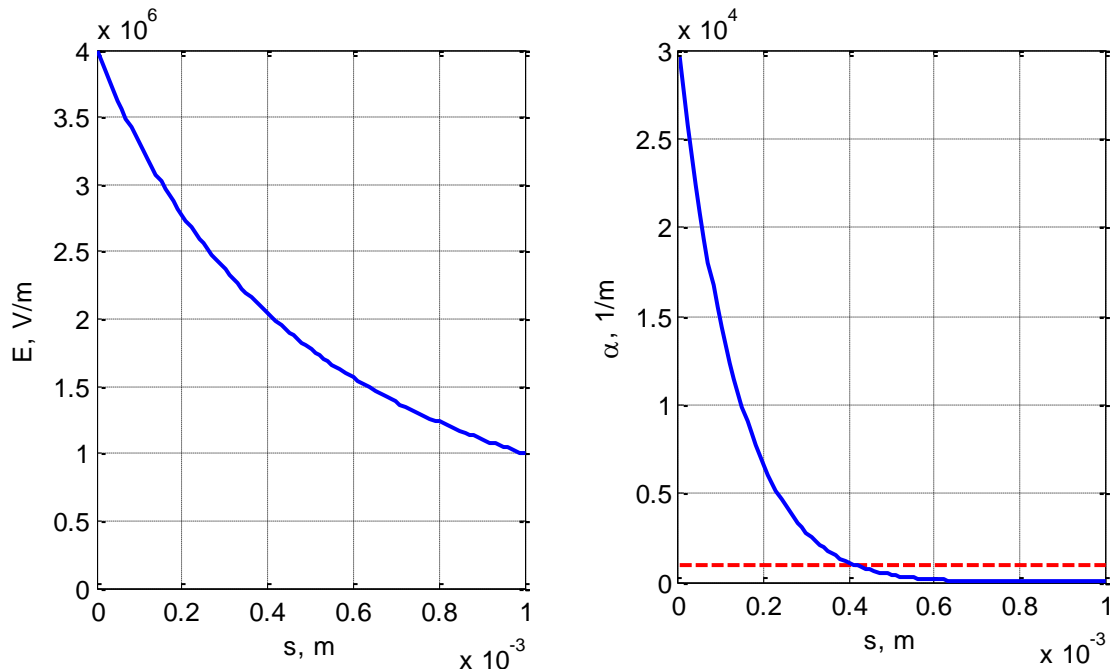


Рис. 2.56. Распределение напряженности электрического поля  $E$  и коэффициента ионизации  $\alpha$ . На графике коэффициента ионизации штриховой линией отмечен уровень  $10^3 \text{ 1/м}$  – величины, обратной межэлектродному расстоянию.

Рассмотрим вначале случай отрицательной полярности внутренней сферы.



Лавина идет от внутреннего электрода к внешнему (рис. 2.57). В этом случае концентрация во внутренней области, где  $\alpha > 1/h$ , вначале растет (рис. 2.58), а затем, во внешней области, где  $\alpha > 1/h$ , падает. Как будет показано далее, падение концентрации происходит при неизменном суммарном числе электронов – одновременно происходит расширение облака из-за диффузии. Причем расширение идет преимущественно в поперечном направлении (рис. 2.57).

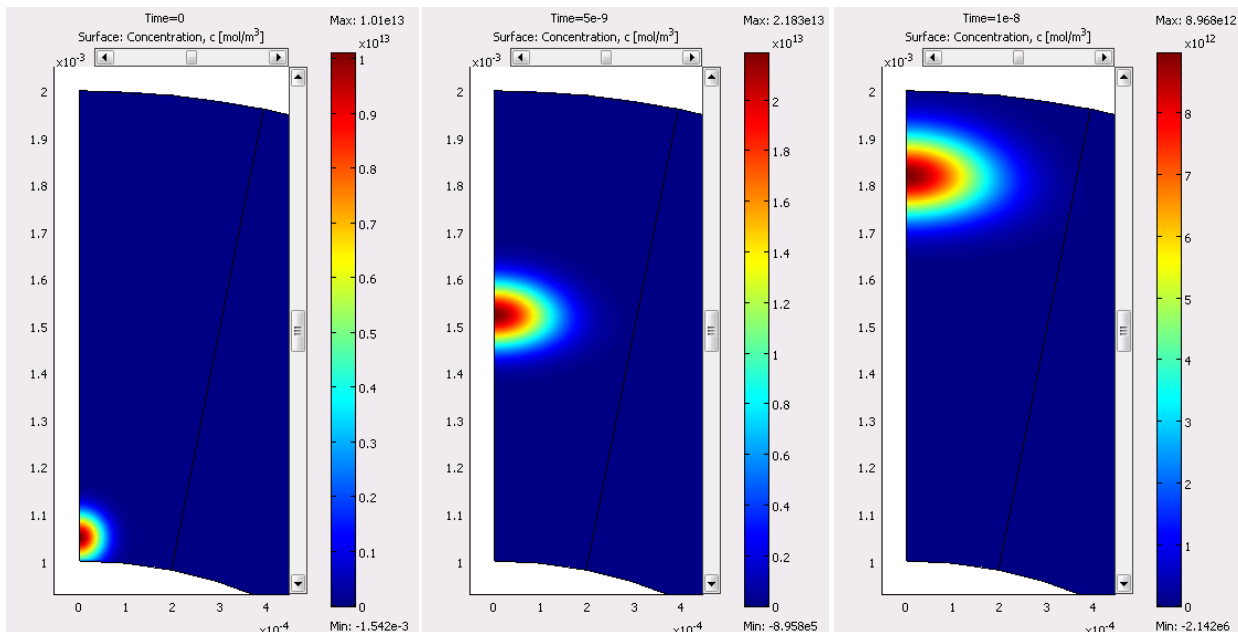


Рис. 2.57. Концентрация электронов в моменты времени 0 нс, 5 нс, 10 нс. Отрицательная полярность активного электрода.

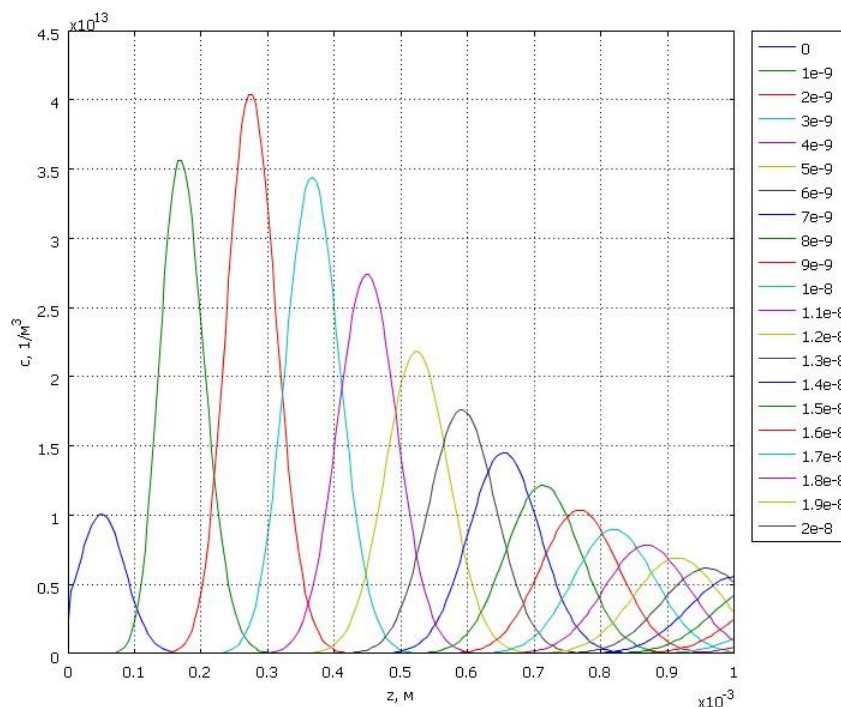


Рис. 2.58. Концентрация электронов в разные моменты времени. Отрицательная полярность активного электрода.

В области дрейфа ( $\alpha < 1/h$ ) концентрация электронов убывает, но полное количество электронов не снижается, поскольку рекомбинация ничтожно мала: размножение сходит на нет, а каналы гибели отсутствуют (рис. 2.59). В момент времени 10 нс лавина достигает противозлектрод, и количество электронов начинает падать вследствие ухода их на анод.

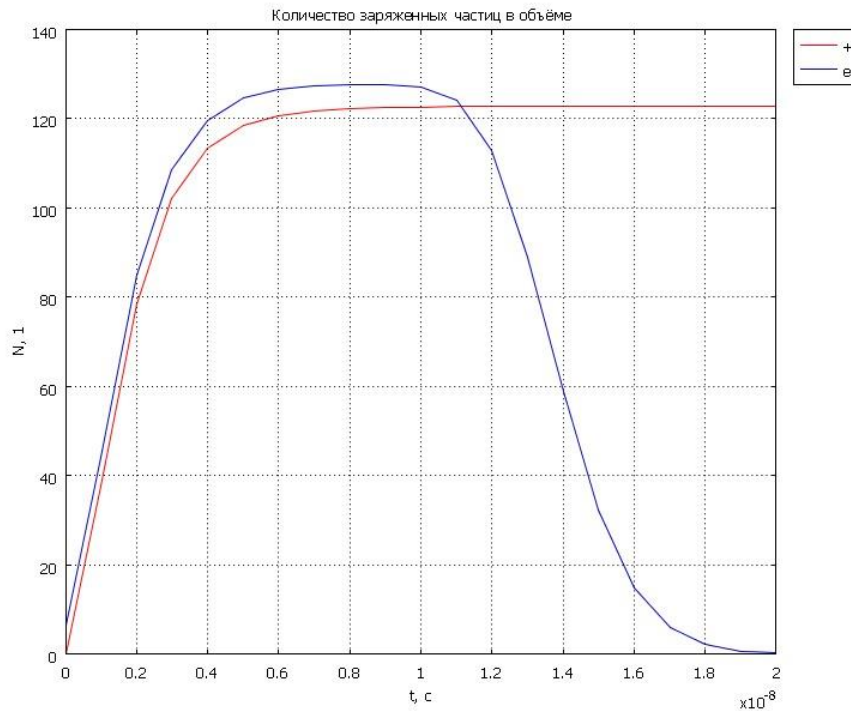


Рис. 2.59. Зависимость полного числа электронов (“e”) и положительных ионов (“+”) от времени. Отрицательная полярность активного электрода.

После прохождения лавины остаётся ионный след, который имеет вытянутую форму. Максимум концентрации положительных ионов находится на расстоянии 0,12 мм от катода.

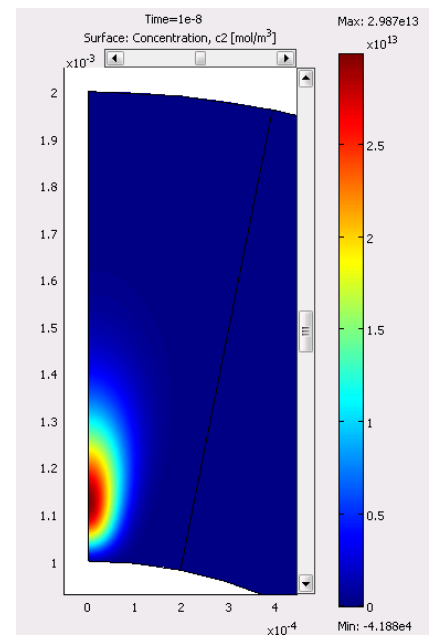
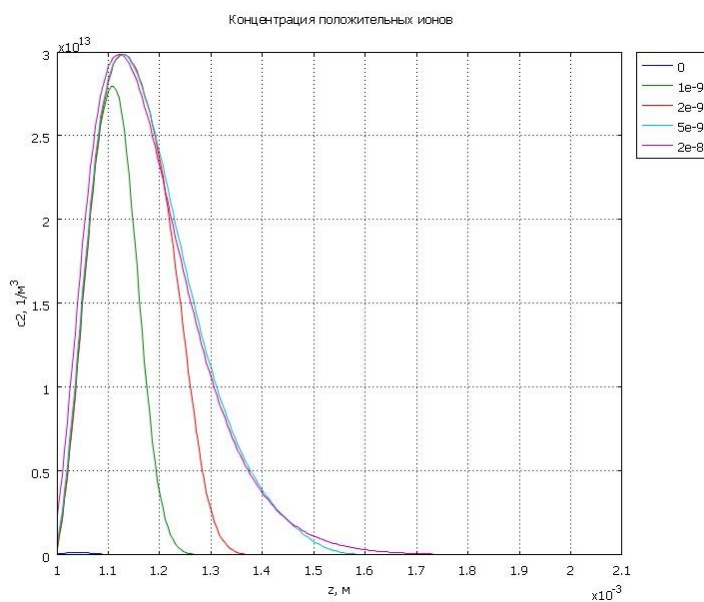


Рис. 2.60. Концентрация положительных ионов: линейный график на оси симметрии задачи и контурный график. Отрицательная полярность активного электрода.

На рис. 2.61 представлено распределение объемного заряда: заряженное облако поляризовано: электроны (отрицательный заряд) сразу опережают ионы и движутся к внешнему радиусу сферы, а ионы (положительный заряд) почти неподвижны, и концентрация их увеличивается по мере прохождения лавины.

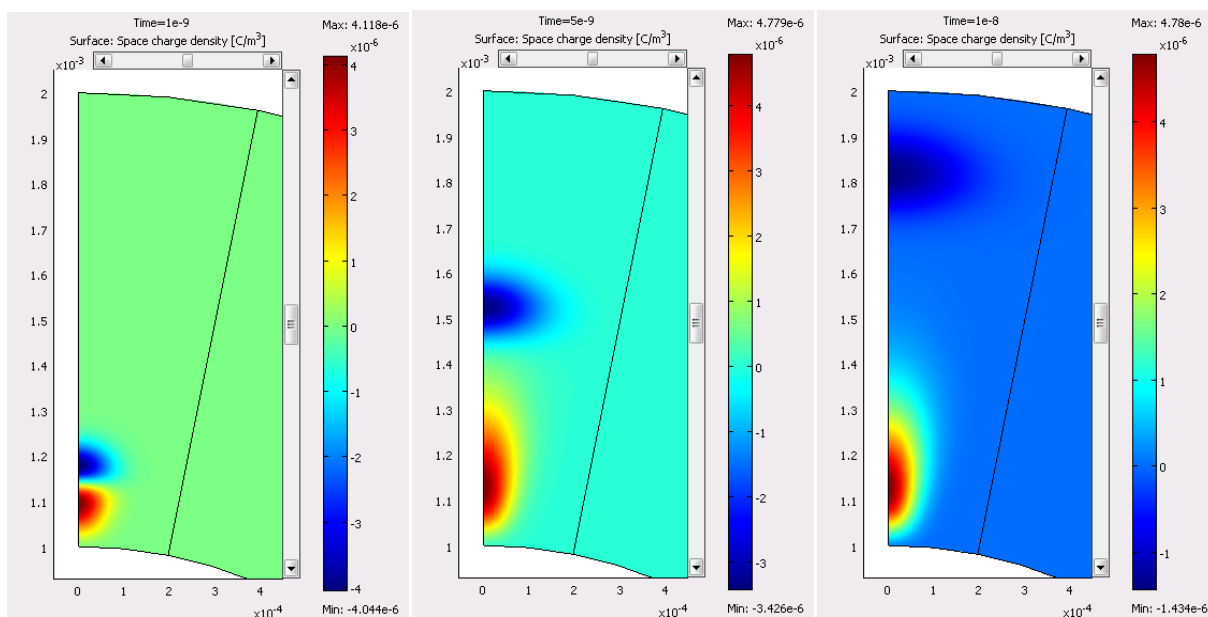


Рис. 2.61. Распределение объемного заряда в разные моменты времени. Отрицательная полярность активного электрода.

Рассмотрим теперь случай положительной полярности активного (внутреннего) электрода при той же разности потенциалов.

Электронная лавина движется от поверхности внешней сферы (катода) к внутренней. В такой ситуации на начальных стадиях наблюдается отсутствие размножения и падение концентрации из-за диффузии, поскольку электронное облако находится в области дрейфа ( $\alpha < 1/h$ ). Размножение начинается, когда центр электронного пакета приблизится достаточно близко к электроду, и облако войдет в область активной ионизации  $\alpha > 1/h$ . Поскольку пакет диффундирует в продольном и поперечном направлении, наблюдается эффект «втягивания» лавины в область сильного поля, рассмотренный выше: в определенный момент у внутреннего электрода образуется второй локальный максимум концентрации (рис. 2.62: левый график, момент времени 9 нс). Концентрация электронов у поверхности внутренней сферы растет опережающими темпами. Таким образом, форма лавины по мере приближения к внутреннему электроду сильно искажается (рис. 2.63).

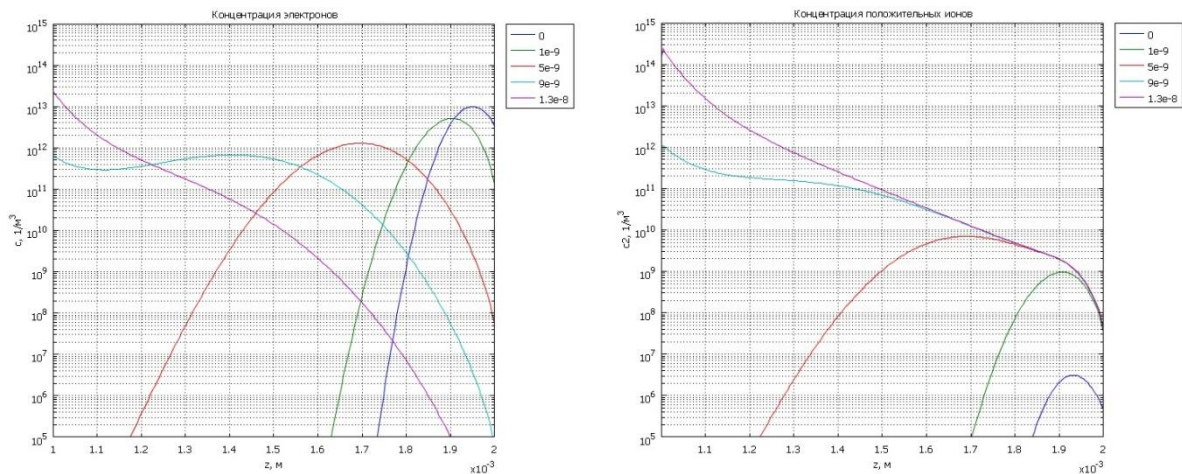


Рис. 2.62. Концентрация заряженных частиц в разные моменты времени: *слева* – электроны, *справа* – ионы. Положительная полярность активного электрода.

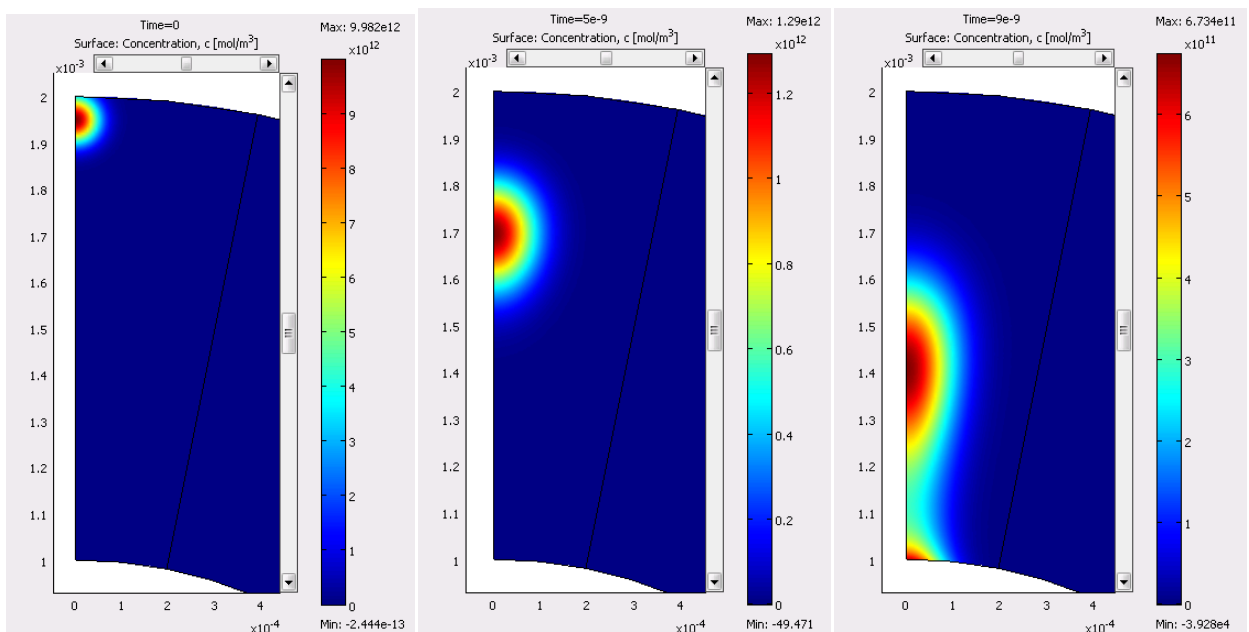


Рис. 2.63. Концентрация электронов в разные моменты времени. Положительная полярность активного электрода.

Весьма необычный характер имеет распределение объемного заряда (рис. 2.65): на начальных этапах поляризации лавины вдоль поля не наблюдается, поскольку пока лавина находится в области дрейфа  $\alpha > 1/h$ , ионизация пренебрежимо мала, и положительных ионов почти нет. Разделение заряда происходит на более поздних этапах, когда появляется два максимума ионизации. На этой стадии процесса у анода возникает область положительного заряда, снижающая поле, а в отдалении от него – область отрицательного заряда. Характерно, что обычный диэлектрик поляризовался бы в этом случае в обратном направлении – к аноду выступил бы отрицательный заряд, а к катоду положительный. Необычная «инвертированная» поляризация связана с сильным различием в скоростях движения зарядов – электроны быстро уходят из области активной ионизации у анода, оставляя почти неподвижные положительные ионы. В то же время запаздывающие части лавины заряжены отрицательно. Такая поляризация в дальнейшем приводит к появлению отраженного стримера.

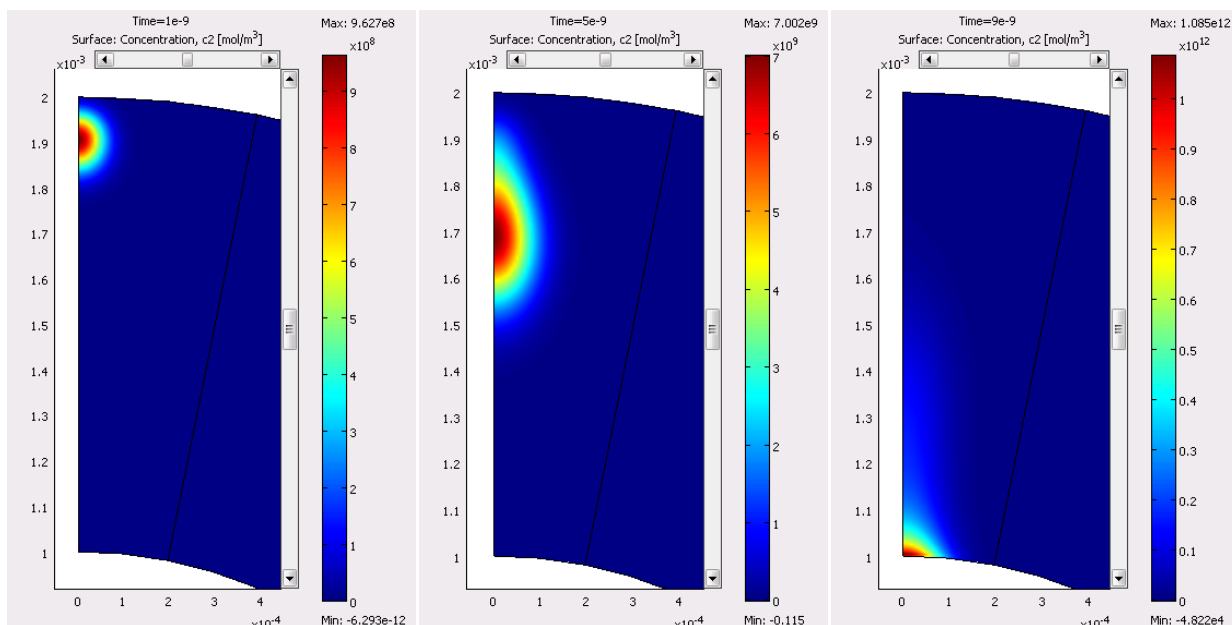


Рис. 2.64. Концентрация положительных ионов в разные моменты времени. Положительная полярность активного электрода.

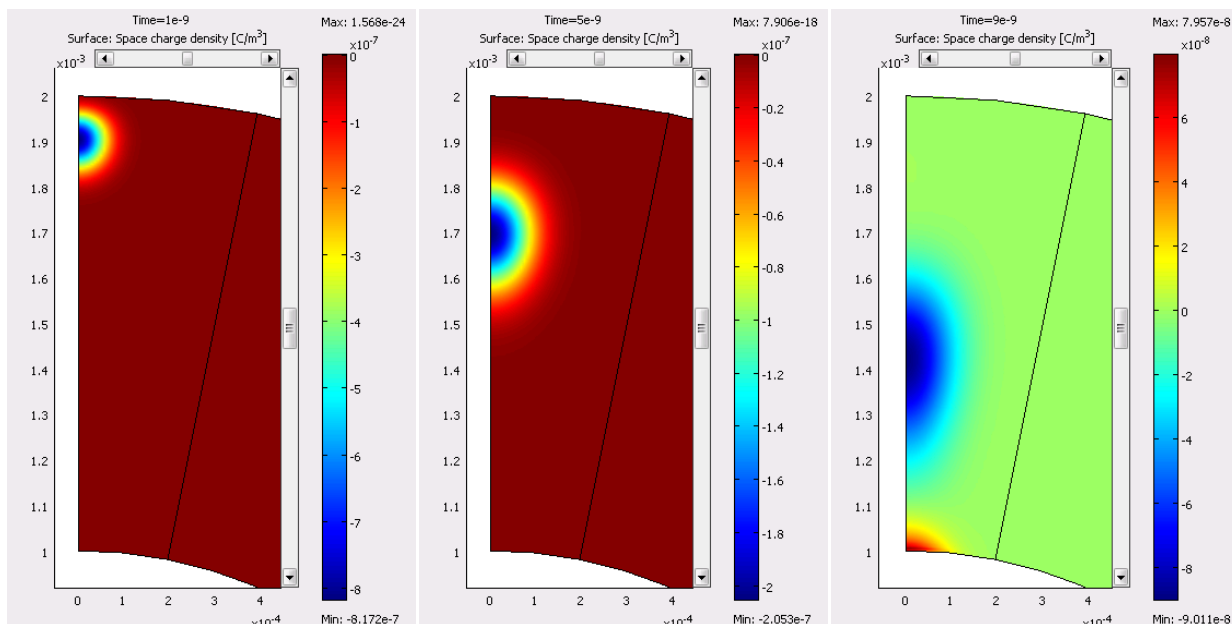


Рис. 2.65. Распределение объемного заряда в разные моменты времени. Положительная полярность активного электрода.

Подведем итоги. Основные различия прохождения лавины в случае отрицательной и положительной полярности активного электрода следующие:

- При отрицательной полярности электрода начальные электроны находятся в области сильного поля, все они участвуют в процессе ионизации;
- При положительной полярности – ионизация начинается только тогда, когда часть электронов достигает области сильного поля. И когда все остальные электроны добираются до этой области, уже образованные электроны во время ионизации достигают противоиэлектрода и выходят из системы. Возникает «инвертированная» поляризация – мощный положительный заряд у анода.

Различия хорошо демонстрируют графики зависимости полного числа заряженных частиц в объеме от времени (рис. 2.66). В случае отрицательной полярности активного электрода пока лавина находится в зоне активной ионизации (начальные моменты времени) количество электронов почти равно количеству ионов. Заряд лавины в этом случае почти равен нулю, и наблюдается нормальная поляризация. В случае положительной полярности зоне активной ионизации соответствуют поздние моменты времени – и по графику видно, что как только начинается рост числа электронов, ионов становится существенно больше, чем электронов. Заряд лавины в целом становится положительным, и возникают предпосылки для «инвертированной» поляризации.

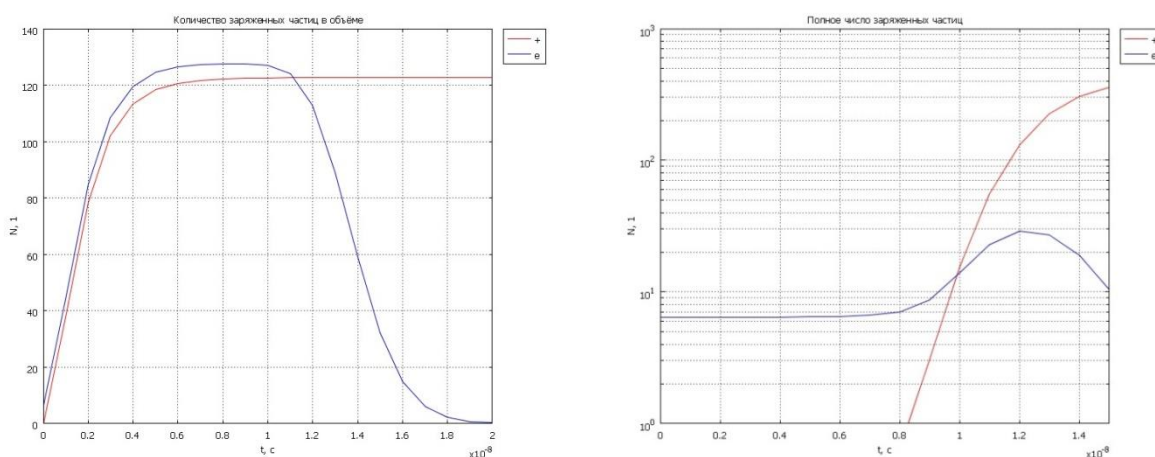


Рис. 2.66. Зависимость полного числа электронов (“e”) и положительных ионов (“+”) от времени. Слева – отрицательная полярность активного электрода. Справа – положительная.

### Лавина в электроотрицательном газе в лоренцевом приближении

Рассмотрим лавину от отрицательного электрода в кислороде  $O_2$ . От рассмотренной выше лавины в азоте она будет отличаться прежде всего наличием отрицательных ионов и реакции прилипания. В качестве системы электродов вновь рассмотрим систему «сфера-сфера», полярность внутренней (активной) сферы отрицательная. Таким образом, лавина пойдет от внутренней сферы к внешней.

Расчет проводился в Лоренцевом приближении в пакете CFD-ACE.

В модели учитываются частицы следующих типов:

Электроны (обозначение в CFD-ACE - E). Задан заряд и масса. Такие свойства, как подвижность и диффузия не задаются – движение электронов рассчитывается через Лоренцево уравнение.

$O_2$  ( $O_2$ ). Молекулярный кислород.

O (O). Атомарный кислород. Образуется в результате диссоциации

$O_2^-$  ( $O_2^-$ ). Молекулярный отрицательный ион кислорода.

O<sup>-</sup> ( $O^-$ ). Атомарный отрицательный ион кислорода.

$O_2^+$  ( $O_2^+$ ). Молекулярный положительный ион кислорода.

$O_2^*$  ( $O_2^*$ ). Метастабильная (долгоживущая) возбужденная молекула кислорода.

В табл. 2.4 приведены реакции, заданные в объеме.

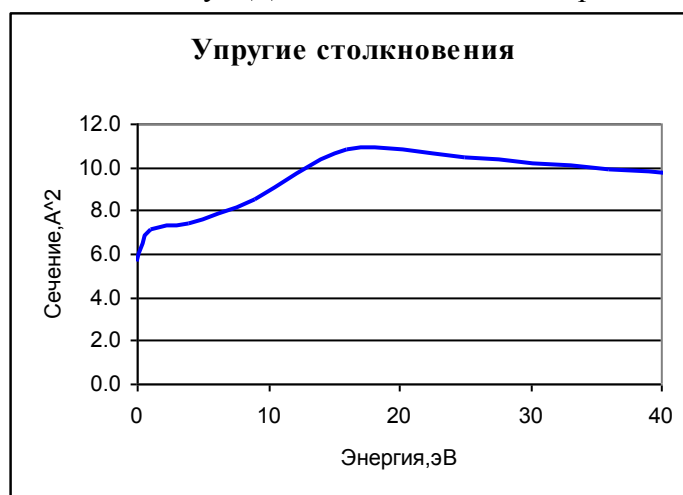
Тип столкновения	Реакция	Уравнения	Источник данных
------------------	---------	-----------	-----------------

Электрон и нейтральная частица	Упругое столкновение	$O_2 + e \rightarrow O_2 + e$	Сечение
	Диссоциация	$O_2 + e \rightarrow 2O + e$	Сечение
	Возбуждение метастабильного состояния	$O_2 + e \rightarrow O_2^* + e$	Сечение
	Возбуждение	$O_2 + e \rightarrow O_2 + e + h\nu$ (8 уровней)	Сечение
	Ионизация	$O_2 + e \rightarrow O_2^+ + 2e$	Сечение
Электрон и ион	Прилипание	$O_2 + e \rightarrow O^- + O$ $2O_2 + e \rightarrow O_2^- + O_2$	Сечение Коэффициент
Ион и нейтральная частица	Диссоциативная рекомбинация	$O_2^+ + e \rightarrow 2O + h\nu$	Коэффициент, зависимость от $T_e$
Ион и ион	Отлипание	$O + O^- \rightarrow O^2 + e$	Коэффициент
		$O^- + O_2^* \rightarrow e + O + O_2$	
		$O_2^- + O_2^* \rightarrow 2O_2 + e$	
		$O_2^- + O_2 \rightarrow 2O_2 + e$	
	Ион-ионная рекомбинация	$O^- + O_2^+ \rightarrow O + O_2$ $O_2^- + O_2^+ \rightarrow 2^o_2$	Коэффициент

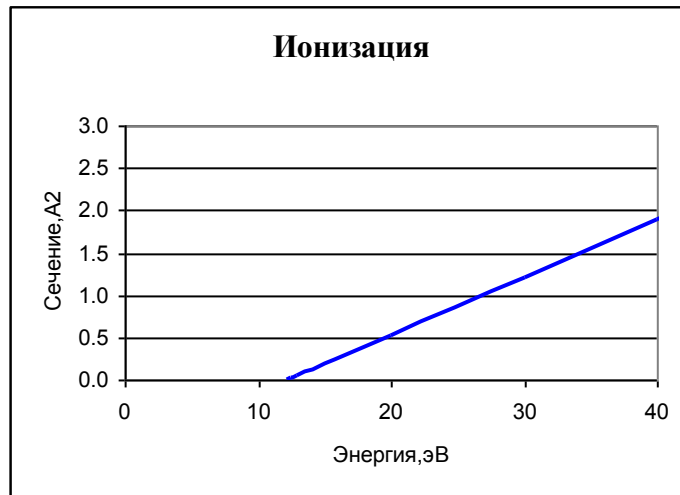
Табл. 2.4. Реакции в объеме для расчета лавины в кислороде  $O_2$ .

Далее приведено детальное описание реакций, указаны сечения либо формулы, по которым рассчитывалась интенсивность реакции.

1.  $O_2 + e \rightarrow O_2 + e$ . Упругое столкновение. Учитываются только столкновения с молекулами нейтрального кислорода, поскольку их концентрация на много порядков больше, чем всех остальных молекул. Для нее задано сечение реакции:



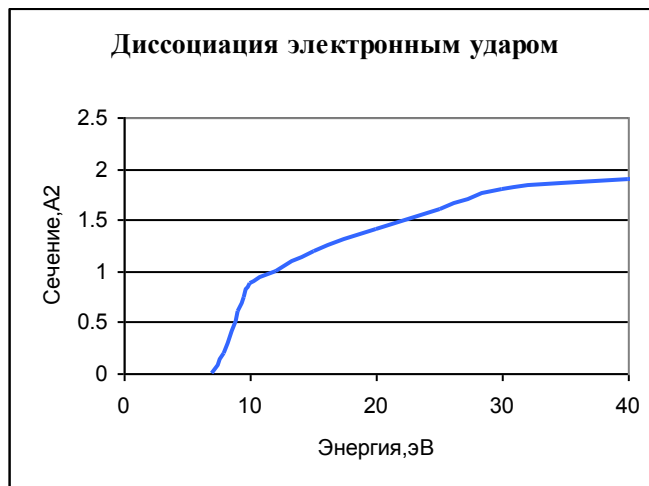
2.  $O_2 + e \rightarrow O_2^+ + 2e$ . Ионизация. Для нее также задано сечение реакции:



В интересующем нас диапазоне энергий сечение ведет себя практически линейно. Порог ионизации у  $O_2$  – 12,2 эВ, при энергии меньше этой величины сечение равно нулю.

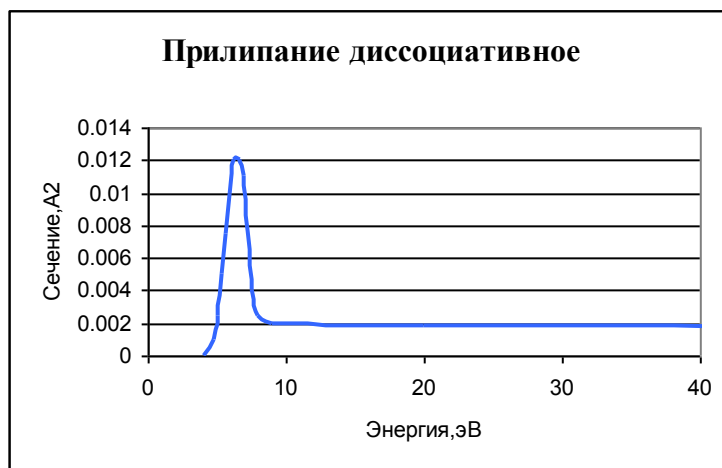
3.  $O_2 + e \rightarrow O + O$ . Рекомбинация (диссоциативная). Скорость реакции существенно зависит от температуры электрона. С ее ростом скорость падает, сначала пропорционально  $T_e^{-1/2}$ , затем пропорционально  $T_e^{-3/2}$ . В интересующем нас диапазоне энергий 0,1-10 эВ график хорошо аппроксимируется степенной зависимостью вида:  $\omega = \beta T_e^m n[O_2] n[e]$ , где  $m = -0,673$ , а  $\beta = 2,338 \cdot 10^{-7}$ .

4.  $e + O_2 \rightarrow e + O + O$ . Диссоциация. Задано сечение реакции:



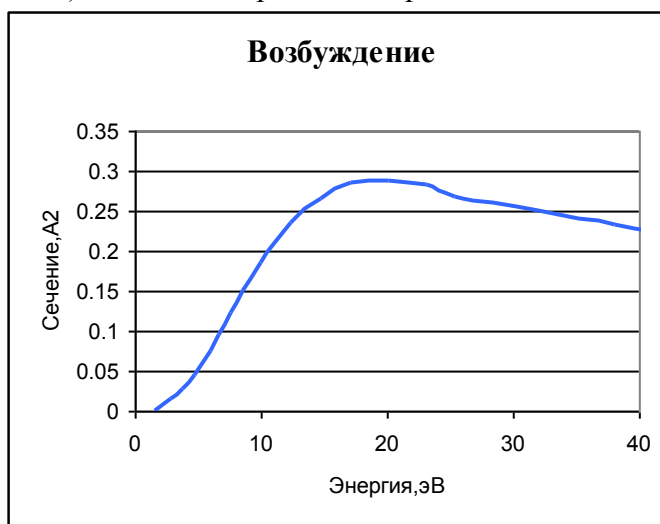
5.  $e + O_2 \rightarrow O + O^-$ . Прилипание (диссоциативное). Задано сечение реакции, порог – 3,6 эВ.





6.  $O + O^- \rightarrow O_2 + e$ . Отсоединение электрона. Реакция описывается простым соотношением:  $\omega = \beta n[O]n[O^-]$ , где  $\beta = 2 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$ , или, в единицах, используемых в CFD-ACE,  $\beta = 1,2 \cdot 10^{11} \text{ м}^3/\text{кмоль} \cdot \text{с}$ .

7.  $e + O_2 \rightarrow e + O_2 + h\nu$ . Возбуждение. Задано сечение реакции и уход энергии из системы (из-за излучения). Учтено 9 вариантов перехода из основного состояния.



8.  $O^- + O_2^* \rightarrow e + O + O_2$ . Отсоединение электрона (отлипание). Реакция описывается простым соотношением:  $\omega = \beta n[O^-]n[O_2^*]$ , где  $\beta = 3 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$ , или, в единицах, используемых в CFD-ACE,  $\beta = 1,8300 \cdot 10^{11} \text{ м}^3/\text{кмоль} \cdot \text{с}$ .

9.  $e + O_2 + O_2 \rightarrow O_2^- + O_2$ . Прилипание в тройном столкновении. При низких температурах (до 2 эВ) эта реакция является основным каналом прилипания. Реакция описывается соотношением  $\omega = \beta n[e](n[O_2])^2$ . Здесь  $\beta = 1,4 \cdot 10^{-43} \text{ м}^6/\text{с}$ , или, в единицах, используемых в CFD-ACE,  $\beta = 8,7 \cdot 10^{-17} \text{ м}^6/(\text{кмоль} \cdot \text{с})$ . При нормальных условиях эта константа соответствует частоте прилипания  $\nu = 0,9 \cdot 10^{-8} \text{ с}^{-1}$ .

10.  $O_2^- + O_2 \rightarrow 2O_2 + e$ . Отлипание. Реакция описывается соотношением  $\omega = \beta n[O_2^-]n[O_2]$ . Здесь  $\beta = 2,2 \cdot 10^{-24} \text{ м}^3/\text{с}$ , или, в единицах, используемых в CFD-ACE,  $\beta = 1,33 \cdot 10^3 \text{ м}^3/(\text{кмоль} \cdot \text{с})$ .

11.  $O_2^- + O_2^* \rightarrow 2O_2 + e$ . Отлипание. Реакция описывается соотношением  $\omega = \beta n[O_2^-]n[O_2^*]$ . Здесь  $\beta = 2 \cdot 10^{-16} \text{ м}^3/\text{с}$ , или, в единицах, используемых в CFD-ACE,  $\beta = 1,2 \cdot 10^{11} \text{ м}^3/(\text{кмоль} \cdot \text{с})$ .

12.  $O^- + O_2^+ \rightarrow O + O_2$ . Ион-ионная рекомбинация. Реакция описывается простым соотношением:  $\omega = \beta n[O^-]n[O_2^+]$ , где  $\beta = 6 \cdot 10^{-13} \text{ м}^3/\text{кмоль} \cdot \text{с}$ .

13.  $O_2^- + O_2^+ \rightarrow 2O_2$ . Ион-ионная рекомбинация. Реакция описывается простым соотношением:  $\omega = \beta n[O_2^-]n[O_2^+]$ , где  $\beta = 4.2 \cdot 10^{-13} \text{ м}^3/\text{кмоль} \cdot \text{с}$ .

Как и в случае лавины в азоте, в начале наблюдается рост концентрации электронов, и размеров электронного облака, затем концентрация переходит через максимум. В отличие от азота, здесь падение концентрации, которое начинается, когда лавина попадает в относительно слабое поле, достаточно резкое (рис. 2.67).

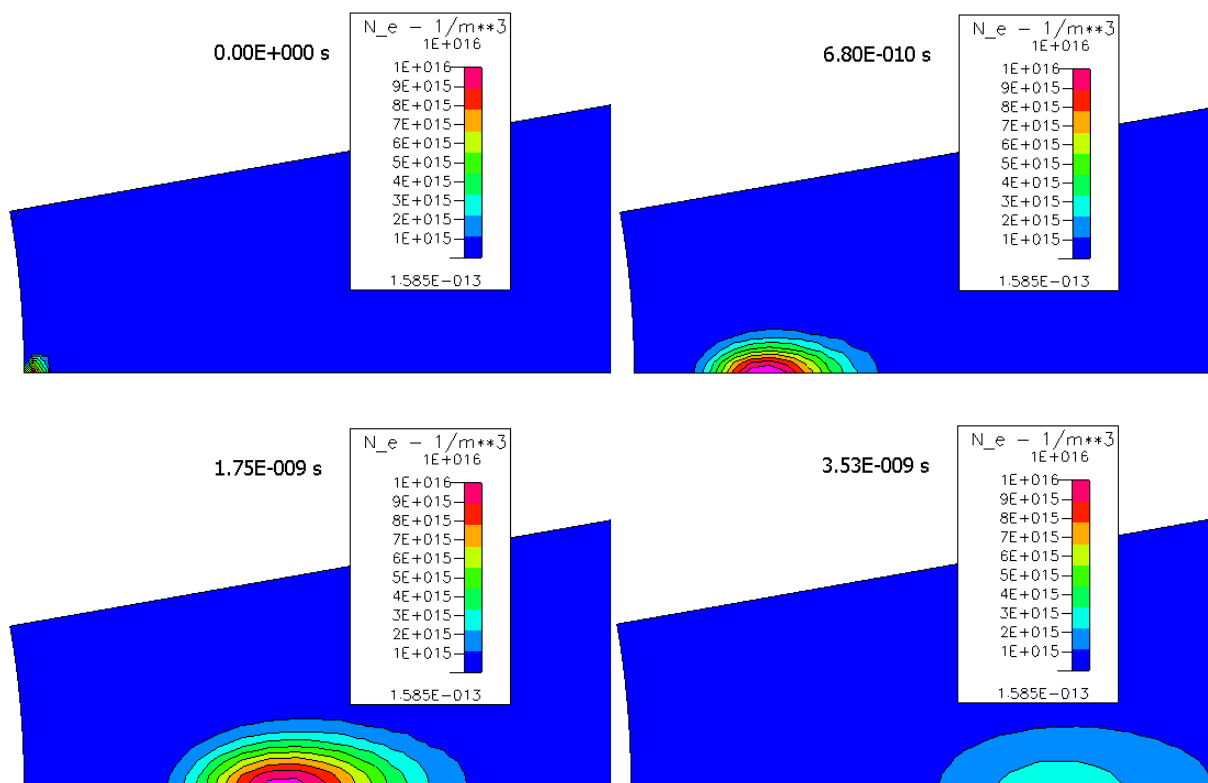


Рис. 2.67. Лавина в кислороде. Концентрация электронов в разные моменты времени ( $\text{м}^{-3}$ ).

Быстрое падение концентрации связано, прежде всего, с наличием в модели прилипания. В случае азота, рассмотренном ранее, полное количество частиц со временем выходило на стационарные уровни. В случае электроотрицательного газа, как показывает график на рис. 2.68, число электронов сначала возрастает, а затем падает практически до нуля: электроны гибнут из-за прилипания. Вместо электронов в лавине появляются отрицательные ионы, не способные ионизовать газ.

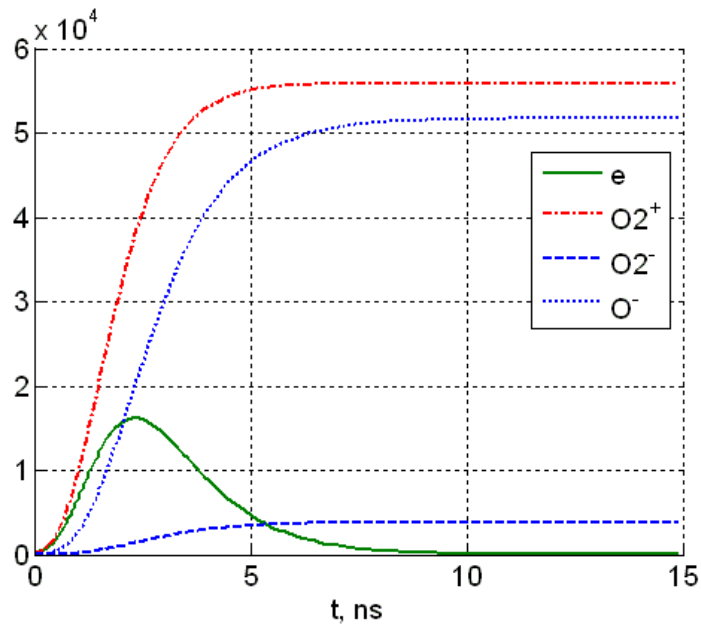


Рис. 2.68. Полное число частиц в лавине в разные моменты времени.

Облако положительных ионов смещено к внутренней сфере по сравнению с облаками отрицательных ионов (рис. 2.69), поскольку центр облака положительных ионов находится в основном в зоне лавинного размножения электронов, а центр облака отрицательных ионов в зоне гибели электронов. Однако четкого разграничения этих областей нет.

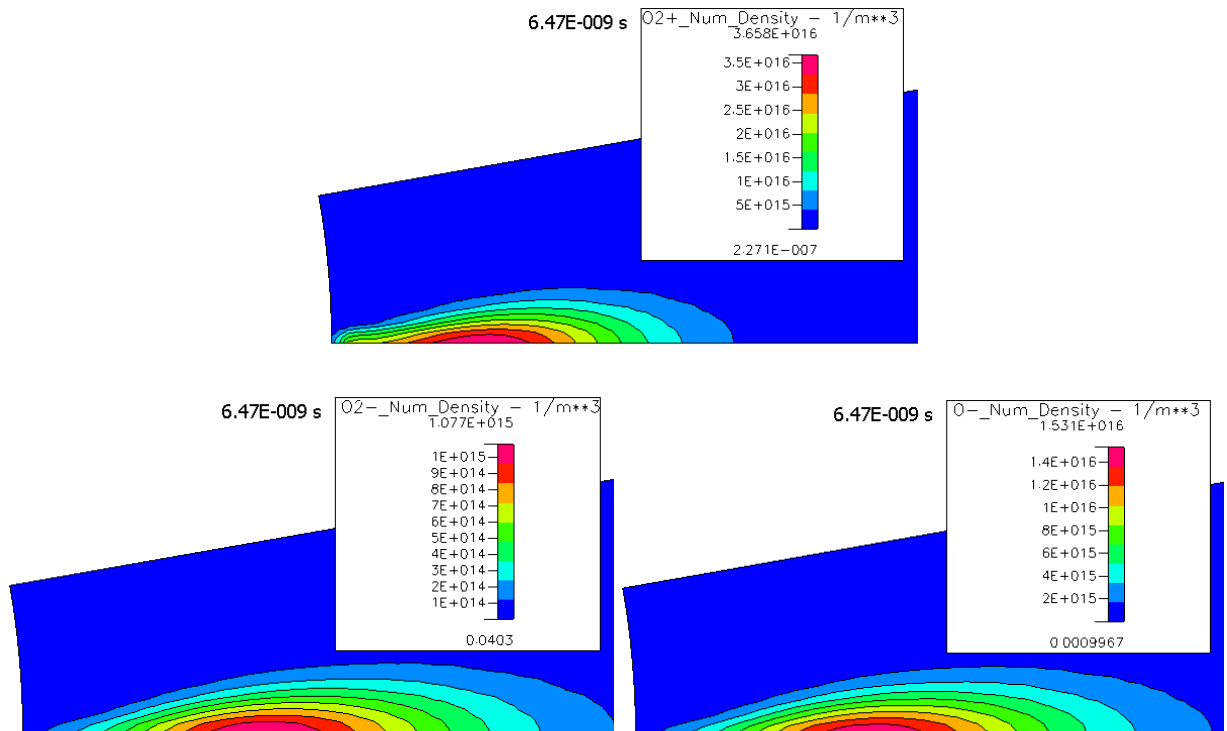


Рис. 2.69. Концентрация положительных ионов  $O_2^+$  (вверху), отрицательных ионов  $O_2^-$  (внизу слева) и  $O^-$  (внизу справа).

## **Литература**

1. Райзер Ю.П. Физика газового разряда.- М.: Наука. 1992.
2. Michael J. Brunger, Stephen J. Buckman Electron–molecule scattering cross-sections. I. Experimental techniques and data for diatomic molecules // Physics Reports, Vol. 357 (2002), pp. 215-458
3. Документация к программному пакету CFD-ACE.

## Глава 3. Стример.

### **Лавинно-стримерный переход**

Напомним определение лавины. Это облако электронов, распространяющихся в газе, в электрическом поле – однородном или неоднородном, причем количество электронов в облаке еще недостаточно велико, чтобы исказить поле. Благодаря ионизации электронным ударом, количество электронов в лавине возрастает, объемный заряд лавины тем не менее недостаточно велик, чтобы значительно повлиять на поле.

Количество электронов в лавине, как было показано в предыдущем пункте, экспоненциально растет с расстоянием, так что в какой-то момент объемный заряд начнет искажать поле и приближение лавины перестанет выполняться. Картина качественно изменится и станет более сложной. Объект, в который перерождается лавина, когда объемный заряд начинает искажать поле, называется *стримером*. Стример – тонкий канал низкотемпературной плазмы, прорастающий в основном за счет усиления напряженности поля на оконечности канала.

Далее будет подробно рассмотрена структура стримера, сейчас попытаемся описать изменения, которые вносит влияние объемного заряда в финальной стадии лавины. На рис. 2.70 показан характер искажения поля: поскольку отрицательный заряд лавины смещен в переднюю по ходу движения часть, а положительный – в хвостовую, напряженность поля в центре лавины снизится, а на концах – повысится. Из-за этого ионизация в центре лавины затормаживается, а затем совсем прекращается. На концах ионизация, напротив, ускоряется. Объемный заряд перераспределяется: в центре лавины образуется квазинейтральная область с нулевым объемным зарядом, а на концах выступает положительный и отрицательный заряд.

Таким образом возникает стримерная структура – центральная часть занята квазинейтральной плазмой, где ионизации и поля почти нет. Области высокой напряженности поля локализируются на концах, там же локализируются области ионизации. Если лавина всегда движется в направлении анода, у стримера в общем случае образуется две области повышенной ионизации, которые начинают прорастать в направлении по вектору и против вектора напряженности поля. Эти растущие оконечности стримера называются головками.

Лавина может перейти в стример у самого анода, стример тогда непосредственно в момент образования уже касается анода и обладает только одной головкой, прорастающей к катоду. Такой стример называют *катодонаправленным* или *положительным* (поскольку единственная головка заряжена положительно). В более длинных промежутках либо при большем напряжении, число зарядов в первичной лавине становится достаточным для лавинно-стримерного перехода раньше. В этом случае лавина перерождается в стример, не достигнув анода. В этом случае стример обладает двумя головками, прорастающими к обоим электродам. Такой стример называется *двухголовочным*. Если стример образуется, когда лавина еще недалеко ушла от катода, он быстро проходит стадию двухголовочного – одна из его головок за короткое время прорастает до катода и перестает существовать (ниже мы подробнее рассмотрим этот процесс). Далее стример обладает уже одной головкой, растущей к аноду и касается катода. Такой стример называют *анодонаправленным* или *отрицательным*.

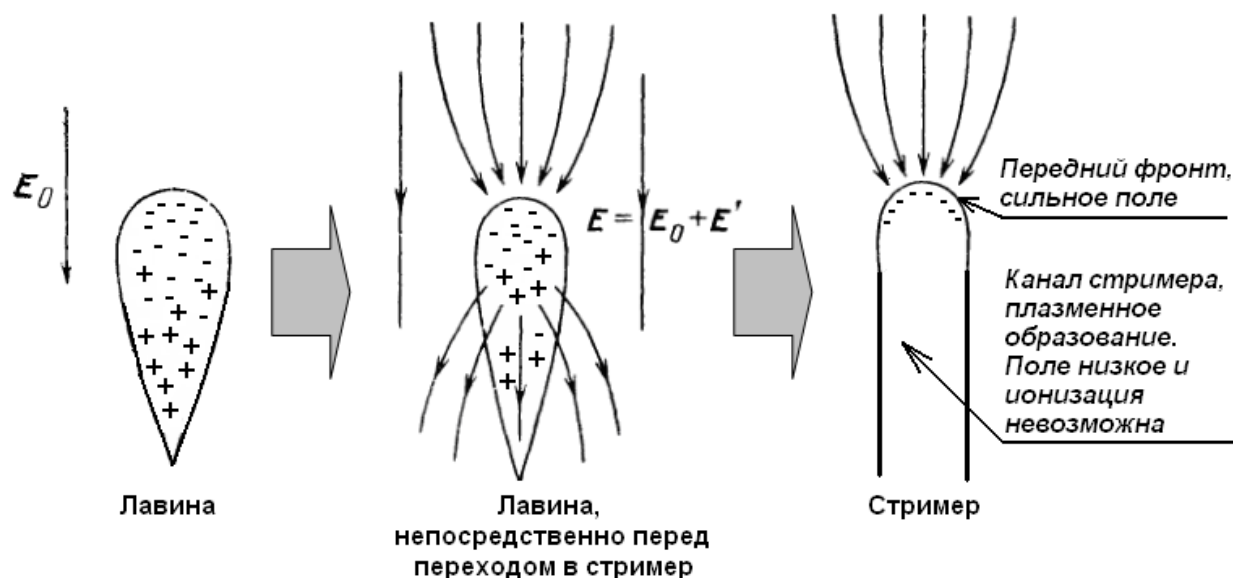


Рис. 2.70. Переход лавины в стример.

В отличие от лавины стример состоит из плазмы, то есть в нем выполняется условие квазинейтральности. Внутри стримера заряды разного знака скомпенсированы, плотность заряда отлична от нуля только на поверхности, электрическое поле «выталкивается» из стримера – внутри него напряженность электрического поля много меньше напряженности вне стримера. В то же время газ в стримере ионизован не полностью, степень ионизации составляет  $10^{-6}$ - $10^{-5}$ .

Механизм распространения стримера не такой, как у лавины – ионизация происходит на поверхности стримера, напряженность поля здесь может быть много больше внешнего поля.

Форма стримера также отличается от формы лавины – если лавина представляла собой почти сферическое размытое облако заряда, стример – вытянутый ветвящийся тонкий канал.

## **Структура стримера**

### **Головка стримера**

Рассмотрим уже сформировавшийся стример, который, стартовав от высоковольтного анода, прорастает к заземленному катоду.

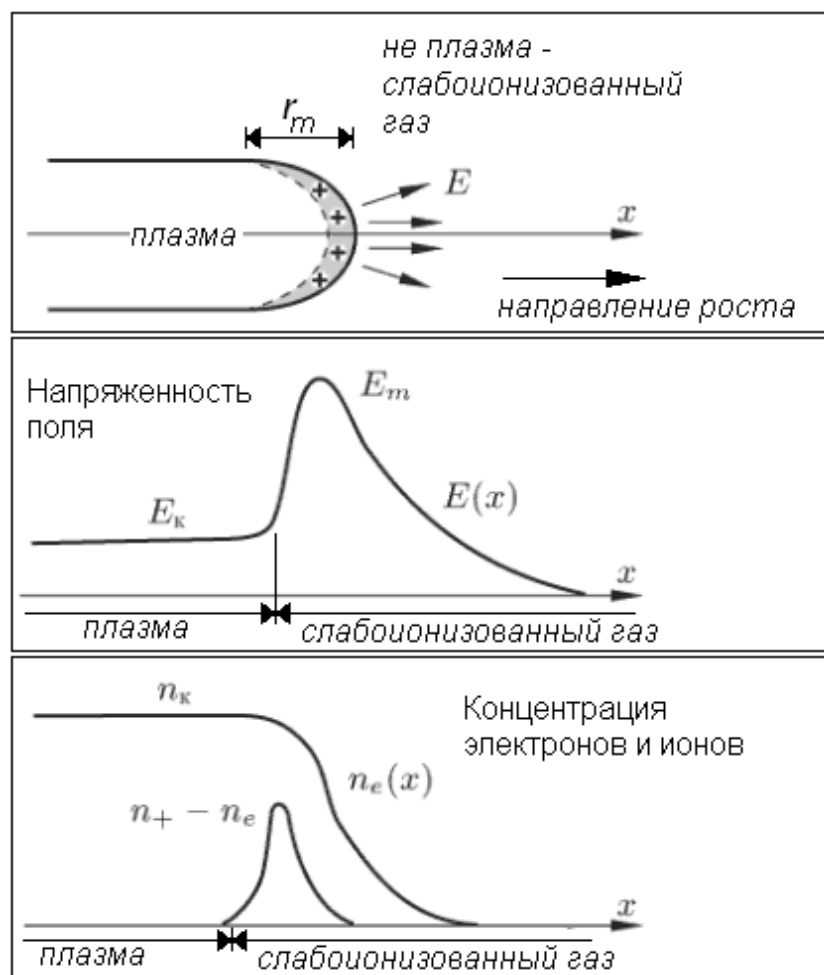


Рис. 2.71. Схема передней части катодонаправленного стримера и качественные распределения плотности электронов  $n_e$ , разности плотностей  $n_+ - n_e$  (объемный заряд) и продольного поля  $E$  на оси симметрии.

Основной ионизационный процесс протекает в области сильного поля у стримерной головки. На ней и сосредоточим внимание. Схема передней части стримера изображена на рис. 2.71. Там же представлены качественно распределения вдоль оси продольного поля  $E$ , плотности электронов  $n_e$  и разности плотностей положительных ионов и электронов, т.е. плотности объемного заряда  $\rho = e(n_+ - n_e)$  (отрицательные ионы в головке не успевают образовываться). Сильное поле в области головки создается в основном ее собственным зарядом.

Перед головкой, в области, где объемный заряд мал, поле спадает.  $E_m$  — максимальное поле, которое достигается в передней точке головки. Радиус слоя с максимальной напряженностью поля, окаймляющего плазменную область, называют радиусом головки  $r_m$ . С ним примерно совпадает и начальный радиус приближенно цилиндрического канала, который тянется за головкой. Переднюю часть условно полусферической поверхности головки можно называть фронтом волны ионизации. Напряженность поля на фронте высока, максимум — в центре поверхности головки. Поле внутри головки (в плазме)  $E_k$  значительно меньше, чем на ее поверхности:  $E_k \ll E_m$ . Силовые линии, радиально расходящиеся перед головкой, выпрямляются внутри головки, приобретая осевое направление внутри плазменного канала стримера.

Мысленно расчленим на ступени непрерывный процесс прорастания стримера. В области сильного поля перед головкой идет ионизация молекул воздуха ударами

электронов. Необходимые для этого начальные затравочные электроны подготавливаются стримером заранее (рис. 2.72а). Их появление обязано излучению квантов, которым всегда сопровождается процесс ионизации из-за электронного возбуждения молекул. В воздухе активно работают высоко возбужденные молекулы  $N_2$ . Испускаемые ими фотоны ионизируют молекулы  $O_2$ , которые обладают более низким, чем  $N_2$ , потенциалом ионизации. Излучение сильно поглощается воздухом, однако его интенсивности достаточно, чтобы обеспечивать начальную плотность электронов порядка  $10^{11} - 10^{12} \text{ м}^{-3}$  на расстоянии около 1 мм от головки.

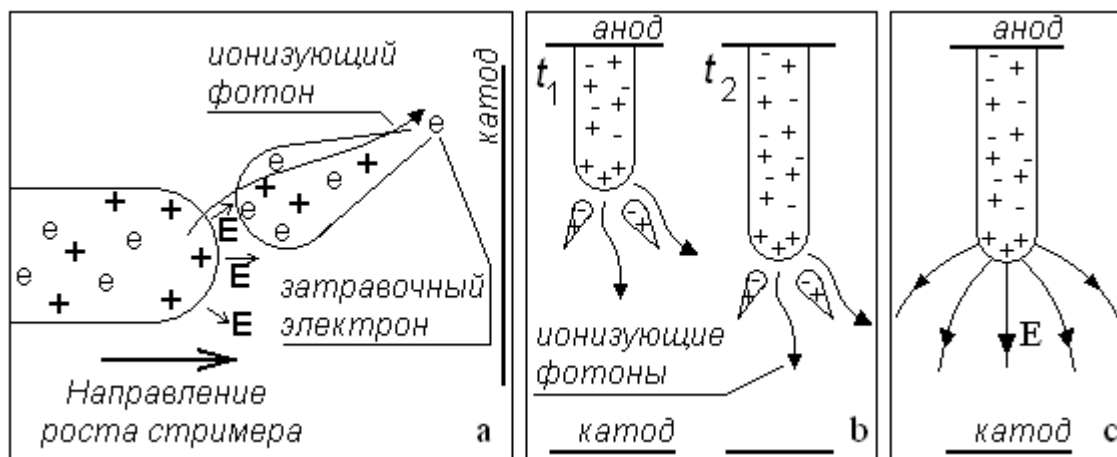


Рис. 2.72. Схема катодонаправленного стримера: *a* — механизм распространения с участием фотоионизации; *b* - стример в два последовательных момента времени  $t_1$  и  $t_2$ , показаны вторичные лавины, стремящиеся к положительной головке стримера; *c* — линии напряженности электрического поля.

Вывранные фотонами электроны кладут начало вторичным лавинам, которые втягиваются в головку стримера (рис. 2.72b) под действием ее электрического поля (рис. 2.72c). Поскольку одновременно развивающихся лавин очень много, они сплошным образом заполняют пространство перед головкой, образуя новую плазменную область.

В области, где газ только что ионизовался – непосредственно перед головкой - происходит разделение зарядов. Электроны утекают в сторону головки, нейтрализуя ее положительный заряд. Головка становится нейтральной, и появляется новый участок канала. В то же время смещение электронов обнажает положительный заряд в только что ионизовавшейся области – головка смещается вперед.

Таков механизм продвижения стримера.

### Быстрый стример

В отличие от лавины, скорость продвижения стримера не привязана к реальной скорости движения электронов. В самом деле, начальная электронная плотность подготавливается излучением стримера, которое почти мгновенно перекрывает значительное расстояние. А лавинный процесс начинается, когда в данной области значительно повысится электрическое поле. Таким образом, скорость распространения стримера оказывается связана со скоростью ионизации излучением и скорости распространения электрического поля. Если электроны движутся со скоростями порядка  $10^5 - 10^6 \text{ м/с}$ , стример в тех же внешних полях может двигаться со скоростями  $10^6 - 10^7 \text{ м/с}$ .

Модели, в которых считается, что скорость движения стримера много больше дрейфовой скорости электронов в любой точке стримера, называются моделями **быстрого стримера**.



## Ионный канал

Непосредственно после того как фронт стримера прошел данную точку пространства, концентрация электронов и положительных ионов здесь очень высока – около  $10^{19}$   $1/\text{м}^3$ . Однако, как было указано выше, стример движется вперед, положение головки смещается, и через короткое время область высокоионизованного газа оказывается не на переднем фронте, где поле высоко, а внутри плазменной области, где напряженность поля низка. Ионизация электронным ударом здесь идти не может, не хватает напряженности. Концентрация электронов начинает падать вследствие процессов электрон-ионной рекомбинации, а в электроотрицательных газах (например, воздухе) – вследствие прилипания. Последний механизм гораздо эффективнее рекомбинации.

В результате, через короткое время после прохождения фронта через данную точку концентрация электронов в канале сильно падает. Из заряженных частиц в канале остаются отрицательные и положительные ионы. Участок канала от точки, где становится мала концентрация электронов, до начала канала, называется **ионным каналом**. Другая часть, примыкающая к головке, где концентрация электронов высока, называется **электронным каналом**. В воздухе длина ионного канала гораздо больше длины электронного канала.

Прежде всего, падение концентрации электронов сказывается на проводимости канала, поскольку она пропорциональна подвижности заряженных частиц. Проводимость ионного канала на два порядка ниже проводимости головки стримера.

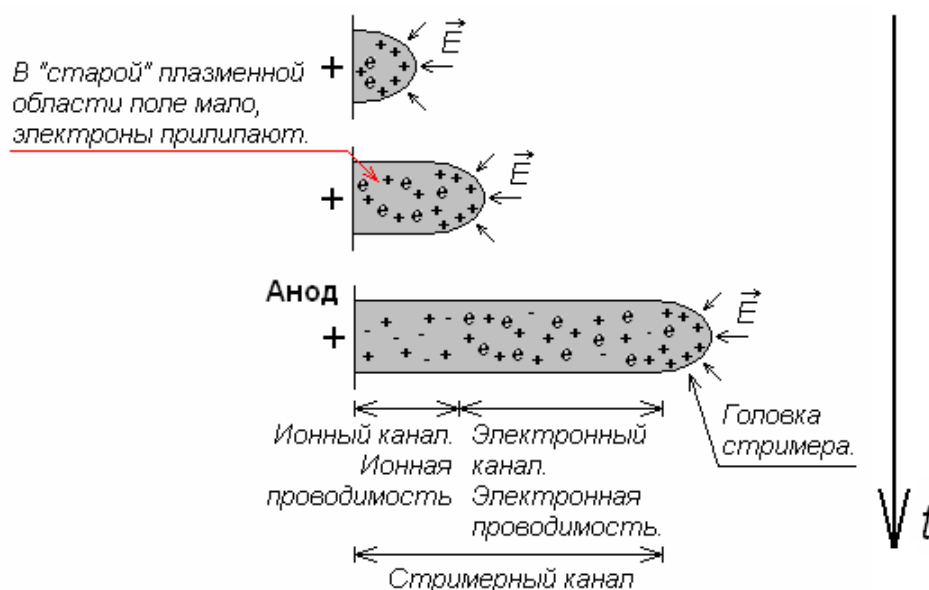


Рис. 2.73. Головка стримера и ионный канал.

Отсутствие электронов в ионном канале приводит также к тому, что этот участок стримера почти не светится – возбуждение электронным ударом здесь почти не идет. Этот эффект позволяет непосредственно наблюдать два участка стримера на опыте [6]. (рис. 2.74).

Чтобы зафиксировать головку на кадре фотосъемки, нужна очень маленькая экспозиция – порядка наносекунд. Как правило, используются камеры со значительно большей экспозицией, они фиксируют интегральную картину распространения стримера, в результате чего кажется, что светится весь канал.

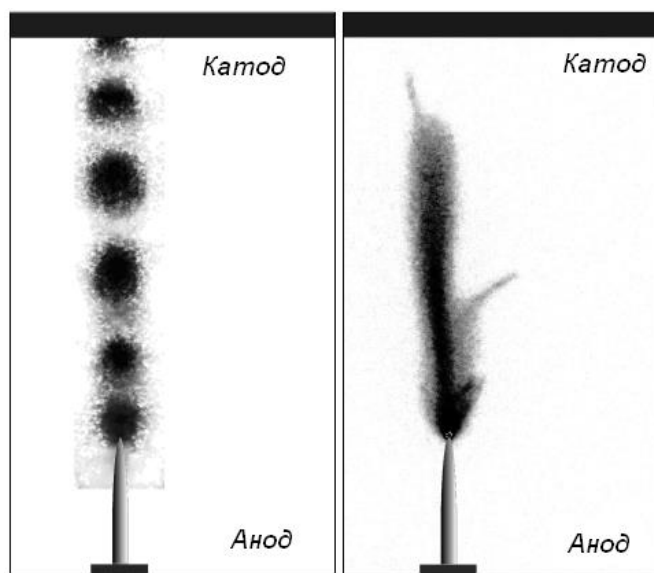


Рис. 2.74. Катодонаправленный стример. *Слева* - съемка в стробоскопическом режиме. Экспозиция 1,26 нс, интервал между съемками 5 нс. Светящаяся область – головка стримера, область со значительной концентрацией электронов. *Справа* – съемка в «режиме накопления». Источник - [6].

Ионный канал четко отделен от головки только при наличии прилипания. Если действует только ион-электронная рекомбинация электроны гибнут менее эффективно, концентрация электронов по каналу затухает медленнее.

### **Катодонаправленный и анодонаправленный стримеры.**

Свойства стримера сильно зависят от того, к электроду какой полярности он направлен. Обычно катодонаправленный стример называют положительным, анодонаправленный – отрицательным. Такие названия оправданы тем, что у положительного стримера на головке сосредоточен положительный заряд, а у отрицательного – отрицательный.

На рис. 2.75 показаны характерные видеокadres стримерных процессов при воздействии на межэлектродный промежуток грозвым импульсом напряжения (длительность – 50 мкс).

Опыт показывает, что стримеры разной полярности обладают существенно разными свойствами.

Отрицательные стримеры значительно короче положительных, границы канала очерчены нерезко, ветвятся они мало. Распространяются отрицательные стримеры преимущественно вдоль силовых линий поля.

Положительные стримеры активно ветвятся, резко поворачивают, медленнее затухают, имеют очень тонкие разветвленные каналы.

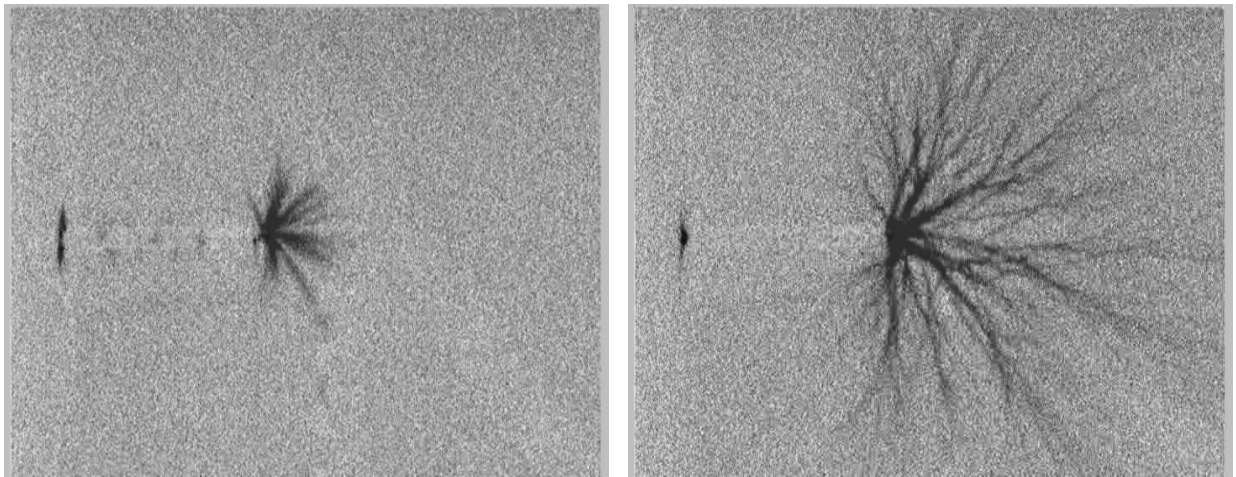


Рис. 2.75. Отрицательные стримеры (слева) и положительные стримеры (справа). Радиус сферы 2,5 мм, расстояние от сферы до плоского электрода 20 см. Напряжение 120 кВ.

Возможно следующее объяснение разницы в поведении стримеров.

Электроны, образованные в результате фотоионизации, могут появляться на значительном расстоянии от головки. Если стример положительный, такие электроны притягиваются к положительно заряженной головке и, таким образом, перемещаются в область все более и более сильного электрического поля. Возникает быстро растущая лавина. Головка отрицательного стримера оказывает на электроны противоположное действие – электроны отталкиваются от нее, уходя в область со слабым полем.

В результате электроны, образованные в результате фотоионизации, мало участвуют в процессе распространения в случае отрицательного стримера. Развитие стримера происходит за счет электронов на фронте стримера и «обычного» механизма ионизации электронным ударом.

Ветвление положительного стримера объясняется тем, что электроны фотоионизации образуются на значительном расстоянии от головки. Они образуются в случайных точках, в результате канал может ветвиться и сильно поворачивать.

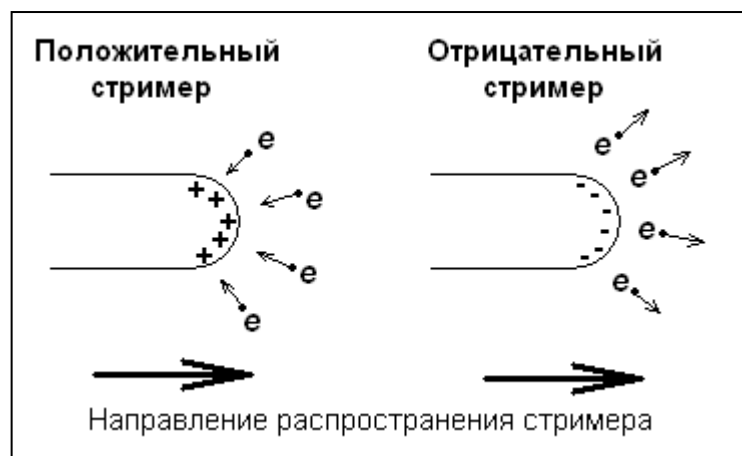


Рис. 2.76. Положительный и отрицательный стримеры.

В главе, посвященной компьютерному моделированию стримеров, будет показано, почему возникают существенные различия в свойствах стримеров разной полярности.

## **Стримерный процесс и пробой**

### **Этапы стримерного процесса**

Если межэлектродное расстояние невелико, в одноатомных газах лавинный и стримерный процессы развиваются по следующему, наиболее простому, механизму.

Рассмотрим качественно развитие разряда при минимальном разрядном напряжении, когда лавинно-стримерный переход происходит у самого противоэлектрода. Если напряжение меньше, лавина не переходит в стример, и ее электронное облако просто уходит на анод. Схематически процесс представлен на рис. 2.77.

Под воздействием внешнего ионизатора из катода выбивается начальный электрон «1». Возникает лавина электронов, дрейфующая по направлению к аноду («2» на рис. 2.77). Электрическое поле в промежутке искажается: усиливается на фронте лавины, ослабляется за лавиной электронов и усиливается у катода вследствие влияния заряда положительных ионов в следе лавины. Лавина растет, напряженность поля на ее фронте еще более усиливается.

Первоначальная лавина доходит до анода («3» на рис. 2.77), и как раз здесь происходит лавинно-стримерный переход – большая часть электронов уходит на анод, а медленные ионы остаются, причем их количества хватает, чтобы исказить напряженность поля. Между ионами и электродом поле снижается, а за ионами увеличивается. Образуется область с повышенной напряженностью, где резко ускоряется ионизация – формируется головка стримера. У анода возникает проводящий плазменный канал — стример («4» на рис. 2.77), имеющий на своем конце избыточный положительный заряд от вливающих в него вторичных лавин. В промежутке стример — катод поле усиливается, что приводит к появлению многочисленных новых лавин, и стример со скоростью  $10^5$ - $10^7$  м/с распространяется в направлении катода («5»-«6» на рис. 2.77). При таком развитии событий, у стримера с момента образования и далее имеется только одна головка – положительная, поэтому его называют одноголовочными стримером. Поскольку лавина приходит на катод, а стример движется от катода, такой сценарий еще называют «отраженным стримером».

Стримерный канал обладает существенной проводимостью за счет заполняющих его электронов и ионов, поэтому стример находится почти под потенциалом анода, и по мере приближения головки стримера к катоду («6» на рис. 2.77) напряженность поля в не занятом плазмой промежутке возрастает. В конечном счете, канал замыкается на катод («7» на рис. 2.77). Ток начинает течь от катода к аноду по стримерному каналу, обеспечивая его нагрев и переход плазмы в состояние высокотемпературной плазмы. Степень ионизации газа, а значит, и проводимость, также повышается. Образуется искровой (кратковременный) или дуговой (долговременный) канал, т.е. происходит пробой.

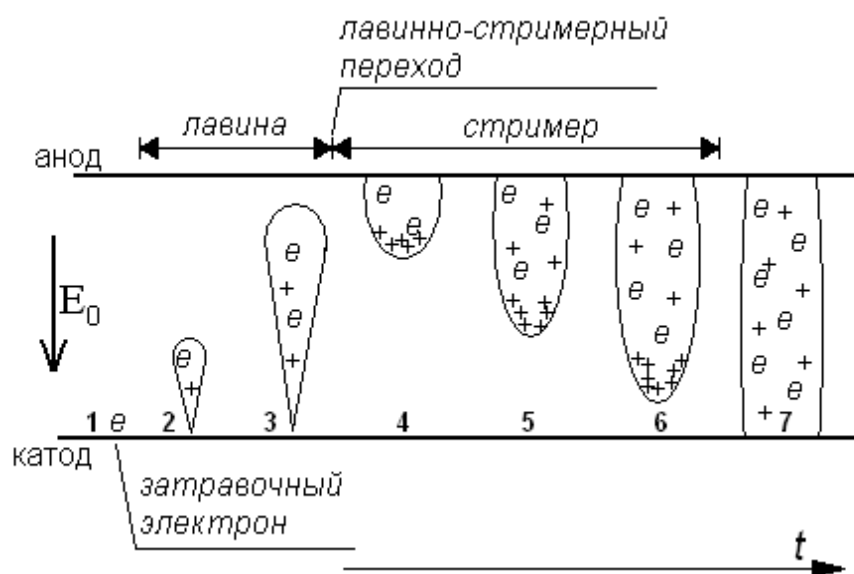


Рис. 2.77. Схема развития разряда при минимальном разрядном напряжении – одноголовочный отраженный стример. Лавинно-стримерный переход происходит у самого противозэлектрода..

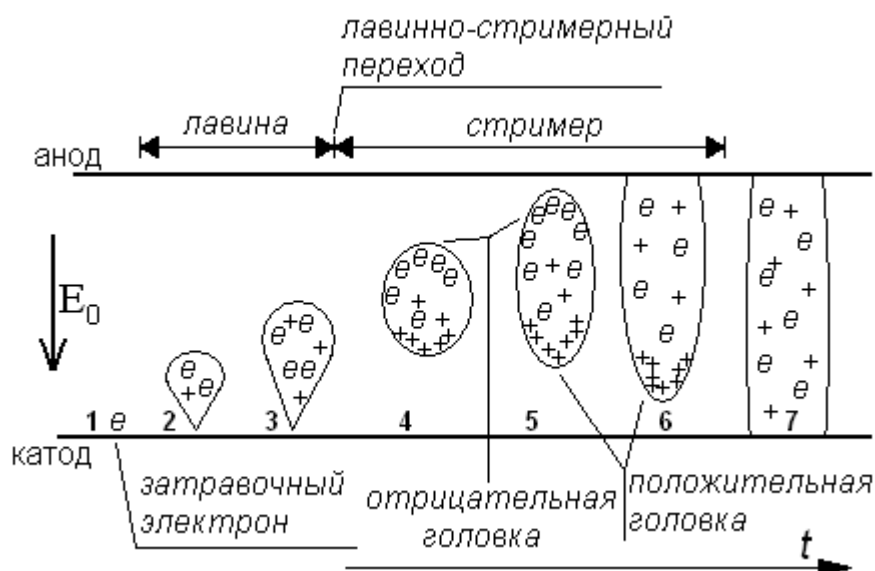


Рис. 2.78. Схема развития разряда при напряжении больше минимального – двухголовочный стример. Лавинно-стримерный переход происходит до достижения лавиной противозэлектрода.

При напряжении, превышающем минимально необходимое для пробоя промежутка, значение  $\alpha$  велико и число электронов в лавине растет гораздо быстрее (рис. 2.78 (2-3)). Лавинно-стримерный переход в этом случае происходит раньше, чем лавина приблизится к противозэлектроду (рис. 2.78 (3-4)). В этом случае стример образуется на некотором расстоянии от обоих электродов и обладает двумя головками – положительной и отрицательной (рис. 2.78 (4-5)) – поэтому он называется двухголовочным стримером. Положительная головка движется к катоду, отрицательная – к аноду, увеличивая длину стримерного канала. Какая-то из головок достигнет электрода первой, после чего стример становится одноголовочными (рис. 2.78 (6)). Двухголовочный стример, в отличие от одноголовочного, изолирован от электродов, поэтому суммарный

заряд в нем сохраняется. Заряд может только перераспределяться по каналу: на отрицательной головке имеется избыток отрицательного заряда, на положительной – положительного.

Компьютерное моделирование показывает, что в однородном и слабонеоднородном поле образование сразу одноголовочного (отраженного) стримера маловероятно – он реализуется в малом диапазоне напряжений и положений затравочного электрона. Почти всегда образуется двухголовочный стример на некотором расстоянии от электродов. Однако в сильнонеоднородном поле, благодаря рассмотренному ранее эффекту «втягивания лавины» образование отраженного одноголовочного стримера весьма вероятно. Этот вопрос будет подробнее рассмотрен в главе, посвященной моделированию стримеров.

### **Влияние стримера на электротехнические устройства.**

Большая часть длины стримера в воздухе приходится на ионный канал. Его можно уподобить проводнику, обладающему большим сопротивлением. Поэтому сам по себе стример не может вызвать короткого замыкания межэлектродного промежутка, т.к. он пропускает слишком слабый ток.

Однако, когда стример доходит до противоэлектрода, с высокой вероятностью возможен плохо изученный процесс формирования лидерного канала. Головка стримера и противоэлектрод заряжены противоположно, поэтому при их сближении поле между ними сильно возрастает, до значений, значительно превышающих поле на головке стримера. Такое поле может вырывать электроны с поверхности металла, в результате у электрода может возникнуть сильно ионизованная область, которая распространяется по ионному каналу как волна ионизации в обратном направлении, к электроду, с которого стартовал стример.

Этот процесс разогревает канал, и возникает объект нестримерной природы – лидерный канал, температура которого значительно превышает температуру в нормальных условиях, что значительно ускоряет процессы ионизации.

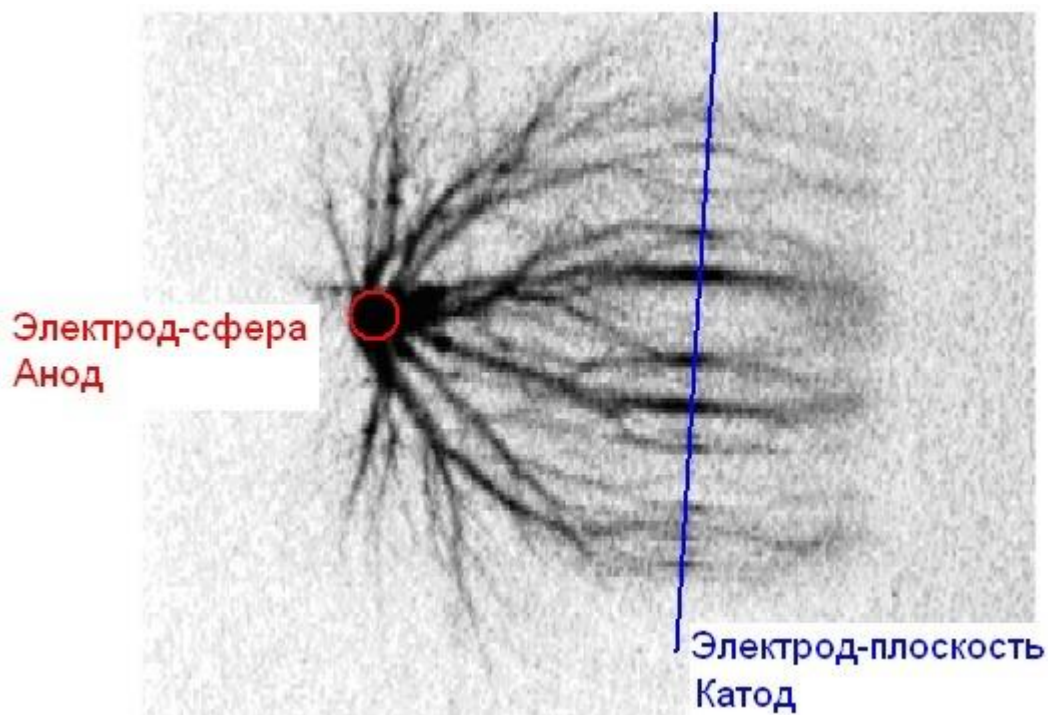


Рис. 2.79. Стример замкнул промежуток, но пробоя нет. Импульс напряжения, амплитуда 75 кВ, длительность импульса 50 мкс. Система электродов сфера-плоскость. Радиус сферы 2,5 мм, межэлектродное расстояние 7,5 см. [9]

### Стримерно-лидерный переход

Лидер и стример имеют некоторые общие черты. Оба – плазменные каналы, самоподдерживающимся образом прорастающие в сравнительно низком внешнем поле, не достаточном для ионизации газа. Параметры вершинных частей каналов (плотности электронов, радиусы) различаются лишь на один-два порядка. Существенное отличие состоит в том, что плазма стримера, в отличие от плазмы лидера, склонна к потере проводимости (особенно в воздухе) из-за прилипания электронов. Различие связано с температурой газа в вершине канала, которая зависит от силы тока и мощности, выделяемой на единице длины. Повышенная температура в лидерной головке подавляет эффект прилипания электронов. Это открывает путь к дальнейшему повышению температуры и ионизации.

Непосредственное образование лидера из лавин канала с достаточным для нагрева газа током обычно не осуществляется, т.к. еще до этого происходит лавинно-стримерный переход. Лавина превращается в стример с таким же радиусом, слабым током и малой выделяемой погонной мощностью. Для лавинно-лидерного перехода лавине нужно было бы еще подрасти, но лавинно-стримерный переход этот рост пресекает. Поэтому достаточно сильноточный лидерный канал может образоваться только путем объединения нескольких стримеров.

Формирование лидера в межэлектродном промежутке в воздухе принципиально возможно, если напряжение превышает 200-300 кВ [5]. При меньшем напряжении для реализации пробоя необходимо, чтобы стример замкнул пару электродов.

Выше были описаны стримеры, возникающие после стадии лавины. Следует отметить, что стримеры являются также структурным элементом лидера (рис. 2.80). В этом случае канал лидера выполняет ту же роль, что электрод в стримерном разряде. Это возможно благодаря тому, что проводимость лидерного канала во много раз превышает проводимость стримера.



Рис. 2.80. Схема структурных элементов лидера.

## Теоретические модели стримерного процесса

### Вывод критерия лавинно-стримерного перехода в однородном поле

Мы воспользуемся аналитическим решением для задачи о лавине в однородном поле напряженности  $E$  (2.22), которое было получено ранее. Согласно этому решению, центр лавины  $x_c$  движется равномерно вдоль силовой линии поля:

$$x_c(t) = V_d t = \mu_e E t$$

Здесь  $\mu_e$  – подвижность электронов.

Полное число электронов в лавине  $N_e$  экспоненциально возрастает:

$$N_e = \exp[(\alpha - a)x_c] \quad (2.46)$$

Здесь  $\alpha$  – коэффициент ионизации,  $a$  – коэффициент прилипания.

В заданный момент времени концентрация электронов в лавине распределена по Гауссовому закону, в цилиндрических координатах концентрацию можно записать так:

$$n_e(x, r, t) = \pi^{-3/2} R^{-3} N_e(t) \exp\left[-\frac{(x - x_c)^2 + r^2}{R^2}\right] \quad (2.47)$$

Здесь  $R$  – характерный радиус лавины, расстояние от центра, на котором концентрация спадает в  $e$  раз. Он растет со временем по закону:

$$R(t) = 2\sqrt{D_e t} = 2\sqrt{\frac{D_e}{\mu_e E} x_c} \quad (2.48)$$

Ионы распределены по широкой области пространства, и мы пренебрежем влиянием их поля.

Напряженность поля складывается из напряженности внешнего поля  $E_0$  и напряженности собственного поля лавины  $E'$ . Плотность заряда в лавине распределена сферически симметрично относительно центра. Благодаря сферической симметрии распределения заряда, мы сможем найти выражение для напряженности электрического поля лавины.

Зафиксируем момент времени и введем сферические координаты с радиальной координатой  $\eta$ . Связь с цилиндрическими координатами  $x, r$ :

$$\eta^2 = (x - x_c)^2 + r^2$$

Согласно (2.47), плотность заряда в сферических координатах:

$$\rho(\eta) = q_e \pi^{-3/2} R^{-3} N_e \exp\left[-\frac{\eta^2}{R^2}\right]$$

Здесь  $q_e$  – заряд электрона,  $N_e$  – полное число электронов в лавине.

Напряженность собственного электрического поля будет, очевидно зависеть лишь от радиальной координаты  $\eta$ . Для того, чтобы найти собственное электрическое поле лавины, воспользуемся теоремой Гаусса – выберем сферу  $S$  с радиусом  $r_0$  и центром, совпадающим с центром лавины. Тогда справедливо соотношение:

$$\oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{1}{\epsilon_0} \int_V \rho \cdot dV$$

Или, переходя к сферическим координатам:



$$E(r_0) \cdot 4\pi r_0^2 = \frac{1}{\varepsilon_0} \int_0^{r_0} \rho(\eta) 4\pi \eta^2 d\eta \quad (2.49)$$

Интеграл в (2.49) можно взять с использованием специальной функции:

$$\begin{aligned} \int_0^{r_0} \rho(\eta) 4\pi \eta^2 d\eta &= 4\pi q_e \pi^{-3/2} R^{-3} N_e \int_0^{r_0} \exp\left[-\frac{\eta^2}{R^2}\right] \eta^2 d\eta = \\ &= \frac{q_e N_e}{\sqrt{\pi}} \left[ -2 \exp\left(-\frac{r_0^2}{R^2}\right) \frac{r_0}{R} + \sqrt{\pi} \Phi\left(\frac{r_0}{R}\right) \right] \end{aligned} \quad (2.50)$$

Специальная функция  $\Phi(x)$  есть **интеграл от функции Гаусса**:

$$\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) dt$$

Подставляя результат (2.50) в (2.49), мы получаем напряженность поля в зависимости от радиальной координаты  $r_0$ :

$$E(r_0) = \frac{q_e N_e}{4\pi^{3/2} \varepsilon_0 r_0^2} \left[ -2 \exp\left(-\frac{r_0^2}{R^2}\right) \frac{r_0}{R} + \sqrt{\pi} \Phi\left(\frac{r_0}{R}\right) \right]$$

Графики зависимости плотности заряда и напряженности поля от радиальной координаты в фиксированный момент времени приведены на рис. 2.81.

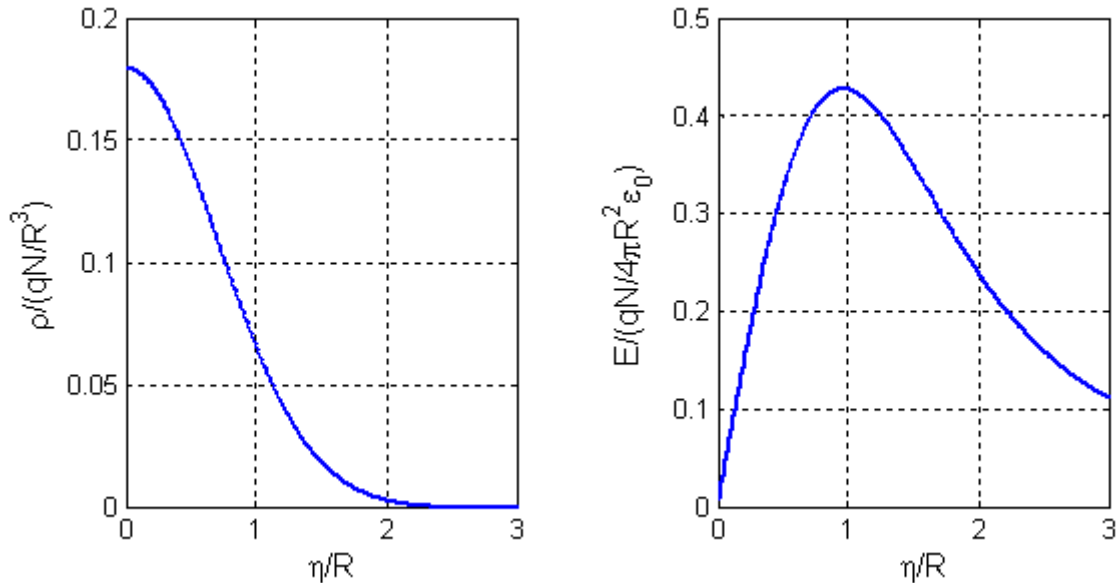


Рис. 2.81. Плотность заряда (слева) и напряженность поля (справа) в лавине в фиксированный момент времени в зависимости от радиальной координаты. Все величины приведены к безразмерному виду.

Напряженность поля распределена неоднородно – она нулевая в центре лавины и падает на далеких расстояниях. Максимальная напряженность достигается на расстоянии

$R$  от центра лавины – на расстоянии, где концентрация электронов в  $e$  раз меньше, чем в центре лавины. Максимальная напряженность поля равна:

$$E_{\max} = 0.4 \frac{q_e N_e}{4\pi\epsilon_0 R^2} \quad (2.51)$$

Учтем теперь зависимость параметров в (2.51) от координаты центра лавины. Число электронов в лавине и радиус растут по мере продвижения. Пусть  $x_c$  – центр лавины. Учитывая выражения (2.46) и (2.48), мы получаем зависимость напряженности собственного поля лавины  $E_l$  от координаты центра лавины  $x_c$ :

$$E_l(x_c) = 0.4 \frac{q_e \exp[(\alpha - a)x_c]}{4\pi\epsilon_0 4 \frac{D_e}{\mu_e E_0} x_c}$$

Лавинно-стримерный переход происходит, когда напряженность собственного поля лавины  $E_l$  становится сравнима с напряженностью внешнего поля  $E_0$ . То есть можно записать уравнение, которое позволит приблизительно определить момент перехода:

$$E_0 = 0.4 \frac{q_e \exp[(\alpha - a)x_c]}{4\pi\epsilon_0 4 \frac{D_e}{\mu_e E_0} x_c}$$

Заметно, что  $E_0$  в правой и левой части сокращаются.

$$\frac{16\pi\epsilon_0 D_e}{0.4q_e \mu_e} = \frac{\exp[(\alpha - a)x_c]}{x_c}$$

Это уравнение на  $x_c$ . Координата лавины связана с числом электронов соотношением (2.46). Применим его и получим уравнение на  $N_e$ . Оно позволяет определить, при каком числе электронов в лавине произойдет лавинно-стримерный переход.

$$\frac{16\pi\epsilon_0 D_e}{0.4q_e \mu_e} \frac{1}{(\alpha - a)} = \frac{N_e}{\ln N_e} \quad (2.52)$$

Отметим, что коэффициенты ионизации  $\alpha$  и прилипания  $a$  резко зависят от напряженности поля. Это не играло роли при выводе соотношения (2.53), поскольку мы рассматривали однородное постоянное поле, где коэффициенты ионизации и прилипания не зависят от координаты и времени. Мы видим по соотношению (2.52), что число электронов, при котором происходит лавинно-стримерный переход, зависит от сорта газа, давления, напряженности поля – этими параметрами определяется значение коэффициентов ионизации и прилипания, диффузии и подвижности. По порядку величины значение критического числа электронов при напряженности, близкой к критической, близко для разных газов и составляет порядка  $10^8$ . Этим числом обычно и пользуются, при существующей точности измерений нет необходимости использовать более сложную формулу (2.52). Итак, простой критерий перехода:

$$N_e = 10^8$$

Тем не менее, следует обратить внимание, что при больших напряженностях критическое число электронов будет другим: оно будет меньше, поскольку в формуле (2.52) быстро растущая функция  $\alpha(E)$  стоит в знаменателе.

## Критерий лавинно-стримерного перехода в неоднородном поле

Метод расчета порога лавинно-стримерного перехода обобщается на случай слабо неоднородного поля. Для этого предположим, что характерный масштаб изменения поля гораздо больше характерных размеров лавины. Тогда формулы (2.46) и (2.48) переходят в следующие выражения:

$$N_e(x_c) = \exp \left[ \int_0^{x_c} (\alpha - a) dx \right] \quad (2.54)$$

$$R(x_c) = 2 \sqrt{\int_0^{x_c} \frac{D_e}{\mu_e E} dx} \quad (2.55)$$

Начиная интегрирование от поверхности электрода, его ведут вдоль силовой линии электрического поля. В каждой точке  $x_c$  мы можем характерное поле лавины по формуле (2.51) и сравнить его со значением внешнего поля в данной точке. Методика такого расчета иллюстрируется графиком на рис. 2.82.

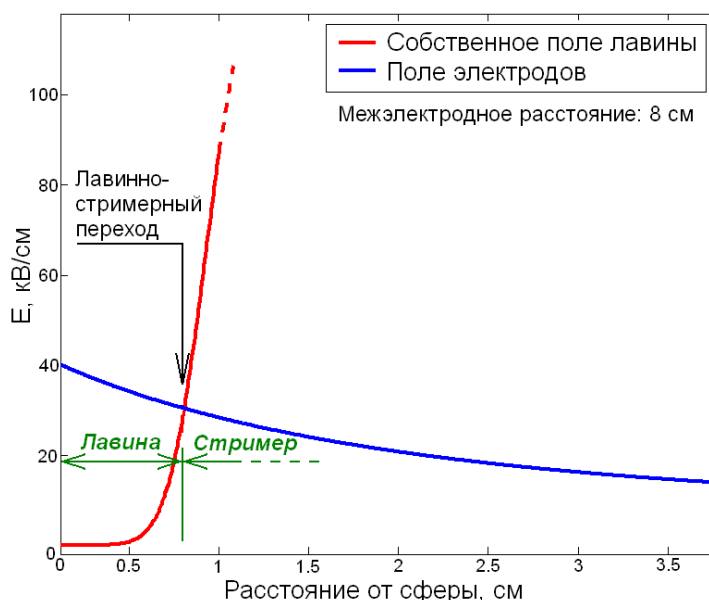


Рис. 2.82. Расчет точки лавинно-стримерного перехода в системе электродов сфера-плоскость. Напряжение 135 кВ, радиус сферы 44 мм, межэлектродное расстояние 8 см.

При расчете лавинно-стримерного перехода в **слабо** неоднородном поле также с успехом применяется упрощенный критерий, поскольку собственное поле лавины растет экспоненциально и меняется по мере продвижения лавины гораздо быстрее, чем внешнее поле. Упрощенный критерий лавинно-стримерного перехода – число электронов в лавине достигает  $10^8$ :

$$N_e = 10^8$$

Расчет числа электронов требует интегрирования по формуле (2.54).

### Идеально проводящий стример

Самыми простыми и исторически первыми являются модели стримера, основанные на противоположных предположениях. Даусон и Вин (1965 г.) разработали

модель по сути изолированного от стартового электрода стримера, который распространяется за счет сильного поля облака заряда в головке [2, С. 440]. Такая модель в принципе является противоречивой, так как для ионизации и образования новых объемов плазмы нужна энергия, а черпать ее кроме как из внешнего поля, не откуда. Таким образом, свойства стримера в такой модели будут зависеть от локальной напряженности поля, как и у лавины.

Затем была разработана противоположная по сути модель, где стримерный канал считался идеально проводящим [5, С. 35]. Таким образом, стример будет являться как бы растущим продолжением электрода. Энергия будет передаваться головке по каналу от электрода. В настоящий момент наиболее близкой к действительности считается теория, в которой максимум напряженности поля на головке  $E_{\max}$  считается постоянным [5]. Качественно существование такой константы связано с тем, что частота ионизации имеет максимум – вначале растет с напряженностью поля, а затем падает. Для воздуха при атмосферном давлении  $E_{\max} \approx 150$  кВ/см. Эта теория позволяет получить ряд полезных результатов.

Итак, пусть в некоторый момент времени мы имеем идеально проводящий стримерный канал (рис. 2.83).

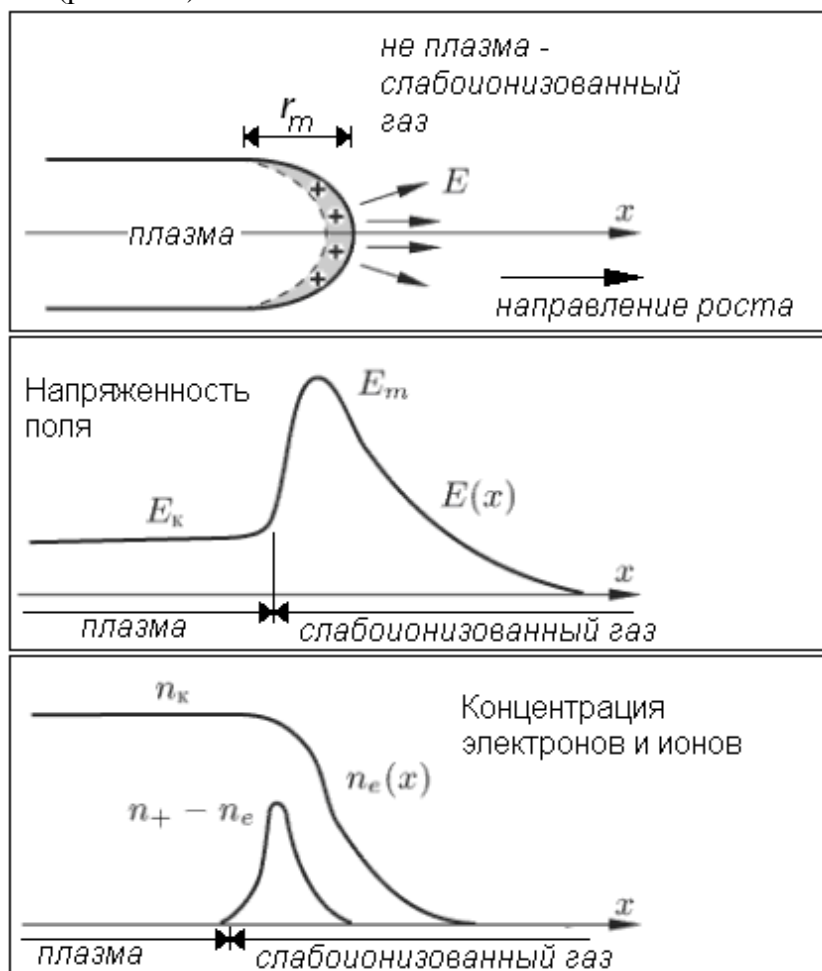


Рис. 2.83. Схема передней части катодонаправленного стримера и качественные распределения плотности электронов  $n_e$ , разности плотностей  $n_+ - n_e$  (объемный заряд) и продольного поля  $E$  на оси.

Пусть головка находится под потенциалом  $U_h$ , а заземленный электрод находится достаточно далеко. Поле перед головкой спадает. Для получения приближенного

результата используем формулу для сферического электрода с радиусом  $R_h$  – радиусом головки стримера.

$$E(r) = \frac{U_h R_h}{r^2} \quad (2.56)$$

Максимум напряженности поля для сферического электрода равен  $U_h/R_h$ , и если эта величина является константой, возникает закон пропорциональности потенциала головки и радиуса:

$$\frac{U_h}{R_h} = E_{\max} \quad (2.57)$$

Таким образом, увеличивая напряжение, мы будем получать все более и более толстые стримерные каналы.

Запишем закон сохранения числа электронов в дрейфово-диффузионном приближении, пренебрегая диффузией и рекомбинацией:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial t} + \text{div} \vec{j}_e &= \nu_{ion}(E) n_e \\ \vec{j}_e &= -n_e \mu_e \vec{E} \end{aligned} \quad (2.58)$$

Попытаемся получить простые формулы для стационарно растущего проводящего стримерного канала, то есть для случая, когда канал растет со скоростью  $V_s$ , но сохраняет потенциал  $U_h$  и радиус головки  $R_h$ . Перейдем в систему отсчета, которая движется вместе со стримером со скоростью  $V_s$ . Для перехода в новую систему координат нужно сделать замену:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rightarrow \frac{\partial}{\partial t} - V_s \frac{\partial}{\partial x}; \quad \frac{\partial}{\partial x} \rightarrow \frac{\partial}{\partial x}$$

Применим эти соотношения к уравнению (2.58). Мы получим:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} - V_s \frac{\partial n_e}{\partial x} - \text{div} [n_e \mu_e \vec{E}] = \nu_{ion}(E) n_e$$

Пусть заряд в основном сосредоточен на границе плазменной области, что справедливо для случая проводящего канала. Тогда зарядом в объеме можно пренебречь, и дивергенция от  $\mathbf{E}$  в объеме равна нулю. Также будем считать подвижность электронов постоянной. Поскольку в движущейся системе отсчета ситуация стационарна, зависимости от времени нет. Тогда из 4.13 мы приходим к уравнению (2.84). Это обыкновенное дифференциальное уравнение:

$$-V_s \frac{dn_e}{dx} - \frac{dn_e}{dx} \mu_e E_x = \nu_{ion}(E) n_e \quad (2.84)$$

Это уравнение с разделяющимися переменными, его можно проинтегрировать. Пусть на удаленном от головки расстоянии  $h$  фотоионизация создает концентрацию электронов  $n_0$ , а концентрация электронов в плазме равна  $n_h$ . Тогда:

$$\int_{n_h}^{n_0} \frac{dn_e}{n_e} = - \int_R^h \frac{\nu_{ion}(E)}{\mu_e E + V_s} dx$$

Теперь применим приближение быстрого стримера: пусть скорость движения стримера много больше скорости движения электронов:  $V_s \gg \mu_e E$ . Тогда:

$$\int_{n_h}^{n_0} \frac{dn_e}{n_e} = -\frac{1}{V_s} \int_R^h v_{ion}(E) dx \quad (2.59)$$

Левая часть интегрируется аналитически. А чтобы интеграл в (2.59) справа взялся аналитически, необходимо подобрать приближенную эмпирическую формулу для коэффициента ионизации вблизи  $E_{\max}$ . Возьмем степенную зависимость, для воздуха вблизи  $E_{\max}=150$  кВ/см показатель степени примерно равен  $k=2,5$  [5].

$$v_{ion}(E) = v_{\max} \left( \frac{E}{E_{\max}} \right)^k \quad (2.60)$$

Для воздуха  $v_{\max} \approx 10^{11}$  1/с.

Подставляя (2.60) в (2.59) и учитывая, что напряженность зависит от координаты по закону (2.56), мы получаем:

$$\ln \frac{n_h}{n_0} = \frac{1}{V_s} \int_R^h v_{\max} \left( \frac{E_{\max} (R_h/x)^2}{E_{\max}} \right)^k dx$$

Проводя дальнейшие преобразования:

$$\ln \frac{n_h}{n_0} = \frac{v_{\max} R_h^{2k}}{V_s} \int_R^h \frac{1}{x^{2k}} dx$$

Интеграл берется, и мы получаем:

$$\ln \frac{n_h}{n_0} = \frac{v_{\max} R_h^{2k}}{(2k-1)V_s} \left( \frac{1}{R_h^{2k-1}} - \frac{1}{h^{2k-1}} \right) \quad (2.61)$$

Если  $h \gg R_h$ , вторым слагаемым в (2.61) можно пренебречь. И мы получаем:

$$\ln \frac{n_h}{n_0} = \frac{v_{\max} R_h}{(2k-1)V_s}$$

Поскольку концентрации в плазме  $n_h$  и фоновая концентрация  $n_0$  отличаются примерно на 8 порядков, а их отношение стоит под логарифмом, достаточно знать их по порядку величины, и их отношение можно считать известным:  $\ln[n_h/n_0] \approx 18$ . Таким образом, мы получаем выражение для скорости стримера – она зависит от радиуса головки:

$$V_s = \frac{v_{\max} R_h}{(2k-1) \ln \frac{n_h}{n_0}}$$

Радиус головки связан с ее потенциалом соотношением (2.57), поэтому можно выразить скорость стримера через потенциал головки.

$$V_s = \frac{v_{\max} U_h}{(2k-1) E_{\max} \ln \frac{n_h}{n_0}} \quad (2.62)$$

Формула (2.62) предсказывает высокие значения скорости стримера. Так, для  $U_H=100$  кВ мы получаем  $V_s \approx 10^7$  м/с. Такая высокая скорость движения связана с тем, что рост стримера не связан с реальным переносом вещества, это волна ионизации, и ее скорость ограничена, прежде всего, частотой ионизации газа и скоростью распространения электрического поля, т.е. скоростью света.

### Стримерный канал

Какие процессы в стримерном канале предсказывает простейшая модель идеально проводящего стримера? Проводник, находящийся под некоторым потенциалом по отношению к земле, несет на себе заряд. Так, для длинного стержня под потенциалом  $U$  заряд равен [5]:

$$Q = \frac{2\pi\epsilon_0 l U}{\ln l/r} \quad (2.63)$$

Здесь  $l$  – длина стержня,  $r$  – радиус стержня. Таким образом, стержень обладает емкостью  $C$ :

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0 l}{\ln l/r}$$

Стример в модели с идеальной проводимостью как раз и представляет собой проводящий стержень, так что к нему применима формула (2.63). Длина стримера увеличивается, а потенциал сохраняется, так что заряд стримера растет. Предполагая что скорость роста стримера не слишком велика, и явлениями самоиндукции можно пренебречь, получаем:

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{d}{dt} \left[ \frac{2\pi\epsilon_0 l(t)U}{\ln l(t)/r} \right] \approx \frac{2\pi\epsilon_0 U}{\ln l/r} \frac{dl}{dt} = \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln l/r} U V_s \quad (2.64)$$

Откуда стример получает заряд? Он может получить заряд только от электрода, таким образом, формула (2.64) дает величину тока  $I$ , текущего через стримерный канал от электрода к головке. Этот ток позволяет заряжать новые участки стримера.

В приближении когда мы считаем стримерный канал идеально проводящим, ток через него не вызовет падения напряжения, однако в реальности канал обладает конечной и весьма невысокой проводимостью. Причем проводимость канала сильно падает, если стример распространяется в воздухе, т.к. электроны в канале прилипают к молекулам кислорода. Часть напряжения в этом случае теряется на канале, чтобы обеспечить ток в канале (2.64), а потенциал головки падает, а вместе с ним падают скорость стримера и радиус головки. Происходит затухание и остановка стримера. Однако в рамках модели квазистационарного (т.е. с медленно изменяющейся скоростью) идеально проводящего стримера объяснить затухание и остановку стримера нельзя, в рамках этой модели стример будет двигаться до противоиэлектрода, сохраняя потенциал головки.

Итак, обе ранние модели стримера имеют недостатки: модель изолированного стримера не может объяснить, откуда головка стримера черпает энергию и заряд. Модель идеально проводящего стримера не может объяснить затухание стримера. Удовлетворительное описание реальных стримеров может быть получено лишь в модели, комбинирующей их свойства – модели с конечной, но не нулевой проводимостью канала.

## Экспериментальные исследования стримеров

Наиболее полную информацию о структуре стримеров может дать регистрация излучения стримеров.

Скоростная съемка позволяет вместо интегральной «нитевой» структуры стримерного канала увидеть движение локализованных светящихся областей, которые можно сопоставить с головками стримеров (рис. 2.85) [12]. При уменьшении экспозиции светящиеся области укорачиваются, пока, при достижении экспозиции 1 нс, области не становятся приблизительно шарообразными.

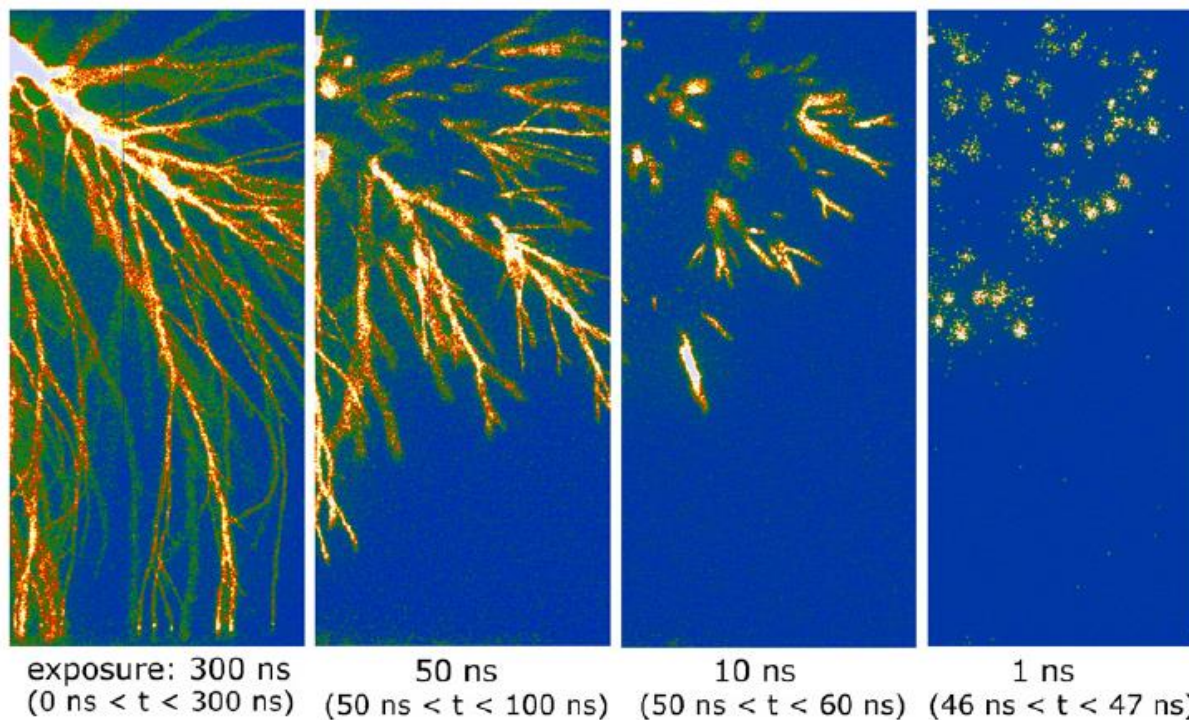


Рис. 2.85. Съемка стримерных каналов с разной экспозицией [12].

В работе [10] представлены результаты видеосъемки стримерного процесса скоростной видеокамерой с экспозицией от 5 нс. Система электродов представляла собой пару плоскостей, на одной из которых были закреплены иглы. Прокачка газа снимала эффекты влияния долговременного накопления продуктов реакций.

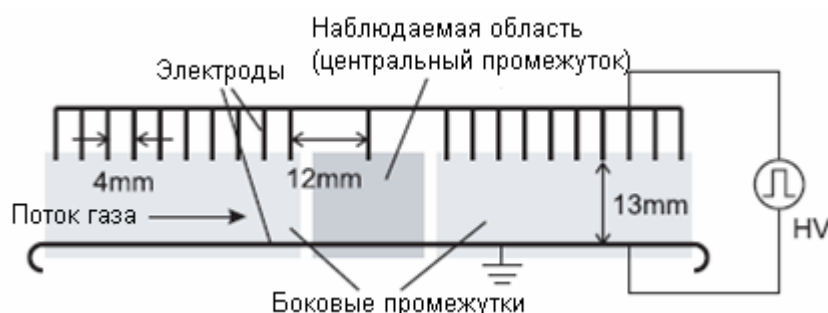


Рис. 2.86. Система электродов, исследовавшаяся в [10].

Подавался импульс напряжения с разной амплитудой длительностью порядка 200 нс и передним фронтом около 20 нс. Результаты съемки в воздухе атмосферного давления представлены на рис. 2.87. Выделяются две характерные области излучения. Вначале от острого электрода разлетаются светящиеся «шарики» (т.н. первичные стримеры), их



можно отождествить с головками стримеров. За ними должен тянуться канал: излучение из канала отсутствует по причине малой напряженности поля в плазме, составляющей канал. Через некоторое время от острого электрода начинают вытягиваться светящиеся каналы, т.н. вторичные стримеры.

Если «первичные стримеры» существенно нестационарны – пересекают межэлектродный промежуток и исчезают – то «вторичные стримеры», напротив, образуют более длительное свечение вблизи заостренного электрода.

Наши исследования позволяют утверждать, что описанная картина представляет один стримерный канал, у которого есть передняя светящаяся часть (головка), темный канал и светящаяся приэлектродная часть канала.

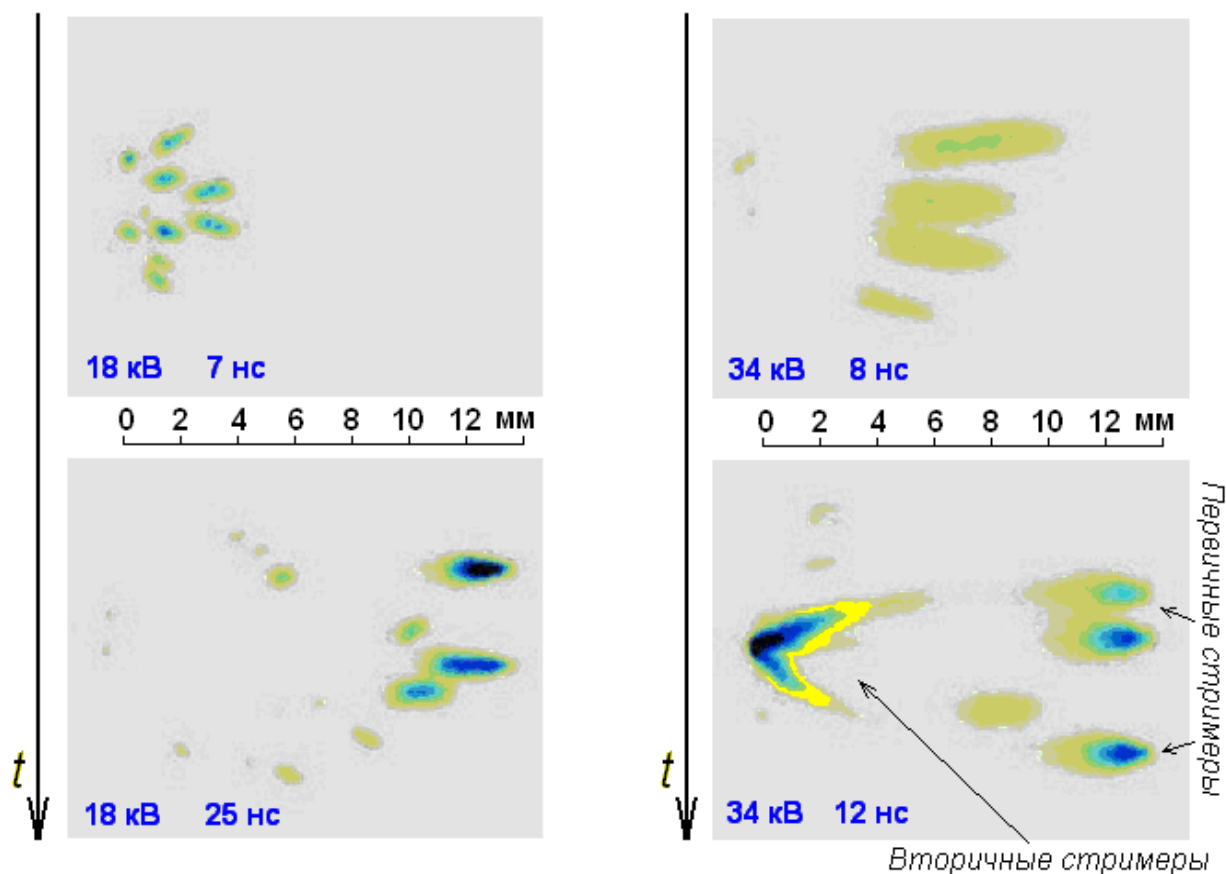


Рис. 2.87. Регистрация излучения стримеров с выдержкой 5 нс. Стартовый электрод-игла находится слева [10].

Регистрация излучения с высоким пространственным разрешением позволяет показать, что источник излучения головки – поверхность плазмы. Так, в работе [11] рассмотрен стример от тонкой иглы (радиус скругления менее 10 мкм).

Расстояние от иглы до противоиэлектрода-плоскости составляло 30 мм, напряжение 38 кВ. Съемка велась с выдержкой 0,3 нс. На рис. 2.88 слева показаны результаты съемки. Кажется, что излучение исходит из всего объема головки. Однако авторы, предполагая, что распределение осесимметрично, используют для восстановления объемного распределения мощности излучения обратное преобразование Абеля. Это преобразование позволяет найти осесимметричную функцию по ее проекции на плоскость, параллельную оси симметрии. Реальная картина распределения источников излучения по радиальной и осевой координатам представлена на рис. 2.88, справа. Видно, что излучение идет с поверхности головки, а не из объема.

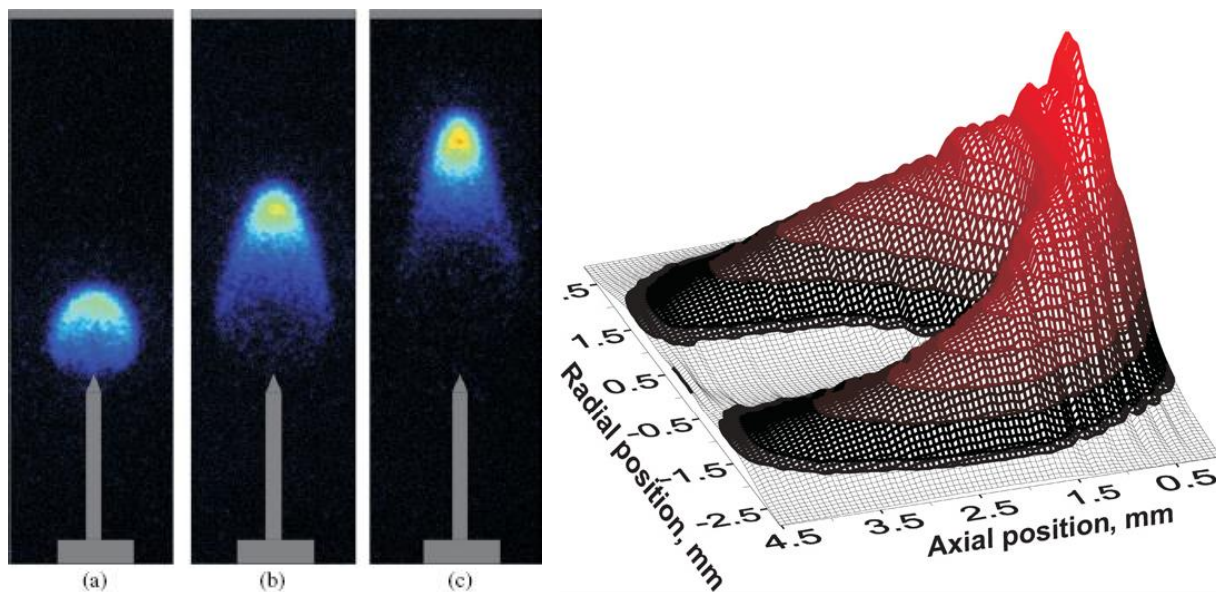


Рис. 2.88. Слева – излучение стримера в моменты времени 5 нс, 10 нс, 15 нс после начала высоковольтного импульса. Справа – восстановленное распределение излучения по радиальной и аксиальной координатам [11].

Наряду с излучением, регистрируется ток стримера. На рис. 2.89 показан импульс тока вспышки стримеров. Хотя при регистрации тока гораздо проще добиться наносекундного разрешения, анализ импульсов тока дает гораздо меньше информации, чем съемка излучения – ведь в первом случае мы имеем в каждый момент времени одно число, силу тока, а во втором двумерное распределение интенсивности излучения. Стримеры активно ветвятся, так что в промежутке в каждый момент времени движется множество зарядов. Получить их характеристики, такие как плотность заряда и скорость, из тока почти невозможно.

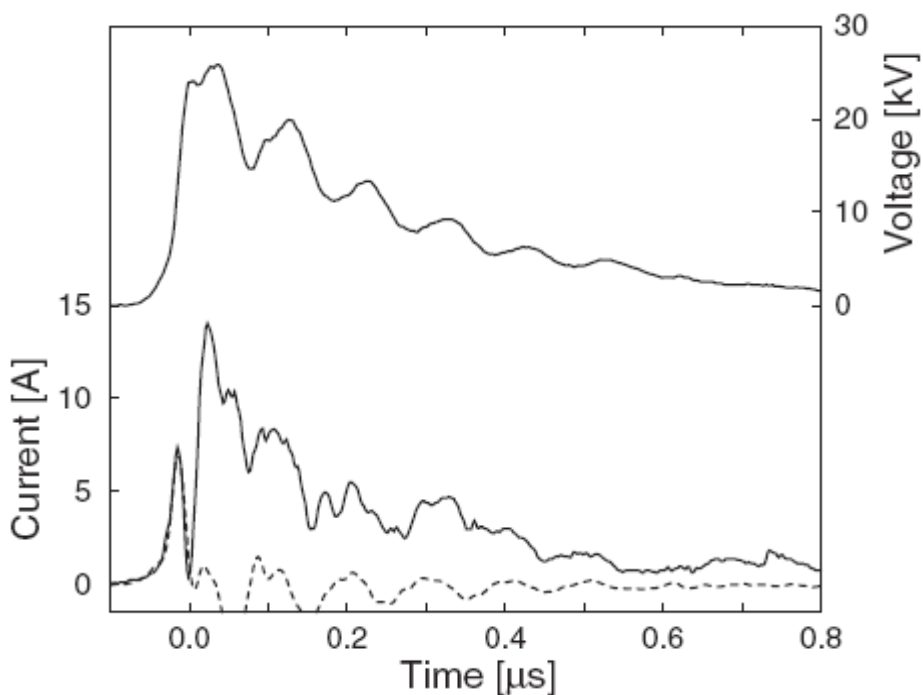


Рис. 2.89. Импульс напряжения  $U(t)$  и измеренный импульс тока  $I(t)$ . Пунктиром показан ток смещения [10].

Структура стримеров меняется с изменением давления. Как показано на рис. 2.90, при данном напряжении радиус стримеров увеличивается. При низком давлении образуется зонная картина свечения, напоминающая тлеющий разряд [8].

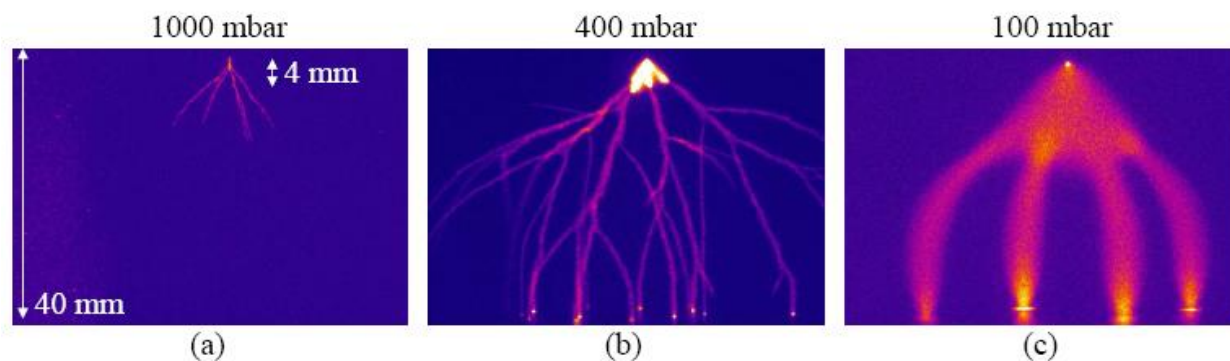


Рис. 2.90. Стримеры в системе игла-плоскость при напряжении 10 кВ [8]. Выдержка: (a) 60 мкс; (b) 10 мкс; (c) 0,5 мкс.

Есть указания на то, что крупные образования в верхних слоях атмосферы (т.н. спрайты, sprites), представляют собой волны ионизации типа стримера, но благодаря низкому давлению, поперечный размер канала достигает 50 м [7].

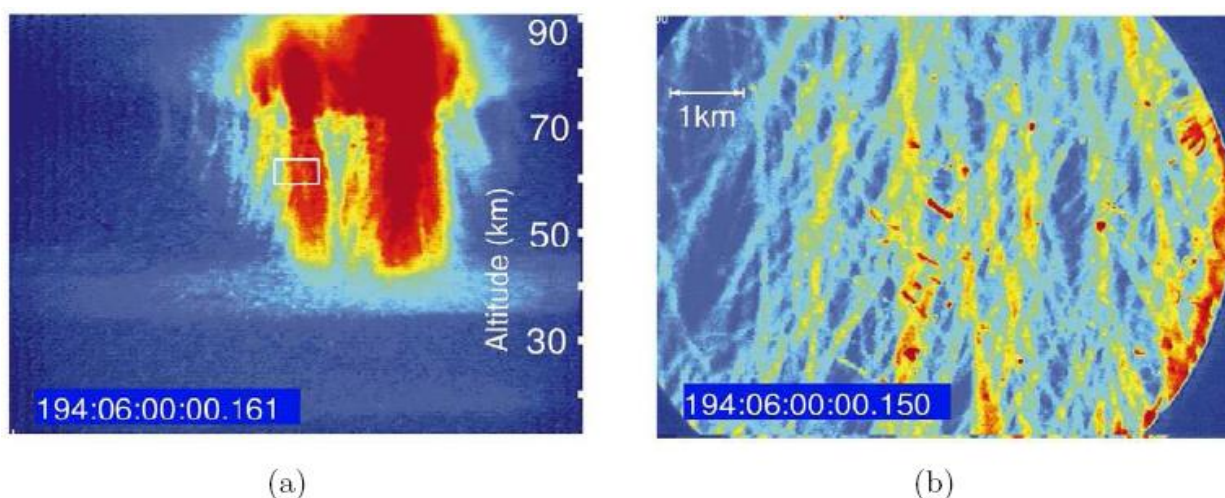


Рис. 2.91. Телескопическая съемка «спрайтов» в верхних слоях атмосферы. (a) – общий вид; (b) – увеличенная картина свечения в белом квадрате слева [7].

## Литература

4. Райзер Ю.П. Физика газового разряда.- М.: Наука. 1992.
5. Базелян Э.М., Райзер Ю.П. Физика молнии и молниезащиты. М.: Физматлит. 2001
6. S. Pancheshnyi, M. Nudnova, and A. Starikovskii Development of a cathode-directed streamer discharge in air at different pressures: Experiment and comparison with direct numerical simulation. Physical Review E, 2005. 71, 016407 2005. Работа доступна в Интернет: <http://neq.mipt.ru/text/204r.pdf>.

7. *E.A. Gerken, U.S. Inan and C.P. Barrington-Leigh* // Telescopic imaging of sprites, *Geophys. Res. Lett.* 27 (2000) 2637.
8. *E.M. van Veldhuizen and W.R. Rutgers*, Pulsed positive corona streamer propagation and branching // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 35 (2002) 2169.
9. Ю.К.Стишков, А.В.Самусенко, А.С.Субботский, А.Н.Ковалев Экспериментальное исследование импульсного коронного разряда в воздухе // *Журнал технической физики*, 2010, том 80, вып. 11. С. 21-28.
10. *Ryo Ono and Tetsuji Oda* Formation and structure of primary and secondary streamers in positive pulsed corona discharge – effect of oxygen concentration and applied voltage // *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 36 (2003) p. 1952–1958
11. *M M Nudnova and A Yu Starikovskii* Streamer head structure: role of ionization and photoionization // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 41 (2008) 234003 (11pp)
12. *U.Ebert et.al.* // *Plasma Sources Sci. Technol.*, 15, S118, 2006

## Глава 4. Стримерная корона при импульсном воздействии.

### Возможные стадии разрядного процесса

От начала разряда до искрового пробоя высоковольтная система может проходить через различные стадии процесса, соответствующие различным участкам обобщенной вольтамперной характеристики (ВАХ) разряда. Конкретный путь, по которому пойдет система при повышении напряжения или тока, зависит от многих факторов – прежде всего давления, степени неоднородности поля, межэлектродного расстояния.

Начинается разряд с *несамостоятельной стадии*. На этом этапе ВАХ напряженности поля еще недостаточно, чтобы обеспечить значительную скорость размножения заряженных частиц. Проводимость реализуется благодаря внешним источникам ионизации – чаще всего, космическому излучению.

Когда напряженность поля повышается настолько, что становится возможным размножение заряженных частиц путем лавинных процессов, ток начинает быстро расти. При сильной неоднородности поля этот участок ВАХ соответствует коронному разряду. *Коронный разряд*, в свою очередь, может принимать лавинную или стримерную формы. *Лавинная форма* коронного разряда наблюдается при постоянном напряжении отрицательной полярности. Вокруг острого электрода образуется небольшой (порядка миллиметра в поперечнике) светящийся чехол, где активно идут процессы ионизации, а большая часть пространства занята темной зоной – зоной дрейфа. В зоне дрейфа электронов нет, проводимость обеспечивается отрицательными ионами.

При постоянном напряжении положительной полярности коронный разряд имеет несколько стадий, но основной стадией, предшествующей пробую, является *стримерная форма*. В отличие от лавинной формы короны, при которой свечение и электронная проводимость сосредоточены у острого электрода, при стримерной форме светящиеся каналы – стримеры – распространяются от острого электрода на далекие расстояния, сантиметры и десятки сантиметров.

В импульсном режиме длительности импульса может не хватить, чтобы сформировать структуру лавинной формы короны – чехол и зону дрейфа. Поэтому в этом случае и при положительной, и при отрицательной полярности коронный разряд имеет стримерную форму. Как показывают оценки, приведенные в этом документе, именно такой режим возникает в эксперименте, при подаче стандартного грозового импульса напряжения.

### Разрыв между напряжениями пробоя и зажигания короны.

В однородном поле значительной разницы между напряжением пробоя и порогом возникновения коронного разряда нет. Эффект проявляется в неоднородном поле. Его иллюстрирует так называемая кривая Пика, полученная в системе электродов цилиндр-цилиндр [5]. Кривая Пика представляет собой зависимость напряжения зажигания коронного разряда и напряжения пробоя от отношения радиусов внутреннего и внешнего цилиндров (рис. 2.92).

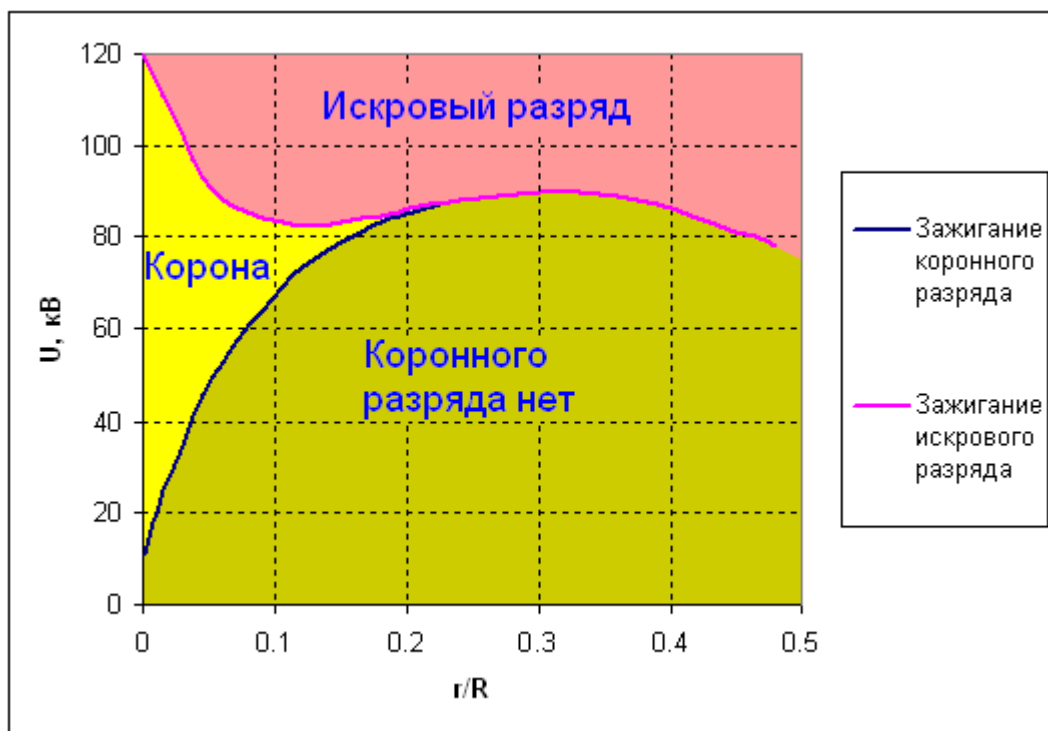


Рис. 2.92. Кривая Пика (зависимость напряжения зажигания коронного разряда и искрового разряда от радиуса электрода) для системы электродов цилиндр-цилиндр. Коронный разряд постоянного напряжения. Радиус внешнего цилиндра  $R=6.67$  см,  $r$  - радиус внутреннего цилиндра [5].

График на рис. 2.92 отражает качественную разницу между началом развития разрядных процессов в квазиоднородном и сильнонеоднородном полях. В области слабо неоднородных полей напряжение зажигания короны почти совпадает с напряжением пробоя. В области сильно неоднородных полей, напротив, существует широкая область напряжений, при которых лавины идут, корона уже зажглась, а пробоя нет.

При  $r/R > 0.3$  (слабо неоднородное поле) коронный разряд не наблюдается и при повышении напряжения сразу возникает искра. При  $r/R < 0.3$  существует область коронного разряда, причем чем сильнее неоднородность поля (то есть чем меньше  $r/R$ ), тем больше отношение напряжение пробоя к напряжению зажигания коронного разряда.

Кривые Пика построены для случая постоянного по времени напряжения. В этом случае между началом лавинной активности и пробоем наблюдается коронный разряд – самостоятельный разряд, локализованный у электрода с малым радиусом кривизны. Как показали эксперименты, в случае воздействия импульсного напряжения возникающие эффекты аналогичны. При этом вместо лавинного коронного разряда возникает стримерный коронный разряд.

## **Постановка эксперимента**

### **Системы электродов**

Темой экспериментов является исследование форм разрядных процессов в слабо- и сильнонеоднородных электрических полях при импульсных воздействиях грозовым импульсом положительной и отрицательной полярности и получение зависимостей, аналогичных кривым Пика.

Эти процессы можно идентифицировать как своеобразную форму «импульсной короны», проходящей в стримерной форме. В процессе исследований необходимо выяснить, при каких условиях в неоднородных полях может возникать искровой пробой межэлектродного промежутка. Исследовались следующие системы электродов: сфера-плоскость, провод-плоскость, цилиндр-плоскость (рис. 2.93).

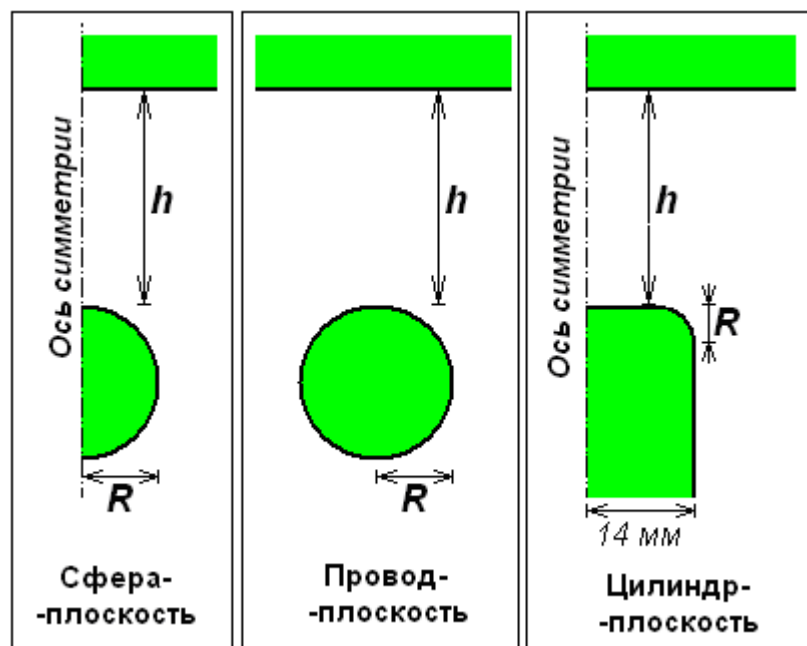


Рис. 2.93. Системы электродов, использовавшиеся в эксперименте.

В работе использовались электроды с разной степенью неоднородности электрического поля – сферы с радиусом 1, 3, 5, 15 мм, цилиндры с минимальным радиусом кривизны поверхности 1, 3, 5 мм. В качестве второго, пассивного электрода, всегда использовался плоский электрод.

Исследование проводилось на установке ГИН-500.

### **Источник высокого напряжения ГИН-500**

В напряжение на электроды с генератора импульсного напряжения ГИН-500 собраны по схеме Маркса (рис. 2.94) [14].

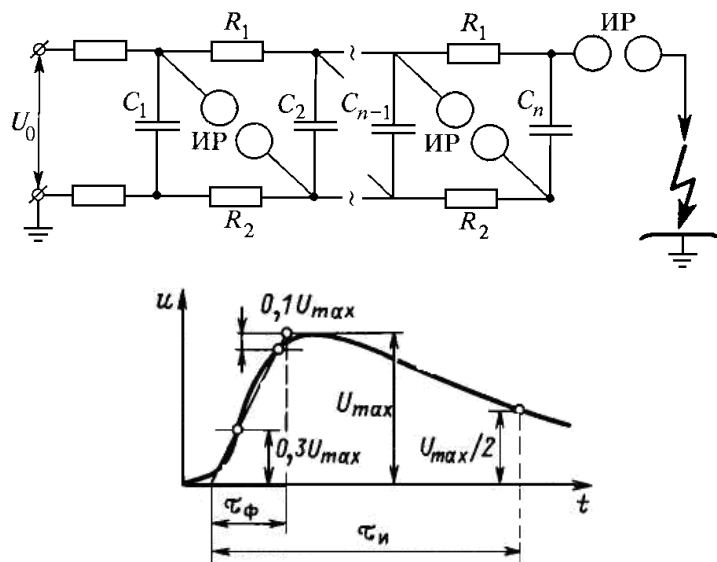


Рис. 2.94. Принципиальная схема (слева) и вид импульса (справа), получаемого с помощью генератора импульсных напряжений.  $\tau_{\phi}$  – длительность переднего фронта,  $\tau_n$  – длительность импульса,  $U_{\max}$  – максимальное напряжение импульса.

В режиме накопления заряда конденсаторы ступеней генератора  $C_1-C_n$ , через цепочку резисторов  $R_1, R_2$  подключаются к общему источнику постоянного напряжения  $U_0$ . Конденсаторы постепенно заряжаются, хотя и с различной скоростью. Последнее значения не имеет: в конечном счете, даже самые удаленные от источника конденсаторы приобретут напряжение  $U_0$ . После того, как конденсаторы полностью заряжены, срабатывают управляемые искровые разрядники (ИР). Искровые каналы разрядников создают новую цепь, в которой конденсаторы соединены в последовательную цепочку. Напряжение на ее выходе умножается на число ступеней  $n$ , а эквивалентная емкость соответственно в  $n$  раз снижается, поскольку заряды на конденсаторах остаются неизменными:  $U_{\text{ГИН}}=nU_0$ ,  $C_{\text{ГИН}}=C/n$ , где  $C$  – емкость отдельных ступеней ГИН (1000 пФ), которые обычно делают одинаковыми.

Емкостью ступени определяется длительность генерируемого импульса. Длительность максимальна в режиме холостого хода, когда ГИН не подключен к разрядному промежутку или в последнем еще не начался разряд, сопровождающийся сколько-нибудь заметным током. В этом случае конденсаторы каждой ступени разряжаются через свои параллельно соединенные резисторы  $R_1$ , и  $R_2$  (за исключением первого и последнего конденсаторов цепочки, у них в цепи разряда один резистор). Напряжение на каждом из промежуточных конденсаторов уменьшается по закону

$$C \frac{dU}{dt} + \frac{R_1 + R_2}{R_1 \cdot R_2} U = 0, \quad U = U_0 \exp\left(-t/\tau\right), \quad \text{где } \tau = \frac{R_1 \cdot R_2}{R_1 + R_2} C.$$

Параметры источника высокого, используемого в нашем эксперименте, приведены в табл. 2.5.

Емкость отдельной ступеней ГИН, пФ	1000
Сопротивления $R_1=R_2$ , МОм	100
Количество ступеней	7
Длительность переднего фронта, мкс	1.2
Длительность заднего фронта, мкс	50



Табл. 2.5. Параметры ГИН-500.

Также в установке ГИН-500 предусмотрен измеритель напряжения от времени на выходной ступени стойки конденсаторов. Погрешность измерения амплитуды напряжения составляет 3%. Погрешность измерения времени 3%.

### Регистрация свечения стримеров и лидеров

Регистрация осуществлялась при помощи видеокамеры VNC-746, отношение сигнал/шум 46 дБ, минимальная чувствительность при условии отношения сигнал/шум  $10 \cdot 10^{-3}$  люкс.

отношение сигнал шум, дБ	46
минимальная чувствительность, при условии отношения сигнал/шум 10, люкс	0.005
Разрешение матрицы	720×576
Объектив	Гелиос 44-М7
Частота съемки, полукадр/с	50

Табл. 2.6. Технические характеристики видеокамеры VNC-746 и тип используемого объектива.

Фокусное расстояние ,мм	58
Угол поля зрения	40°28'
Относительное отверстие	1:2
Предел диафрагмирования	1:16
Разрешающая способность по центру, линий/мм	50
Разрешающая способность по краю, линий/мм	30
Минимальная дистанция фокусировки, м	0,5

Табл. 2.7. Технические характеристики объектива Гелиос 44-М7.

Видеосъемка процессов в межэлектродном промежутке проводилась сверхчувствительной видеокамерой VSC-746. Далее в тексте, приведены видеокadres разрядных процессов в межэлектродном промежутке. Это, как правило, негативные изображения. Поэтому разрядные светящиеся образования на них видны в виде затемненных областей, а поверхность электродов, напротив, просветленная. В техпаспорте камеры указано, что минимальная регистрируемая освещенность должна составлять не менее  $3 \cdot 10^{-3}$  Лк. При этом максимальная освещенность, воспринимаемая камерой, составляет не менее 15000 Лк (зависит от диафрагмы). Поэтому для уверенной регистрации стримерных и лидерных процессов необходимы две, а иногда и три видеокамеры. Спектральная характеристика камеры представлена на рис. 2.95.

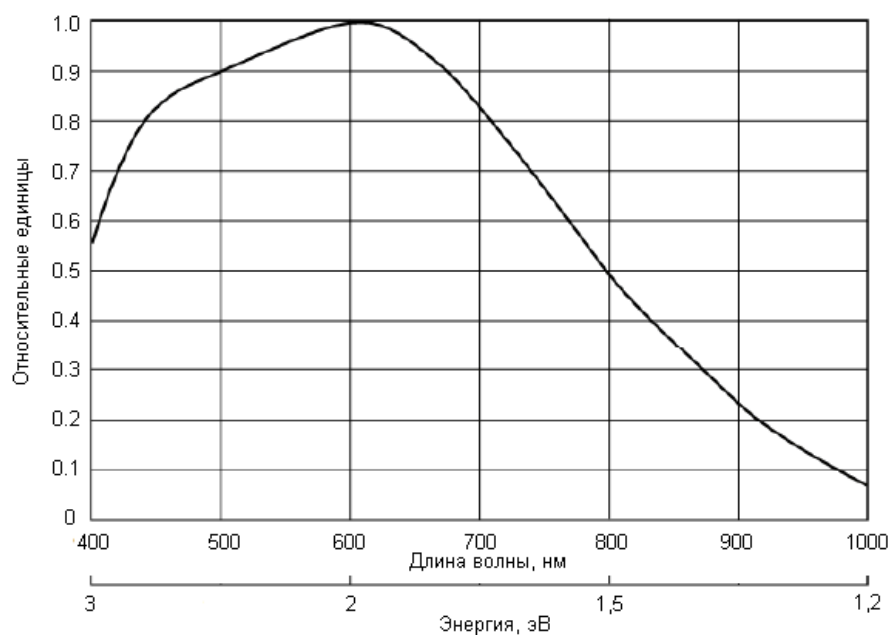


Рис. 2.95. Спектральная характеристика чувствительности камеры VSC-746.

Воздействие проводилось стандартным грозвым импульсом. Амплитуда импульса варьировалась в диапазоне от начала лавинной активности и до искрового пробоя, также рассматривалось влияние межэлектродного расстояния и степени неоднородности электрического поля, т.е. радиуса электрода.

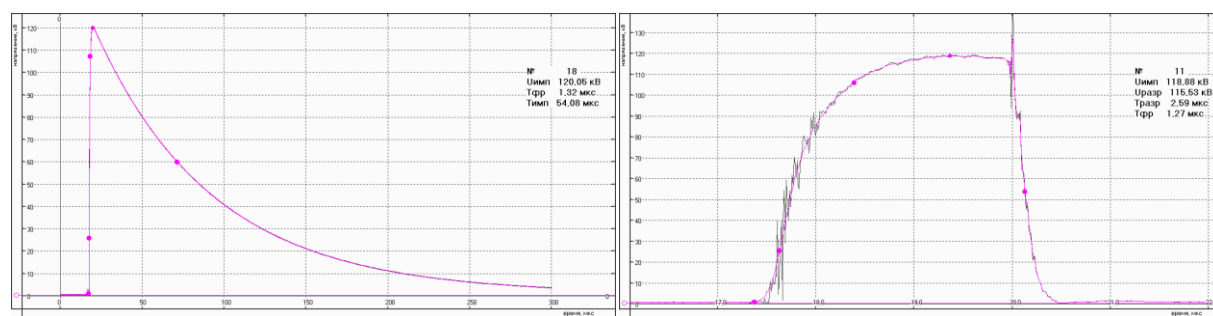


Рис. 2.96. Осциллограммы напряжения на выходном конденсаторе ГИН-500: слева при стримерной короне, справа искровой пробой.

Осциллограммы подаваемого напряжения при стримерном и искровом пробое промежутка представлены на рис. 2.96. Токи стримеров практически не влияют на импульс напряжения, ток лидера резко изменяет ход импульса напряжения.

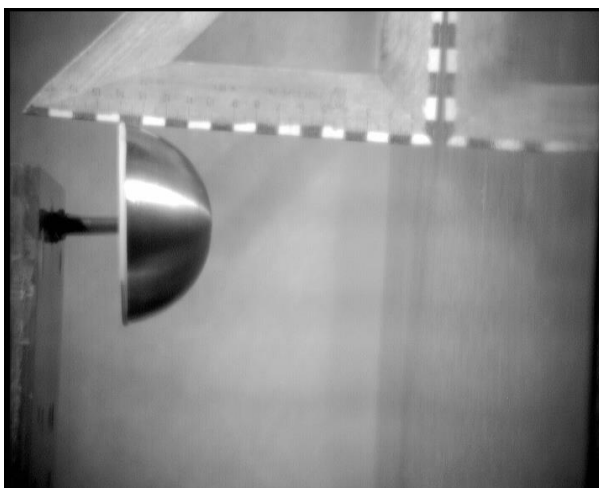


Рис. 2.97. Установка с полусферическим электродом. На снимке видна линейка, которая отражается в отполированном плоском электроде.

### ***Результаты исследования стримерной короны***

#### **Стримерная корона в полях разной степени неоднородности.**

На рис. 2.98 приведены видеокadres (негатив, за исключением верхней правой фотографии искрового пробоя) разрядных процессов в широком диапазоне напряжений при воздействии грозвым импульсом для слабонеоднородного поля (система электродов стержень с полусферической головкой-плоскость, радиус скругления головки стержня 25 мм, межэлектродное расстояние 200 мм, степень неоднородности поля – отношение максимальной напряженности поля к средней – 8). Рассмотрим результаты эксперимента в данной системе электродов при отрицательной полярности цилиндра (рис. 2.98, левая колонка).

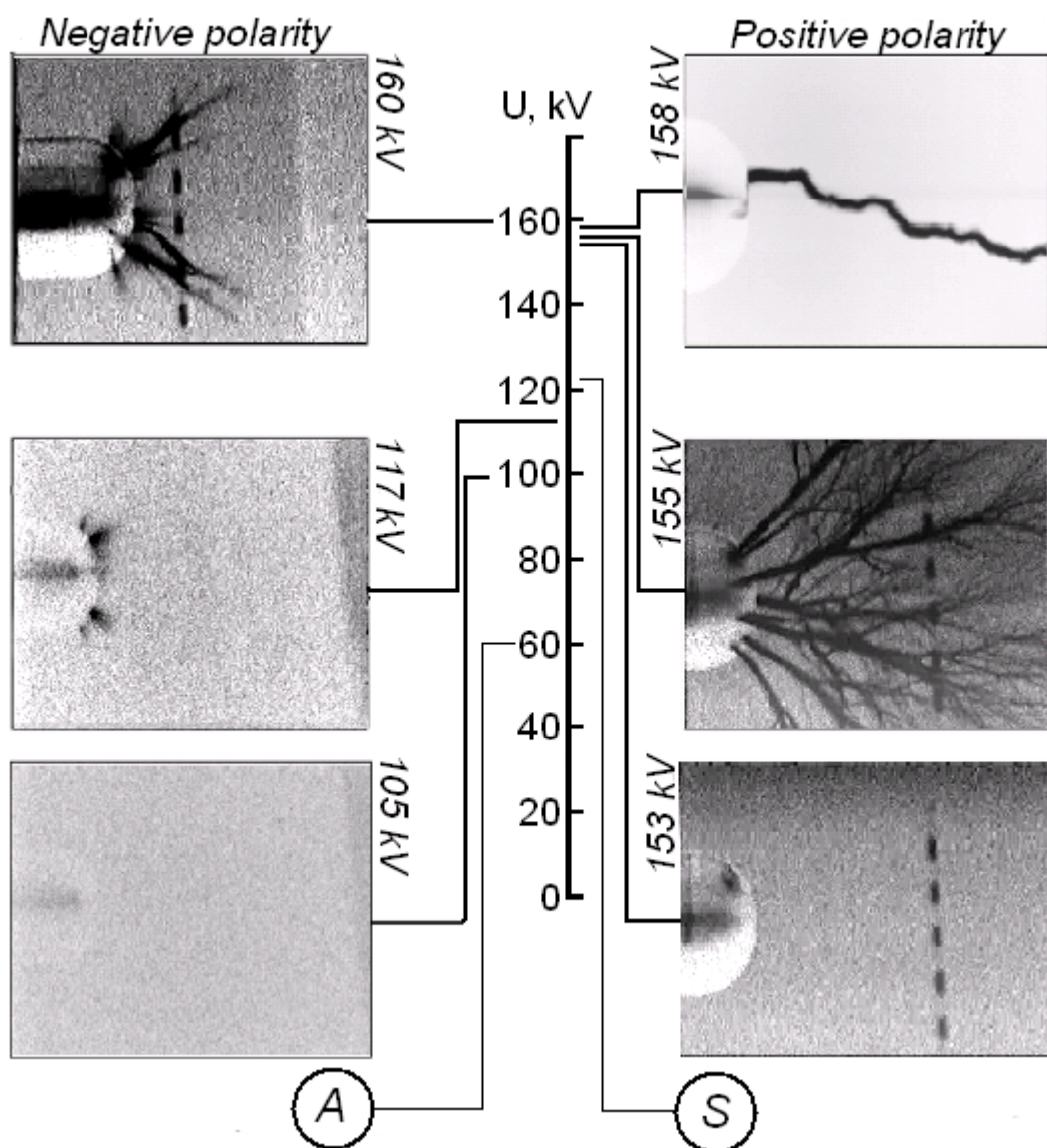


Рис. 2.98. Импульсная корона у отрицательного (слева) и положительного (справа) полусферического электрода (негатив) в слабонеоднородном поле при воздействии грозвым импульсом. Радиус скругления цилиндра 25 мм, межэлектродное расстояние 200 мм, степень неоднородности электрического поля 8. На шкале амплитуды импульса напряжения  $U$  отмечены рассчитанные порог начала лавинных процессов  $A$  и порог возникновения стримерной активности  $S$ .

Порог начала микроразрядной активности по уровню 2,45 кВ/мм для данной системы составляет 66 кВ. Начиная со 105 кВ на кадрах видеозаписи можно увидеть отдельные конусообразные диффузные светящиеся образования, с расширяющимся концом. Эти образования стартуют с отдельных точек околополюсной поверхности отрицательного полусферического электрода и распространяются в радиальном направлении. Длина образований – не более миллиметра, их количество за время действия импульса напряжения в среднем растет с ростом амплитуды импульса – при 120 кВ наблюдается порядка десяти очагов свечения. Форма и размер образований позволяют отождествить их с электронными лавинами.

При напряжении 125 кВ и выше на видеокдрах регистрируются нитевидные светящиеся каналы с четкими границами, стартующие с поверхности сферического

электрода в количестве порядка десяти. Эти каналы вначале утолщаются, а затем утончаются. Они преимущественно распространяются вдоль силовых линий поля и незначительно ветвятся – идентифицируем их как стримеры. Большинство стримеров затухает, не достигнув противоиэлектрода. С повышением напряжения количество и длина стримеров растет, и при некотором напряжении отдельные стримеры касаются противоиэлектрода, однако это далеко не всегда приводит к искровому пробоя межэлектродного промежутка. Устойчивый искровой пробой регистрируется при 175 кВ и выше.

В пользу гипотезы о лавинной природе очагов свечения говорит оценка количества электронов в лавине  $N_e$  в дрейфово-диффузионном приближении (2.23), которую мы получили в лекции, посвященной лавинным процессам:

$$N_e = \exp \left[ \int_a^b [\alpha(E(x)) - a(E(x))] dx \right]$$

Здесь  $\alpha(E)$  – зависимость коэффициента ионизации от напряженности поля, а  $a(E)$  – зависимость коэффициента прилипания от напряженности поля. Интегрирование проводится по силовой линии от поверхности катода до точки, где напряженность поля равна критической:  $\alpha(E)=a(E)$ . Коэффициенты ионизации и прилипания взяты из [2, 5], учтено влияние влажности на коэффициент прилипания (при проведении эксперимента относительная влажность составляла 50% при температуре 18°C).

Известен критерий перехода лавины в стример: число электронов в лавине  $N_e$  достигает  $10^8$ . Расчет показал, что лавинно-стримерный переход становится возможен при напряжении 127 кВ, на эксперименте первые диффузные очаги свечения на поверхности катода появились при  $106 \pm 1$  кВ, а первые нитевидные светящиеся образования при  $125 \pm 5$  кВ. Хорошее соответствие расчетного порога лавинно-стримерного перехода и порога возникновения нитевидных светящихся образований подтверждает гипотезу о том, что диффузные очаги свечения не стримеры, а лавины.

При подаче положительного импульса на сферический электрод картина иная (рис. 2.98, правая колонка): лавинной фазы не наблюдается, начиная с некоторого критического напряжения, возникают древовидные сильноразветвленные стримеры, стартующие с поверхности сферического электрода. Длина отдельных стримеров достаточно велика и достигает 5-10 см, толщина канала в стартовой точке составляет 5 мм, затем через 2.5 – 5 см. наблюдается ветвление стримерных каналов, сопровождающиеся их утончением. Стартовые участки стримеров направлены преимущественно радиально, после ветвления стримеры распространяются в произвольных направлениях. Искровой пробой наступает, когда несколько ветвей стримеров замыкает межэлектродный промежуток. На рис. 2.98 также приведена фотография искрового пробоя: видно, что канал лидера проходит по одной из ветвей стримера и светится гораздо ярче стримерных каналов.

Для его регистрации использованы специальная видеокамера, чувствительность которой существенно понижена. На рис. 2.99 приведена осциллограмма импульса напряжения в отсутствие искрового пробоя и с ним.

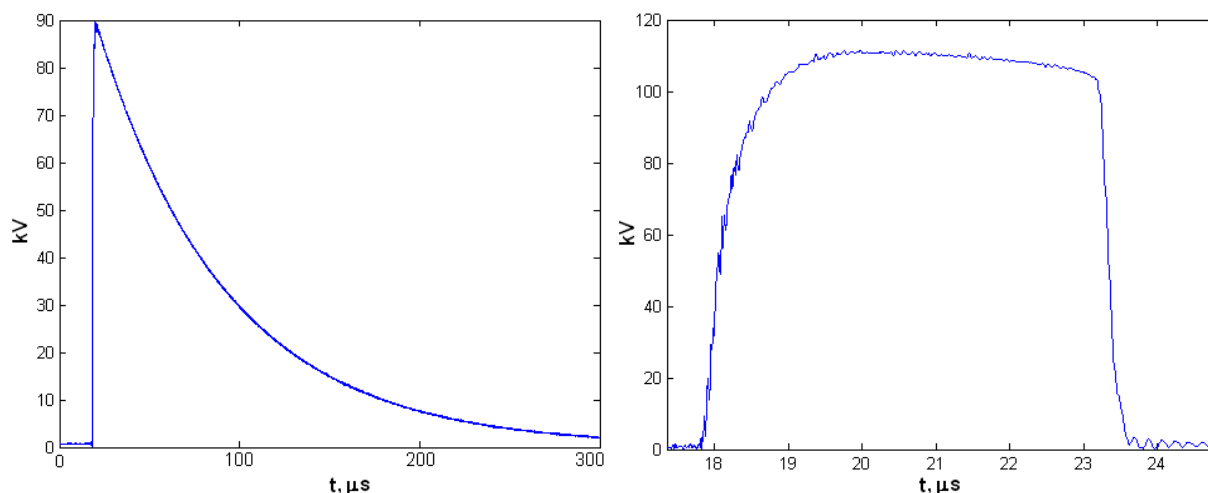


Рис. 2.99. Осциллограммы импульса напряжения в отсутствие пробоя (слева) и с пробоем (справа).

Стримеры не вызывают существенных искажений импульса напряжения, ввиду сравнительно малой проводимости стримерных каналов, лидер напротив приводит к резкому падению заднего фронта импульса.

Как видно из видеок кадров, положительный стример имеет сильно разветвленную древовидную структуру, а отрицательный радиальную диффузную структуру. Положительные стримеры значительно тоньше и распространяются на гораздо большие расстояния. При этом сам факт достижения одной из ветвей стримера противозэлектрода не гарантирует пробоя.

В случае слабонеоднородного поля различие между напряжением пробоя и напряжением возникновения стримеров при положительной полярности невелико: (155 кВ и 158 кВ). Это связано с невысокой степенью неоднородности электрического поля, которая составляет 8. При более высокой степени неоднородности электрического поля картина иная.

На рис. 2.100 приведены видеок кадры разрядных процессов в широком диапазоне напряжений при воздействии грозвым импульсом для сильнонеоднородного поля (степень неоднородности поля 60).

В данном случае диапазон между напряжением возникновения импульсной короны и напряжением искрового пробоя значительно шире: для отрицательного импульса более трех раз, а для положительного – 2,6 раз. По-прежнему сохраняются различия в стримерных процессах от отрицательного и положительного электродов: отрицательные стримеры значительно короче положительных, быстрее сужаются, сравнительно маловетвистые и имеют диффузные окончания. Искровой пробой как и в слабонеоднородном поле наступает при значительно больших напряжениях, чем при воздействии положительным импульсом. Положительные стримеры обнаруживают существенный рост длины с ростом напряжения в диапазоне 50-80 кВ. Далее до 120 кВ наблюдаются стримеры большинство ветвей которых замыкает межэлектродный промежуток, однако искрового пробоя по прежнему не наступает.

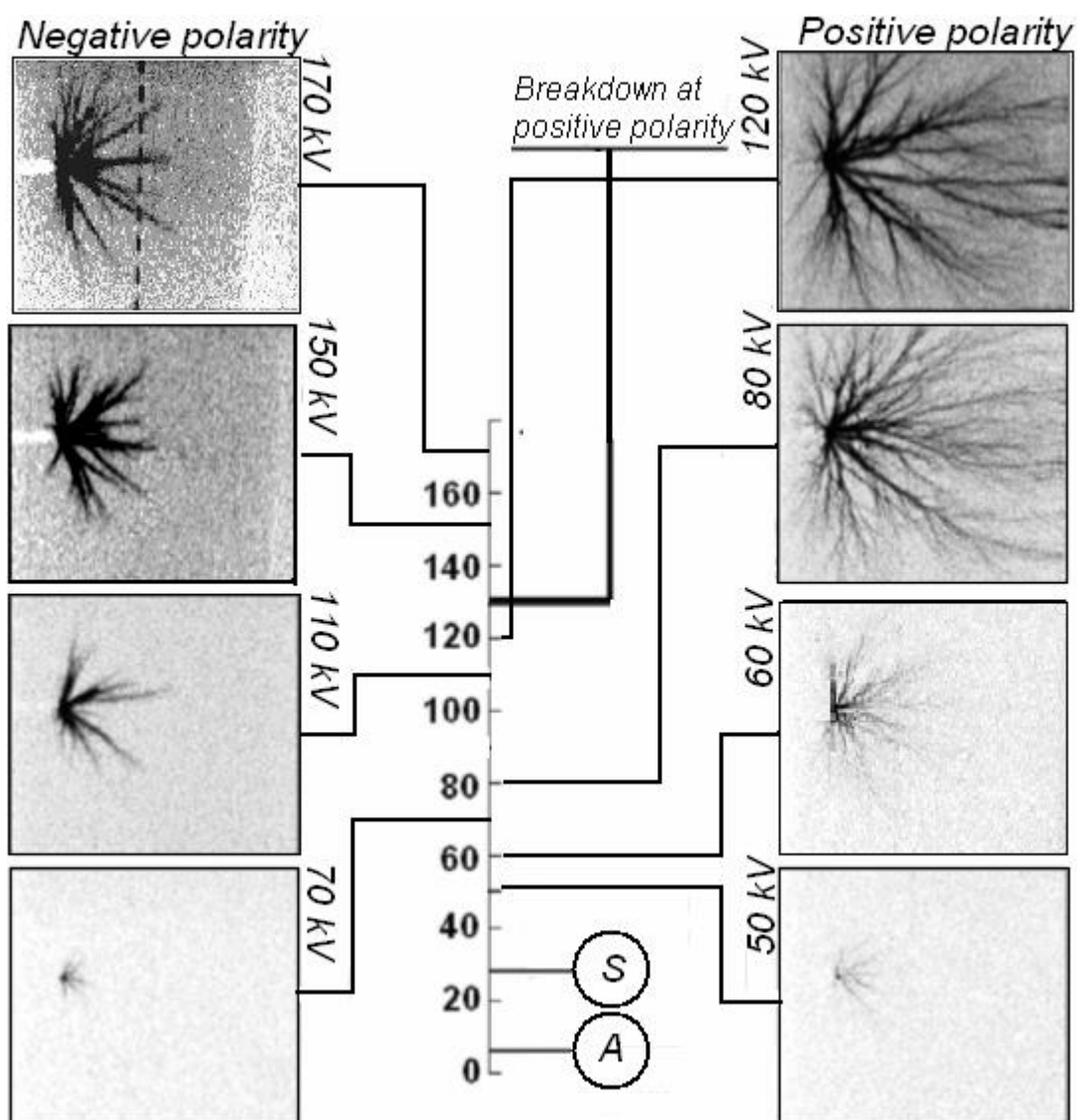


Рис. 2.100. Импульсная корона у отрицательного(слева) и положительного(справа) сферического электрода (негатив) в сильнонеоднородном поле при воздействии грозвым импульсом. Радиус сферы 2.5 мм, межэлектродное расстояние 150 мм, степень неоднородности электрического поля 60. На шкале амплитуды импульса напряжения  $U$  отмечены рассчитанные порог начала лавинных процессов  $A$  и порог возникновения стримерной активности  $S$ .

### Различие и сходство коронного разряда при постоянном и импульсном напряжении

В целом формы импульсной короны подобны формам короны при постоянном напряжении – свечение наблюдается вблизи активного электрода. Однако при импульсном воздействии корона имеет стримерную форму, тогда как при постоянном напряжении при отрицательной полярности активного электрода корона имеет облегающую лавинную форму, стримеров, как правило, нет.

Как было показано выше, отношение напряжения пробоя к напряжению зажигания короны сильно зависит от степени неоднородности электрического поля – в слабонеоднородных полях отношение близко к единице, а в сильнонеоднородных полях возрастает до нескольких раз. Эта закономерность наблюдается как при импульсном, так и при постоянном напряжении.

При постоянном напряжении основным источником первичных затравочных электронов принято считать объемный источник ионизации – фоновое космическое излучение, далее активизируются процессы вторичной ион-электронной эмиссии. Однако в случае импульсной короны эти источники не могут быть эффективны сами по себе. В самом деле, космическое излучение производит порядка 10 электронов в  $1 \text{ см}^3$  за 1 с. Для активного электрода с радиусом порядка 1 см область, где напряженность поля выше критической и возможны лавинные процессы, составляет при умеренном напряжении не более нескольких  $\text{см}^3$ . Среднее время ожидания затравочного электрона, порожденного космическим излучением в области такого размера составляет не менее 0,01 с, тогда как продолжительность стандартного грозового импульса составляет  $5 \cdot 10^{-5}$  с. В таких условиях зажигание короны было бы исключительно редким событием. Очевидно, непосредственное производство электрона космическим излучением не играет в этом случае существенной роли. Вторичная ион-электронная эмиссия развиваться не успевает. В случае импульсной короны источник затравочных электронов, видимо, зависит от полярности разряда.

При отрицательной полярности активного электрода при напряжении вблизи порога зажигания короны можно отчетливо различить очаги разрядной активности на поверхности электрода (рис. 2.98). Они имеют диффузную форму и малый (порядка миллиметра) размер. При положительной полярности сразу возникают протяженные стримерные каналы. Таким образом, представляется, что при отрицательной полярности активного электрода затравочный электрон возникает с поверхности – при наличии диэлектрических пленок эмиссионные токи могут быть существенны уже при напряженностях порядка  $10^7 \text{ V/m}$  [24, С. 13-17]. При положительной полярности активного электрода эмиссия с электрода отрицательно заряженных частиц не идет, так что они втягиваются в область высокой напряженности из объема. Поскольку в объеме отрицательные заряды существуют в основном в виде отрицательных ионов, образование затравочного электрона происходит, видимо, через отлипание, вызванное сильным электрическим полем [2, С.436].

### **Измерение длины стримеров**

В [5] описаны возможные механизмы затухания стримеров импульсной короны, к которым, прежде всего, относится прилипание электронов к электроотрицательным молекулам кислорода. Для изучения этого механизма необходимо исследовать зависимость длины стримерных каналов от напряжения. Однако, как показал анализ видеок кадров, наблюдается существенный статистический разброс длин стримеров как на отдельных фотографиях, так на фотографиях полученных при последовательной подаче серии импульсов. С этой целью проводилась обработка видеок кадров импульсной короны.

Для обработки массива видеок кадров была написана оригинальная программа, позволяющая определять либо автоматически, либо вручную максимальную длину стримеров в каждом кадре с последующим сохранением результата и выводом зависимости этой длины от напряжения [18].

На рис. 2.101 приведена зависимость максимальной длины стримеров от порядкового номера импульса, полученные для системы электродов сфера-плоскость (радиус сферы 9.5 мм, межэлектродное расстояние 175 мм) для положительной и отрицательной полярности сферы в диапазоне напряжений 60-170 кВ. Интервал между импульсами составлял 5 сек.



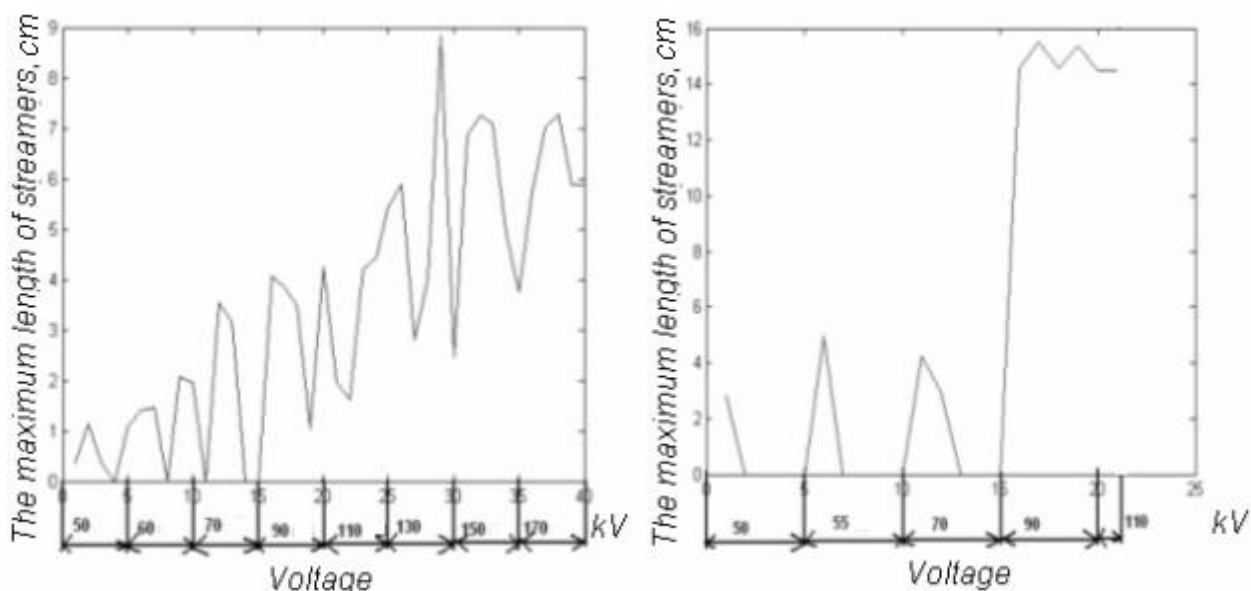


Рис. 2.101. Статистический разброс макс. длин стримеров. Отрицательные – левый столбец, положительные – правый.

На графиках видны скачки максимальных длин стримеров, в среднем наблюдается устойчивый рост максимальной длины с ростом напряжения. Следует отметить, что для положительного стримера разброс гораздо больше, чем для отрицательного. Статистический разброс означает, что при заданных внешних условиях стримерный процесс может развиваться по-разному. Причинами столь большого статистического разброса могут быть:

- различная стартовая задержка отдельных стримеров относительно максимума напряжения импульса,
- совместное развитие нескольких стримеров – в этом случае они мешают друг другу распространяться (для положительного стримера влияние этого фактора должно быть более существенно из-за сильной разветвленности стримерных каналов),
- влияние остаточного ионного следа либо других долгоживущих продуктов реакций, вызванных прошедшим стримером, на распространение других стримеров.

Влияние последнего фактора можно исключить, если проводить эксперименты с увеличенным временем задержки между импульсами.

Влияние задержки между импульсами исследовано в системе электродов цилиндр с закругленным ребром-плоскость (рис. 2.102). В качестве опытного образца использовался цилиндр с радиусом закругления 3 мм. Межэлектродное расстояние составило 200 мм.

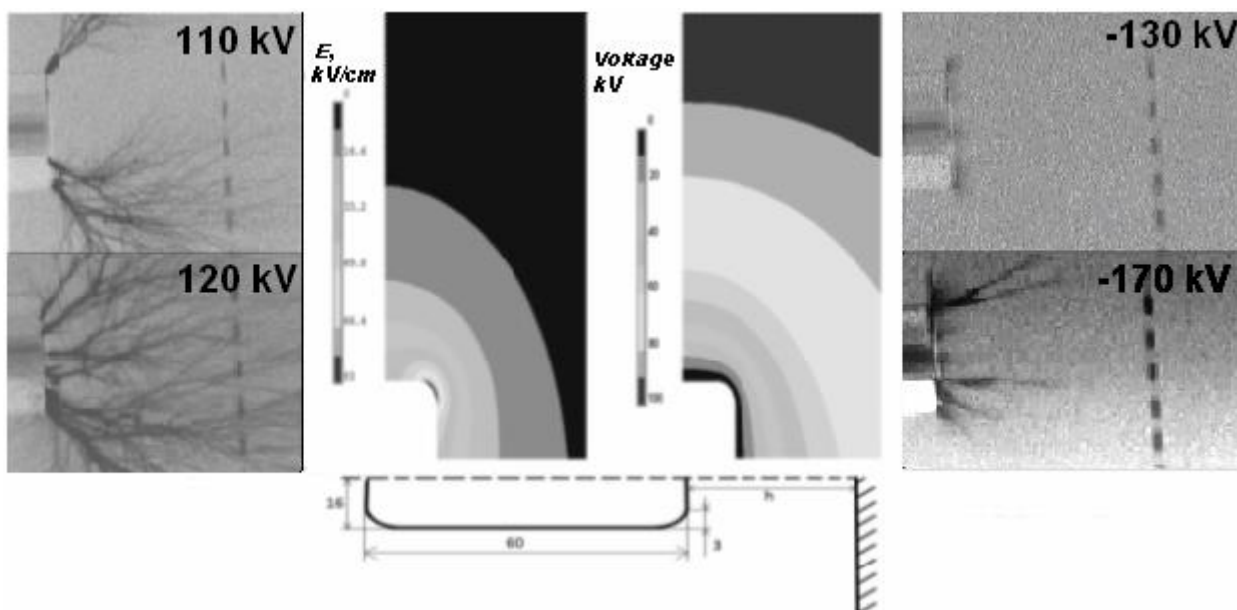


Рис. 2.102. Фотографии стримеров в системе электродов цилиндр-плоскость (межэлектродное расстояние 200 мм) при различных напряжениях (справа и слева).  
Напряженность поля и распределение потенциала (напряжение 100 кВ).

На рис. 2.102 приведен контурный график распределения напряженности поля. Как видно, поле неоднородное, у закругления наблюдается максимум напряженности, а у центра торца бруска поле в 2,2 раз меньше. По фотографиям можно судить, что лавины и стримеры развиваются именно с края электрода как при положительной, так и при отрицательной полярности.

Для сравнения разброса на одном графике приведена зависимость максимальной длины стримера для напряжения 170 кВ отрицательной полярности при различных временных задержках между импульсами.

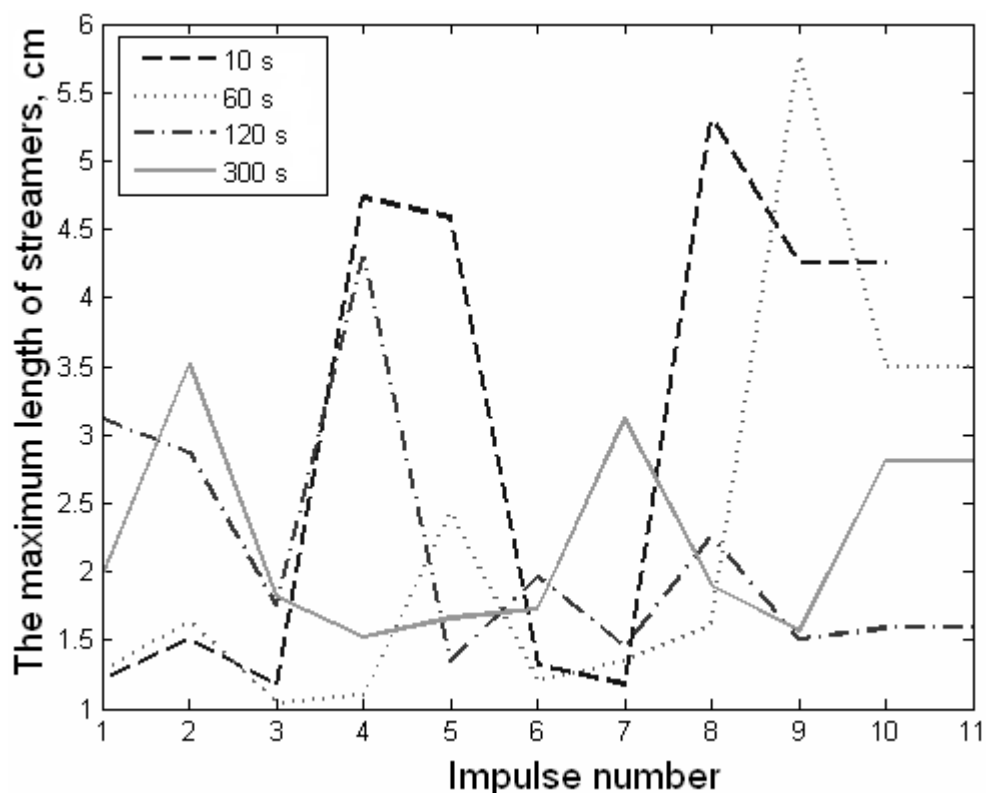


Рис. 2.103. Зависимость максимальных длин стримеров от порядкового номера импульса при различных временах задержки импульсов.

Из рисунка 2.103 видно, что разброс длин стримеров значительно снижается при увеличении интервала между импульсами до 5 минут. Возможно, это значение связано с процессом релаксации ионной плазмы стримерного канала. Рассмотрим подробнее эту гипотезу.

### **Релаксация и распад плазмы ионного канала стримера. Оптимальное время между импульсами**

В стримере можно выделить две области – головка и стримерный канал. Головка – область, близкая к фронту, это только что образованная плазма высокой концентрации, состоящая из электронов и положительных ионов. Поле в плазме канала экранировано объемным зарядом, поэтому ионизации в канале практически нет. Электроны невосполнимо теряются из-за прилипания, поэтому плазма достаточно быстро становится ионной, благодаря чему ее проводимость резко падает. За время гибели электронов (это характерное время прилипания, около  $10^{-8}$  с) фронт успевает значительно продвинуться вперед.

В результате сразу за фронтом движется область высокой (электронной) проводимости, это *головка* стримера. За ней вплоть до электрода, откуда стартовал стример, тянется *ионный канал*. В ионном канале после прохождения головки стримера идут два процесса – ион-ионная рекомбинация и релаксация заряда за счет проводимости плазмы. Последний процесс аналогичен обычной разрядке конденсатора через сопротивление. Именно с возникновением ионного канала связано затухание длинного стримера.

Начальная плотность плазмы головки стримерного канала превышает  $10^{19}$   $1/\text{м}^3$ . Плазма с такой плотностью способна значительно возмущать электрическое поле

электродов, поскольку именно благодаря ей поддерживается низкое поле в канале и высокое перед головкой. Коэффициент ион-ионной рекомбинации  $\beta \sim 10^{-13} \text{ м}^3/\text{с}$  [2, С. 79], если исходно плазма канала квазинейтральна, изменение концентрации за счет рекомбинации дается формулой:

$$n(t) = \frac{n_0}{1 + n_0\beta t}$$

Характерное время рекомбинации для начальной концентрации  $n_0 = 10^{19} \text{ 1/м}^3$  составляет  $\tau = 1/(n_0\beta) = 10^{-6} \text{ с}$ .

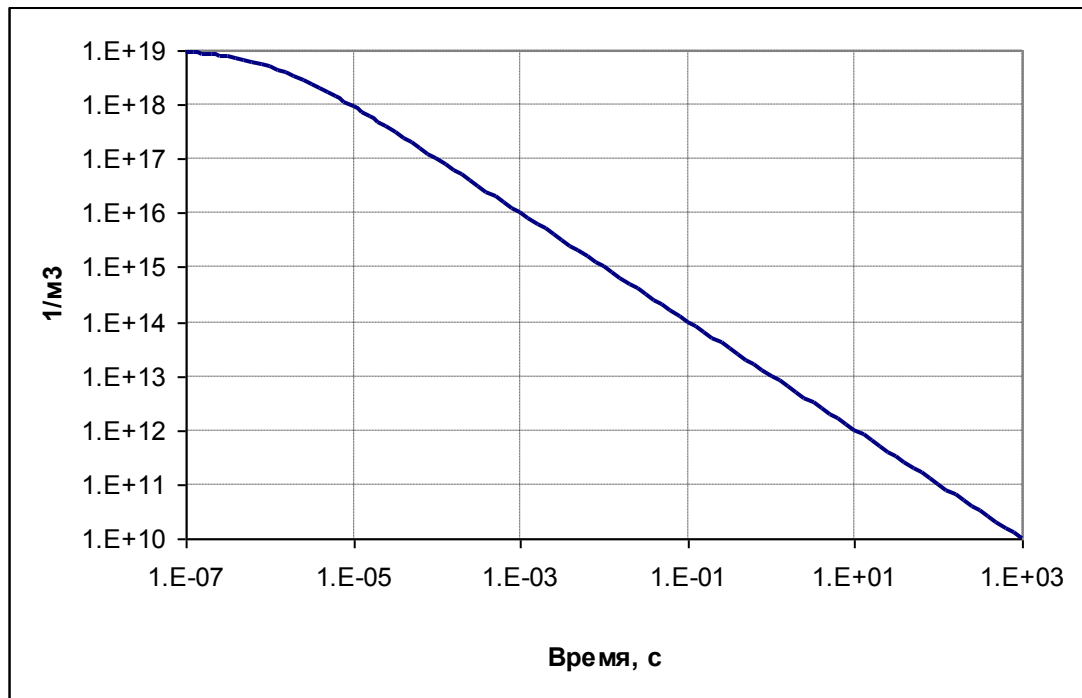


Рис. 2.104. Изменение концентрации квазинейтральной ионной плазмы в результате рекомбинации.

График на рис. 2.104 свидетельствует, что за 50 мкс (примерно таков интервал грозового импульса, когда напряжение достаточно для образования стримеров) концентрация плазмы в ионном следе упадет до  $10^{17} \text{ 1/м}^3$ . При этом след является поляризованным – одна часть заряжена положительно, другая отрицательно. Некомпенсированный заряд прорекомбинировать не может, он может нейтрализоваться только за счет тока, протекающего по ионному следу. Иначе говоря, его нужно доставить на значительное расстояние – порядка длины стримера, чтобы ему было, с чем прорекомбинировать.

Оценим время, которое потребуется, чтобы поляризационный заряд нейтрализовался. Как уже говорилось, грубо можно уподобить ионный след конденсатору, закороченному на сопротивление. Характерное время разрядки такой системы:

$$\tau = RC$$

Оценим сопротивление и емкость ионного канала. Для сопротивления используем формулу для цилиндрического неидеального проводника. Для емкости используем формулу для уединенного протяженного цилиндра, у которого длина много больше радиуса [5, С.45].:

$$R \sim R_0 l \sim \frac{1}{q_e n_i \mu_i} \frac{l}{S} \sim \frac{1}{q_e n_i \mu_i} \frac{l}{\pi r^2}$$

$$C \sim C_0 l \sim \frac{2\pi \epsilon_0 l}{\ln \frac{l}{r}}$$

Здесь  $q_e$  – заряд электрона,  $l$  – длина ионного канала,  $r$  – радиус канала,  $n_i$  – концентрация ионов, подвижность ионов –  $\mu_i$ . Оценки погонного сопротивления  $R_0$  и емкости  $C_0$  поясняются в [5, стр. 45, 47]. Взяв для оценки концентрацию ионов  $10^{19}$   $1/\text{м}^3$ , подвижность ионов  $10^{-4}$   $\text{м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ , длину канала 10 см, радиус канала 1 мм, получаем  $R_0=2\cdot 10^8$  Ом,  $C_0=10^{-12}$  Ф.

В итоге получаем для времени нейтрализации заряда оценку:

$$\tau = RC = \frac{2}{\ln \frac{l}{r}} \cdot \frac{\epsilon_0 l^2}{q_e \mu_i n_i r^2} \quad (2.65)$$

Формула (2.65) показывает, что снижение концентрации плазмы только замедляет процесс нейтрализации заряда. По формуле получаем  $\tau \sim 0,2$  мс. На самом деле время будет значительно больше из-за рекомбинации плазмы. Но и этого значения достаточно, чтобы **заряд ионного следа прошедшего стримера держался на протяжении времени воздействия грозового импульса и влиял на распространение других стримеров.**

Конечно, приведенные оценки – грубые, аккуратный расчет одновременного протекания тока через канал и рекомбинации плазмы возможен с применением уравнений длинной линии.

Может ли ионный след сохраняться *между* импульсами и таким образом влиять на результаты следующего эксперимента? Как будет меняться концентрация ионного следа со временем, можно судить по графику на рис. 2.104. При задержке между импульсами 10 с начальная концентрация упадет до  $10^{12}$   $1/\text{м}^3$ , а при задержке в 3 минуты – до  $10^{11}$   $1/\text{м}^3$ . Это ничтожные концентрации по сравнению с концентрациями зарядов в стримерном канале, однако они существенно выше фоновых.

По порядку величины это совпадает с указанным выше значением интервала между импульсами, при котором разброс максимальной длины стримеров значительно снижался – 5 минут.

На рис. 2.106 приведены результаты изучения длины стримеров в той же системе электродов (цилиндр с радиусом закругления ребра 25 мм, расстояние между цилиндром и плоскостью 100мм). Подаваемое напряжение отрицательной полярности составляло 160кВ. Интервал между импульсами составлял в 300 секунд.

Для оценки соответствия эмпирической функции распределения какой-либо теоретической используется критерий согласия Колмогорова. По критерию Колмогорова в данном случае оптимальным является нормальное распределение.

Видно, что при задержке в 300 секунд распределение максимальных длин стримеров соответствует нормальному (рис. 2.106). Хорошее соответствие распределения максимальных длин стримеров по длине нормальному говорит о том, что при задержке 300 с стримерные процессы статистически независимы.

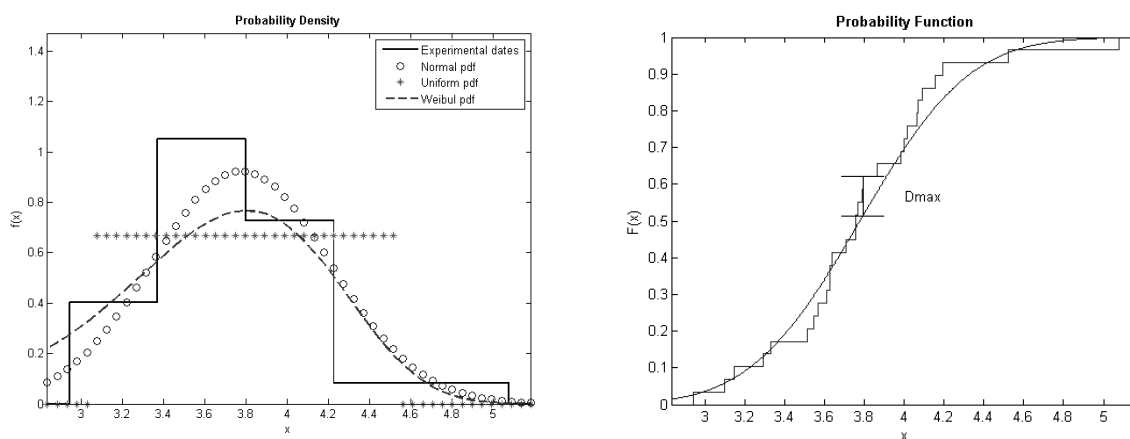


Рис. 2.105. Эмпирическая и теоретические функции распределения (слева). Разница между нормальным и эмпирическим распределением по критерию Колмогорова (справа). Интервал между импульсами 300 сек.

### Время распространения стримера

Рассмотрим основные временные параметры разряда. По данным, приведенным в литературе одиночный стример распространяется достаточно быстро. Даже опираясь на минимально возможное значение скорости стримера [5, стр. 44] -  $430 \cdot 10^3$  м/с, (по данным нашего моделирования скорость стримера 400-500 км/с) мы получаем, что промежуток в 20 см стример перекрывает за 0,4- 0,5 мкс. Длительность фронта стандартного грозового импульса напряжения составляет 1,3 мкс, характерная длина импульса – 50 мкс. Это значит, что за **время распространения стримера** напряжение грозового импульса не успевает существенно измениться. С другой стороны, за время импульса может возникнуть множество независимых стримеров, возникающих в различные моменты воздействия грозового импульса. Поскольку импульс имеет ниспадающий задний фронт, то одновременные стримеры могут стартовать при разных начальных напряжениях.

Поскольку интервал импульса напряжения, в течение которого могут появиться и развиваться отдельные стримеры, составляет 50 мкс и более, то за это время могут развиваться сотни различных стримеров, не перекрывающихся во времени!

Могут ли не одновременно развивающиеся стримеры влиять друг на друга? Стример распространяется быстро, но даже после затухания и остановки, остается и некоторое время существует ионный след. Электронов там нет, но след заряжен медленными ионами. Время нейтрализации и релаксации заряда ионного канала оценено в следующем пункте.

### Времена формирования разряда и ожидания затравочного электрона

**Время распространения стримеров** мы оценили в предыдущем пункте – это 0,5 мкс и менее.

**Время развития лавины** еще меньше, чем время распространения стримеров. Лавина развивается на отрезках 1 мм и меньше, при пороговой напряженности поля  $E=25$  кВ/см можно оценить максимальное время развития лавины:

$$t = \frac{1 \text{ мм}}{\mu_e E}$$

При подвижности электронов  $0,06 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ , получаем  $t=7$  нс, это пренебрежимо мало по сравнению с временем распространения стримера на расстояние в 10 см..

Оценим теперь **время ожидания затравочного электрона**. Каким образом инициируется разряд? И в случае положительного, и в случае отрицательного стримеров, электрон должен попасть в небольшую область у острия, где поле превышает 25 кВ/см, чтобы был возможен лавинный процесс. Иначе электрон просто прилипнет к молекуле кислорода. В случае отрицательного стримера (отрицательного острия) такой электрон может образоваться в результате эмиссии – вторичной эмиссии при попадании на электрод положительного иона либо автоэмиссии, облегченной наличием оксидных пленок на металле. В случае положительного острия отрицательный ион, попавший в прианодную область, где поле значительно, теряет электрон. Разные источники приводят разные критические поля, выше которых потеря электрона ионом очень вероятна. В [2, С.124] приводится значение 68,5 кВ/(см·атм).

Какова частота падения ионов на острие? Здесь следует учесть, что силовые линии стягиваются к острию, то есть ионы, образовавшиеся из-за космического излучения, будут «собираться» на кончик иглы из широкой области. Рассмотрим поле сферического электрода. Напряженность поля дается в таком случае выражением:

$$E = \frac{UR}{r^2}$$

Здесь  $R$  – радиус электрода,  $U$  – напряжение. Время  $t$ , необходимое иону, чтобы пройти от радиуса  $r$  до поверхности электрода, равно:

$$t = \int_R^r \frac{dx}{V} = \int_R^r \frac{dx}{\mu E} = \frac{1}{\mu UR} \int_R^r x^2 dx = \frac{1}{3\mu UR} (r^3 - R^3) \approx \frac{r^3}{3\mu UR} \quad (2.66)$$

Возьмем подвижность иона  $\mu = 3 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ ,  $U = 100 \text{ кВ}$ ,  $R = 5 \text{ мм}$ ,  $r = 20 \text{ см}$  (порядок межэлектродных расстояний). Получаем 0,02 с. То есть за время импульса до иглы успеют дойти ионы отнюдь не из всего межэлектродного пространства. Или, иначе говоря, в конце импульса на активный электрод все еще будут приходить ионы, существовавшие еще когда импульс начался.

Будем рассматривать только ионы, существовавшие в воздухе в момент начала разряда, пренебрежем ионами, возникшими из-за космического излучения во время разряда.

Когда возникает электрическое поле, ионы приходят в движение. Ранее (глава «Вольтамперная характеристика газового разряда») мы уже показывали, что в сильных полях (рассматриваются поля, при которых возможны лавинные процессы – 25 кВ/см и выше) диффузией для ионов можно пренебречь. В этом случае закон движения можно записать следующим образом:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \text{div} [n\mu\vec{E}] = 0$$

Раскрывая дивергенцию, получаем:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \mu n \cdot \text{div}\vec{E} + \mu\vec{E}\nabla n = 0$$

Поскольку мы рассматривает этап, предшествующий образованию электронов и началу лавинных процессов, в межэлектродном промежутке имеется только заряд ионов, который мал и практически не искажает сильное электрическое поле. Поэтому дивергенцию электрического поля можно считать равной нулю и записать:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \mu\vec{E}\nabla n = 0 \quad (2.67)$$

Можно заметить, что уравнению 2.68 удовлетворяет константа:  $n = \text{const}$ , значение которой следует взять равной начальной концентрации ионов. Таким образом, если начальная проводимость пространства однородна, она будет постоянной во времени и однородной в пространстве и в дальнейшем, если только не будет искажаться электрическое поле. И поток ионов на поверхность активного электрода легко можно найти, зная начальную концентрацию:

$$\vec{j} = \mu n \vec{E}$$

При подвижности  $\mu = 3 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ ,  $E = 40 \text{ кВ/см}$ ,  $n = 6 \cdot 10^9 \text{ м}^{-3}$  (см. формулу (1.2) в главе 1 "Вольтамперная характеристика газового разряда") получаем поток  $7 \cdot 10^6 \text{ 1/}(\text{мм}^2 \cdot \text{с})$ . Таким образом, даже на маленький активный электрод с площадью порядка  $1 \text{ мм}^2$  будет падать почти 10 ионов за 1 мкс. При работе с большими по площади электродами поток соответственно возрастает. Однако, как было указано выше, отрыв электрона от отрицательных ионов в полях 30-50 кВ/см происходит неэффективно (к сожалению, количественных данных на этот счет нет), т.е. не каждый отрицательный ион порождает затравочный электрон. За счет этого частота образования затравочных электронов может уменьшиться.

Также может сыграть роль непостоянство фоновой концентрации ионов из-за непостоянного во времени космического излучения. В этом случае на эксперименте для надежного зажигания короны может использоваться фотоотрыв электронов от отрицательных ионов ближним ультрафиолетовым излучением (энергия сродства электрона к разным атомам и молекулам воздуха, которую должен компенсировать квант, составляет 1,5-3 эВ [2]). Также может использоваться и фотоионизация, однако для этого будет необходим уже дальний ультрафиолет, поскольку энергия ионизации различных молекул в воздухе составляет 9-15 эВ.

Однако при нормальных условиях должно производиться несколько электронов в мкс на квадратном миллиметре поверхности.

В результате мы делаем следующий вывод. Статистическое время запаздывания стримерной короны, учитывающее время ожидания затравочного электрона, время развития лавины и время ожидания стримера, не превышает 0,5 мкс даже для самых длинных промежутков.

Статистическое время запаздывания пробоя, которое обычно и можно зарегистрировать на эксперименте (по «обрыву» осциллограммы напряжения) включает в себя также время ожидания стримерно-лидерного перехода. В этот интервал времени стримеры уже замкнули межэлектродный промежуток, но лидера еще нет. Скорее всего, именно это время и составляет основную часть статистического времени запаздывания пробоя, которое, в зависимости от напряжения составляет несколько микросекунд (рис. 2.106).

График на рис. 2.106 демонстрирует общую тенденцию, характерную для разных типов разрядов – время задержки пробоя падает с ростом напряжения. Если длина импульса меньше времени задержки пробоя, лидер не успеет сформироваться, даже если напряжение достаточно для пробоя при длительном импульсе. Таким образом, на пробивную прочность промежутка влияет и длительность воздействующего импульса. Поскольку с ростом напряжения задержка пробоя уменьшается, с ростом длительности импульса уменьшается пробивная прочность. Зависимость пробивной прочности от длительности импульса подробнее рассматривается в [24, 25].

Как показывает график на рис. 2.106, при характерных для стримерной короны масштабах напряжений и геометрических размеров времена задержки пробоя существенно меньше длительности стандартного грозового импульса (50 мкс), так что при работе с такими импульсами время задержки на пробивную прочность не влияет.



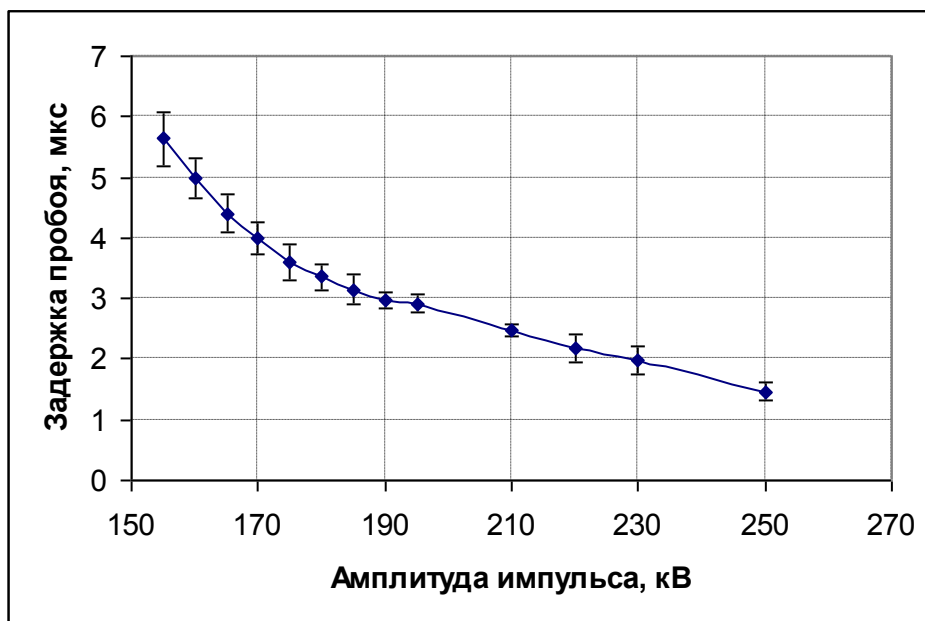


Рис. 2.106. Зависимость времени задержки пробоя от амплитуды грозового импульса напряжения. Система электродов сфера-плоскость.

### Механизмы образования первичных электронов.

Основными механизмами генерации первичных электронов по данным энциклопедии низкотемпературной плазмы являются следующие:

1. *Экзоэлектронная эмиссия* (способность кристаллов испускать электроны после механических воздействий). Плотность потока экзоэмиссионных электронов в обычных условиях не превышает  $10^2-10^3 \text{ см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$ , и инициирование электронов реально проявляется в полях  $E \geq 10^4 \text{ В/см}$  и длительностях импульса напряжения  $\tau > 10^{-3} \text{ с}$ . Уменьшение тока экзоэмиссии, вызванного механической обработкой катода, до величин, сравнимых с естественным фоном, происходит самопроизвольно со временем. Механически напряженное состояние катода может возникнуть при протекании разрядного тока, например, вследствие пластической деформации поверхностного слоя катода в месте привязки искрового каната либо в результате плавления металла при эрозии и последующего его застывания.

2. *Эмиссия горячих электронов и малтеровская эмиссия* при наличии на катоде диэлектрических пленок, обеспечивающих при  $E \sim 10^5 \text{ В/см}$  электронные токи  $\sim 10^4 - 10^8 \text{ с}^{-1}$ .

3. *Генерация электронов* в результате процессов, связанных с адсорбцией и десорбцией молекул, атомов и ионов на поверхности катода. Эмиссия в этих процессах сильно зависит от среднего электрического поля в зазоре и от работы выхода материала катода.

4. *Автоэлектронная эмиссия* с микровыступов на катоде (становится существенной  $i/e > 10^4 \text{ с}^{-1}$ , при  $E \geq 300 \text{ кВ/см}$ ).

5. *Фотозлектронная эмиссия* под действием внешнего ультрафиолетового излучения.

6. *Эмиссия электронов при поглощении* ионизирующего излучения (космические лучи, естественная радиоактивность и т.д.) фотоионизация и ассоциативная ионизация в объеме газа.

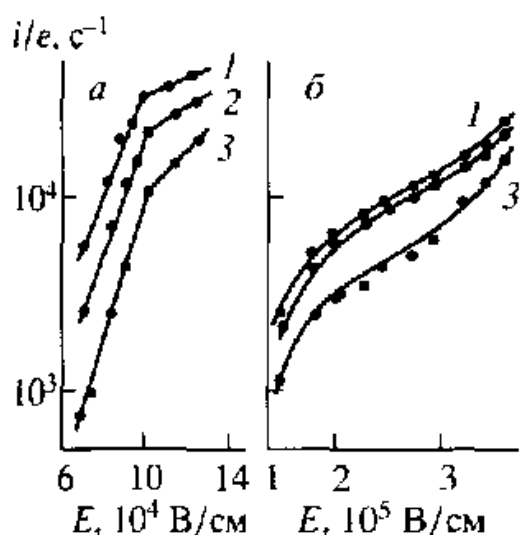


Рис. 2.107. Зависимость потока эмиссионных электронов от напряженности поля на тренированных, но не обезгаженных (а) и на обезгаженных (б) электродах [24].

при  $p = 700$  торр и различных частотах повторения импульсов 1—30, 2 — 20, 3 —  $10 \text{ с}^{-1}$ .

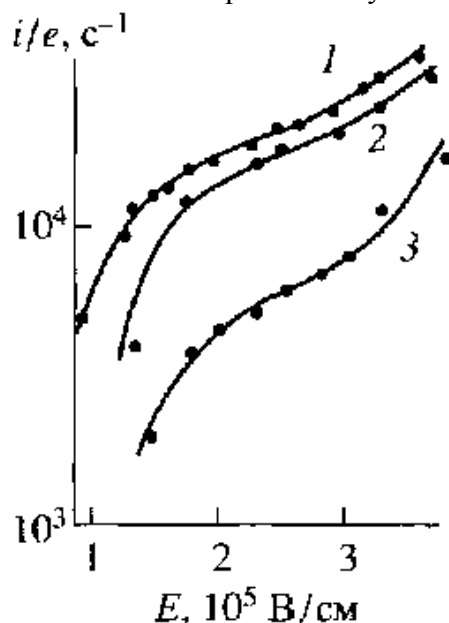


Рис. 2.108. Зависимость потока эмиссионных электронов от напряженности поля на обезгаженных никелевых электродах при частоте повторения импульсов  $10 \text{ с}^{-1}$  и различном давлении: 1— 500 торр, 2 — 600 торр, 3 — 700 торр [24].

### Отличие от лавинной формы коронного разряда постоянного напряжения.

Если приложить к паре электродов с резко-неоднородным полем постоянное напряжение, в широком диапазоне напряжений будет наблюдаться лавинная форма коронного разряда — слаботочный разряд, в котором выделяются две зоны: небольшой светящийся чехол разряда вокруг электрода с малым радиусом кривизны, а также темная зона дрейфа [23].

Оказывается, в импульсном режиме, который был реализован в нашем опыте, установившаяся лавинная форма чехла коронного разряда не успевает развиваться.

Рост концентрации электронов вблизи электрода при лавинной форме происходит благодаря вторичной эмиссии – первые электроны выводятся в зону дрейфа электрическим полем и прилипают, но на их место приходит следующее поколение электронов, образованное в результате вторичной эмиссии. И число электронов в каждом следующем поколении больше, чем в предыдущем – это гарантируется выполнением критерия самостоятельности разряда. Так постепенно число электронов возрастает, пока объемный заряд не остановит процесс. Ясно, что время, необходимое для выхода процесса в стационар, во много раз превышает время, необходимое ионам чтобы пройти от места рождения до поверхности электрода, где они обеспечат появление нового поколения электронов. Каково же это время?

Воспользуемся для оценки формулой (2.66), полученной выше. В случае уединенной отрицательной сферы положительному иону, чтобы дойти от радиуса  $r$  до поверхности сферы, требуется время  $t$ :

$$t = \int_R^r \frac{dx}{V} = \int_R^r \frac{dx}{\mu E} = \frac{1}{\mu UR} \int_R^r x^2 dx = \frac{1}{3\mu UR} (r^3 - R^3) \quad (2.68)$$

Как будет показано ниже, характерный интервал, на котором развивается лавина – 2-10 мм от поверхности электрода. Проведем оценки по формуле (2.68), взяв характерное для опытов напряжение 135 кВ. Для электрода относительно большого радиуса,  $r=40$  мм, минимальное время, необходимое для запуска вторичной эмиссии, составляет 15-30 мкс. За это время напряжение на электродах, которое зависит от времени, успеет значительно упасть – длительность грозового импульса около 50 мкс. А вот для электрода  $r=2,5$  мм время, необходимое для запуска вторичной эмиссии, составляет уже доли микросекунды. Следовательно, для электрода такого маленького радиуса возможно формирование чехла разряда за время грозового импульса.

Однако даже для электродов маленького радиуса зона дрейфа сформироваться не успевает – известно, что механизм проводимости в зоне дрейфа ионный, электроны в значительном количестве присутствуют лишь в чехле. Следовательно, минимальное время, необходимое для формирования зоны дрейфа – время перемещения отрицательного иона от катода до анода. Сделаем оценку по порядку величины, вновь используя формулу (2.68). Подставим вместо радиуса  $r$  характерное межэлектродное расстояние  $h=10$  см. Получаем  $t=3300$  мкс для  $r=2,5$  мм и  $t=550$  мкс для  $r=15$  мм. То есть **время формирования лавинной формы коронного разряда на порядок больше длительности импульса**. Переход к пробую происходит не из состояния коронного разряда, а в результате гораздо более быстрого механизма – стримера. Проводимость стримера – электронная, благодаря чему замыкание межэлектродного промежутка происходит гораздо быстрее, как это было показано выше – за доли микросекунды.

Отсюда следует, что привычные представления о стационарном лавинном коронном разряде при анализе данного эксперимента использовать нельзя – такой разряд просто не успевает сформироваться.

Однако, как показали эксперименты, лавинная форма коронного разряда реализуется только при малых напряжениях и отрицательной полярности острия. При положительной полярности острия реализуется стримерная форма короны. Эта форма коронного разряда достаточно близко соответствует процессам, наблюдаемым при воздействии грозвым импульсом.

### **Зависимость длины стримеров от напряжения**

Рассмотрим экспериментальную зависимость максимальной длины стримера от подаваемого напряжения при положительной и отрицательной полярностях (рис. 2.109).

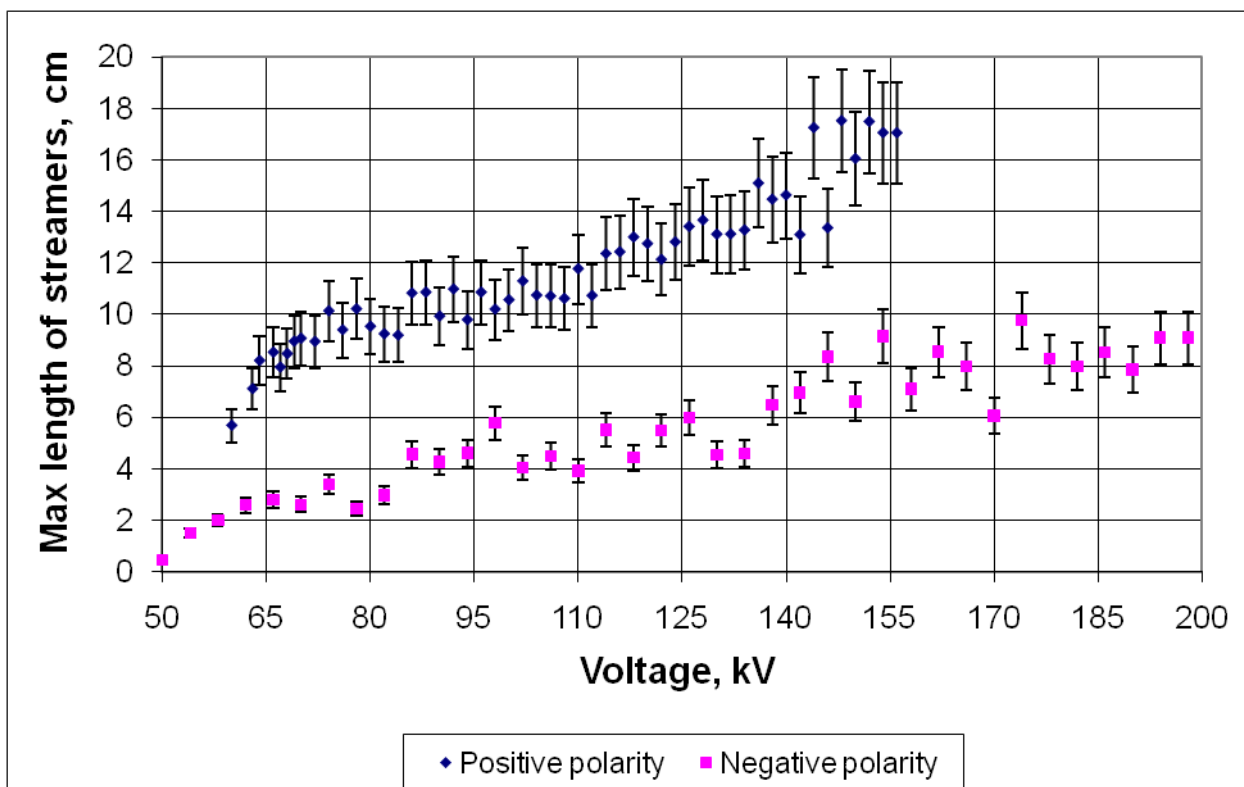


Рис. 2.109. Экспериментальных данных по длине положительных и отрицательных стримеров. Система электродов шар (диаметр 9.5 мм)-плоскость. Межэлектродное расстояние 200 мм.

Из сравнительного графика видно, что положительные стримеры при одном и том же напряжении в 1.5-2 раза длиннее отрицательных. Кроме того, наблюдается разброс значений при больших напряжениях, что, вероятно, является следствием влияния боковых стримеров и сильной разветвленностью последних.

### **Древообразная структура положительного стримера - стартовая ветвь, закономерности ветвления, степень разветвленности и ее зависимость от перенапряжения**

Наблюдаемые в экспериментах положительные стримеры по своей структуре можно условно разделить на два типа.

У первого типа в каждой точке разветвления образуется два, иногда три канала. Т.е. ветвление происходит постепенно (рис. 2.110).

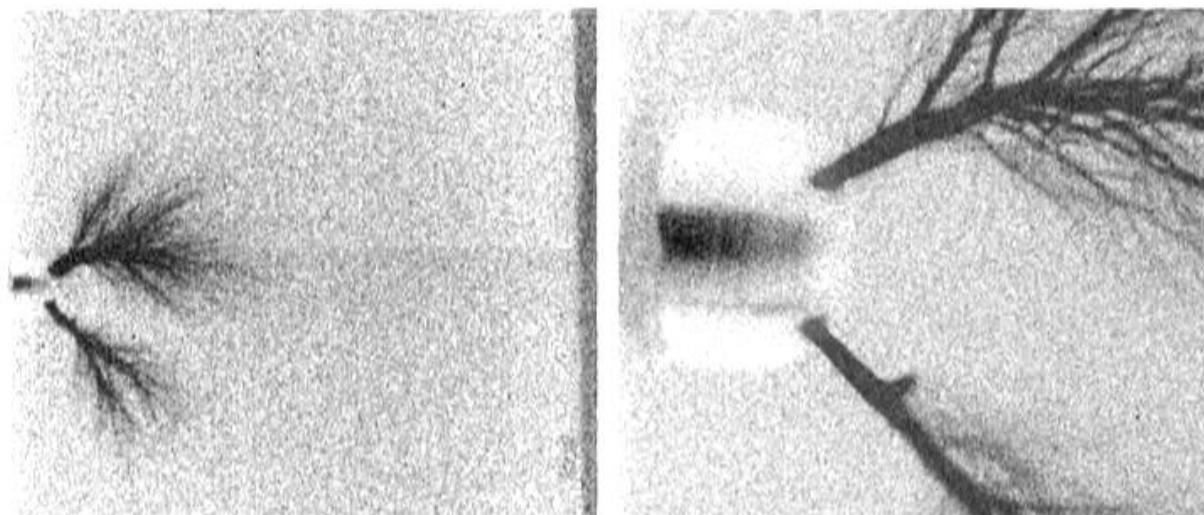


Рис. 2.110. Фотографии слабоветвящихся стримеров. *Слева* малое увеличение, *справа* увеличение в 8 раз.

Стримеры второго типа имеют «взрывообразную» структуру, из одной точки ветвления идут десятки, а иногда и сотни мелких каналов (рис. 2.111). Стримеры второго типа наблюдаются, обычно, при относительно больших перенапряжениях.

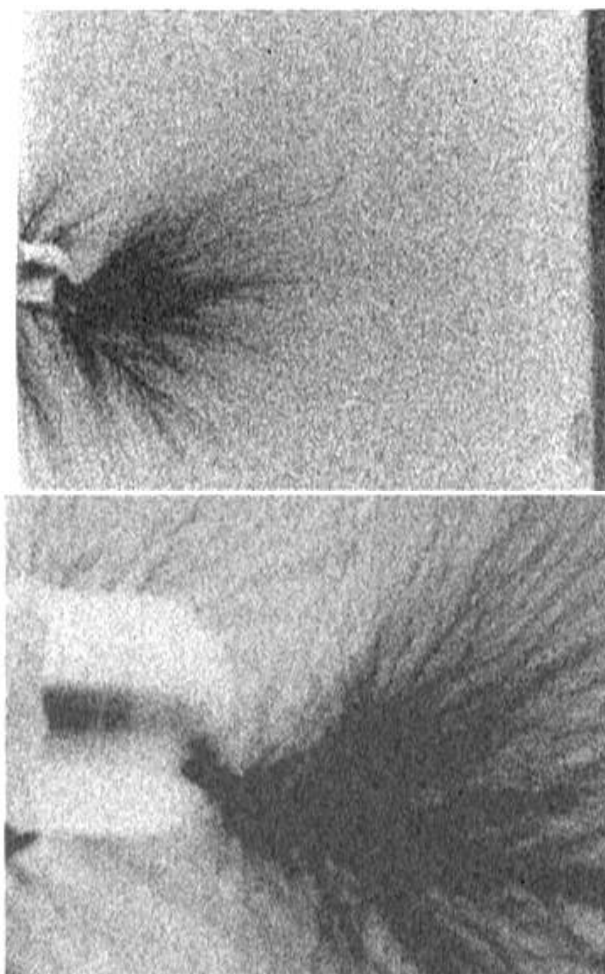


Рис. 2.111. Фотографии сильноветвящихся стримеров. *Слева* малое увеличение, *справа* увеличение в 8 раз. Радиус скругления активного электрода, 25 мм, расстояние между электродом и плоскостью 500мм, напряжение +220кВ.

Кроме того, возможно также комбинация этих двух типов, когда количество очагов на поверхности электрода возрастает (рис. 2.112).

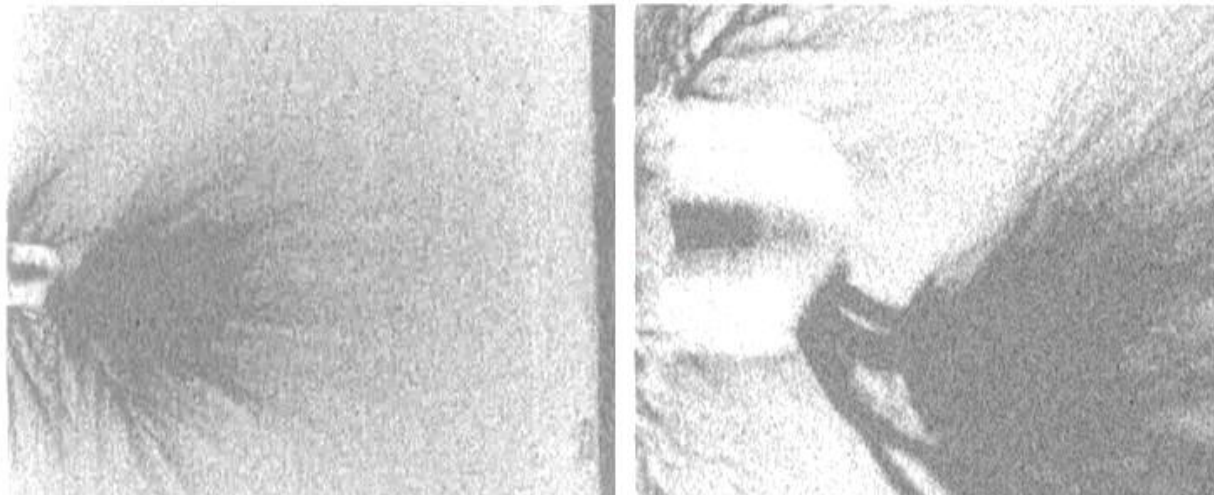


Рис. 2.112. Радиус скругления активного электрода 25 мм, расстояние между электродом и плоскостью 500мм, напряжение +240кВ.

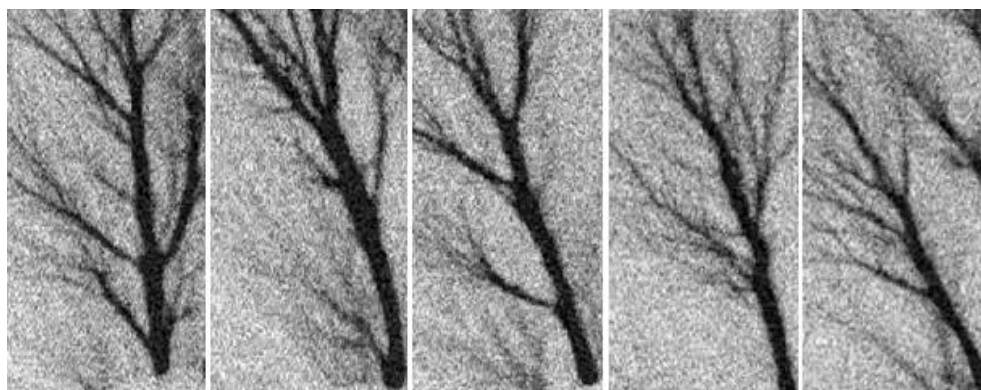


Рис. 2.113. Фотографии отдельных каналов слабоветвящихся стримеров. Радиус скругления активного электрода 25 мм, межэлектродное расстояние 600мм, напряжение +240 кВ.

Проанализируем стример со слабо разветвленной древообразной структурой (рис. 2.113).

Для начала проведем качественный анализ структуры положительных стримеров. На фотографиях, представленных выше, изображен ряд стримеров, стартующих *от одного из* очагов на поверхности положительного сферического электрода диаметром 4-5 мм. Отдельные стебли стримеров могут иметь выгнутую структуру, обусловленную действием электрического поля соседних стримеров (справа от приведенных стримеров находятся еще несколько). Влияние соседних стримеров приводит к тому, что степень разветвленности может быть различной справа и слева от стебля. Стоит отметить, что одиночный стример удается наблюдать достаточно редко, а в воздухе практически никогда.

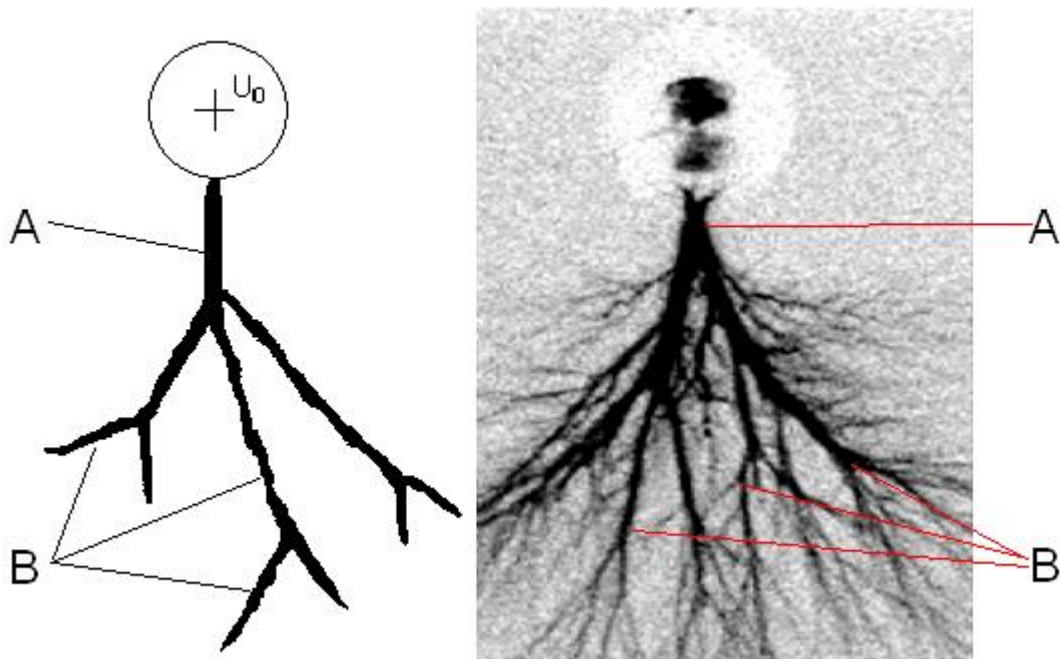


Рис. 2.114. Межэлектродное расстояние 175мм, напряжение +100кВ, сферический электрод диаметром 40 мм. Слева стилизованная структура стримерного канала, справа фотография стримера. Обозначения: А – стембель стримера, В – боковые ветви

Как правило, на поверхности электрода образуется несколько очагов, которые формируют целый конгломерат стримеров, увеличивающийся с ростом напряжения.

Ветвление стримера – процесс достаточно сложный. Можно выделить два основных момента:

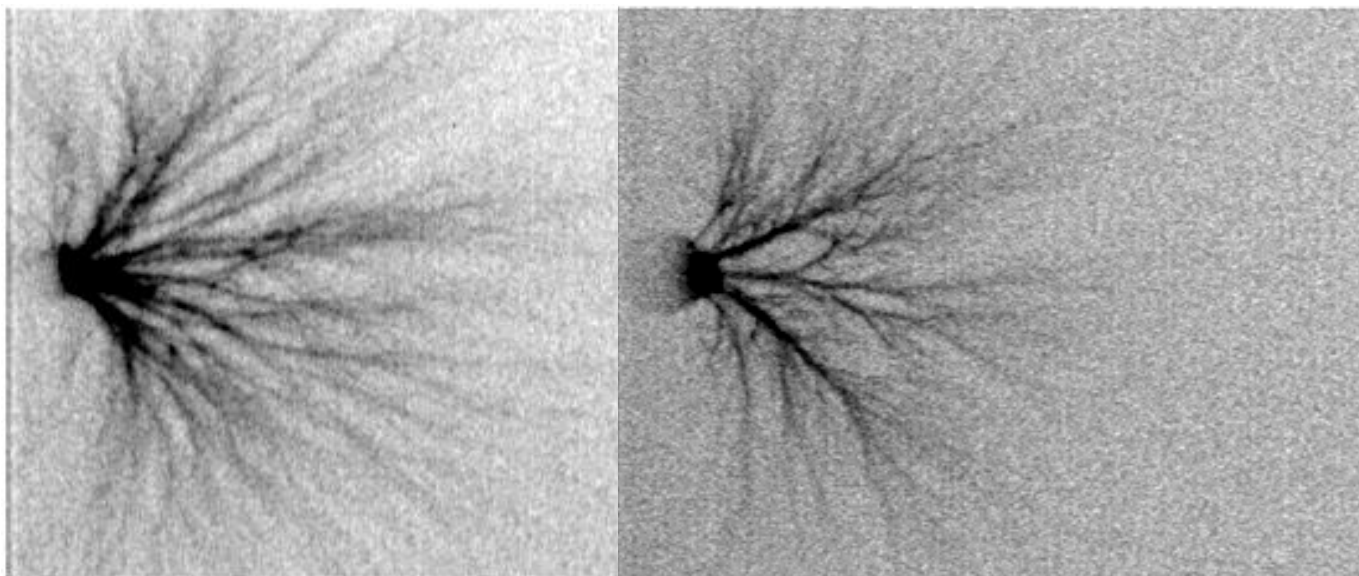
Происходит разделение стебля стримера на две или более ветви примерно одинаковой толщины. Назовем такие ветви симметричными.

Новая ветвь прорастает из локальной неоднородности и имеет гораздо меньшую толщину. Назовем такие ветви боковыми.

В свою очередь вторичные ветви также могут делиться одним из вышеприведенных способов. Процесс формирования боковых ветвей во многом случайный.

Чтобы исследовать стембель и ветви одиночного стримера, необходимо найти способ свести количество очагов зарождения на поверхности электрода к минимуму. Было предложено два возможных пути решения этой проблемы: покрыть электрод изолятором - воском или парафином, оставив небольшое отверстие на торце, из которого могли бы идти стримеры; либо создать на поверхности электрода локальную неоднородность путем присоединения к основному шаровому электроду шарика малого радиуса. Оказалось, что такое присоединение можно осуществить путем намагничивания

Первый вариант оказался неудачным, поскольку при малой толщине слоя воска (до 1/3 от диаметра шара) стримеры шли со всей изолированной поверхности, а при достаточно большой – выходящие из отверстия стримеры тут же ветвились, затрудняя их обработку (см. рис. 2.115).



Шар 8мм, покрытый воском (толщина 0.5мм), напряжение +100 кВ.

Шар 15мм, покрытый парафином (толщиной 6мм), напряжение +80 кВ.

Рис. 2.115. Стримеры с изолированной поверхности.

Поэтому для исследования одиночного стримера было решено использовать намагниченную неоднородность – металлические шарики диаметром 0.5-1мм (рис. 2.116).

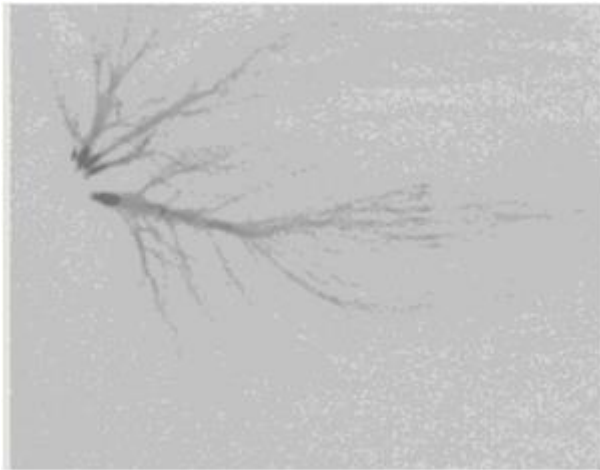


Рис. 2.116. Фотография малого шарика на поверхности большого.

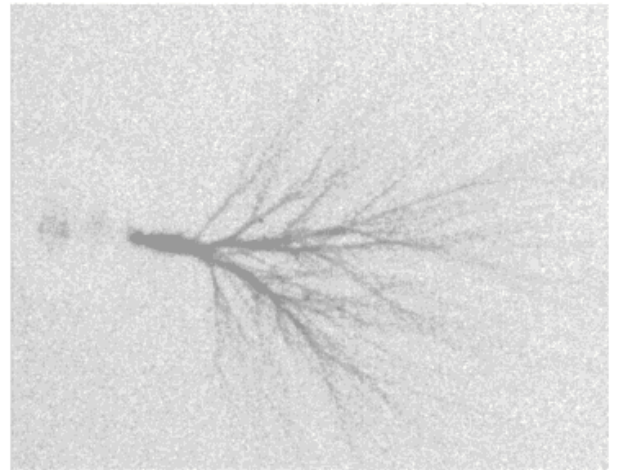
В ходе экспериментов выяснилось, что наличие одиночного очага стримерной вспышки сильно зависит от степени неоднородности поля, а именно, чем меньше степень неоднородности, тем меньше очагов. Поскольку степень неоднородности по определению равна:  $\delta = E_{\max}/(U/h)$ , межэлектродное расстояние  $h$  должно быть небольшим. Однако при малых  $h$  стадия импульсной короны может отсутствовать (см. кривые Пика на рис. 2.92), поэтому в данном случае требуется компромисс.

О том, как влияет степень неоднородности на количество очагов, будет рассказано в следующем разделе. Здесь лишь приведем фотографии стримерной короны для двух шаровых электродов – 20 и 45 мм в диаметре, с одиночным малым шариком диаметром 1 мм, укрепленным на нижнем полюсе (рис. 2.117).





Шар диаметром 20мм, межэлектродное расстояние 100мм, напряжение +90 кВ



Шар диаметром 45мм, межэлектродное расстояние 150мм, напряжение +85 кВ

Рис. 2.117. Стримерная корона на шаре с неоднородностью.

Несмотря на наличие неоднородности на нижнем полюсе электрода, на поверхности шара относительно малого радиуса (10 мм) закругления имеется несколько стримерных очагов. В менее неоднородном поле с шарового электрода диаметром 45 мм развивается только одиночный стример, и начинается он с прикрепленной к поверхности основного электрода микронеоднородности.

Видно, что одиночный стример всегда начинается с относительно толстого основного стебля стримерного канала повышенной светимости, диаметр которого возрастает. Затем начинается ветвление. Кроме того, на фотографиях можно отметить наличие яркой круговой светящейся области у основания стебля стримера. Проследим, как изменяется интенсивность и длина светящегося канала в зависимости от напряжения.

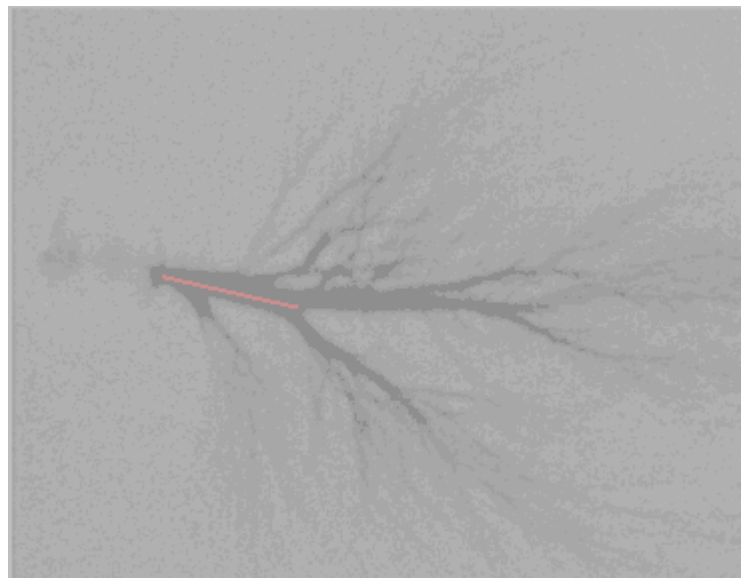


Рис. 2.118. Фотография стримера. Красным выделен путь, вдоль которого выводилась светимость.

В качестве электрода использовался стальной шар диаметром 45мм с намагниченной неоднородностью диаметром 1мм в диапазоне напряжений 80-105 кВ,

межэлектродное расстояние 150 мм (исходная (без учета микронеоднородности на поверхности) степень неоднородности поля б).

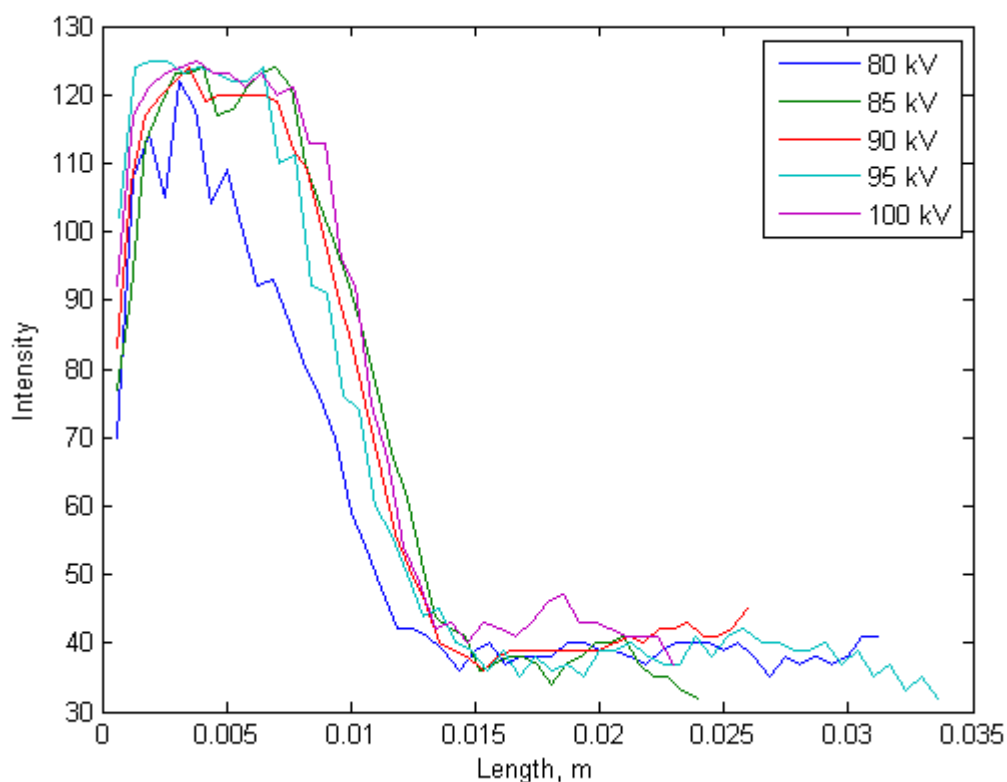


Рис. 2.119. Интенсивность свечения (в условных единицах) вдоль стримерного канала.

На рис. 2.119 ось абсцисс – это координата вдоль канала; ось ординат – относительная интенсивность свечения (максимум 255 соответствует абсолютно белому цвету, минимум 0 – абсолютно черному). Область интенсивного свечения обрывается на расстоянии примерно 7-10 мм от поверхности электрода (44% от радиуса) , далее интенсивность свечения изменяется слабо и остается на постоянном уровне.

В рамках экспериментов с одиночным стримером было проведено исследование диаметра начального стебля в зависимости от напряжения и степени неоднородности поля.

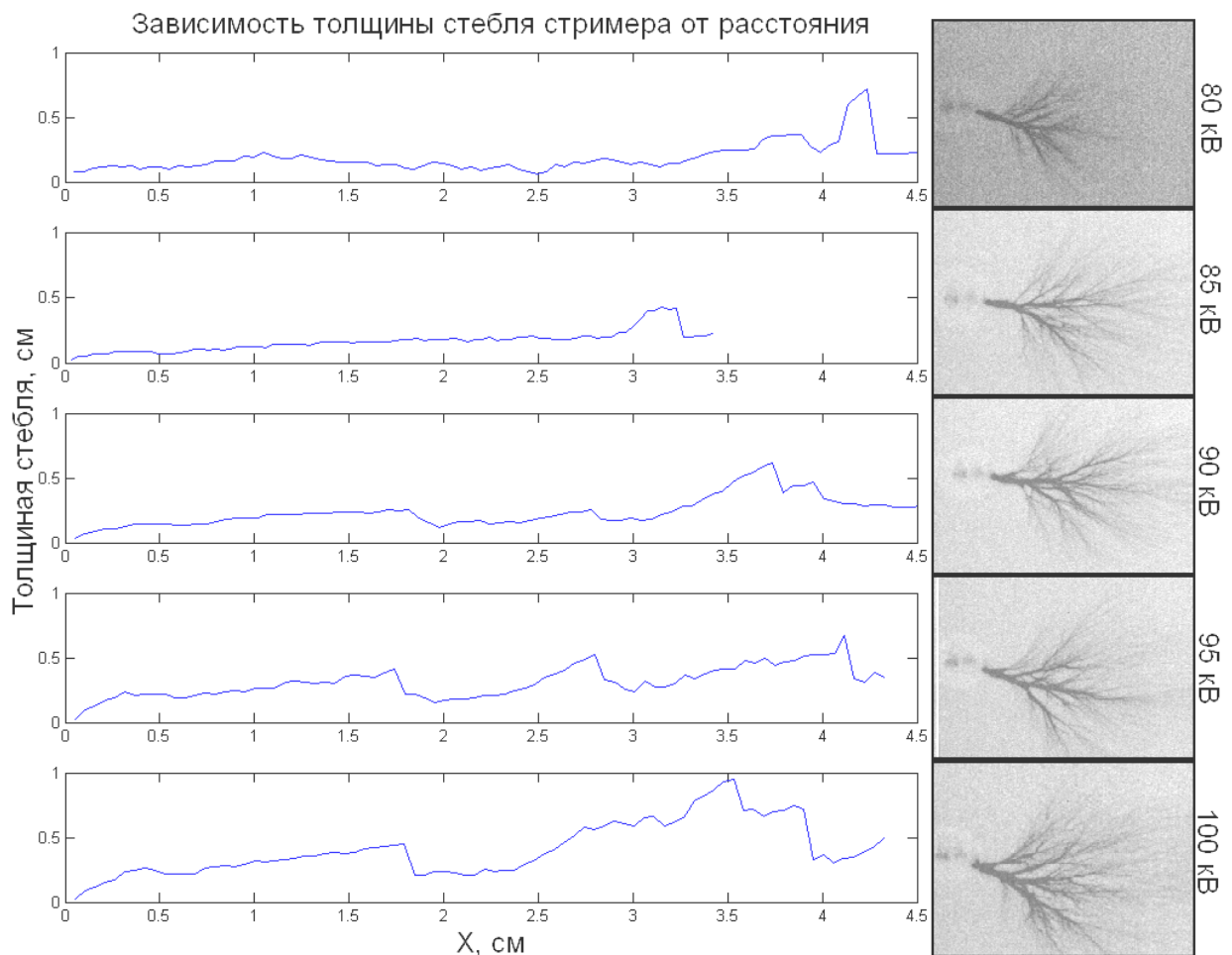


Рис. 2.120. Шар диаметром 45мм, расстояние 150мм.

Справа приведены фотографии стримеров при разных напряжениях импульса. На всех графиках виден начальный участок роста диаметра стримерного канала. Момент начала масштабного ветвления (что соответствует пикам на графике) с ростом напряжения начинает возникать раньше. Кроме того, наблюдается увеличение средней толщины стебля стримера с ростом напряжения с 1мм при 80 кВ до 3мм при 100 кВ.

Момент начала масштабного ветвления (что соответствует пикам на графиках на рис. 2.120) с ростом напряжения начинает возникать раньше. Кроме того, наблюдается увеличение средней толщины стебля стримера с ростом напряжения с 1 мм при 80 кВ до 3 мм при 100 кВ.

На данных фотографиях можно отметить наличие двух типов ветвления (о которых уже упоминалось ранее): разветвление основного стебля на два одинаковых (симметричное ветвление) и появление боковых ветвей от основного стебля (несимметричное ветвление). Фотографии одиночного стримера позволяют также оценить угол, под которым ветвления обоих типов происходят: результаты приведены на гистограммах (рис. 2.121). Видно, что распределения по углам слабо зависят от напряжения и имеют схожий характер.

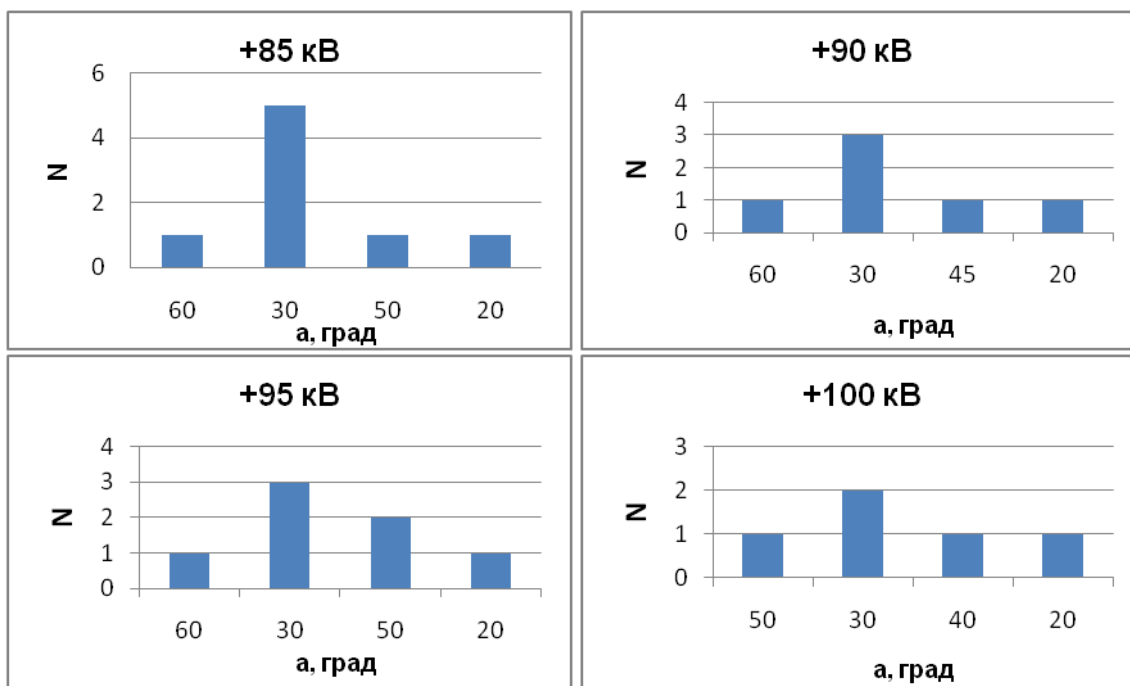


Рис. 2.121. Число ветвлений  $N$  с разными значениями углов между ветвями  $a$ .

Максимальный угол между стримеров ( $60 \pm 4$ )° соответствует симметричному ветвлению. Ветвления подобного рода наблюдаются у главного стебля стримера около электрода. Столь большое значение угла обусловлено, по всей видимости, тем, что вторичные головки, каждая, несут большой одноименный заряд, что приводит к их сильному расталкиванию.

Также из гистограммы видно, что основная масса боковых ветвей образуются под углом ( $30 \pm 3$ )° к основной ветви. Эти данные согласуются в целом с результатами исследований, приведенными в [21].

Разумеется, приведенные здесь значения углов получены из проекции стримера на 2D плоскость, и реальные углы ветвления могут отличаться.

### Исследование стартовых точек стримерного канала

Как было сказано ранее, процесс зарождения стримера обусловлен, прежде всего, значительным увеличением объемного заряда лавины. Электрическое поле головки стримера существенно превышает внешнее поле. Данный факт, многочисленные фотографии стримеров, в том числе и приведенные здесь, а также компьютерные модели положительного стримера позволяют утверждать, что зарождение положительного стримера (как результат лавинно-стримерного перехода) имеет место непосредственно на поверхности электрода. При этом область локализации зародыша стримера зависит от многих факторов, некоторые носят случайный характер. К числу таких факторов относятся: напряженность поля и степень его неоднородности, интенсивность космического излучения и локализация затравочного пакета электронов, остаточный след предыдущих стримеров или разряда. Остаточный эффект дает повышенная содержание затравочных электронов в областях локализации стримерных каналов от предшествующего стримера. Поэтому при относительно частом следовании импульсов следует ожидать, что стримеры распространяются по общим начальным участкам.

Проведена серия экспериментов с электродом диаметром 20 мм, межэлектродным расстоянием 200 мм и задержкой между импульсами в 10 с. Последовательно полученные

фотографии стримеров подверглись обработке: а именно матрицы изображений последующих импульсов вычитались из матрицы первой фотографии.

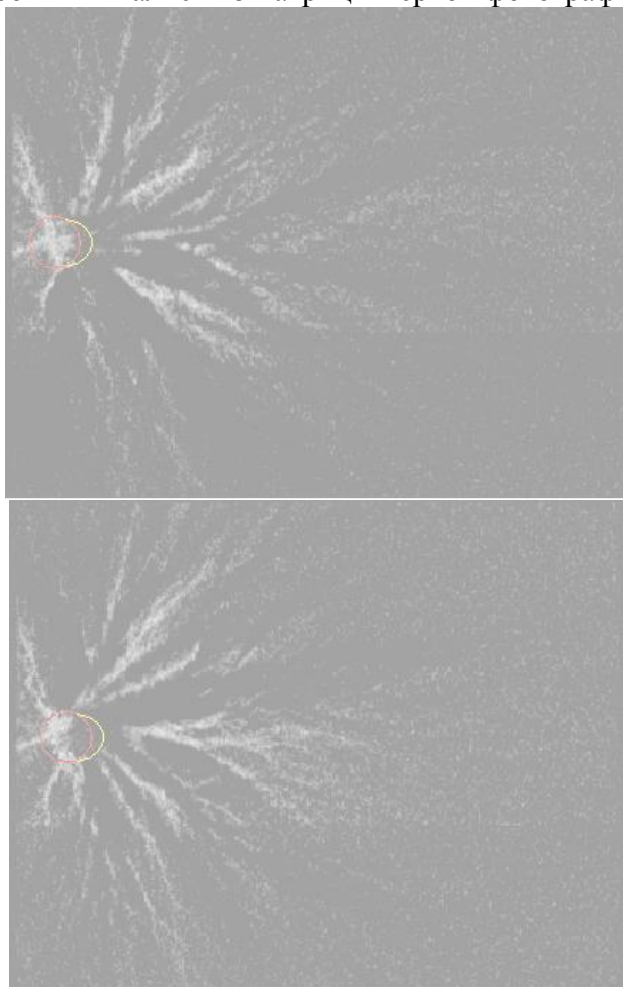


Рис. 2.122. Примеры результатов, полученные из вычитания двух последовательных кадров. Красным отмечен электрод (диаметр 20мм), желтым – примерная область наложения очагов стримеров на всех кадрах. Напряжение +85 кВ.

На рис. 2.122 представлены результаты подобной обработки. Каналы стримеров, которые совпадают для двух последовательных импульсов, накладываются друг на друга и их взаимное вычитание отображается черным цветом на кадре. Соответственно белым отображаются те каналы, которые не повторяются в последующих импульсах.

По результатам обработки около 20 кадров отмечается наличие приэлектродной области порядка 5мм, в которой практически на всех снимках присутствуют общие начальные каналы стримеров. В этом случае на вычетах нет стартовых участков в приэлектродных областях (см. рис.2.122).

В случае электрода меньшего диаметра (14мм) наблюдаются также и различные стартовые каналы (рис. 2.123):

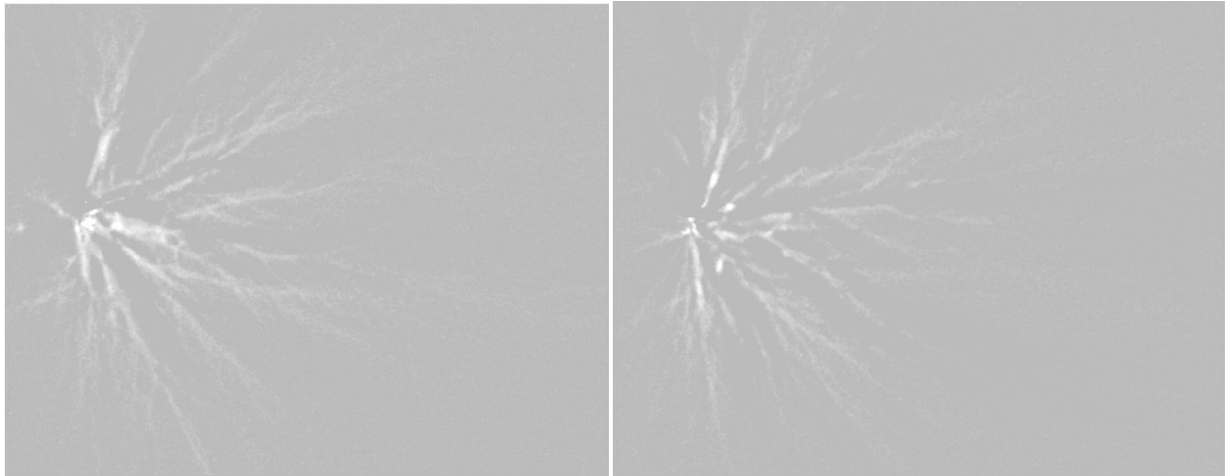


Рис. 2.123. Результаты вычитания кадров для электрода диаметром 14мм, межэлектродное расстояние 200мм. Напряжение +100 кВ.

Это, по-видимому, связано с тем, что поле вдоль поверхности электрода в этом случае распределено более равномерно, создавая, таким образом, равновероятные условия для зарождения стримеров почти в любой точке поверхности. На рис. 2.124 приведено в распределение электрического поля вдоль меридиана шаровых электродов диаметром 14 и 20 мм. Видно, что степень неоднородности поля вдоль поверхности электродов малого диаметра значительно ниже.

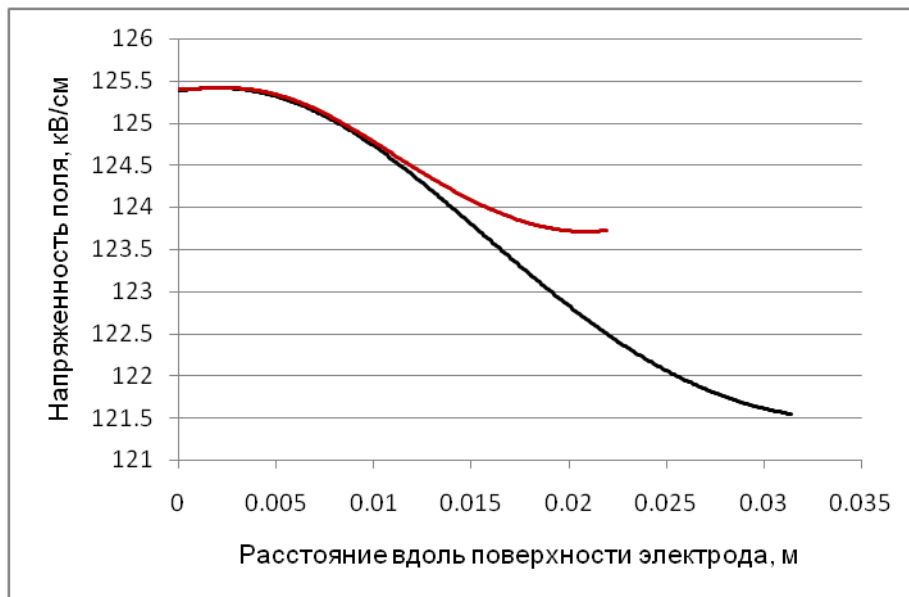


Рис. 2.124. Зависимость напряженности поля вдоль поверхности электрода (половина). Черной кривой соответствует шар диаметром 20мм, красной – 14 мм.

О том, как степень неоднородности влияет на число очагов стримерного процесса, можно судить по графику на рис. 2.125.

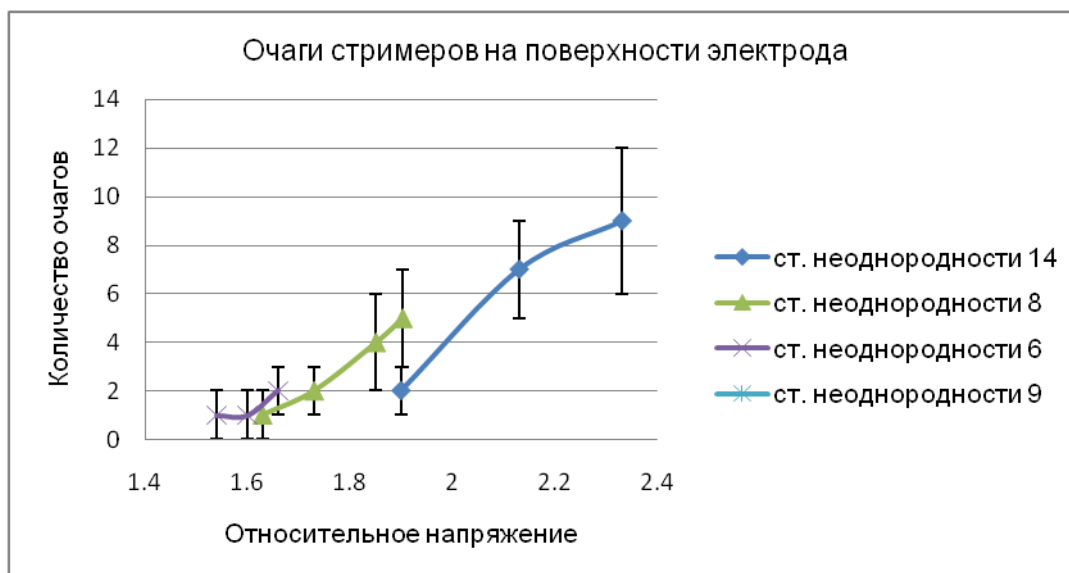


Рис. 2.125. Зависимость количества очагов стримеров на поверхности электрода от относительного напряжения (отношение амплитуды напряжения к напряжению, соответствующему полю в 24.5 кВ/см для данной системы электродов).

На вышеприведенном рис. прослеживаются две закономерности. Первая – это увеличение количества начальных очагов с ростом напряжения. Вторая – это рост числа очагов с ростом степени неоднородности поля. Причем эти закономерности оказывают взаимное влияние: в слабонеоднородных полях количество очагов растет медленно с ростом напряжения, но в случае полей сильной неоднородности этот рост значительный, порой, даже скачкообразный.

## **Стримерно-лидерный переход**

### **Феноменология лидера**

На основании общих теоретических представлений о стримерном процессе, приведенных в [5], можно утверждать, что газ в стримерном канале является холодным. Повышенную температуру имеют только электроны. В таких условиях плазма, рожденная волной ионизации в стримерной головке, в дальнейшем очень быстро рекомбинирует и распадается. В канале электроны гибнут вследствие рекомбинации (существует в любых газах) и прилипания, свойственного воздуху как электроотрицательному газу. Теряя проводимость и, как следствие, возможность подпитки током от внешнего источника стример, по истечении некоторого времени, должен остановиться. Продлить время жизни стримера иногда удается путем неуклонного подъема напряжения, но реальные возможности здесь, естественно, ограничены.

Единственное, чем можно предотвратить быстрый распад воздушной плазмы, это поднять температуру газа в канале до 5000-6000 К. В нагретом газе потери электронов за счет прилипания компенсируются резко ускоряющимися обратными реакциями отлипания, замедляется рекомбинация, вступает в действие новый механизм ионизации (ассоциативный), а поскольку при нагреве плотность газа уменьшается, усиливается и действие старого механизма ионизации (электронным ударом). В результате всего этого оказывается возможным самоподдерживающийся режим существования плазменного канала в относительно слабом поле.

Однако простым подъемом потенциала головки стримерного канала  $U$  достичь этого невозможно. При росте  $U$ , как показывает формула (4.12), справедливая в рамках

упрощенной модели идеально проводящего канала, пропорционально возрастают радиусы головки и канала:  $U \sim r_m$ . При этом плотность энерговыделения, пропорциональная  $(U/r_m)^2$ , которой определяется нагрев, практически не меняется. Чтобы температура во время роста канала существенно поднялась, нужно, чтобы существенно большая энергия сконцентрировалась в существенно более тонком плазменном столбе.

На фотографии с малой экспозицией (порядка  $10^{-7}$  с) лидер выглядит тонким каналом, несколько расширяющимся в направлении к основанию на электроде (рис. 2.126). Средний радиус канала длиной лабораторной искры, как правило, составляет десятые доли сантиметра. Начинается канал ярко светящейся головкой радиусом около 1 см, в которой он собственно и зарождается. Очень часто канал ветвится и головок может быть несколько. Перед головками размещается стримерная зона как расходящийся столб диффузного свечения. В случае положительного лидера, переносящего в промежуток положительный объемный заряд, стримеры стартуют из области лидерной головки и распространяются вглубь промежутка как катодонаправленные.

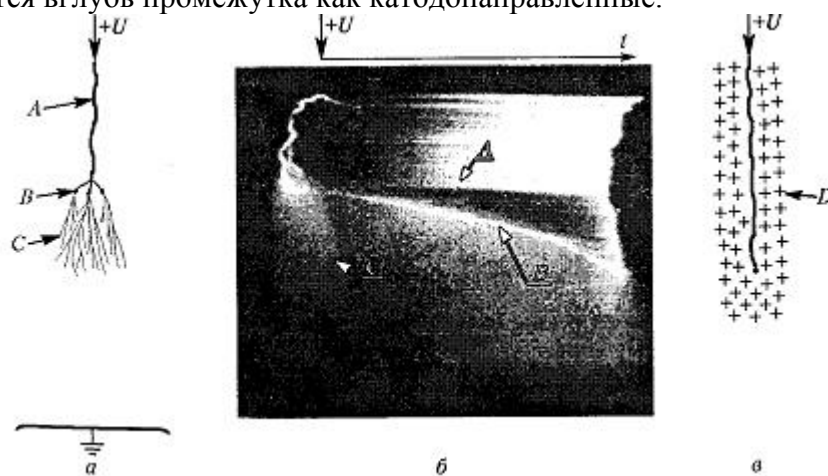


Рис. 2.126. Схематическое изображение (а), непрерывная развёртка (б) и чехол заряда (в) положительного лидера в воздухе (А – канал; В – головка; С – стримерная зона; D – чехол заряда)

По сложившимся представлениям совокупный ток многих стримеров в области головки концентрируется в тонкий канал, что и способствует нагреву последнего. Стримерная зона заполнена зарядами формирующихся и уже отмерших стримеров, в которых проводимость сохранилась лишь на протяжении короткого участка за головкой. По мере роста лидера все обновляющаяся стримерная зона вместе с лидерной головкой продвигается в глубину промежутка, а лидерный канал въезжает в пространство, заполненное объемным зарядом, внесенным в пространство на более ранней стадии развития стримерной зоны. Основная функция заряженного чехла – стабилизировать нагретый лидерный канал малого радиуса, предотвратить его ионизационное расширение.

Таким образом, возможность существовать длинной искры обусловлена действием двух главнейших факторов. Один из них: гашение очень сильного поля около тонкого горячего плазменного канала, которое обеспечивает каналу сохранение высокой температуры, предотвращая его ионизационное расширение. Этот процесс обусловлен наличием чехла объемного заряда вокруг канала – порождением стримерной зоны. Другой фактор – это стягивание токов многих стримеров в тонкий канал, благодаря чему и возможен нагрев канала до высокой температуры. Этот процесс называют стримерно-лидерным переходом. Считается, что он связан с развитием ионизационно-перегревной неустойчивости в лидерной головке.



Пусть по какой-то случайной причине в одном из стримерных каналов возросла температура газа. Вследствие теплового расширения в возмущенном канале понизилась плотность числа молекул  $N$ , возросли отношения  $E/N$  и резко зависящая от этой величины скорость ионизации. Плотность электронов и ток в данном стримере становятся еще выше. Вследствие усилившегося тепловыделения температура повысится еще сильнее и т.д. При этом в остальных стримерных каналах, составляющих рассматриваемый пучок, ток падает: продолжающаяся гибель электронов там не восполняется ионизацией. Последняя стала сильнее только в избранном, перегретом канале. Так постепенно весь ток собирается в одном из стримерных каналов, который разогревается за счет выделения джоулева тепла, и превращается в лидерный.

Подобного рода неустойчивость иногда можно наблюдать на эксперименте при подачи напряжения, приводящего к пробое с вероятностью в 0.5 или более. В этом случае среди множества стримеров возникает один с ярко светящимся стеблем и сильно изогнутой структурой (см. рис. 2.127).

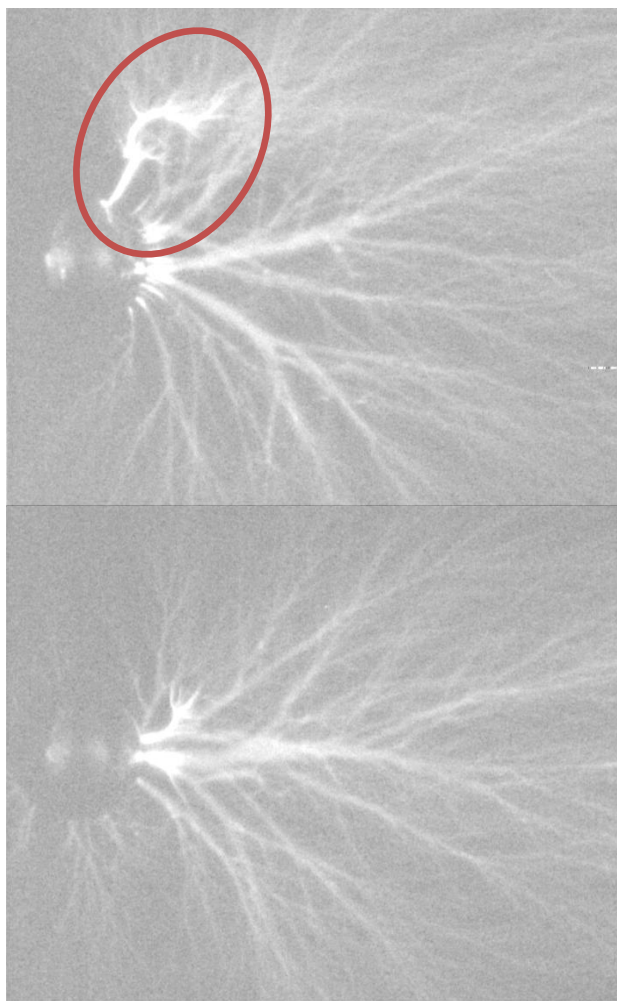


Рис. 2.127. Шар радиусом 45 мм расстояние 250 мм, напряжение 125 кВ, вероятность пробоя 60 %

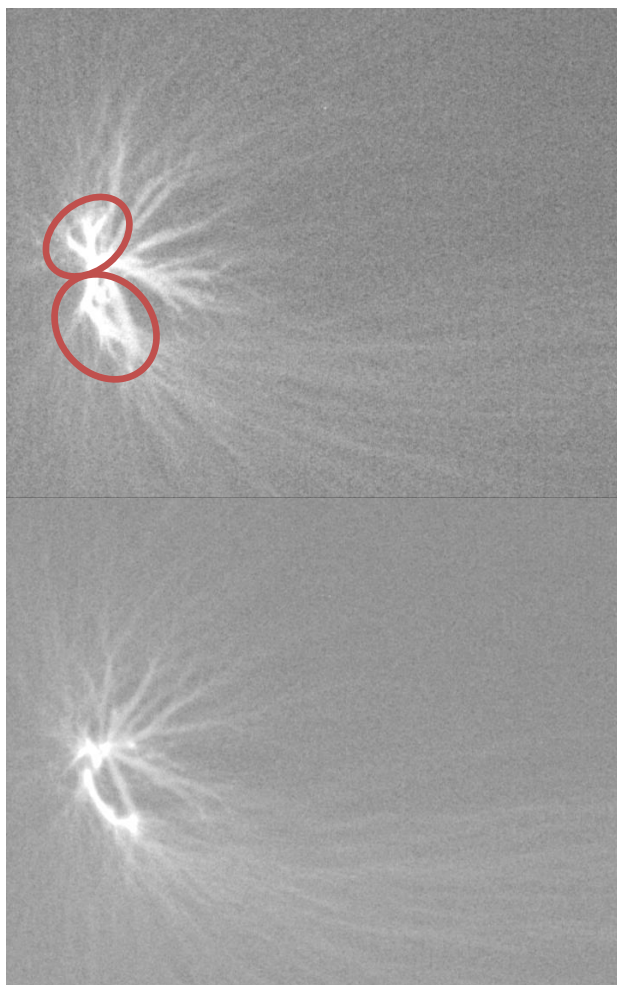


Рис. 2.128. Шар радиусом 2.5 мм расстояние 200 мм, напряжение 125 кВ, вероятность пробоя 60%

Столь сильная по яркости и протяженная в пространстве светимость стебля обусловлена, по всей видимости, локальным перегревом одного из стримеров. Кроме того, на некоторых фотографиях можно наблюдать подобие стримерной вспышки, которое обволакивает основную ветвь.

В [2] делается акцент на двухфазности процесса лидерного пробоя. Первая фаза продолжается от старта лидера до момента контакта его стримерной зоны с электродом противоположной полярности или с каналом встречного разряда. Способность лидера расти определяется полем в области лидерной головки и в стримерной зоне перед головкой. При неизменном напряжении поле в области головки понижается по мере удлинения лидера. Это в известной степени тормозит лидерный процесс и при определенных условиях он может прекратиться вовсе (это мы видим на фотографиях рис. 2.128). На этих кадрах начальная стадия лидерного процесса не переходит в сквозную. Однако при тех же условиях с вероятностью 50% некоторые импульсы напряжения завершаются сквозной стадией, приводящей к искровому пробую (см. фото рис. 2.129).



Рис. 2.129. Фотография сквозной фазы лидерного процесса от положительного сферического электрода. На начальном участке у шарового электрода толщина лидерного канала относительно тонкая, ток в канале судя по осциллограмме пробоя равен 400 А.

В сквозной фазе лидерного процесса стримеры контактируют с поверхностью противоположного электрода. Теперь ток проводимости насквозь пересекает промежуток, поэтому в русской литературе вторую фазу часто называют сквозной. Ток, который течет по каналу во второй фазе лидерного процесса может быть на несколько порядков больше, чем в первой (до  $10^3$  А). Одновременно с током увеличивается энергия, вкладываемая в канал разряда. В результате его температура и проводимость быстро повышаются, а потеря напряжения на канале уменьшается. Если не снижать напряжение на промежутке специально, лидер во второй фазе уже не может остановиться и обязательно перекрывает промежуток. Вот почему условие перехода к сквозной фазе при неснижающемся напряжении можно отождествить с условием искрового пробоя.

Контакт головки лидера с поверхностью противозэлектрода дает начало главной стадии искры.

### **Исследование особенностей стримерно-лидерного перехода в системе электродов «цилиндр над плоскостью»**

Как уже отмечалось, длинный промежуток пробивается, когда его перекрывает лидер, и напряжение на промежутке должно быть достаточным для этого. Возникновению лидера предшествует стримерная корона, однако старт лидера еще не означает, что он обязательно достигнет противоположного электрода. Процесс становится необратимым только после контакта стримерной зоны лидерного канала с противозэлектродом.

Оценивая изоляционные свойства длинных воздушных промежутков, часто приходится анализировать всю последовательность событий, приводящих к пробоям, что далеко не просто. Как правило, для инженерных задач недостаточно знать только напряжение, при котором вероятность пробоя равна 50% ( $U_{50\%}$ ). В зависимости от решаемой технической задачи приходится определять либо выдерживающее напряжение  $U_{\text{выд}}$ , соответствующее почти нулевой вероятности пробоя, либо, напротив, оценивать напряжение, гарантирующее пробой с почти 100%-ой вероятностью. Для этого по результатам испытаний приходится строить зависимость вероятности пробоя от амплитуды импульса напряжения. Это требует большого числа трудоемких опытов и на теорию здесь рассчитывать не приходится. Поэтому известные инженерные методы расчетов опираются на результаты экспериментов.

Приведем здесь результаты экспериментов с системами электродов цилиндр-плоскость (радиус цилиндра 30 мм, радиусы закругления 3, 5 и 25 мм, межэлектродные расстояния 100, 200 и 300 мм).

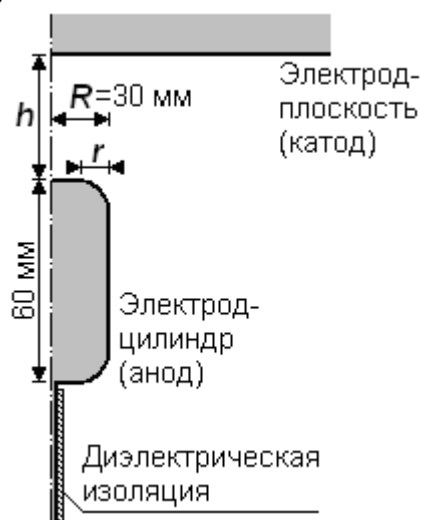


Рис. 2.130. Система электродов, исследуемая в работе; размеры электродов; принятые обозначения.

При каждом напряжении проводилась серия из 10 импульсов, по результатам испытаний этой серии делалась оценка вероятности одного из трех возможных исходов: нет стримерной активности или пробоя, есть стримерная активность без пробоя, есть пробой. Вероятность рассчитывалась как отношение количества исходов данного типа к количеству испытаний.

В исследованных электродных системах распределение напряженности поля по поверхности электрода сильно неоднородно: локальный максимум поля находится в области скруглений. В этой области возникновение стримеров наиболее вероятно, что действительно подтверждается результатами экспериментов. Ниже представлены результаты в виде таблиц (табл. 2.8-2.10) и соответствующих гистограмм (рисунки 2.131-2.133). Степень неоднородности  $\delta$  - отношение максимальной напряженности электрического поля  $E_{\max}$  к ее среднему значению:

$$\delta = \frac{E_{\max}}{U/l}$$

Здесь  $U$  – напряжение,  $l$  – длина силовой линии.

Цилиндр с радиусом закругления $r=25\text{мм}$		
Напряжение, кВ	Пробой, вероятность	Стримеры без пробоя, вероятность
Межэлектродное расстояние $h=100\text{мм}$ ; $\delta=4$		
110	0	0
115	0,2	0
120	0,4	0
125	0,4	0
130	0,4	0
135	1	0
Межэлектродное расстояние $h=200\text{мм}$ ; $\delta=6$		

130	0	0,1
135	0,3	0,1
140	0,35	0,2
145	0,4	0
150	0,8	0
160	0,9	0
165	1	0
Межэлектродное расстояние $h=300\text{мм}$ ; $\delta=9$		
150	0	0,1
160	0,1	0,9
170	0,3	0,7
175	0,6	0,4
180	0,9	0
190	1	0

Табл. 2.8. Результаты экспериментального исследования системы электродов цилиндр плоскость. Радиус закругления цилиндра  $r=25$  мм.

Ниже представлены гистограммы распределения вероятностей стримерной короны и пробоя (рис. 2.131). Для одного и того же цилиндрического электрода возможны электрические поля различной степени неоднородности: при малых  $h$  слабонеоднородное поле, а при больших  $h$  – сильнонеоднородное. Различаются физические механизмы предпробойных процессов, а соответственно, и гистограммы в слабонеоднородном поле (при малых  $h$ ) и в сильнонеоднородном поле (при больших  $h$ ). В слабонеоднородном поле стримерные процессы сразу приводят к искровому пробоя, без искрового пробоя в большинстве экспериментов не удалось зарегистрировать стримеров (см. рис. 2.131, слева вверху): при некотором пороговом напряжении возникает вероятность искрового пробоя, которая растет с напряжением.

При сильнонеоднородном поле (см. рис. 2.131, внизу) после определенного напряжения (т.н. порога возникновения стримеров) сначала возникают условия для появления стримерной короны без искрового пробоя, а вероятность искрового пробоя равна нулю. Затем по мере повышения напряжения длина ветвей стримерной короны растет, а с определенного напряжения возникает третий вариант исхода – искровой пробой, это напряжение и есть напряжение искрового пробоя но с малой вероятностью. При дальнейшем повышении напряжения мы переходим в режим, при котором каждому значению напряжения соответствует определенная вероятность искрового пробоя. С ростом подаваемого импульсного напряжения вероятность пробоя растет и при некотором значении достигает единицы. Это значит, что все импульсы заканчиваются искровым пробоем.

Таким образом, важное отличие слабонеоднородного поля от сильнонеоднородного в том, что в слабонеоднородном поле вероятность возникновения стримерной короны без пробоя практически равна нулю: т.е. возникновение стримера обязательно приводит к пробоя. Как следствие, напряжение пробоя равно напряжению возникновения стримера, и его можно рассчитывать, исходя из критерия возникновения стримера. В сильнонеоднородном поле возникает определенный интервал между напряжением возникновения стримера и напряжением пробоя, который может быть весьма значительным.

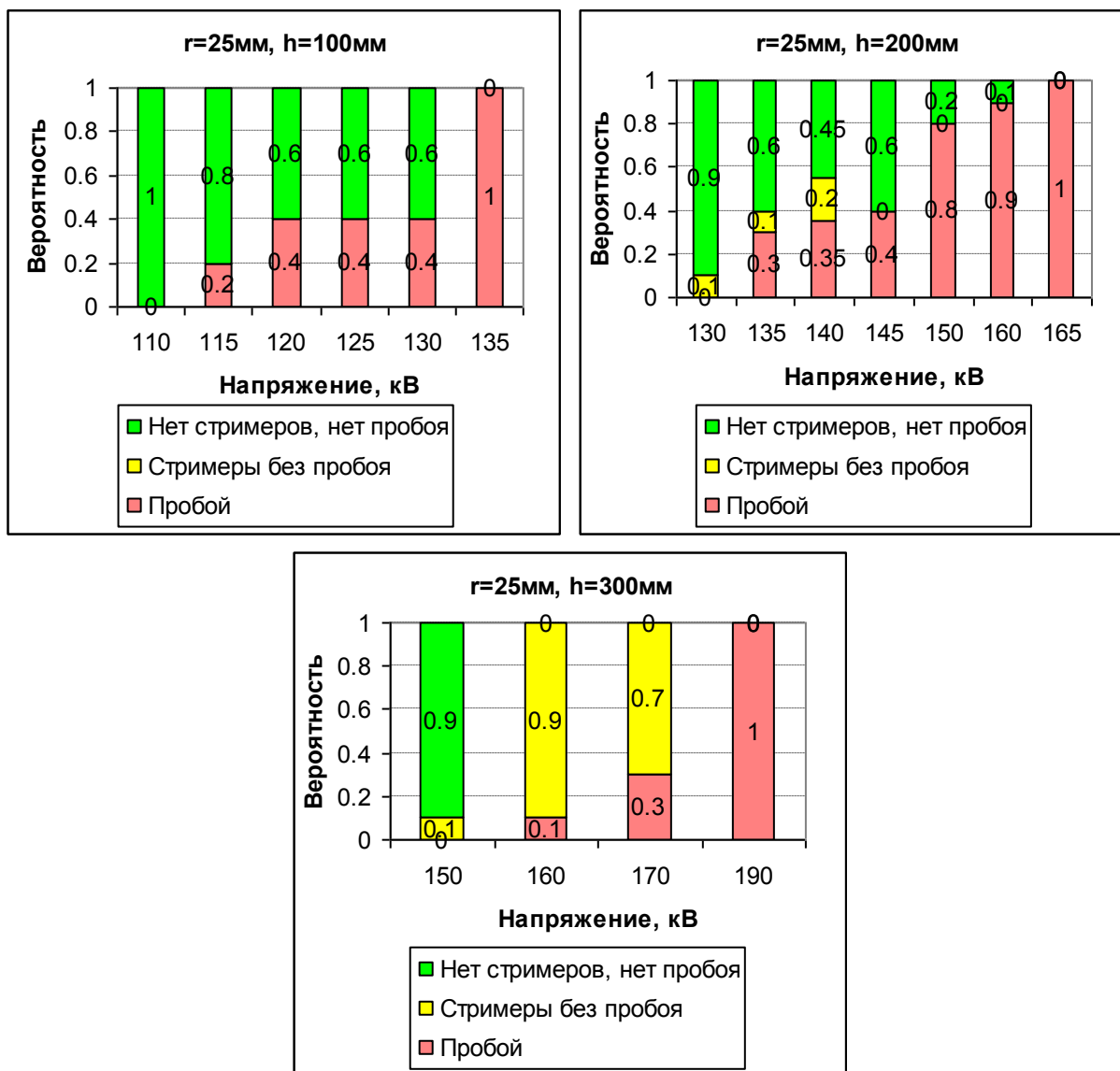


Рис. 2.131. Рассчитанные по эксперименту значения вероятностей разных исходов эксперимента для цилиндра с радиусом кривизны  $r=25$  мм.

На рис. 2.131-2.133 и в таблицах приведены результаты обработки серии экспериментов по изучению зависимостей вероятности возникновения стримерной короны и искрового пробоя при воздействии грозвым импульсом на различные системы электродов и различные межэлектродные промежутки, конкретные значения указаны на рисунках. Ниже представлены аналогичные результаты для цилиндра радиусом закругления 5мм (табл. 2.9, рис. 2.132). С ростом степени неоднородности (расстояние  $h=200$  и  $300$ мм) стримеры без пробоя появляются все в большем диапазоне напряжений.

Цилиндр с радиусом закругления $r=5$ мм		
Напряжение, кВ	Пробой, вероятность	Стримеры без пробоя, вероятность
Межэлектродное расстояние $h=100$ мм; $\delta=6$		
90	0	0
100	0.42	0

110	0.875	0
Межэлектродное расстояние $h=200\text{мм}$ ; $\delta=10$		
120	0	0
125	0.2	0.2
130	0.2	0.1
135	0.4	0.1
140	1	0
Межэлектродное расстояние $h=300\text{мм}$ ; $\delta=13$		
140	0	0.1
150	0	0.5
160	0	0.6
170	0.1	0.7
175	0.5	0.5
180	1	0

Табл. 2.9. Результаты экспериментального исследования системы электродов цилиндр плоскость. Радиус закругления цилиндра  $r=5\text{ мм}$ .

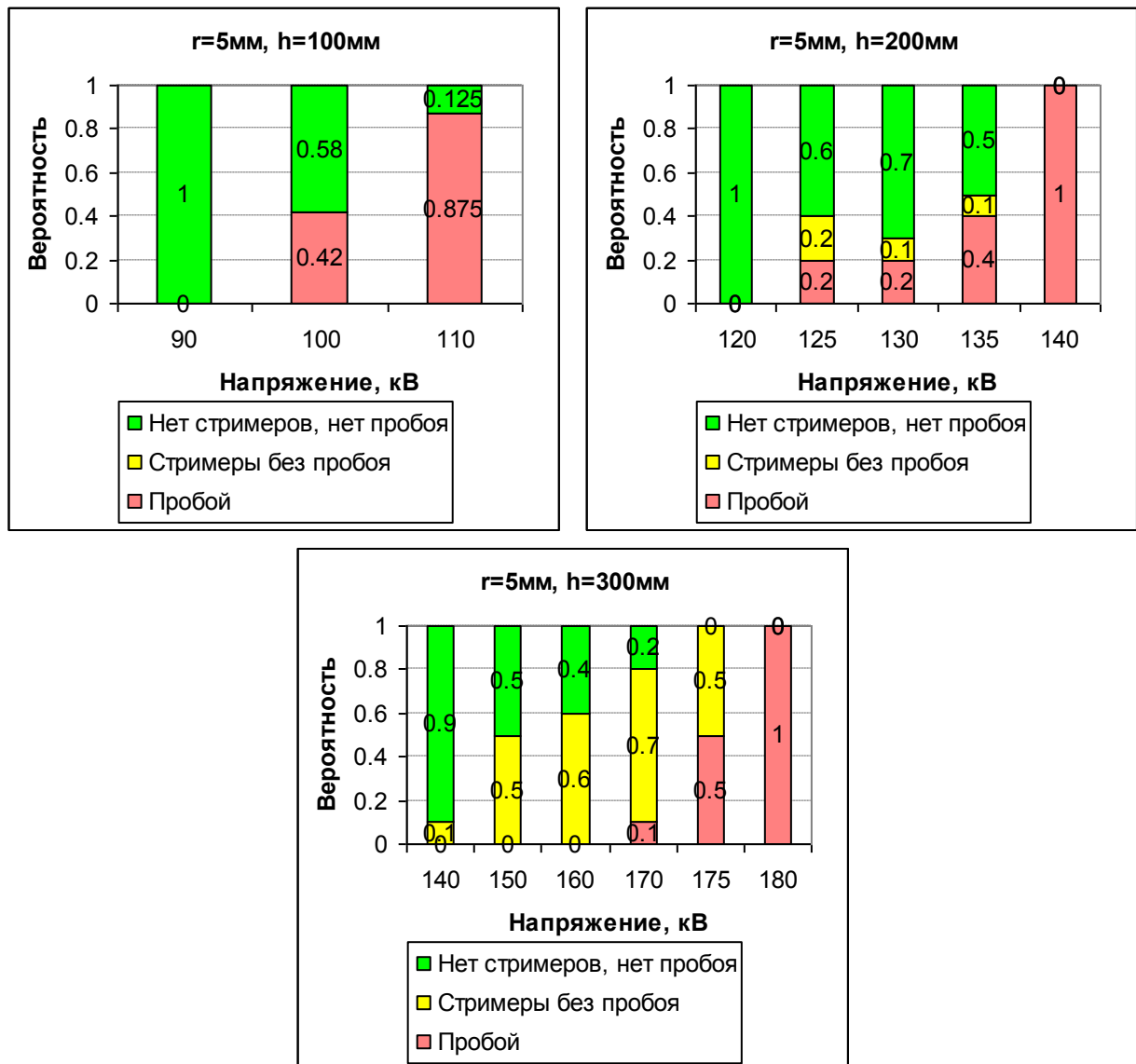


Рис. 2.132. Рассчитанные по эксперименту значения вероятностей разных исходов эксперимента для цилиндра с радиусом кривизны  $r=5$  мм.

Далее представлены результаты для цилиндра с радиусом закругления 3мм (табл. 2.10, рис. 2.133).

Цилиндр с радиусом закругления $r=3$ мм		
Напряжение, кВ	Пробой, вероятность	Стримеры без пробоя, вероятность
Межэлектродное расстояние $h=100$ мм; $\delta=7$		
80	0	0
90	0.1	0
100	0.1	0
110	0.4	0
120	0.9	0
Межэлектродное расстояние $h=200$ мм; $\delta=11$		
110	0	0
120	0.1	0.4
130	0.375	0
140	0.5	0
Межэлектродное расстояние $h=300$ мм; $\delta=15$		
145	0	0.8
150	0	1
160	0	1
170	0.1	0.7
175	0.2	0.6
182	0.2	0.7
190	0.3	0.6
195	1	0

Табл. 2.10. Результаты экспериментального исследования системы электродов цилиндр плоскость. Радиус закругления цилиндра  $r=3$  мм.



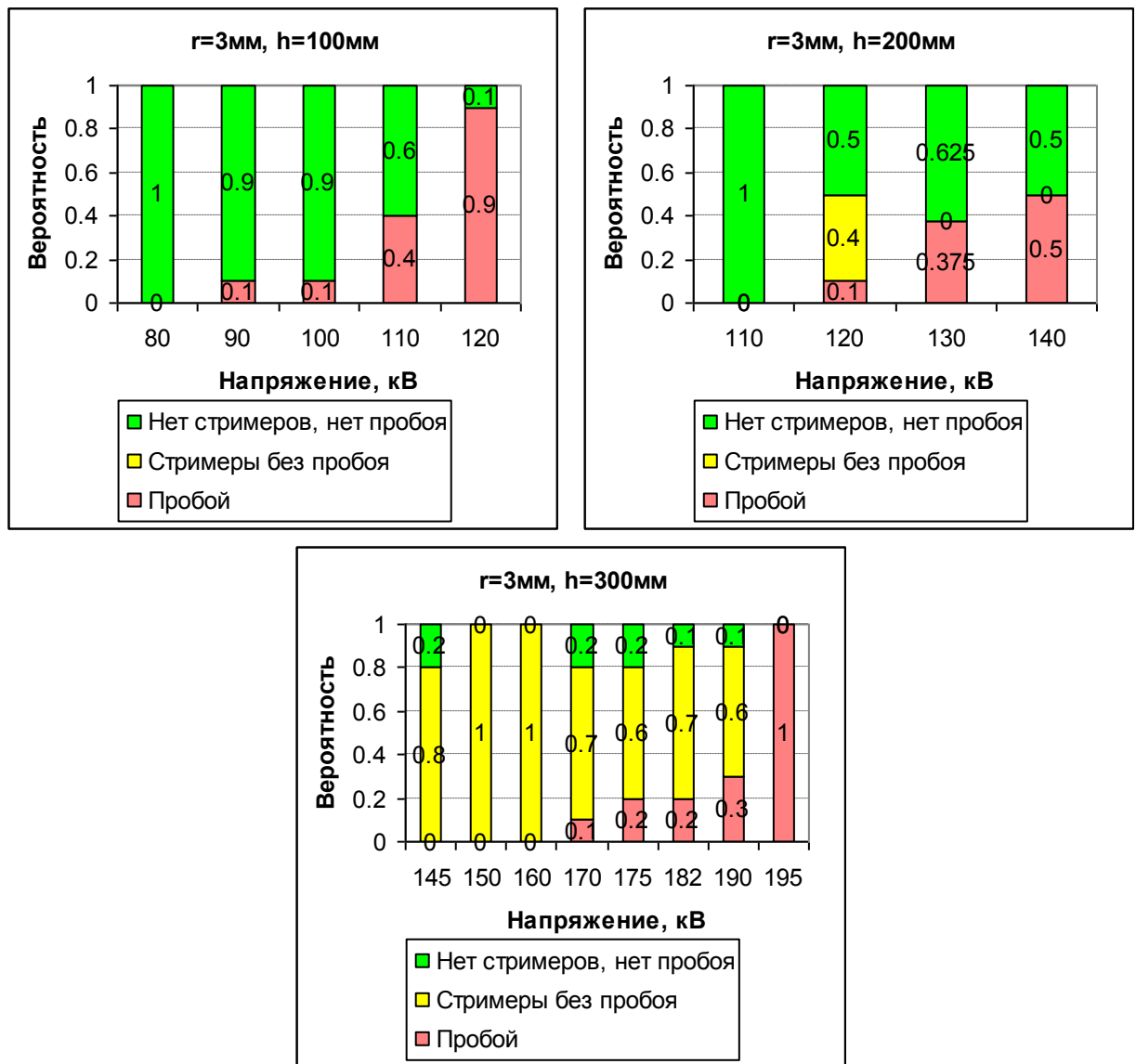


Рис. 2.133. Рассчитанные по эксперименту значения вероятностей разных исходов эксперимента для цилиндра с радиусом кривизны  $r=3$  мм.

### Определение средних и минимальных пробойных напряжений

На опыте мы измеряем участок интегральной функции распределения вероятности пробоя  $F(U)$ . Часто предполагается, что вероятность пробоя распределена по нормальному закону, т.е.:

$$F(U) = \frac{1}{s\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^U \exp\left[-\frac{(U' - U_{50\%})^2}{2s^2}\right] dU' \quad (2.69)$$

Приближая экспериментально полученные функции распределения к формуле (2.69) по методу наименьших квадратов, можно определить напряжение, при котором вероятность пробоя составляет 50%  $U_{50\%}$ , а также дисперсию  $s$ . Результаты аппроксимации представлены на рис. 2.134. Действительно, зависимости вероятности пробоя от напряжения напоминают кривую нормального распределения.

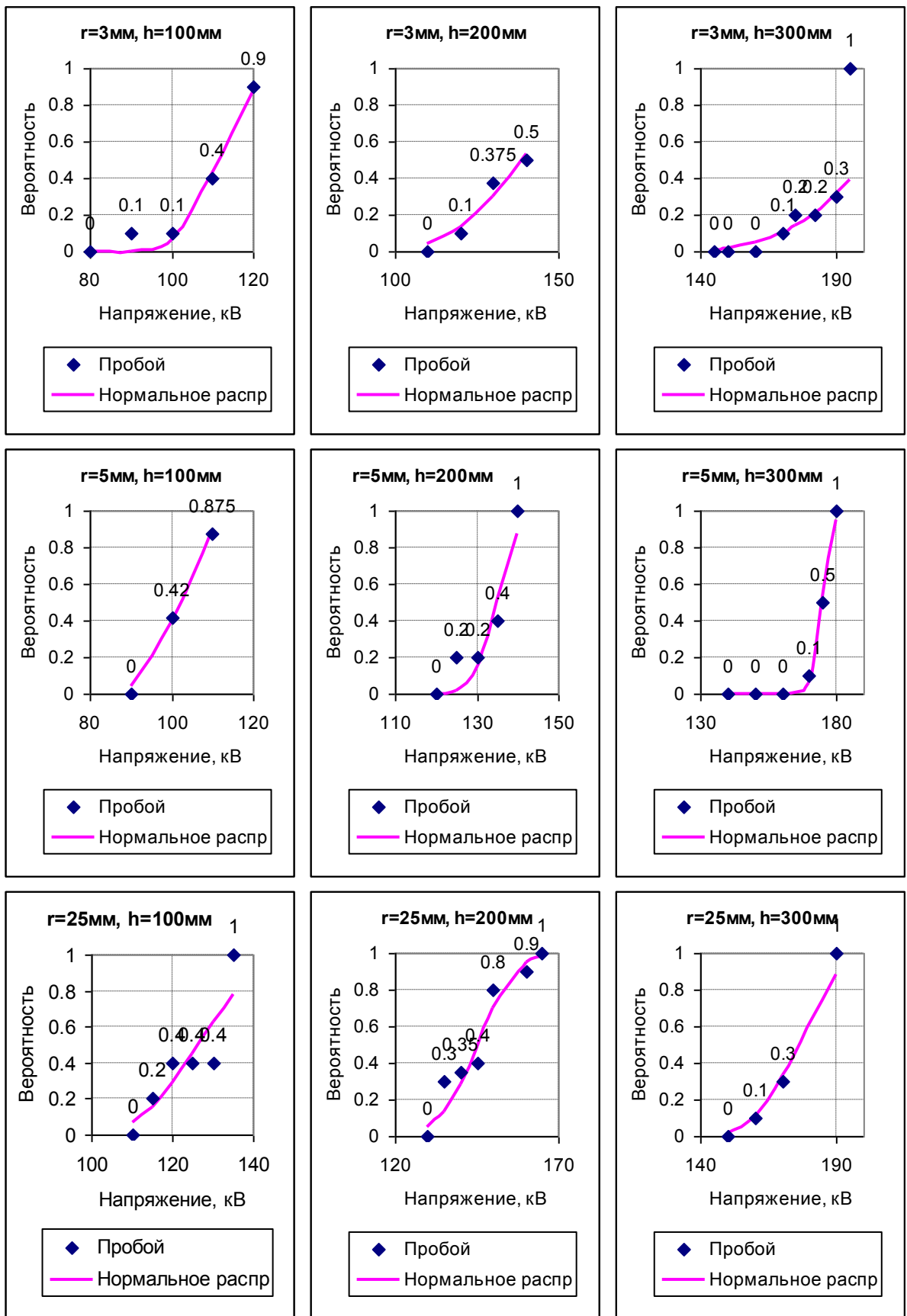


Рис. 2.134. Интегральные функции распределения вероятности пробоя и аппроксимация нормальным законом.

Рассчитанные по методу наименьших квадратов значения среднего пробойного напряжения  $U_{50\%}$  и дисперсии  $s$  представлены на графике (рис. 2.135). Также на графике представлено «наименьшее пробойное напряжение»  $U_{\min}$ , то есть минимальное напряжение, при котором пробой был зафиксирован на опыте хотя бы один раз. Интерес к этому значению связан с тем, что разработанная численная модель распространения стримера [19] предсказывает не наиболее вероятный ход развития искрового пробоя, а напряжение, при котором единичная стримерная ветвь достигает поверхности противоиэлектрода. Соответственно, при сравнении результатов расчета с экспериментом мы используем именно значение  $U_{\min}$ .

Таким образом, опыт показывает отличие распределения вероятностей искрового пробоя от нормального распределения – ведь если бы распределение вероятностей пробоя было нормальным, существовала бы вероятность пробоя при любом значении напряжения. Очевидно, это не так – не все процессы, определяющие пробой случайны, и должна существовать некоторая грань, ниже которой даже при наихудшем стечении обстоятельств пробой невозможен. Таким образом, мы предполагаем, что функция распределения вероятности пробоя может быть лишь приближена нормальным распределением на центральном участке. Полного соответствия распределения нормальному не предполагается..

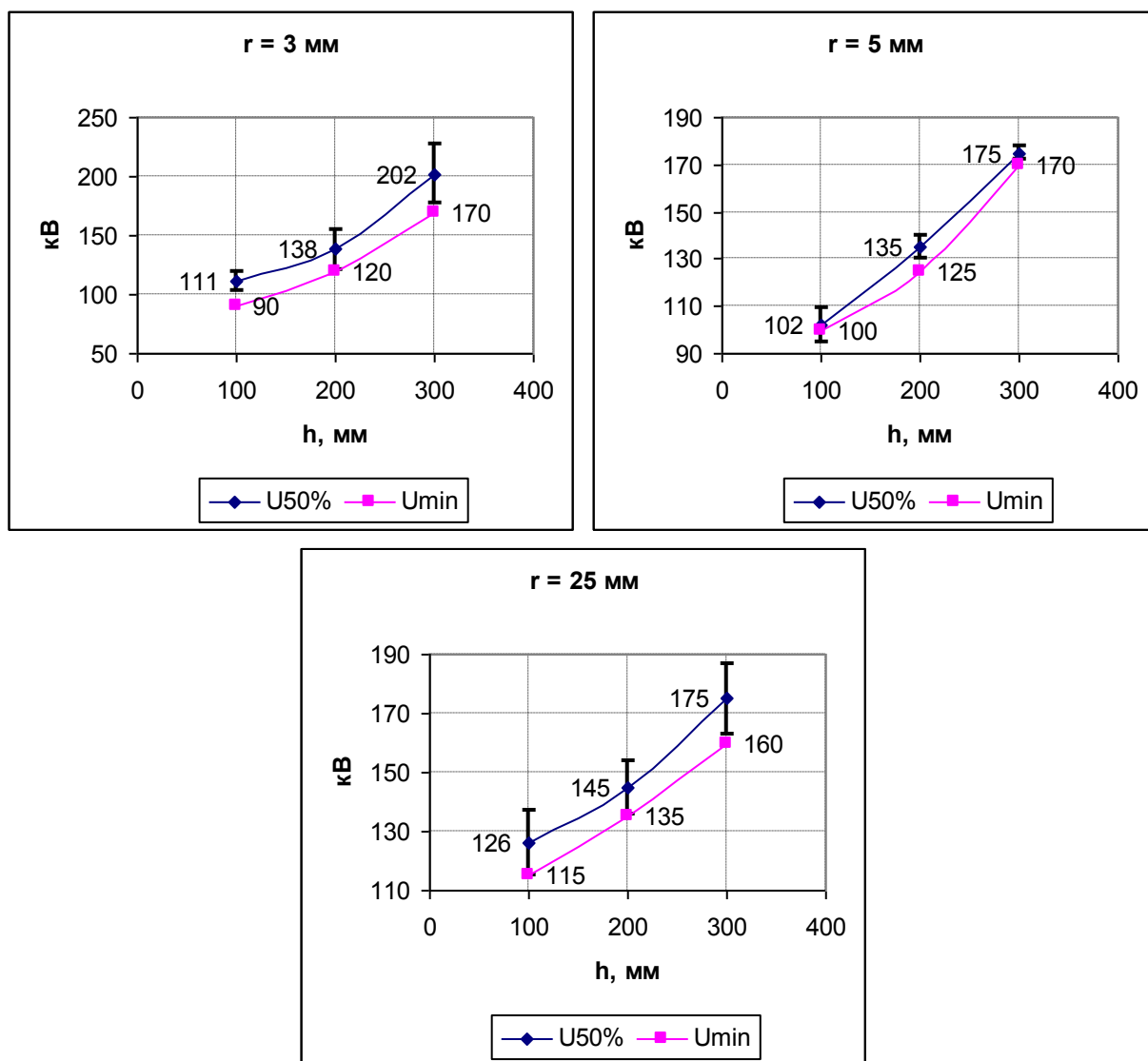


Рис. 2.135. Результаты обработки экспериментальных данных. Среднее (наиболее вероятное) пробойное напряжение  $U_{50\%}$ ; в качестве погрешности показано стандартное отклонение  $s$  (дисперсия); минимальное пробойное напряжение  $U_{\min}$ .

### Вольт-секундная характеристика.

Зависимость максимального напряжения импульса от времени разряда называется вольт-секундной характеристикой промежутка.

Для экспериментального определения вольт-секундной характеристики на исследуемый промежуток подаются импульсы стандартной формы. Измеряется зависимость амплитуды импульса от времени задержки пробоя (т.е. от интервала времени между началом импульса и пробоем).

При каждом значении максимального напряжения импульса производится серия опытов. В силу статистического разброса времени разряда вольт-секундная характеристика получается в виде области точек (рис. 5.136), для которой указываются средняя кривая и границы разброса времени разряда.

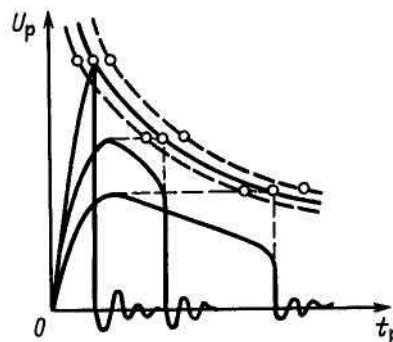


Рис. 5.136. Построение вольт-секундной характеристики по опытным данным (грозовые импульсы).

Поскольку начало и скорость развития ионизационных процессов зависят от значения напряжения, то вольт-секундные характеристики зависят от формы импульса. На рис. 5.137 показаны примерные формы вольт-секундных характеристик при импульсах, имеющих разную крутизну нарастания напряжения (длительность фронта) и различную скорость спада напряжения после максимума. Большим значениям напряжения на фронте или на хвосте импульсов соответствуют меньшие времена разряда на вольт-секундных характеристиках.

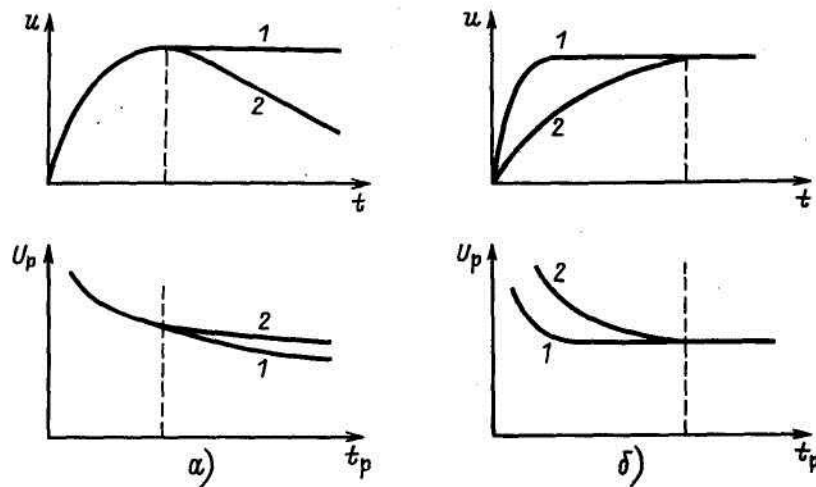


Рис. 5.137. Примерная форма вольт-секундных характеристик при разных длительностях импульса (а) и длительностях фронта импульса (б)

Вид вольт-секундной характеристики зависит от степени неоднородности электрического поля в промежутке. Для промежутков с однородным или слабонеоднородным полем вольт-секундная характеристика практически параллельна оси абсцисс (рис. 5.137, кривая 1). Разрядные напряжения только при временах разряда порядка 1 мкс и меньше увеличиваются вследствие малой вероятности появления эффективного электрона при столь коротких воздействиях напряжения. В этой части характеристики наблюдается заметный разброс разрядных напряжений. Отмеченные свойства вольт-секундной характеристики позволяют использовать промежуток между шаровыми электродами, создающий практически однородное поле, если расстояние между электродами меньше их радиуса, в качестве универсального прибора для измерения максимальных значений напряжения.

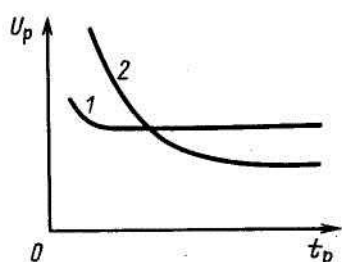


Рис. 2.138. Вид вольт-секундных характеристик для промежутков с однородным (1) и резко неоднородным (2) электрическими полями (грозовые импульсы)

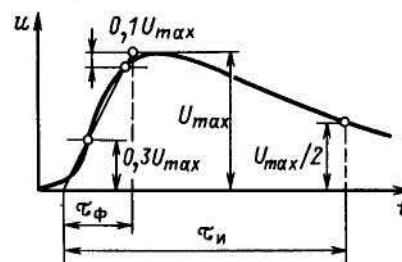


Рис. 2.139. Определение параметров грозового импульса

Вольт-секундные характеристики промежутков с резко неоднородным полем (рис. 2.138, кривая 2) имеют достаточно большую кривизну, поскольку в таких промежутках время формирования очень сильно зависит от значения приложенного напряжения. Для таких промежутков характерны большие импульсные разрядные напряжения  $U_p$ , чем при переменном напряжении с частотой 50 Гц  $U_{\sim}$ .

Отношение  $K_{имп} = U_p / U_{\sim}$  называется коэффициентом импульса и обычно относится к определенному времени разряда.

Промежутки с однородным и слабонеоднородным полями имеют  $K_{имп} = 1$  практически во всем диапазоне времен разряда.

В целях унификации испытаний и возможности сопоставления их результатов в электроэнергетике установлен стандартный грозовой импульс, имитирующий форму перенапряжений, возникающих в электроустановках при ударе в них молнии. Определение параметров импульса – длительности фронта  $\tau_{\phi}$  и длительности импульса  $\tau_{и}$  – показано на рис. 2.139. Стандартный грозовой импульс имеет  $\tau_{\phi} = 1.2 \pm 0.36$  мкс и  $\tau_{и} = 50 \pm 10$  мкс. Кратко он обозначается «1,2/50 мкс» со знаком плюс или минус в зависимости от полярности. На рис. 2.140 приведены для примера вольт-секундные характеристики промежутков стержень — стержень при грозовых импульсах.

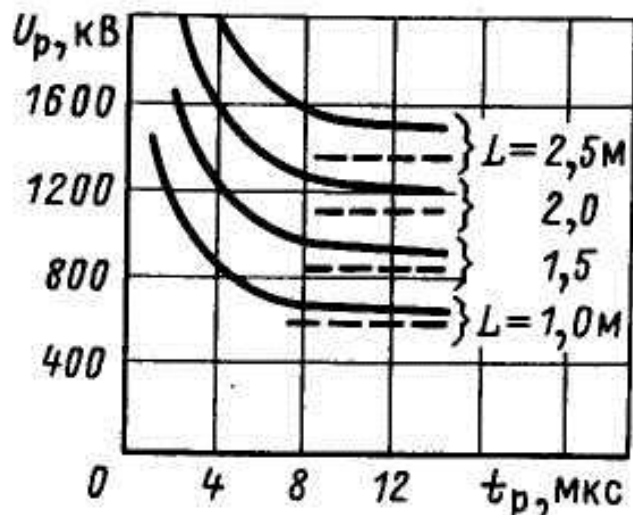


Рис. 2.140. Вольт-секундные характеристики воздушных промежутков стержень—стержень при стандартных грозовых импульсах. Пунктир — разрядные напряжения при частоте 50 Гц.

При уменьшении напряжения импульса по сравнению с приведенными на рис. 2.140 время разряда возрастает. Из-за статистического разброса значений  $t_{\phi}$  и  $t_c$  не во всех опытах разряд успевает завершиться. Чем ниже напряжение импульса, тем меньше вероятность возникновения разряда в промежутке. Характерным является 50%-ное разрядное напряжение  $U_{50\%}$ , т. е. то напряжение импульса, при котором разряд в промежутке возникает в 50% опытов. Импульсные 50%-ные напряжения промежутков стержень — плоскость и стержень — стержень приведены на рис. 4. 23.

Распределение разрядных напряжений соответствует нормальному закону. В качестве минимального разрядного напряжения часто принимается

$$U_{p,\min} = U_{50\%} - 3\sigma$$

Здесь  $\sigma$  — среднеквадратическое отклонение от  $U_{50\%}$ . Вероятность того, что разрядное напряжение может оказаться меньше  $U_{p,\min}$  составляет 0,135%.

Чтобы охарактеризовать промежуток с неоднородным полем, во многих случаях бывает достаточно привести 50%-ное разрядное напряжение и разрядное напряжение при времени разряда 2—3 мкс.

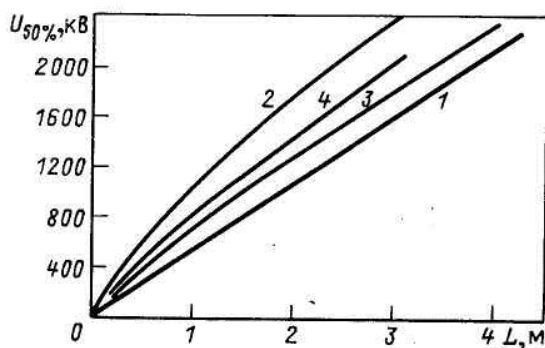
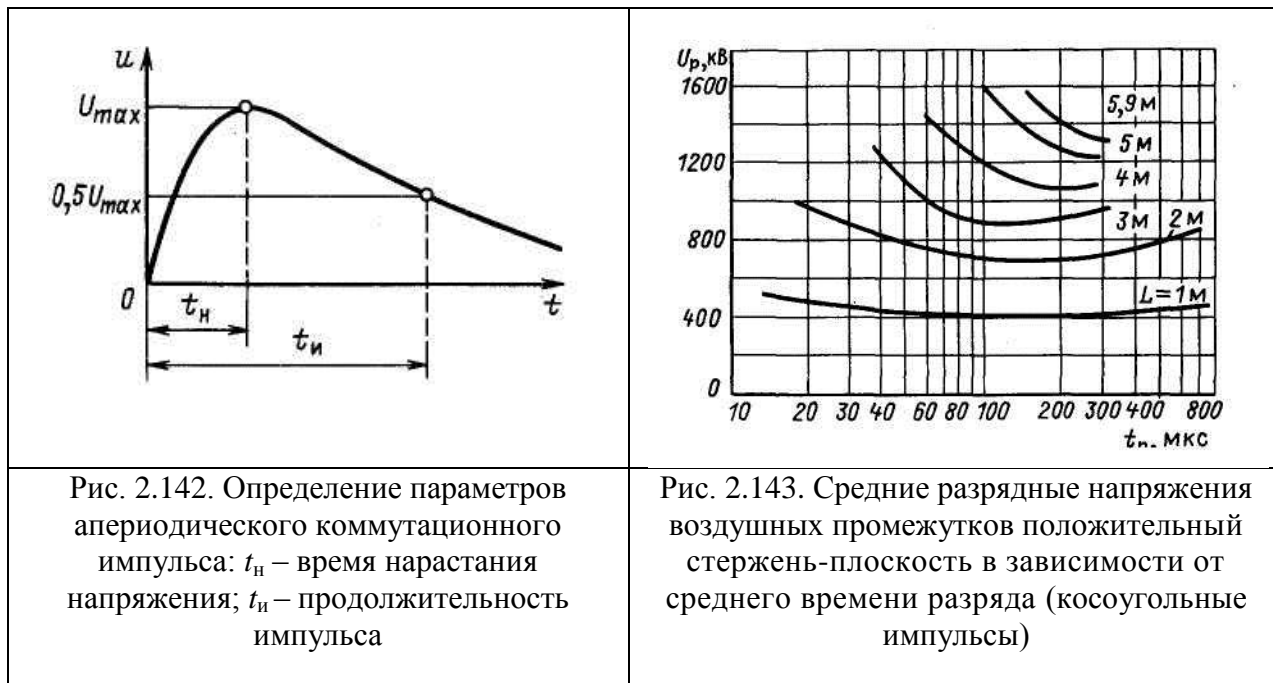


Рис. 2.141. Разрядные 50%-ные напряжения воздушных промежутков при стандартных грозовых импульсах: 1 - положительный стержень-плоскость; 2— отрицательный стержень-плоскость; 3 — стержень-стержень при положительной полярности

незаземленного стержня; 4 – стержень-стержень при отрицательной полярности незаземленного стержня.

Помимо грозových импульсов в электроэнергетике используются импульсы, имитирующие коммутационные перенапряжения. Определение параметров аperiodического коммутационного импульса показано на рис. 2.142.



При коммутационных импульсах разряд происходит на фронте импульса. Вольт-секундные характеристики, полученные при разной крутизне импульса положительной полярности, имеют минимум (рис. 2.143). Происхождение его пока не получило достаточно аргументированного объяснения. По-видимому, на значения разрядных напряжений оказывает влияние пространственный положительный заряд, образующийся вблизи стержня вследствие вспышек стримерной короны. Этот пространственный заряд играет двоякую роль: с одной стороны, усиливает электрическое поле во внешней части промежутка, обращенной в сторону плоскости, и тем самым облегчает развитие стримера, а с другой стороны, затрудняет его вследствие уменьшения напряженности поля вблизи стержня.

Первое характерно для левой от минимума ветви вольт-секундной характеристики: пространственный заряд располагается компактно вблизи электрода в области стримерной короны. По мере снижения крутизны импульса увеличивается число вспышек до образования лидера, значение заряда растет, поле во внешней части промежутка усиливается и разрядные напряжения уменьшаются. При дальнейшем снижении крутизны импульса (правая ветвь вольт-секундной характеристики) пространственный заряд занимает все большую область, что приводит к некоторому уменьшению неоднородности поля во внешней части промежутка и усилению запирающего действия заряда. Канал разряда начинает обходить зону пространственного заряда, что наблюдается визуально. Поскольку при этом фактическая длина канала разряда нерегулярна и становится заметно больше расстояния между электродами, то это приводит к некоторому повышению разрядных напряжений и увеличению их разброса.

## **Выводы**

Разрядные процессы в сильнонеоднородных электрических полях имеют особенности. За время воздействия импульса напряжения стационарный коронный разряд сформироваться не может, поэтому пользоваться представлениями о стационарной короне при анализе результатов эксперимента нельзя. Коронный разряд при импульсном воздействии обычно реализуется в стримерной форме, т.к. стример – гораздо более быстрый процесс. Искровой пробой может произойти в результате замыкания стримером межэлектродного промежутка.

Основной этап разрядного процесса, которому стоит уделить внимание, это стример. Расчет лавины не дает практически интересных результатов, поскольку этот этап оканчивается очень быстро – длина лавинного участка в сильнонеоднородных полях не превосходит десятка миллиметров. Расчет лавинных процессов позволяет определить лишь пороговое напряжение возникновения стримеров.

Эксперимент выявил в ряде случаев большой (до 2-х раз и более) разрыв между напряжением возникновения стримеров и напряжением искрового пробоя. Оценить напряжение искрового пробоя в этом случае позволит только расчет максимальной длины распространения стримеров.

Эксперимент показал также, что характеристики стримеров при положительной и отрицательной полярности существенно различны. Отрицательные стримеры значительно короче, существенно меньше ветвятся. Напряжение искрового пробоя при отрицательной полярности также существенно выше (до 1,5 раз), чем при положительной полярности. Это означает, что физические механизмы стримерной формы разряда в неоднородных полях для отрицательной и положительной полярностей различны, поэтому и расчетные модели должны различаться.

## **Литература**

13. Peek F. W., Dielectric phenomena in high-voltage engineering. // McGRAW-HILL book company. London. 1929.
14. Э.М., Райзер Ю.П. Искровой разряд М. Изд-во МФТИ. 1997. 320 С.
15. Хаушильд В., Мош В., Статистика для электротехников в приложении к технике высокого напряжения // Перевод с нем. Ярмаркина М. К., Л., Энергоатомиздат, 1989.
16. Верецагин И. П., Коронный разряд в аппаратах электронно-ионной технологии // М., Энергоатомиздат, 1989.
17. Афанасьев С. Б., Лавренюк Д. С., Петрушенко И. Н., Стишков Ю. К., Некоторые особенности коронного разряда в воздухе // Журнал технической физики, 2008, том 78, вып.7.
18. Субботский А. С., Ковалев А. Н., Стишков Ю. К. Регистрация и компьютерная обработка предпробойных стримеров при воздействии грозвым импульсом Сборник трудов IX Международной научной конференции "Современные проблемы электрофизики и электрогидродинамики жидкостей", Санкт-Петербург, 2009
19. Самусенко А. В., Стишков Ю. К., Модель развития предразрядного стримера в воздухе на основе уравнений длинной линии // Сборник докладов IX международной научной конференции «Современные проблемы электрофизики и электрогидродинамики жидкостей», 2009.
20. Базелян Э.М., Райзер Ю.П. Физика молнии и молниезащиты. М.: Физматлит. 2001
21. S.Nijdam, J.S.Moerman, T.M.P.Briels, E.M.van Veldhuizen and U.Ebert Stereophotography of streamers in air // Applied Physics Letters, №92. 2008. Paper ID: 101502.



22. Райзер Ю.П. Физика газового разряда.- М.: Наука. 1992.
23. Верещагин И.П. Коронный разряд в аппаратах электронно-ионной технологии. М.: Энергоатомиздат. 1985.
24. Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Физика импульсного пробоя газов. М. Наука. 1991.
25. Сканави Г.И. Физика диэлектриков (область сильных полей). М.: Физматлит. 1958.

## Глава 5. Компьютерное моделирование стримеров.

### Система уравнений

#### Упрощенное описание ионизирующего излучения

Для прорастания стримера существенно наличие ионизирующего излучения из его головки. Электроны, находящиеся в области высокого поля на границе головки стримера, возбуждают высокоэнергичные состояния молекул, уровень энергии которых близок к потенциалу ионизации. Молекулы возвращаются затем в основное состояние, при этом возможно излучение фотона с энергией, близкой к потенциалу ионизации.

Если рассматривать смесь газов или один газ, в котором присутствуют примеси (что почти неизбежно), в системе присутствуют молекулы с разным потенциалом ионизации. Например, пусть есть молекулы 1 и 2 с потенциалами ионизации  $u_1$  и  $u_2$ ,  $u_1 > u_2$ . У молекулы 1 есть состояние  $w$  с энергией перехода  $u_1 > w > u_2$  (наличие такого состояния почти неизбежно, поскольку спектр сгущается при приближении к потенциалу ионизации  $u$ ). Тогда после возбуждения состояния  $w$  может излучиться квант света с энергией  $w$ , который может ионизовать молекулу 2.

Встает вопрос о том, как учесть ионизирующее излучение в системе уравнений двумерной модели.

Будем рассматривать стримеры, движущиеся со скоростью много меньше скорости света. Таким образом, в наших задачах можно считать, что распространяющееся со скоростью света ионизирующее излучение распространяется по области интереса мгновенно, и в такой ситуации можно рассчитывать стационарное (установившееся) распределение концентрации фотонов при текущих источниках.

Для расчета установившейся концентрации фотонов можно использовать интегральную формулу:

$$n_{ph}(\vec{r}') = \frac{1}{4\pi c} \int_V d\vec{r} \frac{q(\vec{r}) \exp[-l|\vec{r}' - \vec{r}|]}{|\vec{r}' - \vec{r}|^2} \quad (2.70)$$

Здесь  $q(r)$  – функция-источник фотонов с размерностью  $\text{м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ ,  $l$  – коэффициент поглощения в  $\text{м}^{-1}$ ,  $c$  – скорость света в  $\text{м}/\text{с}$ ,  $n_{ph}$  – концентрация фотонов в  $\text{м}^{-3}$ . Соотношение (2.70) неудобно для расчета, поскольку требует значительных ресурсов. Рассмотрим теперь дифференциальное уравнение (диффузии с источником):

$$-\Delta n_{ph}(\vec{r}) = -l^2 n_{ph}(\vec{r}) + \frac{A}{c} q(\vec{r}) \quad (2.71)$$

Здесь  $A$  – некоторый безразмерный подгоночный параметр.

В качестве граничных условий зададим нулевую концентрацию  $n_{ph}$  на бесконечности. Решение данной задачи – единственное.

Расчетные затраты на решение последней задачи значительно меньше, чем на расчет интеграла (2.70). Решение уравнения (2.71) с учетом граничных условий можно представить в виде интеграла:

$$n_{ph}(\vec{r}') = \frac{1}{4\pi c} \int_V d\vec{r} \frac{Aq(\vec{r}) \exp[-l|\vec{r}' - \vec{r}|]}{|\vec{r}' - \vec{r}|} \quad (2.72)$$

Возьмем модельную задачу: источник фотонов шар радиуса  $R$ , функция источника в нем однородна и равна  $q$ . В стримере источник излучения также локализован

– это головка. Ясно, что решение для шара сферически симметрично и зависит только от радиальной координаты (обозначим ее  $z$ ). Можно численно рассчитать результат для формул (2.70) и (2.72) и сравнить (рис. 2.144). Возьмем подгоночный параметр  $A = 5l$ .

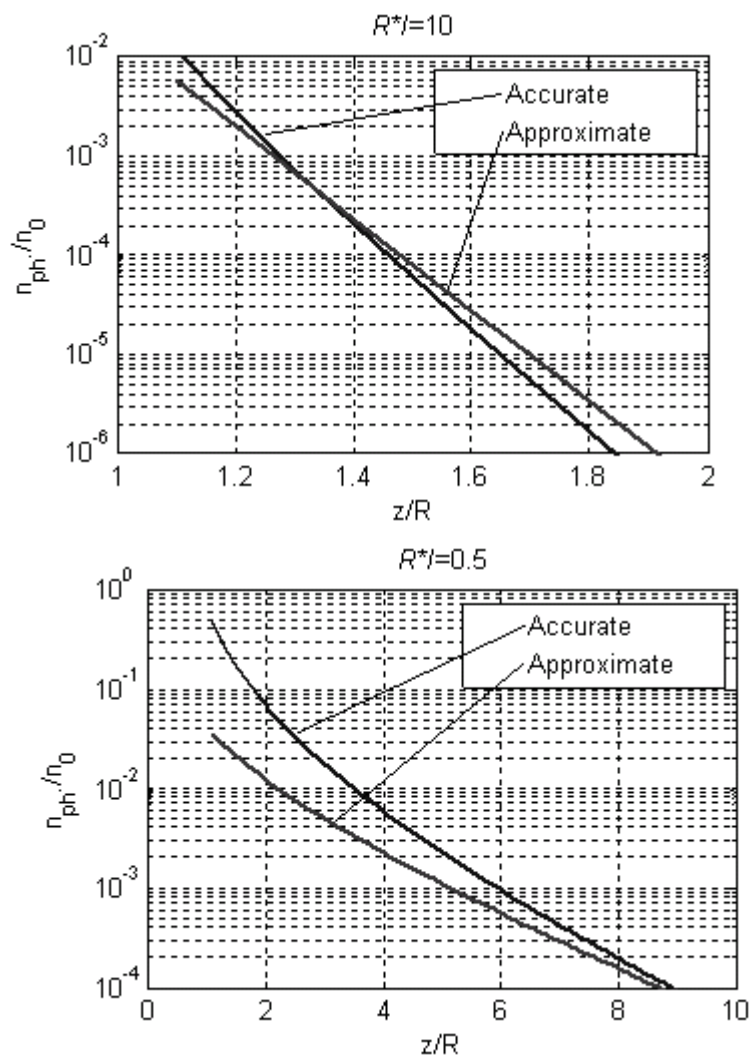


Рис. 2.144. Расчет концентрации фотонов при разных радиусах источника фотонов  $R$ .

Видно, что решения (2.70) и (2.72) различны. Однако нам важно, чтобы они были близки не во всем пространстве, а в той зоне, где важна фотоионизация – не слишком близко к головке, где фотоэлектроны неэффективны, но и не слишком далеко, где их ничтожно мало. Посмотрим, можно ли так подобрать параметр  $A$ , чтобы решения оказались близкими.

Пусть  $p$  – давление воздуха в атмосферах, температура соответствует нормальным условиям. В воздухе для фотоионизации характерен коэффициент поглощения  $l/p=4500$   $1/(м \cdot атм)$  [37] (на далеких расстояниях проявляется более медленное поглощение, с  $l/p=760$   $1/(м \cdot атм)$ ), то есть характерная длина поглощения составляет при 1 атмосфере 0,22 мм. При моделировании в Comsol, как будет показано ниже, мы имеем дело со стримерными головками с размерами от 0,1 мм до 1 мм.

Как видно по графикам на рис. 2.144, приближенным методом удастся удовлетворительно аппроксимировать зависимость концентрации от координаты в широком диапазоне радиусов головок  $0,5 \leq IR \leq 10$ . Отклонение не превышает одного

порядка, а в интересующей нас области – удаленной от источника, но там, где концентрация фотонов упала только на несколько порядков, соответствие еще лучше.

Значительной точности при расчете интенсивности фотоионизации не требуется, поскольку она должна всего лишь обеспечить небольшое количество затравочных электронов вдали от головки. Да и значение коэффициента рождения фотоэлектронов в результате возбуждения электронным ударом известно плохо – в лучшем случае с точностью до порядка.

Таким образом, уравнение диффузии (2.71) можно использовать для расчета фотоионизации в задачах с интересующими нас характерными размерами стримерных головок. В итоге решаемое в Comsol уравнение на концентрацию фотонов  $n_{ph}$  имеет следующий вид:

$$-\Delta n_{ph} = -\lambda^2 n_{ph} + \frac{5l}{c} q_{ph}$$

Здесь  $q_{ph}$  – источник рождения фотонов в результате возбуждения электронным ударом. Его зависимость от напряженности поля задана подобной зависимости коэффициента ионизации от напряженности, поскольку энергия перехода для этих двух процессов близка (ведь ионизирующие фотоны испускаются с самых верхних энергетических уровней молекулы):

$$q_{ph} = g v_{ion}(E) n_e \quad (2.73)$$

Здесь  $g$  – безразмерный коэффициент эффективности фотоионизации,  $v_{ion}$  – частота ионизации электронным ударом,  $n_e$  – концентрация электронов,  $E$  – напряженность поля.

А для электронов добавляется источник, связанный с фотоионизацией:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \text{div}[\vec{j}_e] = \dots + l c n_{ph} \quad (2.74)$$

Здесь  $\vec{j}_e$  – полный поток электронов.

### Система уравнений

В главе 2 «Лавинный процесс» были описаны два основных приближения, применяемых при расчете разрядных процессов: Лоренцево приближение для кинетического уравнения и дрейфово-диффузионное приближение.

В данной главе рассматриваются решения задач о развитии стримера в дрейфово-диффузионном приближении.

$$\left\{ \begin{array}{l}
\nabla \varepsilon_0 \varepsilon \nabla \varphi = -|e|(n_+ - n_e - n_n) \\
\frac{\partial n_e}{\partial t} + \operatorname{div}[-D_e(E) \nabla n_e - \mu_e(E) n_e \vec{E}] = \\
\quad = v_{ion}(E) n_e - v_{att}(E) n_e - c_{ei}(E) n_e n_+ + v_{det} n_- + l c n_{ph} \\
\frac{\partial n_+}{\partial t} + \operatorname{div}[-D_i \nabla n_+ + \mu_i n_+ \vec{E}] = v_{ion}(E) n_e - c_{ei}(E) n_e n_+ - c_{ii}(E) n_- n_+ + l c n_{ph} \quad (2.75) \\
\text{Только в воздухе: } \frac{\partial n_-}{\partial t} + \operatorname{div}[-D_i \nabla n_- + \mu_i n_- \vec{E}] = v_{att}(E) n_e - c_{ii}(E) n_- n_+ - v_{det} n_- \\
-\Delta n_{ph} = -l^2 n_{ph} + g \frac{5l}{c} v_{ion}(E) n_e
\end{array} \right.$$

Система уравнений (2.74) включает в себя уравнение Пуассона (искомая функция – электрический потенциал  $\varphi$ ), уравнения Нернста-Планка (искомые функции – концентрации электронов  $n_e$ , положительных и отрицательных ионов  $n_+$  и  $n_-$ ), упрощенное уравнение для расчета концентрации ионизирующих фотонов  $n_{ph}$ , введенное выше. Другие обозначения, использованные в (2.74), пояснены в табл. 2.11.

Далее будут рассматриваться задачи о развитии стримеров в воздухе и в инертном газе аргоне. Воздух интереснее с практической точки зрения, но при этом сложнее для моделирования. Основная сложность в том, что воздух – электроотрицательный газ, и при расчете необходимо учитывать реакции с участием отрицательных ионов. В аргоне отрицательных ионов нет:  $n_- = 0$ , решаются только уравнения Нернста-Планка для положительных ионов и электронов.

Задачи о развитии стримера в аргоне интересны как модельные задачи, к тому же исследования показывают, что основные черты коротких стримеров (с временем жизни несколько наносекунд) правильно описываются, даже если существованием отрицательных ионов пренебречь [28].

В табл. 2.11 приведены значения коэффициентов в системе уравнений 2.74. Далее мы не будем для каждой задачи выписывать систему уравнений и описывать коэффициенты, будем лишь указывать, для какой среды выполнен расчет – для аргона или воздуха.

Коэффициент	Описание	Воздух	Аргон
$D_e$	Коэффициент диффузии электронов	Зависимость величин от $E$ приведена в приложении	$0,35 \text{ м}^2/\text{с}$
$\mu_e$	Подвижность электронов		$0,043 \text{ м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$
$D_+$	Коэффициент диффузии положительных ионов	$3,8 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$	
$\mu_+$	Подвижность положительных ионов	$1,5 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$	
$D_-$	Коэффициент диффузии отрицательных ионов	$3,8 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$	Нет
$\mu_-$	Подвижность отрицательных ионов	$1,5 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$	Нет

$\nu_{ion}(E)$	Частота ударной ионизации	Зависимость величин от $E$ приведена в приложении	$\nu_{ion}(E) = \alpha(E) \mu_e E$ $\alpha(E) = A \exp\left[-\frac{B}{E}\right]$ $A = 9,1 \cdot 10^5$ 1/м, $B = 1,36 \cdot 10^7$ В/м (рис.)
$\nu_{att}(E)$	Частота прилипания		Нет
$c_{ei}$	Коэффициент электрон-ионной рекомбинации	$10^{-13}$ м <sup>3</sup> /с	
$c_{ii}$	Коэффициент ион-ионной рекомбинации	$10^{-13}$ м <sup>3</sup> /с	Нет
$\nu_{det}$	Частота отлипания	$10^5$ с <sup>-1</sup>	
$l$	Коэффициент поглощения фотоизлучения	$4500$ м <sup>-1</sup>	
$g$	Коэффициент эффективности фотоизлучения	$10^{-6}$	

Табл. 2.11. Коэффициенты в системе уравнений (2.74).

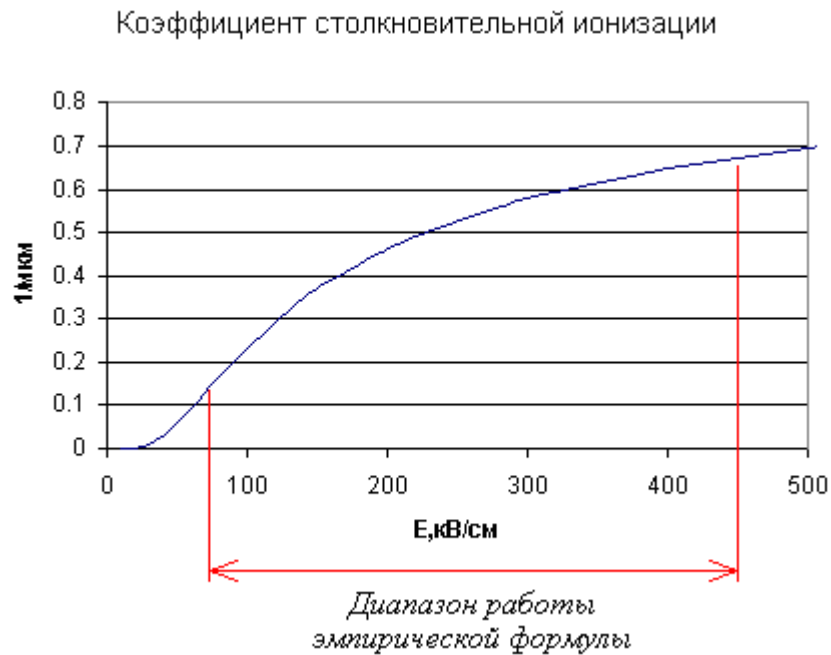


Рис. 2.145. Зависимость коэффициента столкновительной ионизации от напряженности поля в аргоне. Эмпирическая формула приведена в табл. 2.11.

### Начальные условия

В системе уравнений (2.74) есть три уравнения с производными по времени – уравнения Нернста-Планка с источником для электронов и ионов; эти уравнения требуют задания начальных условий.

В принципе, цепочка предразрядных процессов начинается с одного затравочного электрона. Однако моделировать один электрон уравнениями сплошной среды нельзя, поэтому моделирование лавинно-стримерного перехода начинается с лавинной стадии. Необходимо задать распределение концентрации электронов в начальный момент. В принципе, можно задать в дополнение и концентрацию положительных и отрицательных

ионов. Однако на поле они в начале влиять не будут, а количество заряженных частиц к моменту лавинно-стримерного перехода возрастет на несколько порядков, поэтому на решение это уточнение не повлияет – концентрацию положительных и отрицательных ионов можно взять равной нулю. Это и есть начальное условие

Распределение электронов в пространстве разумно выбрать в виде Гауссова пакета, именно такая форма предсказывается аналитическим решением (2.22), которое было выведено в главе 2 «Лавинный процесс». Это будет точное решение в однородном поле и приближительное решение в слабонеоднородном поле. В качестве варьируемого параметра удобно выбрать полное число электронов в лавине  $N$ . Используя формулу (2.22) и зависимость полного числа электронов от времени  $N = \exp[(\alpha - a)\mu_e E t]$  ( $\alpha$  – коэффициент ионизации,  $a$  – коэффициент прилипания) получаем следующую запись аналитического решения задачи о лавине в однородном поле (запишем решение сразу в цилиндрических координатах  $\{r, z\}$ , считая, что задача имеет осевую симметрию):

$$n_e(x, y, z, N) = \frac{N}{\pi^{3/2} R^3} \exp\left[-\frac{r^2 + (z - z_c)^2}{R^2}\right]$$

$$R(N, E) = \sqrt{\frac{4ND_e(E)}{[\alpha(E) - a(E)]\mu_e(E)E}} \quad (2.76)$$

Параметр  $R$  – характерный радиус лавины. На расстоянии  $R$  от центра лавины концентрация электронов в  $e$  раз меньше, чем в центре. Можно заметить, что при том же числе электронов  $N$  лавина в сильном поле меньше по размеру, чем в слабом. Это связано с тем, что в слабом поле число электронов в лавине нарастает медленнее, и лавина успевает сильнее расшириться из-за диффузии. Используя формулу (2.76) в качестве начальных условий, необходимо выбрать параметр  $N$  (часто используют  $N=100$ ) и  $z$ -координату центра лавины при  $t=0$  –  $z_c$ . Если количество электронов в лавине много меньше, чем требуется для лавинно-стримерного перехода, начальные условия не оказывают существенного влияния на развитие стримера, поскольку на фоне концентраций заряженных частиц в стримере концентрации, которые возникают из-за лавины, незаметны. Важным параметром является только точка лавинно-стримерного перехода, которая зависит от числа электронов в начальной лавине и ее расположения.

### **Двухголовочный стример в однородном поле в аргоне**

Система электродов, создающая однородное поле – самая простая геометрия, в которой можно моделировать стример. Если электроды расположены достаточно далеко от точки лавинно-стримерного перехода (в данной модели это было проверено), можно считать, что они не влияют на стример, по крайней мере на раннем этапе. Таким образом, единственным внешним параметром, влияющим на развитие стримера, оказывается напряженность приложенного однородного поля.

#### **Постановка задачи**

В данном случае рассматривался межэлектродный промежуток в 2,5 мм, напряженность поля 40 кВ/см. Среда – аргон.

Как будет показано далее, отрицательный стример и в однородном, и в неоднородном поле вначале обязательно проходит стадию т.н. «двухголовочного стримера». Это связано с тем, что при отрицательной полярности активного электрода лавина движется от него, и лавинно-стримерный переход происходит на некотором

расстоянии от активного электрода. В случае же положительной полярности активного электрода возможно сразу образование одноголовочного положительного стримера.



Рис. 2.146. Схема модели и граничные условия.

Граничные условия представлены на рис. 2.146.

В начальный момент времени для электронов задана концентрация по формуле (2.76) с полным числом электронов в лавине  $N=250$ .

### Обзор результатов

На рис. 2.147 представлен непосредственно процесс лавинно-стримерного перехода. На графике слева лавина уже начала искажать электрическое поле (это видно по силовым линиям), но еще имеет почти сферическую форму. Ионизация идет по всей лавине, область ионизации лишь немного смещена вверх. На графике в центре видно, как из-за образования двух максимумов поля на краях лавины там возникают два максимума интенсивности ионизации. В центре лавины ионизация замедляется. На правом графике объект имеет уже все черты стримера – образуется два резких максимума поля, в центре поле снижается примерно вдвое по сравнению с внешним. И главное: ионизация идет на верхнем и нижнем концах образования, а в центре ее интенсивность на порядки меньше.



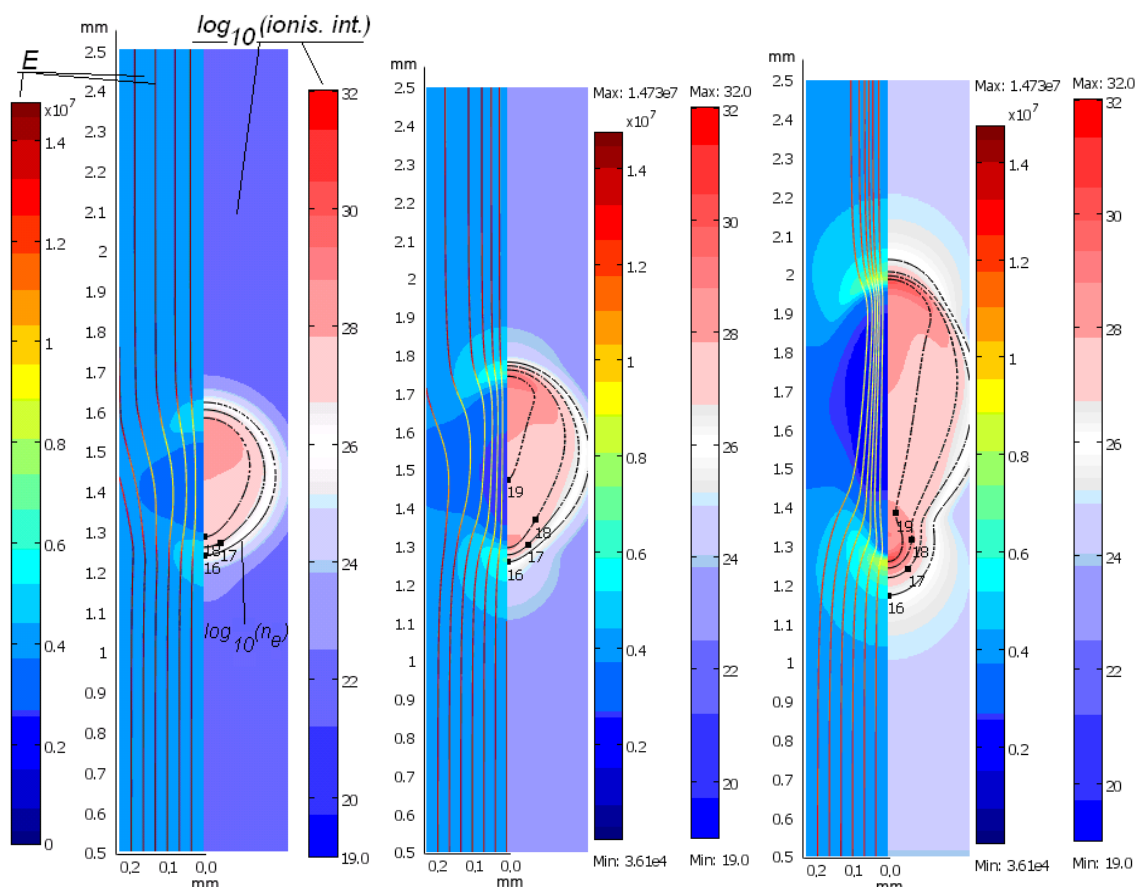


Рис. 2.147. Лавинно-стримерный переход, моменты времени: 2,5 нс, 3,0 нс, 3,5 нс. В левой части каждого графика электрическое поле (в В/м), в правой – десятичный логарифм концентрации электронов (контурами) и интенсивности ионизации (цветом).

На рис. 2.148 представлено развитие стримера. Поскольку лавинно-стримерный переход происходит в середине промежутка, образуется т.н. двухголовочный стример. Верхняя головка заряжена отрицательно, нижняя – положительно. Такой стример не заряжается от внешнего источника – он повышает поле на концах за счет перераспределения зарядов внутри себя, суммарный заряд остается равным нулю. Головки соединяет канал, который можно разделить на две части, имеющие разные поперечные размеры и разделенные перешейком.

Видно, что отрицательная головка продвигается быстрее положительной – это связано с тем, что в случае отрицательной головки затравочные электроны вылетают из нее же, фотоионизация дает добавочный вклад. Для положительной же головки единственным источником затравочных электронов является фотоионизация.

На правом графике на рис. 2.148 видно, что отрицательная головка исчезает – она замыкается на анод, стример из двухголовочного превращается в положительный, или катодонаправленный стример. Проводящий канал с высокой концентрацией электронов соединяет анод с положительной головкой.

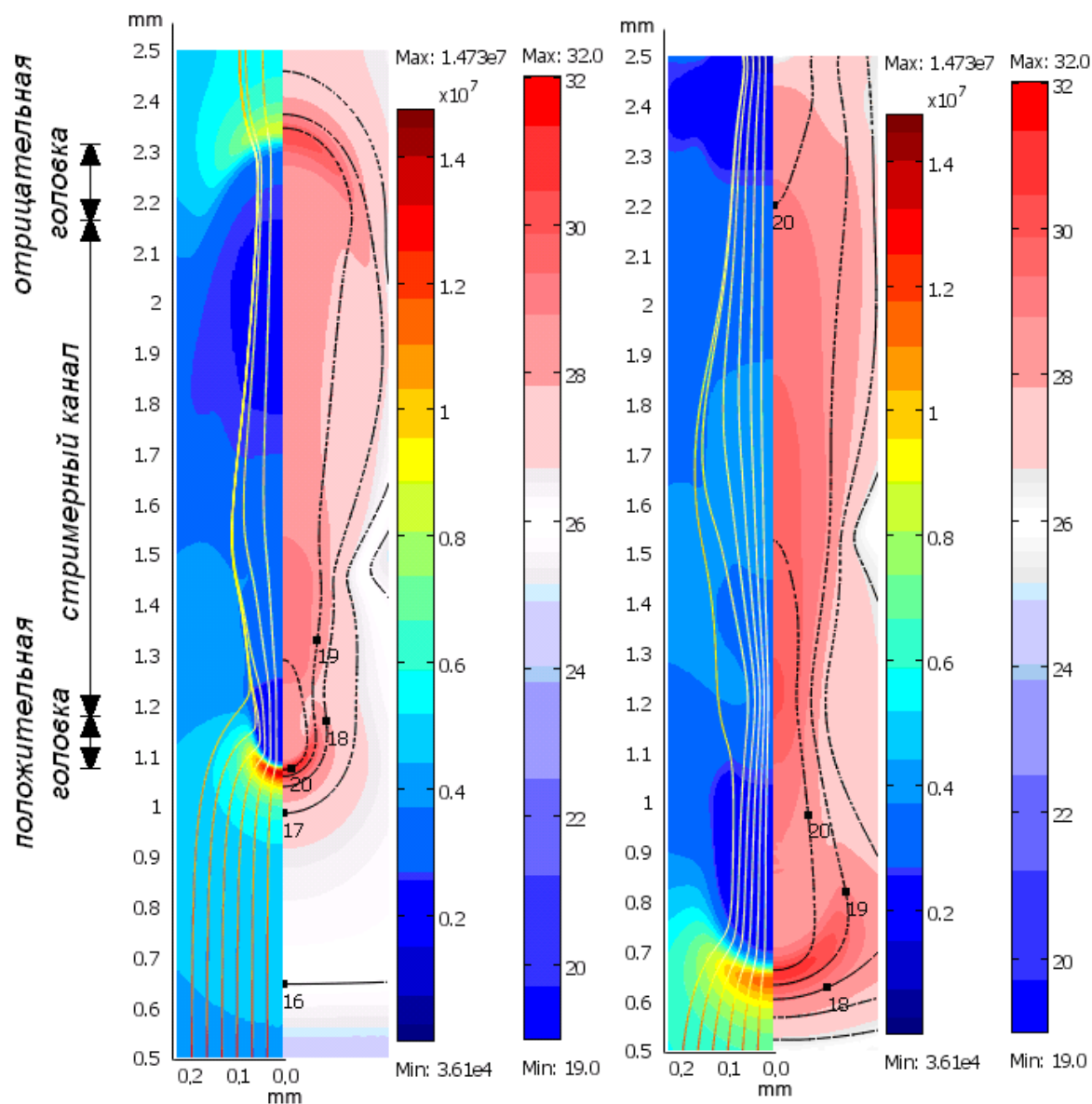


Рис. 2.148. Рост двухголовочного стримера. Моменты времени 4.0 нс, 4.4 нс. В левой части каждого графика электрическое поле, в правой – концентрация электронов (контурами) и интенсивность ионизации (цветом) в логарифмическом масштабе.

Рис. 2.149 показывает, как меняется распределение объемного заряда при лавинно-стримерном переходе. По мере перехода лавины в стример формируются каналы положительного и отрицательного стримеров, разделенные перешейком. Каналы различаются поперечными размерами и уровнем напряженности поля. В каналах положительного и отрицательного стримера образуется квазинейтральная плазменная область, а объемный заряд выталкивается на внешние поверхности положительной и отрицательной головок.

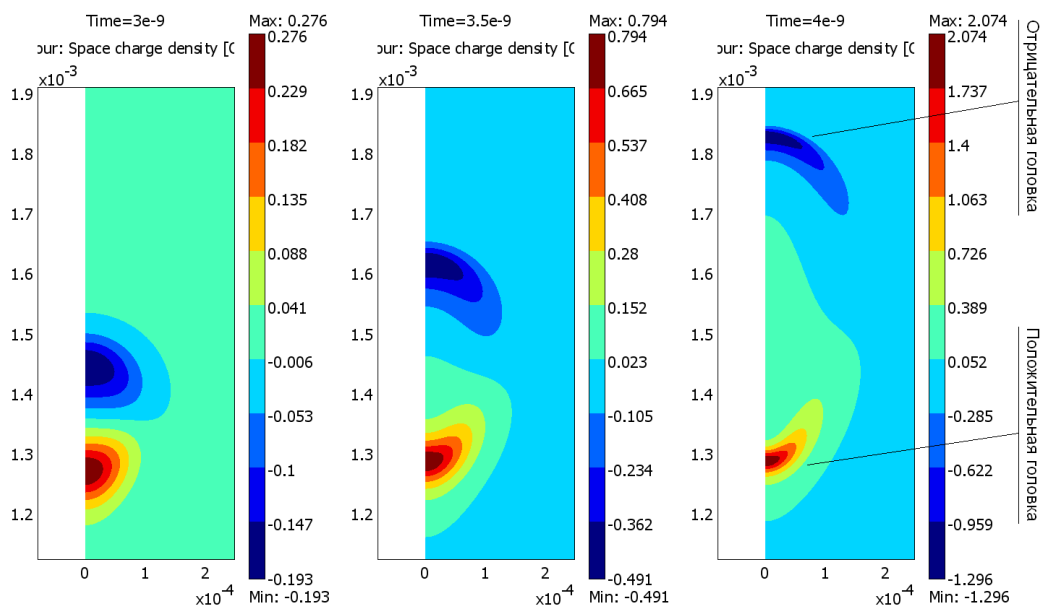


Рис. 2.149. Объемный заряд в разные моменты времени: 3 нс, 3.5 нс, 4 нс.

Рассмотрим перемещение положительной и отрицательной головок. За координату головки примем координату максимума напряженности поля. Графики на рис. 2.150 показывают, что динамика головок на начальном этапе существенно различается. Отрицательная головка начинает двигаться со скоростью, равной дрейфовой скорости движения электронов, и постепенно разгоняется. Положительная головка некоторое время вообще покоится, и только с 3 нс начинает разгоняться. Однако ускорение положительной головки более значительно и далее скорости головок сравниваются. Это различие в поведении вызвано вышеупомянутым различием в природе появления затравочных электронов перед положительной и отрицательной головками.

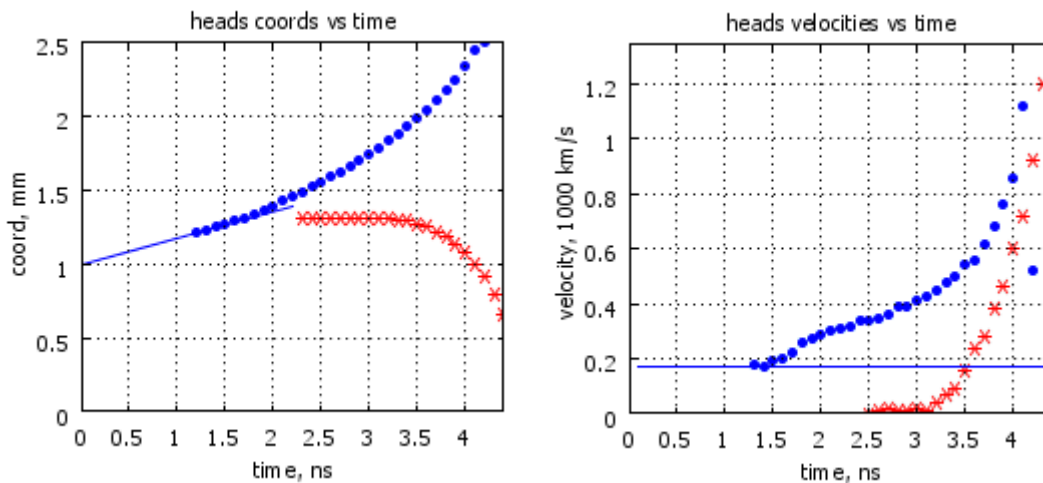


Рис. 2.150. Координаты (слева) и скорости (справа) положительной (красный) и отрицательной (синий) головок стримера. Сплошной линией показаны соответственно дрейфовая скорость электронов во внешнем поле и перемещение с такой скоростью. Межэлектродный промежуток 2.5 мм.

На рис. 2.151 представлен ток через сечение стримера в точке лавинно-стримерного перехода. На начальных этапах развития лавины ток быстро возрастает. Затем есть участок постоянного тока – он соответствует этапу, когда отрицательная

головка уже движется, а положительная образовалась, но не растет. С началом движения положительной головки, ток вновь начинает расти. Несмотря на то, что на начальных стадиях положительная головка неподвижна, ее состояние нестационарно. Поскольку электрический ток в нее идет, она некоторое время подзаряжается. Рост заряда приводит к росту локальной напряженности поля на ее поверхности. Эти различия в поведении головок связаны с различиями в механизмах появления затравочных электронов. У отрицательной они появляются из тела головки и концентрация их всегда высока. У положительной электроны возникают перед головкой за счет фотоионизации и концентрация их значительно ниже. Поэтому здесь для поддержания высокой степени ионизации нужны более высокие поля.

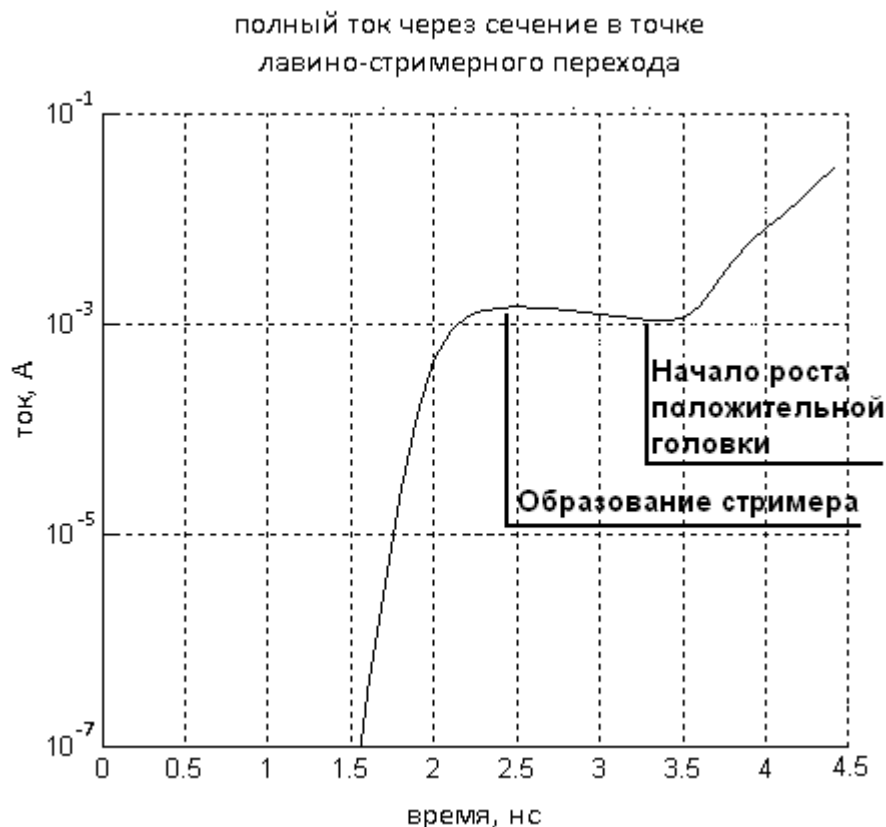


Рис. 2.151. Полный ток через сечение стримера в области лавино-стримерного перехода.

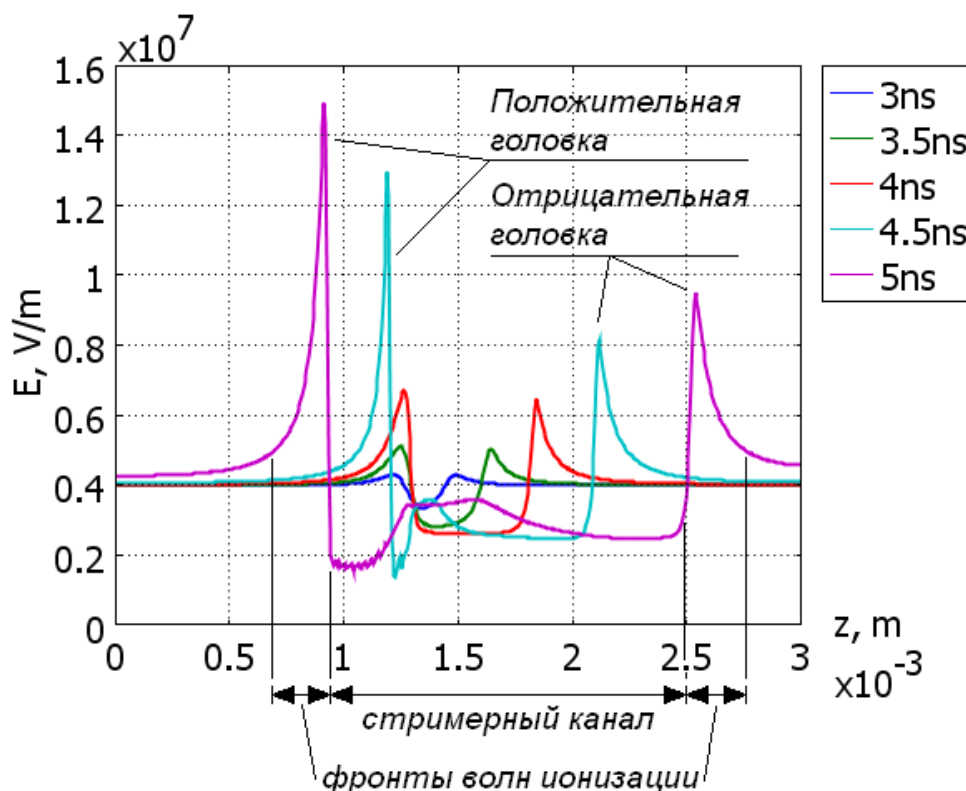


Рис. 2.152. Напряженность поля на оси модели в разные моменты времени.

В фазе лавины локальные всплески напряженности поля на положительной и отрицательно заряженных концах лавины незначительны и почти симметричны, однако в стримере симметрия нарушается (рис. 2.152). Положительная головка вначале покоится, однако напряженность поля на ней растет – она заряжается. Отрицательная головка движется почти равноускоренно, а напряженность поля на ней меньше, чем на положительной – это связано с большим количеством затравочных электронов, вылетающих с поверхности отрицательной головки. Головки соединены проводящим каналом, в котором напряженность поля существенно ниже. Канал разделен на две половины: отрицательную с уровнем напряженности около 25 кВ/см и положительную, в которой поле ниже 20 кВ/см. Головки разделены перешейком, в котором поле повышено.

На рис. 2.153 показана концентрация электронов в разные моменты времени. Уже в фазе лавины (2,5 нс) вокруг Гауссова профиля, который на логарифмическом графике представляет собой параболу, имеются более пологие «хвосты» – это результат фотоионизации, которая на некотором расстоянии от лавины обеспечивает небольшую концентрацию электронов. В фазе стримера «хвосты» сохраняются, именно они служат источником затравочных электронов для положительной головки. Перед обеими головками имеются «фронты», области с высокой напряженностью поля, за счет которой концентрация электронов там резко меняется с координатой. Стримерный канал разделен на две части: внутри отрицательной части стримерного канала концентрация электронов медленно спадает в направлении от головки к середине канала, в положительной части стримерного канала спад концентрации от положительной головки к центру более существенный.

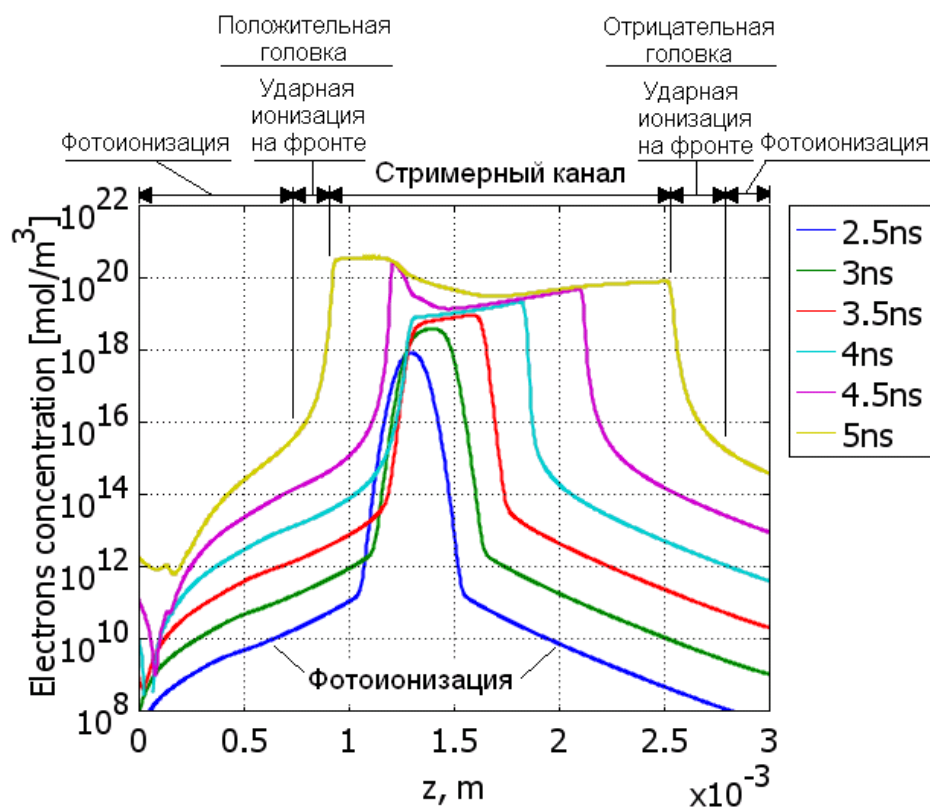


Рис. 2.153. Концентрация электронов на оси модели в разные моменты времени.

Графики интенсивности двух типов ионизации (рис. 2.154) подтверждают сказанное – относительный вклад ионизации существенен только вдали от стримера, да и там (из-за внешнего однородного поля) ионизация электронным ударом идет в  $10^3$  раз интенсивнее. На поверхности стримера слой, в котором в основном и происходит ионизация, тонкий.

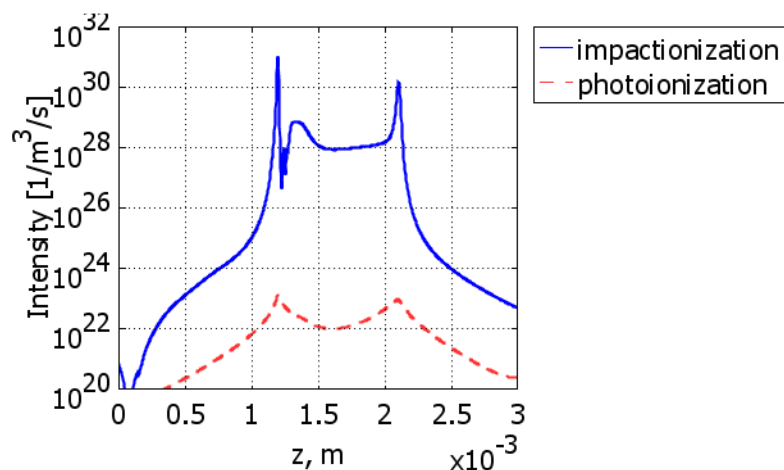


Рис. 2.154. Интенсивность ионизации электронным ударом и фотоионизации в момент времени 4,5 нс.

Концентрация фотонов (рис. 2.155) демонстрирует, что их источник сосредоточен в головках. Оттуда они разлетаются во все стороны.

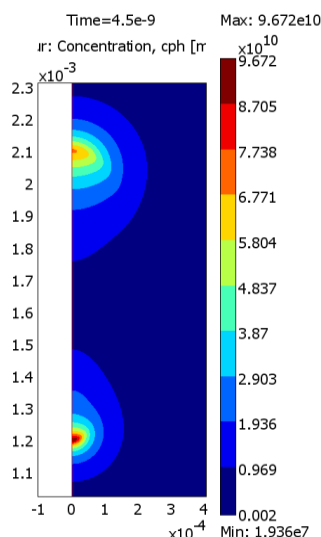


Рис. 2.155. Концентрация фотонов в момент времени 4,5 нс.

### Замыкание отрицательной головки

Рассмотрим подробнее процесс замыкания отрицательной головки и последующим изменениям стримерного канала, к которым он приводит.

Под замыканием мы понимаем образование непрерывной проводящей области между стримером и электродом. Поскольку проводимость изменяется в пространстве непрерывно, четкой границы проводящей и непроводящей областей нет, соответственно и сам момент замыкания выделить нельзя, однако замыкание происходит за малый интервал времени. В данной задаче проводимость обеспечивается электронами и положительными ионами, но подвижность положительных ионов на два порядка меньше подвижности электронов, так что можно считать, что проводимость пропорциональна концентрации электронов.

На рис. 2.156 приведено распределение концентрации электронов на оси симметрии. В первый показанный момент времени, 4,66 нс концентрация электронов у анода еще мала, т.е. головку и анод разделяет тонкий непроводящий слой. В момент 4,68 нс можно заметить некоторое переходное состояние – концентрация электронов на аноде примерно такая же, как в канале, но максимум концентрации еще не дошел до анода. В момент 4,70 нс максимум концентрации уже на электроде, замыкание явно произошло.

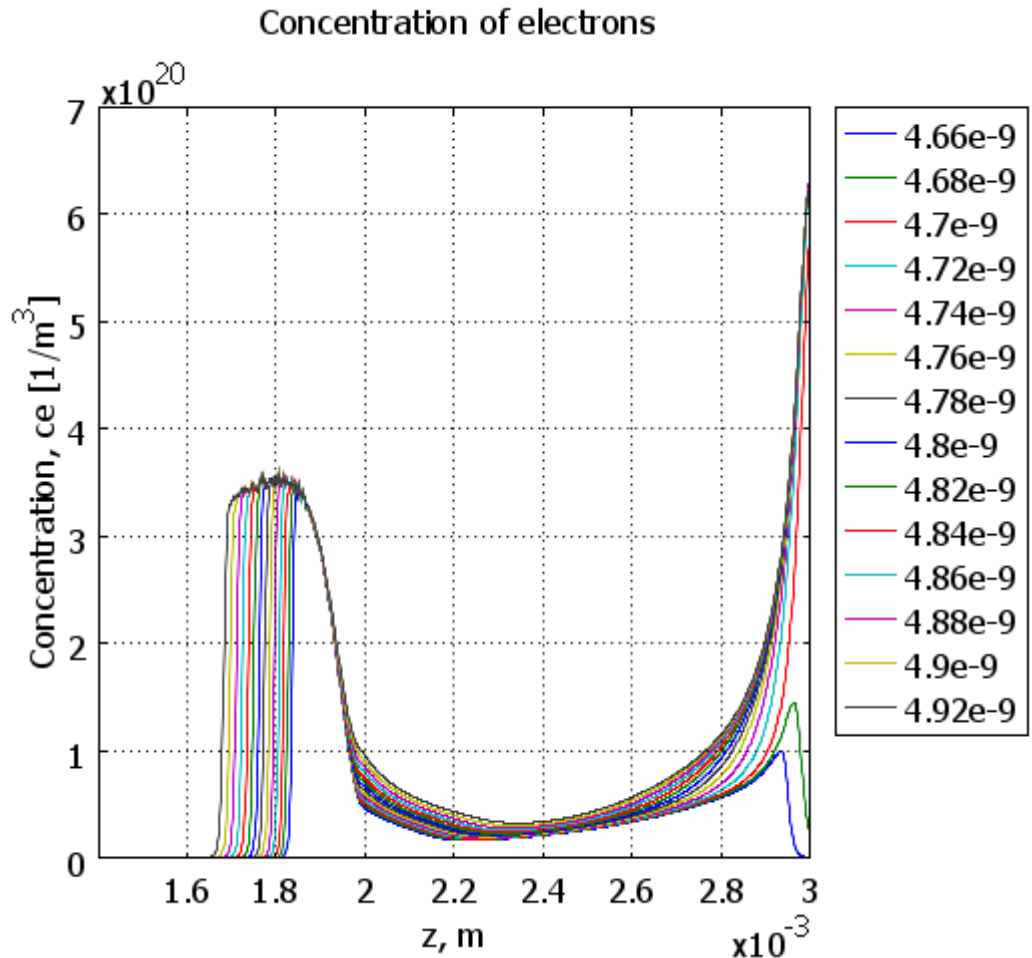


Рис. 2.156. Распределение потенциала в разные моменты времени после замыкания отрицательной головки на анод.

Образование проводящей связующей области между стримером и анодом должно привести к выравниванию потенциала. Поскольку проводимость канала конечна, а по каналу протекает ток, заряжающий растущую положительную головку, в канале сохранится градиент потенциала, и канал, конечно, не примет потенциал анода. Однако проводимость должна привести к тому, что по всему каналу будет течь один и тот же ток, а напряженность поля будет обратно пропорциональна проводимости канала, т.е. концентрации электронов. Наиболее заметным проявлением выравнивания потенциала является исчезновение скачка потенциала на отрицательной головке вместе с самой головкой (рис. 2.157). Время исчезновения скачка можно оценить временем максвелловской релаксации, поскольку именно этот процесс по сути приводит к перераспределению потенциала. Концентрация электронов, как показывает рис. 2.156, составляет порядка  $n_e = 10^{20} \text{ м}^{-3}$ , подвижность электронов в задаче  $\mu_e = 0,043 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ , отсюда получаем время максвелловской релаксации  $\tau_M = (en_e\mu_e)^{-1}\epsilon_0 \approx 10^{-11} \text{ с}$ . Действительно, судя по графику на рис. 2.157 именно за такое время исчезает скачок потенциала на отрицательной головке стримера.



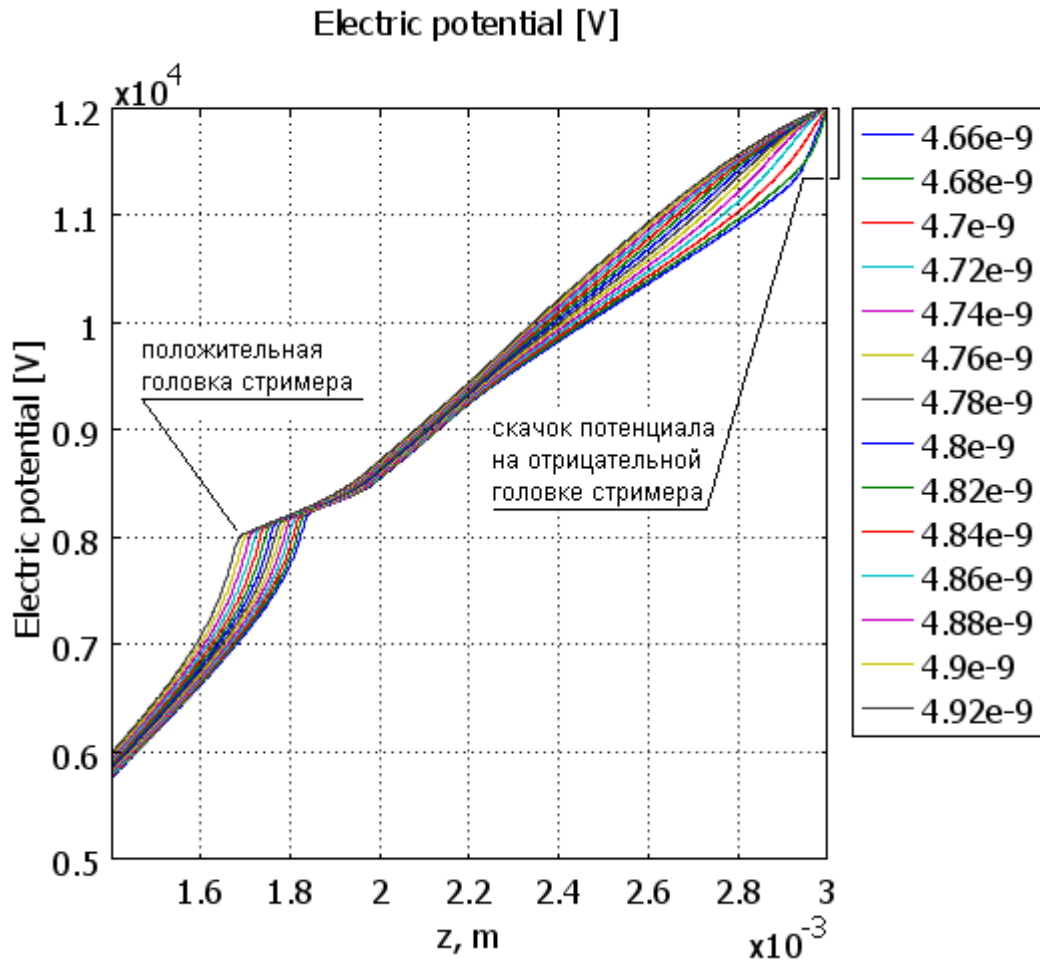


Рис. 2.157. Распределение потенциала в разные моменты времени после замыкания отрицательной головки на анод.

В момент замыкания ток непосредственно на поверхности анода имеет резкий максимум (рис. 2.87). Это следствие того, что происходит быстрая разрядка слоя поверхностного заряда на отрицательной головке и ее фактическое исчезновение. Поскольку слой заряда обеспечивает скачок потенциала на головке, можно также сказать, что происходит разрядка скачка потенциала на головке. Далее, как показывает график на рис. 2.158, в канале стримера ток постепенно выравнивается, как и должно быть в проводнике. Выравнивание происходит значительно медленнее, чем разрядка отрицательной головки, поскольку здесь, оценивая время релаксации, мы должны учесть сопротивление  $R$  и емкость  $C$  канала протяженностью  $L$  и радиуса  $r$ . Проводя оценку по порядку величины, получаем:

$$\tau_{\text{канал}} = R \cdot C = \frac{L}{\sigma \pi r^2} \cdot \frac{2\pi \epsilon_0 L}{\ln \frac{L}{r}} = \frac{2L^2}{r^2 \ln \frac{L}{r}} \tau_M$$

Здесь  $\tau_M$  – время максвелловской релаксации среды. Как видно, время разрядки канала совпадает с временем максвелловской релаксации только если  $L \sim r$ . Протяженный канал разряжается существенно дольше, что мы и видим на графике рис. 2.87. Также мы видим постепенное увеличение тока в канале. Это связано с тем, что проводимость в канале не постоянна. Как видно по рис. 2.156, концентрация электронов в канале

постепенно возрастает. Это вызвано ударной ионизацией (рис. 2.160), которая обеспечивается полем в канале, которое составляет порядка 30 кВ/см (рис. 2.159).

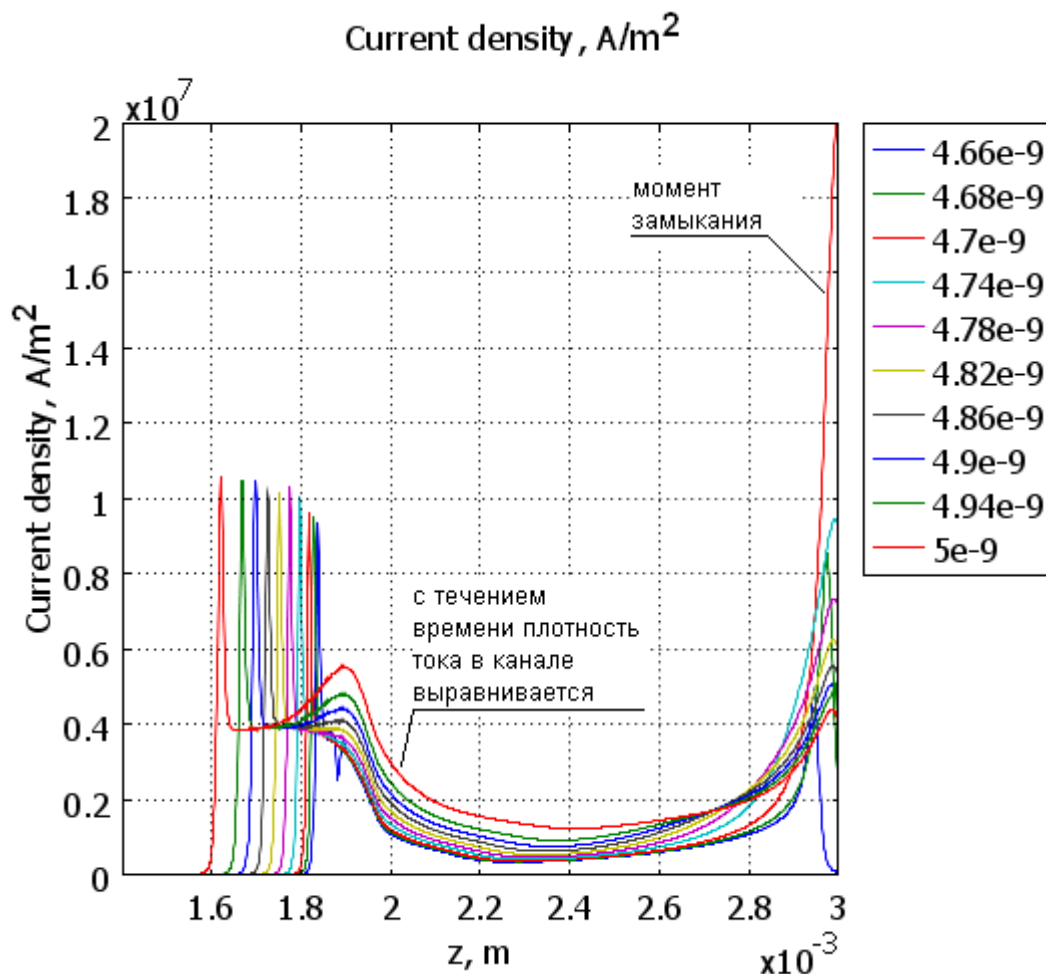


Рис. 2.158. Распределение напряженности поля в разные моменты времени после замыкания отрицательной головки на анод.

Поле в канале стримера (рис. 2.159), как и в любом проводнике, стремится перераспределиться так, чтобы поддерживать постоянный ток в канале – в местах с хорошей проводимостью оно падает, а в местах с плохой проводимостью возрастает. Как показывает график на рис. 2.156, концентрация электронов (которая в данной задаче почти пропорциональна проводимости среды) после замыкания максимальна у анода и также имеет максимум у положительной головки, а в канале она снижена. Соответственно, и поле постепенно приходит к профилю, показанному на рис. 2.159: с максимумом в центре канала и минимумами у анода и положительной головки.

График на рис. 2.159 также показывает, что замыкание практически не влияет на положительную головку стримера и канал вблизи нее. Причина этого становится понятна при анализе графика зависимости потенциала от координаты (рис. 2.157): замыкание приводит к исчезновению скачка потенциала на отрицательной головке, этот избыток потенциала перераспределяется по каналу. Но к моменту замыкания, на отрицательной головке падает около 5 кВ, а разность потенциалов между анодом и положительной головкой гораздо больше, около 40 кВ. В результате избыточные 5 кВ размазываются по каналу, и на состоянии положительной головки это почти не сказывается – она уже ушла достаточно далеко до анода.

Таким образом, непосредственно в момент замыкания состояние положительной головки не меняется. В следующем разделе мы разберем долгосрочное влияние замыкания на динамику положительной головки, и там влияние будет обнаружено.

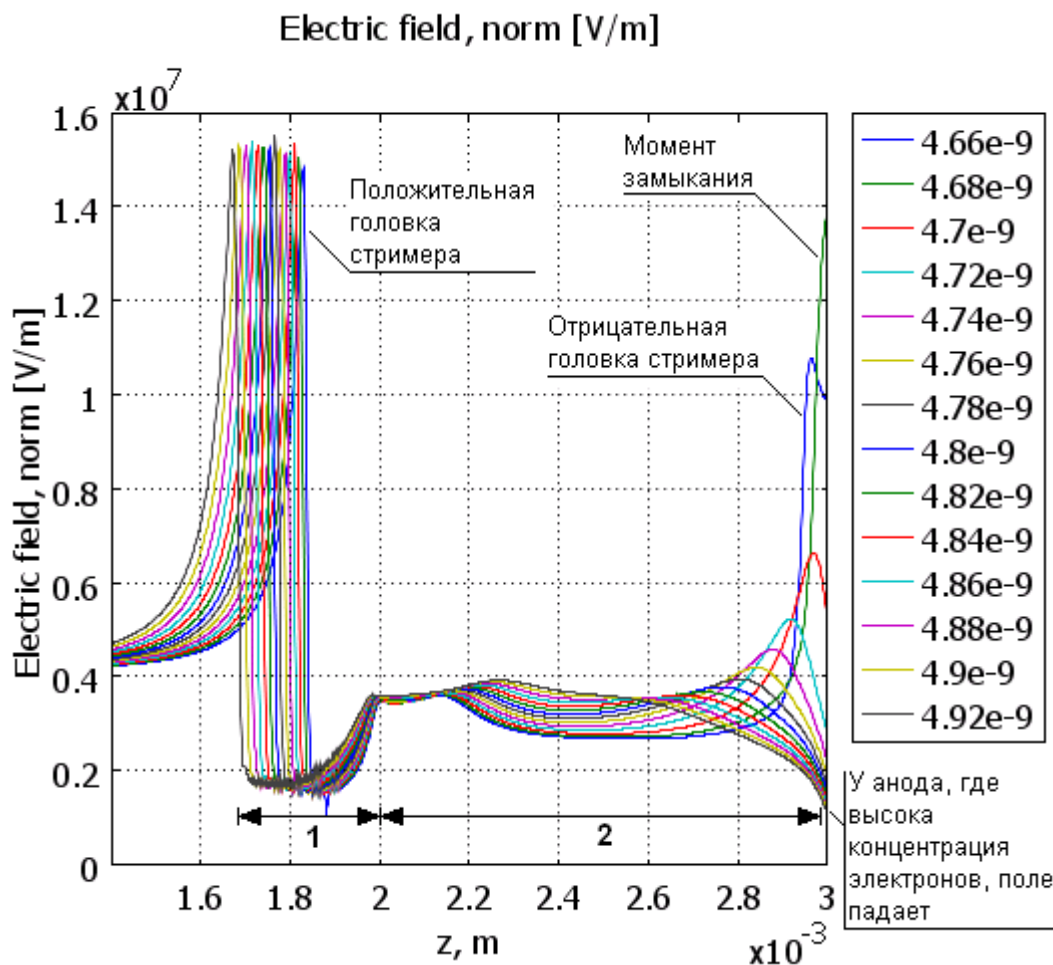


Рис. 2.159. Распределение напряженности поля в разные моменты времени после замыкания отрицательной головки на анод. 1 – канал, созданный положительной головкой; 2 – канал, созданный отрицательной головкой.

Следует отметить еще одну особенность процессов, происходящих при замыкании – возмущение в канале распространяется не в форме волны. Это следствие того, что в канале ионизация идет медленно, и существенные процессы – это протекание тока проводимости и зарядка канала. Известно, что такие процессы происходят релаксационно, в частности, уравнения длинной линии сводятся в таком случае к уравнению диффузии. Таким образом, волновой процесс в канале стримера невозможен, пока не станет существенным магнитное поле, а до тех пор происходит диффузия, постепенное расплывание потенциала по каналу.

На рис. 2.160 показано распределение интенсивности ионизации по каналу. Как видно, в канале, благодаря высокому полю (около 30 кВ/см, рис. 2.159) интенсивность ионизации в канале всего на два порядка меньше, чем в положительной головке, поэтому концентрация электронов в канале заметно растет (рис. 2.156).

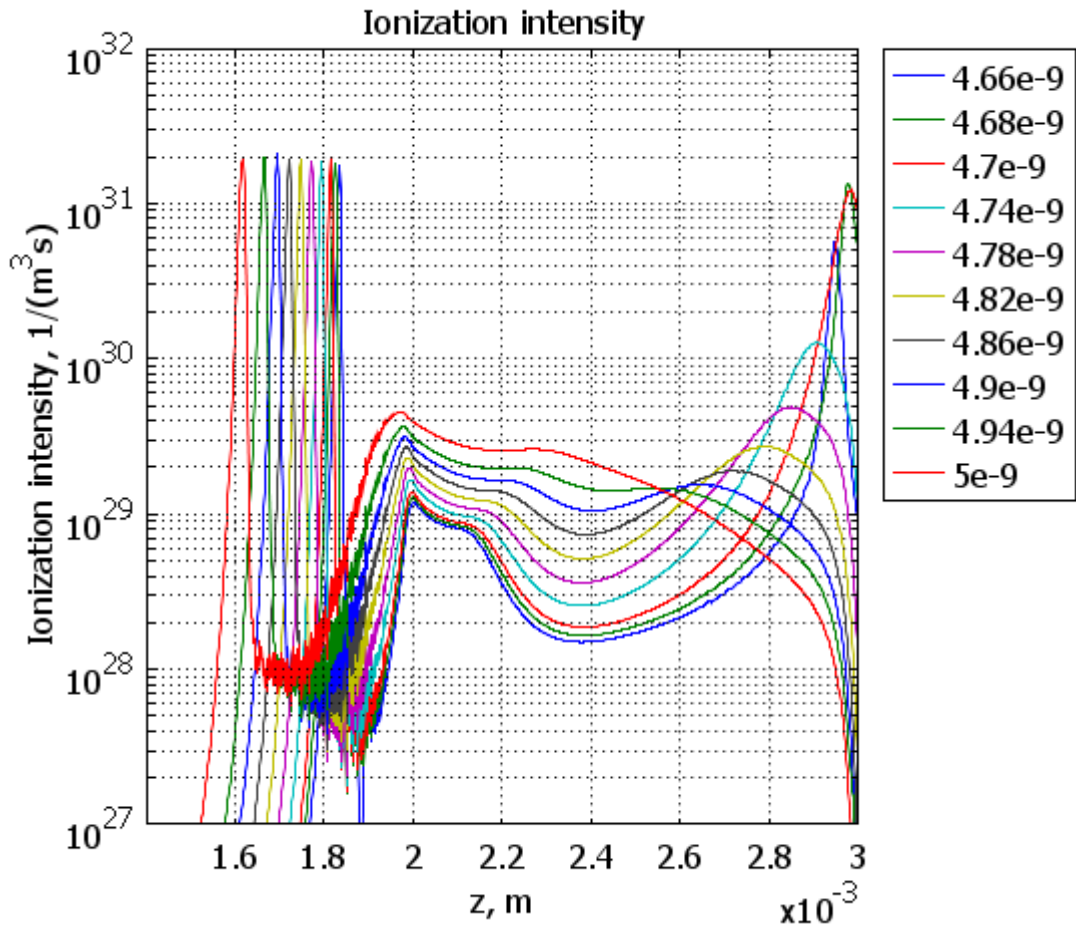


Рис. 2.160. Распределение интенсивности ионизации в разные моменты времени после замыкания отрицательной головки на анод.

Интересно также рассмотреть суммарный ток на анод, который можно измерить в эксперименте, установив измеритель тока между анодом и источником напряжения (рис. 2.161). Не только заряженные частицы, попадающие на анод, дают вклад в ток. Даже пока стример далеко от анода, через него протекает существенный ток за счет изменения заряда поляризации на электроде. Это так называемый ток смещения  $I_{disp}$ , который можно **посчитать** следующим образом:

$$I_{disp}(t) = \frac{d}{dt} \left[ \varepsilon_0 \int_{anode} E_n dS \right]$$

Интеграл от плотности тока заряженных частиц по поверхности электрода называется током проводимости  $I_{cond}$ . Ток через анод есть сумма токов проводимости и смещения.

На рис. 2.161 изображены и компоненты тока (токи проводимости и смещения), и суммарный ток. Как видно, несмотря на резкий скачок тока проводимости при замыкании отрицательной головки, он почти полностью компенсируется обратным скачком тока смещения. Физически это связано с тем, что при уходе объемного заряда головки на анод пропорционально сокращается высокая напряженность поля у анода, которая создавалась как раз этим объемным зарядом. Так что кривая суммарного тока идет в результате достаточно гладко, и по осциллограмме тока установить момент замыкания головки будет не просто.

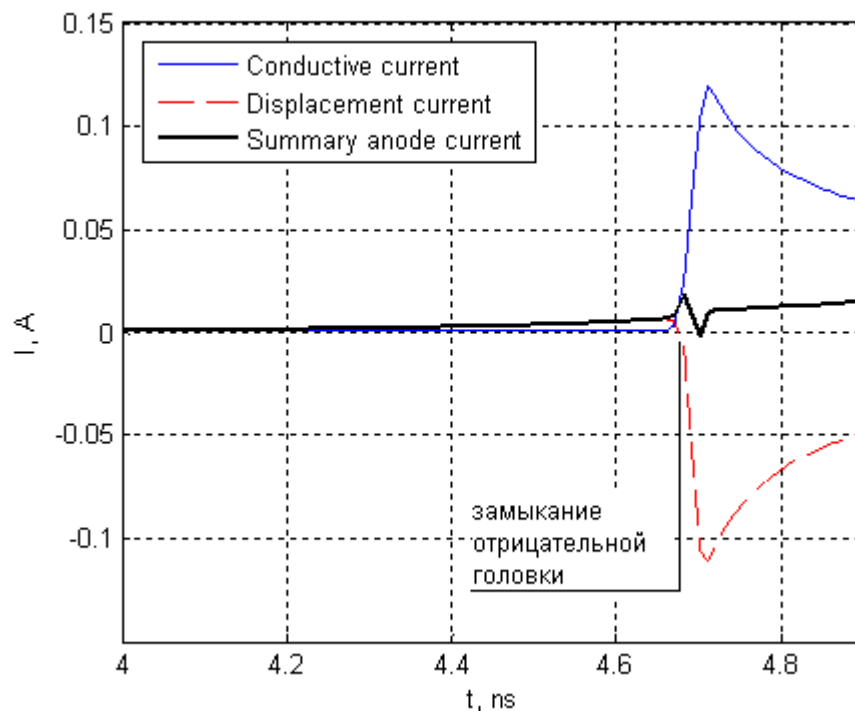


Рис. 2.161. Расчет тока через анод как суммы тока проводимости и тока смещения.

Ниже мы рассмотрим долгосрочное влияние замыкания отрицательной головки на динамику положительной головки.

### **Одноголовочный стример в однородном поле в аргоне**

Рассмотрим ту же задачу, что и в предыдущем пункте, но будем варьировать межэлектродное расстояние. На рис. 2.83 представлено состояние систем в момент начала лавинно-стримерного перехода. Поле лавины только начинает влиять на внешнее поле, а интенсивность ионизации имеет один максимум и идет почти по всей лавине. В этот момент лавины во всех трех системах практически идентичны – в системе с малым межэлектродным расстоянием катод просто «отрезает» ушедший на электрод кусок лавины. Такое сходство связано с одинаковым распределением внешней напряженности поля, которой определяется динамика лавины.

Однако уже на рис. 2.83 видно, что отсутствие верхней головки лавины, качественно изменяет характер искажения поля – напряженность имеет здесь всего один максимум. Из-за этого образовавшийся стример также имеет один максимум напряженности, один фронт волны ионизации и, следовательно, одну головку – положительную (рис. 2.163). В системах с большим межэлектродным расстоянием возникают сначала двухголовочные стримеры, затем отрицательная головка замыкается на анод – чем дальше анод, тем позже происходит замыкание и образуется одноголовочный стример.

Следует отметить, что одноголовочный стример в однородном поле образуется при фиксированном межэлектродном расстоянии и месте образования затравочного электрона только при определенном пороговом напряжении. Если напряжение меньше порогового, то лавина просто уходит на анод, не образуя стримера. Если напряжение больше порогового, то лавинно-стримерный переход происходит где-то в межэлектродном промежутке, и образуется двухголовочный стример. Таким образом,

образование одноголовочного стримера в фазе лавины в реальности крайне маловероятно – почти всегда в однородном поле образуется двухголовочный стример.

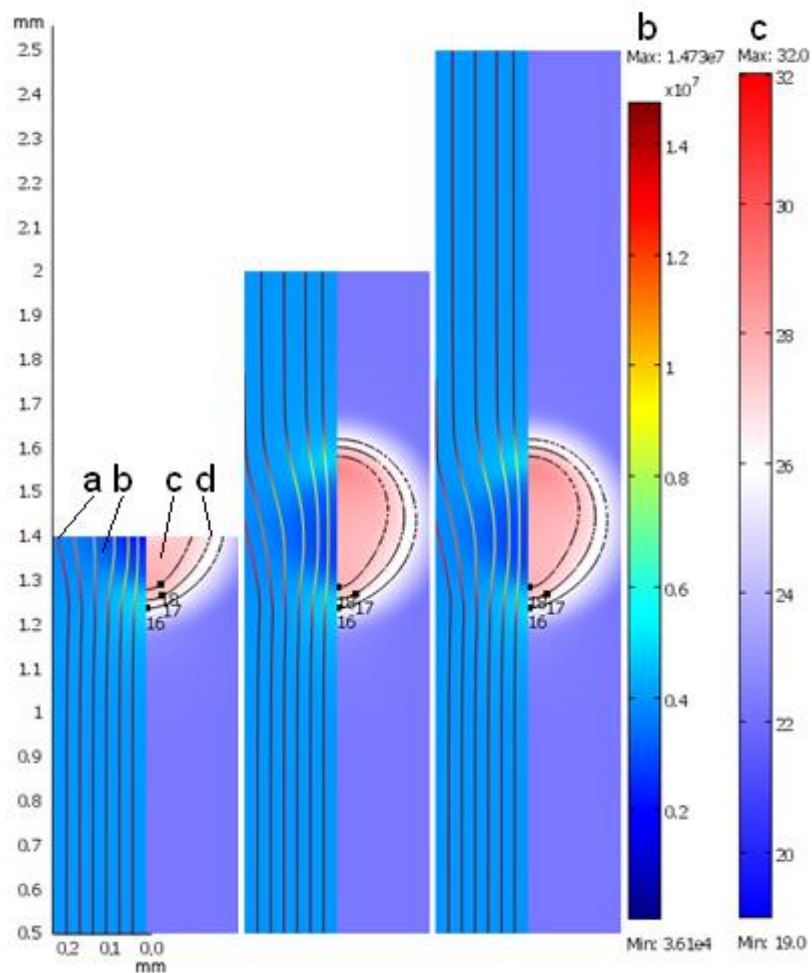


Рис. 2.162. Стримеры в системах с разным межэлектродным расстоянием. Начало лавинно-стримерного перехода,  $t=2,5$  нс. *a* – силовые линии электрического поля; *b* – цветом показана напряженность поля; *c* – цветом показан десятичный логарифм интенсивности ионизации; *d* – контуры десятичного логарифма концентрации электронов.

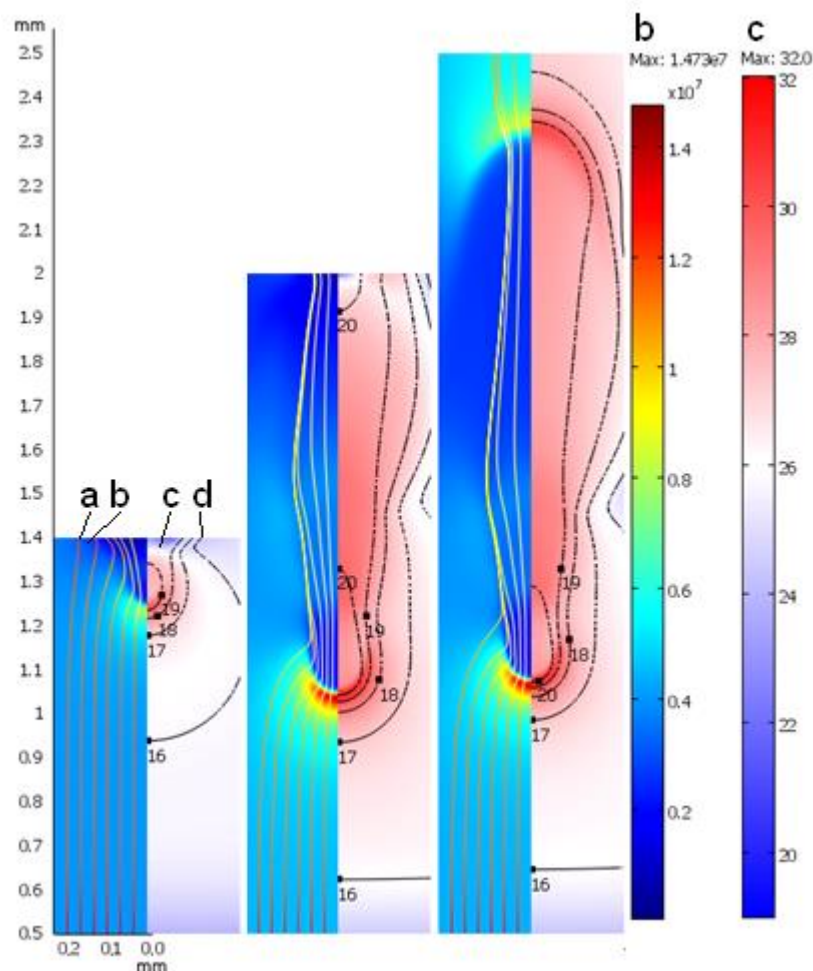


Рис. 2.163. Стримеры в системах с разным межэлектродным расстоянием. Момент времени  $t=4$  нс. *a* – силовые линии электрического поля; *b* – цветом показана напряженность поля; *c* – цветом показан десятичный логарифм интенсивности ионизации; *d* – контуры десятичного логарифма концентрации электронов.

Координата лавинно-стримерного перехода во всех моделях одинакова и равна  $z=1,3$  мм. В качестве варьируемого параметра будем использовать расстояние от координаты лавинно-стримерного перехода до анода *d*. В исследовании *d* варьировалась в пределах от 0,1 до 1,3 мм.

Рассмотрим зависимость динамики стримера от координаты лавинно-стримерного перехода. График на рис. 2.87 показывает зависимость от времени координат и скоростей головок. Прежде всего, следует отметить, что развитие стримеров происходит в приложенном однородном поле одной и той же напряженности. Следовательно, отличия в динамике связаны с взаимодействием головки с анодом и последствиями замыкания отрицательной головки на анод.

Скорость отрицательной головки непосредственно после лавинно-стримерного перехода равна дрейфовой скорости электронов в невозмущенном поле, а затем постепенно увеличивается за счет увеличения напряженности поля на отрицательной головке. Динамика отрицательной головки для всех моделей совпадает, зависимости координаты от времени накладываются друг на друга. Можно выделить лишь небольшой разгон отрицательной головки перед контактом с анодом, что объясняется усилением напряженности поля на ней при приближении к проводнику.

Динамика положительных головок разная (рис. 2.87, левый столбец). Можно заметить, что если сравнивать пару моделей (например,  $d=0.2$  мм и  $d=0.7$  мм), что различие в скорости возникает после того, как в модели с меньшим  $d$  отрицательная головка замкнется на анод, а до этого момента развитие стримеров идентично. Таким образом, замыкание отрицательной головки влияет на динамику противоположной, положительной, головки стримера. График зависимости скорости положительной головки от времени (рис. 2.87, слева внизу) показывает характер влияния – замыкание отрицательной головки замедляет развитие положительной.

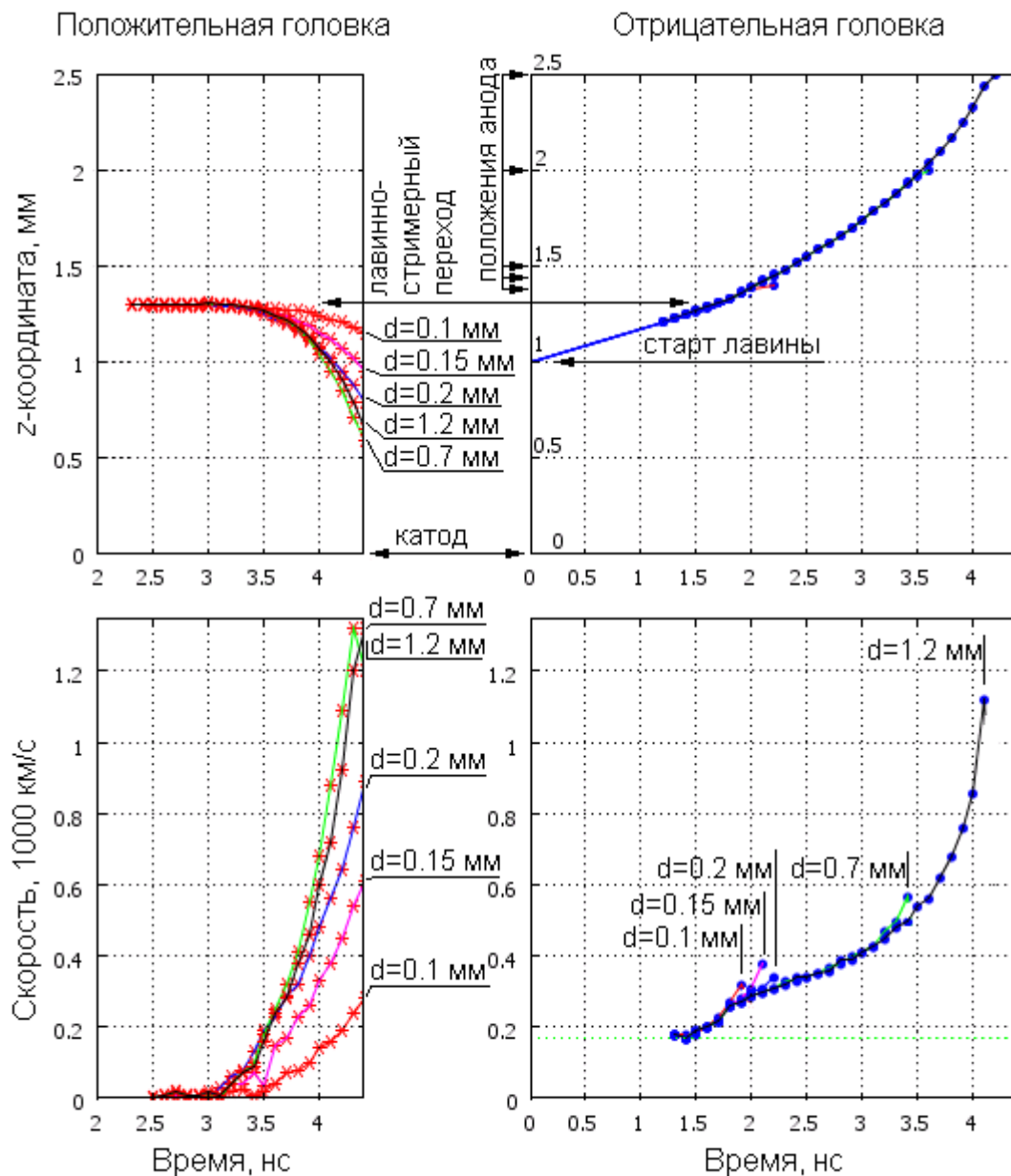


Рис. 2.164. Сравнение процессов развития стримеров, зародившихся на разных расстояниях от анода. Расстояние от точки лавинно-стримерного перехода ( $z=1.3$  мм) до анода  $d$ . Дрейфовая скорость электронов в невозмущенном поле показана пунктирной линией на графике в нижнем правом углу и наклонной линией на графике в правом верхнем углу.



Проанализируем причины влияния замыкания отрицательной головки на динамику положительной. Отметим, что на рассматриваемом этапе развития стримера скорость отрицательной головки больше скорости положительной головки в данный момент времени (нижние графики на рис. 2.87).

Динамика головки при одинаковой форме определяется напряженностью поля перед ней либо потенциалом головки. Чем больше разность потенциала головки и невозмущенного значения потенциала в данной точке (т.н. «скачок потенциала»), тем больше заряд головки, напряженность поля и, в конечном счете, скорость роста головки. Все эти величины связаны между собой, хотя и непропорционально. В свободном пространстве (рис. 2.89 слева) стример можно уподобить удлинняющемуся с обоих концов проводящему стержню. Из-за конечной проводимости имеется некоторый уклон потенциала и внутри стримера, между головками. За счет какого из концов не удлинялся бы канал, потенциал в канале стремится выровняться, за счет этого увеличивается скачок потенциала на обеих головках. Перераспределение потенциала обеспечивается переносом заряда по стримерному каналу током  $I$ .

Выше мы уже отметили, что в рассматриваемой задаче отрицательная головка движется быстрее, она в основном вытягивает стримерный канал и повышает потенциал в положительной головке. На рис. 2.89 справа схематично показано, что произойдет, если отрицательная головка встретит на пути анод. Ясно, что в этом случае потенциал положительной головки не может подняться выше потенциала анода  $\varphi_2$ . А если бы анод стоял далеко, за счет роста отрицательной головки потенциал продолжал бы повышаться и в тот же момент времени был бы выше ( $\varphi_1 > \varphi_2$ ).

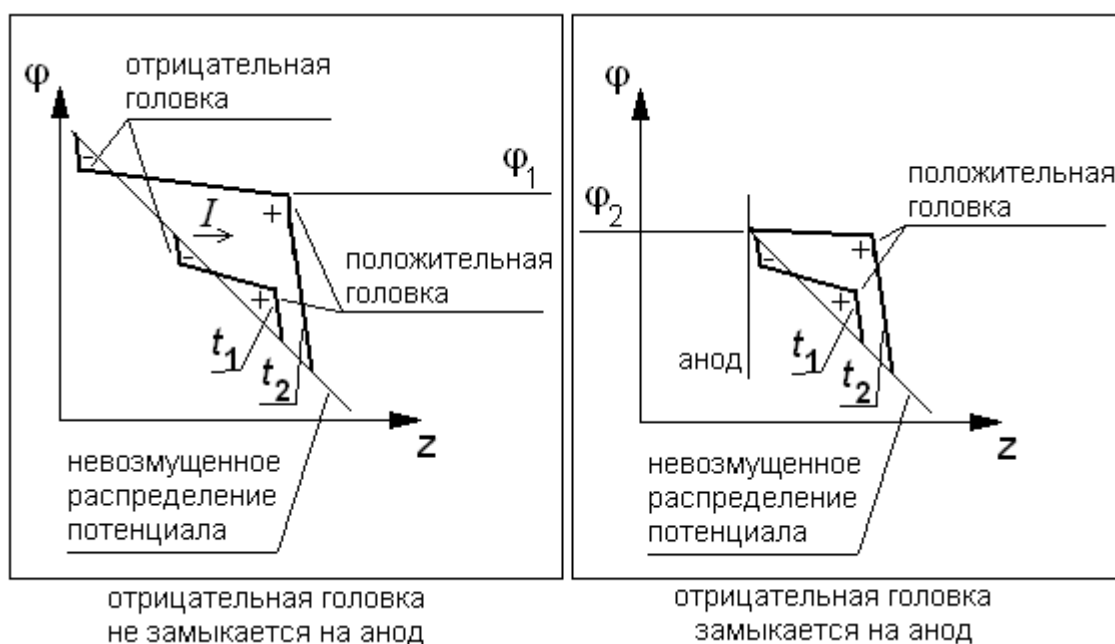


Рис. 2.165. Влияние замыкания отрицательной головки на потенциал положительной головки.

Таким образом, положение анода устанавливает ограничение сверху на потенциал в канале и, в частности, в положительной головке. Реально ограничение оказывается существенным, когда отрицательная головка замыкается на анод – если бы анод был дальше, потенциал положительной головки продолжал бы расти за счет вытягивания канала отрицательной головкой. Поэтому близкое расположение анода уменьшает скорость роста положительной головки.

## Положительный стример в слабонеоднородном поле в воздухе. Источники затравочных электронов

В неоднородном поле картина развития положительного стримера качественно изменяется.

### Постановка задачи

Расчет произведен для воздуха.

Для моделирования выбрана одна из простейших систем электродов с неоднородным полем: сфера–сфера. Радиус внутренней сферы 1 мм, внешней – 2.01 мм. Поле слабонеоднородное: отношение максимального поля к среднему в отсутствие объемного заряда равно двум.

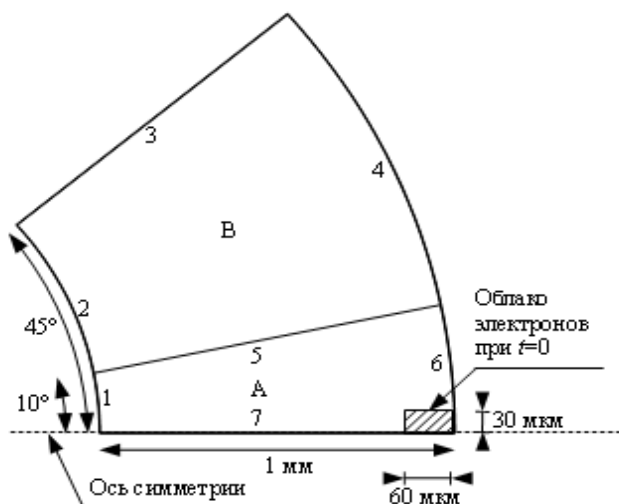


Рис. 2.166. Схема расчетной области.

Расчетная область разделена на две. В области «А» (рис. 2.166) решаются все уравнения системы (2.51), а в области «В» – только уравнение Пуассона и уравнение на концентрацию фотонов. Разделение на две области позволяет сэкономить расчетные ресурсы. Оно возможно, поскольку заряженные частицы (электроны и ионы) присутствуют практически только в области «А», но объемный заряд возмущает электрическое поле на расстоянии порядка нескольких радиусов стримера.

В качестве начальных условий вблизи катода задано начальное облако электронов (рис. 2.166): начальная концентрация электронов в облаке задана на уровне  $10^{16}$   $1/\text{м}^3$ , в остальном пространстве начальная концентрация электронов задана равной нулю. Концентрации других частиц в начальный момент времени предполагаются равными нулю. Напряжение равно 5 кВ и неизменно во времени.

№ границы	Электрический потенциал $\varphi$	Концентрации электронов $n_e$ , ионов $n_+$ и $n_..$	Концентрация фотонов $n_{ph}$ .
1	$\varphi = 0$	$-D_+ \nabla n_+ + \mu_+ n_+ \vec{E} = 0$	$n_{ph} = 0$
2	$\varphi = 0$	—	$n_{ph} = 0$
3	$\frac{\partial \varphi}{\partial n} = E_n = 0$	—	$\frac{\partial n_{ph}}{\partial n} = 0$

4	$\varphi = -5 \text{ кВ}$	—	$n_{ph} = 0$
5	—	$-D_+ \nabla n_+ + \mu_+ n_+ \vec{E} = 0$ $-D_e \nabla n_e - \mu_e n_e \vec{E} = 0$ $-D_- \nabla n_- - \mu_- n_- \vec{E} = 0$	—
6	$\varphi = -5 \text{ кВ}$	$-D_e \nabla n_e - \mu_e n_e \vec{E} = 0$ $-D_- \nabla n_- - \mu_- n_- \vec{E} = 0$	$n_{ph} = 0$
7	$\frac{\partial \varphi}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial n_e}{\partial n} = 0; \frac{\partial n_+}{\partial n} = 0; \frac{\partial n_-}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial n_{ph}}{\partial n} = 0$

Табл. 2.12. Граничные условия. Нумерация отрезков границы соответствует рис. 2.166.

Для выявления влияния разных источников ионизации на структуру и динамику стримера рассмотрены три качественно разные модели: без фотоионизации и внешнего источника, с внешним источником ионизации и с фотоионизацией за счет излучения стримера. Далее фотоионизация и ионизация внешним источником называются для краткости дополнительными источниками ионизации (в противовес ударной ионизации, основному источнику).

При расчете задач с внешним источником ионизации к функции источников электронов и положительных ионов (правая часть уравнений Нернста-Планка в системе (2.51)) добавлялись соответствующее дополнительное слагаемое:

$$S_{in} = \begin{cases} \frac{n_{max} - n_e}{\tau}, & n_e < n_{max} \\ 0, & n_e \geq n_{max} \end{cases}$$

Здесь  $n_{max}$  – максимальная фоновая концентрация свободных электронов, которую может обеспечить внешний источник ионизации,  $\tau$  – характерное время, за которое источник выводит концентрацию на фоновый уровень. В приведенных результатах задавались значения  $\tau = 0.01 \text{ нс}$ ;  $n_{max} = 10^7 \text{ м}^{-3}$ . Такой источник обеспечивает постоянную однородную концентрацию электронов в области вокруг стримера.

При решении задачи только с внешним источником ионизации уравнение для ионизирующего излучения не рассчитывалось.

Фотоионизация излучением головки дает неоднородную концентрацию затравочных электронов – при удалении от головки она падает. Ионизация внешним источником, напротив, дает однородную концентрацию затравочных электронов во всей расчетной области.

### Фаза лавины и лавинно-стримерный переход

Рассмотрим результаты моделирования. На начальных стадиях процесса облако электронов, заданное начальными условиями, движется от катода к аноду. Количество электронов в нем постепенно нарастает под действием ударной ионизации, а радиус облака увеличивается из-за диффузии. Объемный заряд пока слишком мал, чтобы заметно изменить электрическое поле – это т.н. фаза лавины. Она подробно описана ранее, здесь мы не будем на ней останавливаться. Ранее мы обсуждали эффект «втягивания» лавины в область слабонеоднородного поля. Этот эффект наблюдался и в данной модели: в определенный момент помимо основного («старого») максимума концентрации, связанного с центром лавины, возникает второй («новый») максимум, непосредственно у

поверхности электрода (рис. 2.167,  $t=3.48$  нс). Появление нового максимума вызвано первыми немногочисленными электронами, достигшими анода (из-за влияния диффузии облако электронов расплывается и не имеет четких границ. Поэтому некоторые электроны достигают анода раньше, чем основная масса лавины. Эти ранние электроны из-за более высокой напряженности поля вблизи анода и, как следствие, еще более высокой частоты ионизации, дают большие значения концентраций ионизованных частиц. Новый максимум быстро обгоняет старый по величине концентрации ионизованных частиц, и в момент  $t=3.82$  нс старый максимум становится практически незаметным на фоне нового, вследствие относительно малых концентраций ионизованных частиц. Тем не менее, некоторая концентрация электронов остается и в отдалении от анода в местах локализации центра лавины.

На рис. 4.32 и ниже приведены результаты для модели с фотоионизацией излучением стримера с коэффициентами  $g = 10^{-6}$  и  $l = 10^3 \text{ м}^{-1}$ .

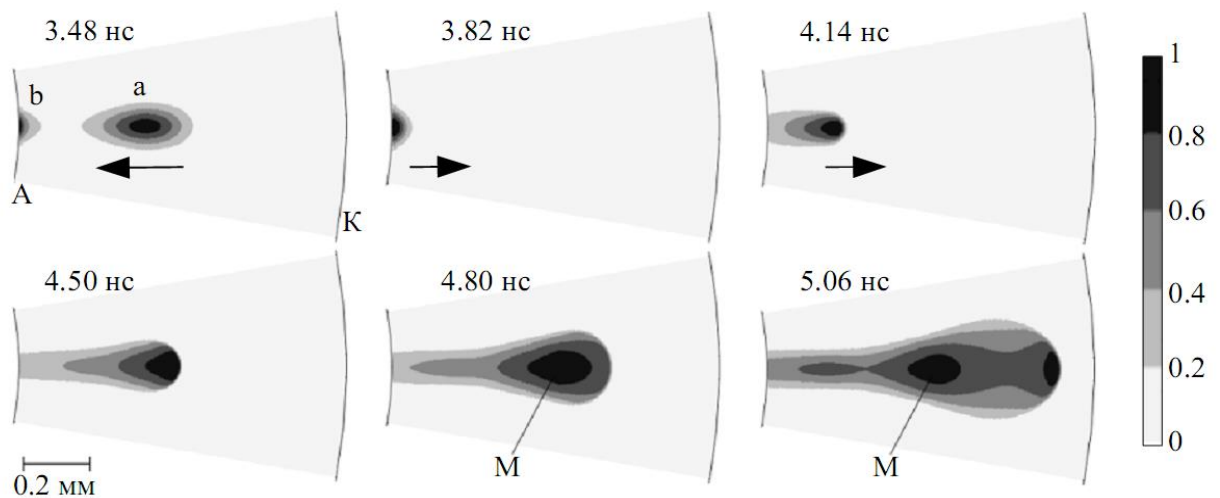


Рис. 2.167. Концентрации электронов в области в разные моменты времени. Старый (а) и новый (b) локальные максимумы концентрации в лавинной фазе. Концентрации нормированы на максимум, К – катод, А – анод, М – локальный максимум концентрации.

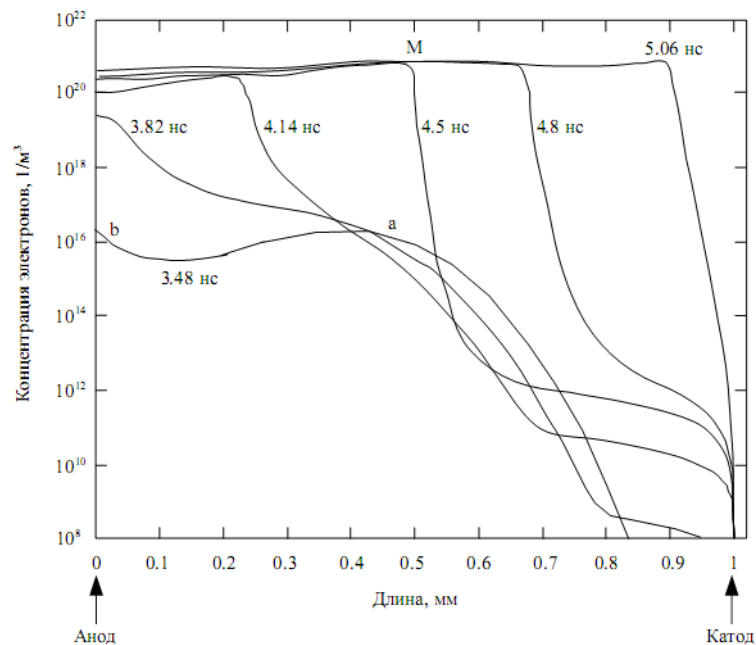


Рис. 2.168. Концентрация электронов на оси симметрии модели в разные моменты времени.

### Этапы развития положительного стримера

Появлению стримера предшествует описанный выше этап, в конце которого лавина коснулась своей передней частью анода. При этом электроны быстро уходят на анод, и в прианодном слое постепенно накапливается нескомпенсированный положительный заряд (см. рис. 2.169б), который через некоторое время начинает существенно влиять на внешнее электрическое поле, вытесняя его из области повышенной концентрации электронов на границу этой области (см. рис. 2.169в). Туда же смещается и область повышенной ионизации (см. рис. 2.169а). Это приводит к повышению концентрации ионизованных частиц перед границей, и область повышенной концентрации заряженных частиц вновь изменяет свои границы. От анода начинает прорасти положительный стример навстречу лавине – в этом смысле его можно назвать «отраженным» стримером.

При этом область повышенной концентрации электронов переходит в состояние плазмы – поле отсюда вытеснено, а концентрации электронов и ионов отличаются слабо.

Для сформировавшегося стримера, как отмечалось ранее, характерно наличие плазменного канала, поле из которого вытеснено на внешнюю границу канала. Максимум поля при этом оказывается на передней границе эллипсоидной головки канала (см. рис. 2.169в). Если лавина развивалась в поле, образованном электродами, практически не влияя на него, то с момента образования стримерного канала проводящая область увеличилась за счет только что образовавшейся плазмы, и максимум поля смещается от поверхности электрода на внешнюю границу головки стримера, ближе к противоэлектроду. Этот максимум становится центром ионизационных процессов, в которых в качестве затравочных электронов участвуют электроны запаздывающих центральных областей начальной лавины. В дальнейшем процесс повторяется: в результате лавинной ионизации перед головкой стримера возникает новая плазменная область с высокой концентрацией электронов, удлиняющая канал стримера, а максимум поля вновь смещается в направлении к противоэлектроду. Так движется волна ионизации, причем движение этой волны происходит против направления движения электронного облака.

Следует отметить, что, хотя в результате лавинной ионизации концентрация электронов в области головки стримера увеличивается на порядки по сравнению с концентрацией в окружающем стример воздухе, однако для поддержания ионизационных процессов необходимо наличие затравочных электронов перед ней, на некотором расстоянии от головки. В качестве затравочных электронов могут выступать как оставшиеся от первоначальной лавины, так и вновь образовавшиеся в результате фотоионизации газа излучением стримера или ионизации газа внешним источником. Влияние различных источников возникновения затравочных электронов рассмотрено ниже.

Скорость прорастания головки стримера (точное определение этого параметра будет дано ниже) есть скорость волны ионизации, которая может быть значительно выше скорости перемещения лавины [5]. Интенсивность ионизации перед головкой стримера также значительно выше, чем в лавине, при этом в момент образования волны ионизации лавина коснулась анода только своим передним краем, а ее основная часть все еще находится в воздухе. Поэтому стример прорастает через лавину, а ее немногочисленные (по сравнению с концентрацией электронов в плазме стримера) электроны служат для стримера затравочными (это будет показано ниже).

В сформировавшемся виде стример имеет эллипсоподобную плазменную головку, окаймленную тонким слоем объемного заряда (см. рис. 2.169б) и цилиндрический «плазменный» канал. Электрическое поле в канале и головке стримера существенно понижено, а перед головкой повышено, зона максимальной ионизации локализуется непосредственно перед головкой стримера (рис. 2.169а,  $t=4.14$  нс). Полученная в модели структура катодонаправленного стримера имеет традиционный вид (графики 2.169б и 2.169в при 4.14 нс), описанный в литературе [5]: квазинейтральная плазменная область с пониженным электрическим полем в канале стримера и повышенная напряженность поля перед головкой стримера.

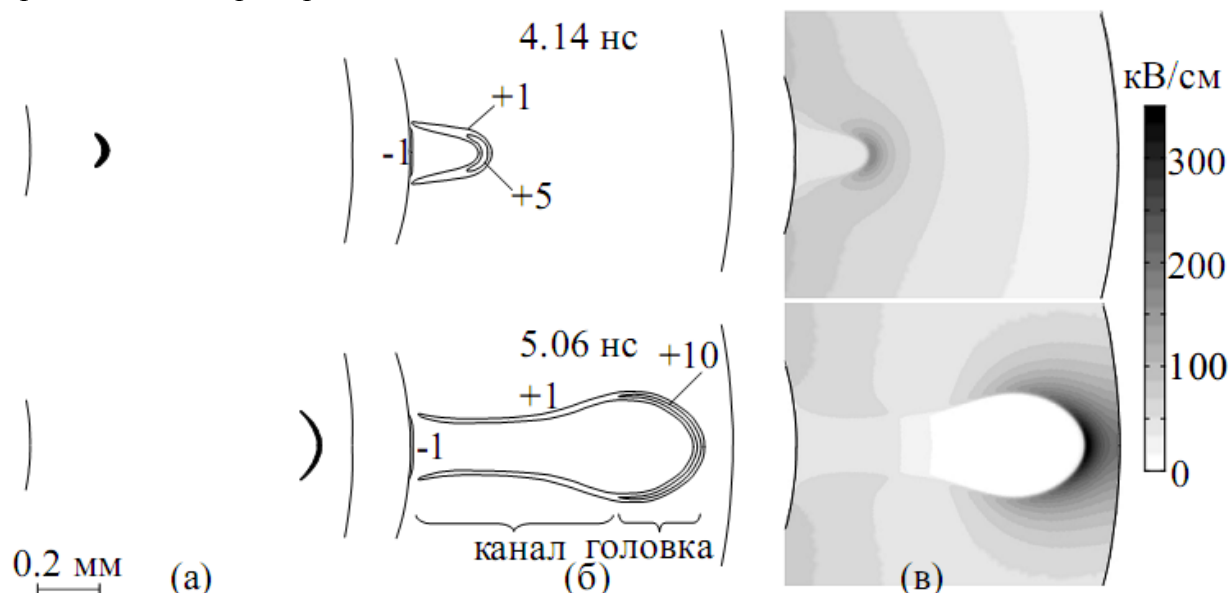


Рис. 2.169. Контурные графики интенсивности ионизации  $v_{ion} \cdot n_e$  (а), распределения объемного заряда  $[Кл/м^3]$  (б) и напряженности электрического поля  $[В/м]$  в межэлектродной области в два момента времени.

В головке стримера и на границе стримерного канала находится нескомпенсированный положительный электрический заряд, образованный положительными ионами (рис. 2.169б). Такая структура с ярко выраженным стримерным каналом, замкнутым на электрод, и четко ограниченной головкой характерна для положительных стримеров. Отрицательные же стримеры, как показано в предыдущем параграфе, имеют диффузный вид, со слабовыраженной структурой головки [40].

В [5] обосновано введение параметров стримерного канала, которые можно назвать интегральными, поскольку они характеризуют его как цельную проводящую структуру. Они позволяют наглядно представить динамику развития стримера и используются и в других работах [40]. Мы определим интегральные параметры следующим образом:

а) длина стримера, которую мы будем понимать как расстояние от поверхности анода до максимума электрического поля;

б) скорость роста стримера, которую мы определим как производную по времени от длины;

в) эффективный радиус головки, который мы определим как удвоенное расстояние между максимумом напряженности и точкой перед головкой, в которой поле падает в 2.25 раза по сравнению с максимальным. При таком определении эффективный радиус, рассчитанный в поле сферического проводника, совпал бы с радиусом сферы.

Последнее определение связано с тем, что радиус головки влияет на динамику стримера прежде всего тем, что задает характерный масштаб падения поля перед головкой [5]. В упрощенной аналитической модели из того же источника предполагается, что поле перед головкой можно приближенно считать полем от сферического проводника: оно спадает по закону обратных квадратов. Легко увидеть, что использованное нами определение дает точный результат – радиус сферы – для случая сферического заряженного проводника; для стримера же, головка которого имеет сложную форму, это будет лишь некоторый характерный пространственный масштаб головки.

Интегральные параметры позволяют описать влияние различных источников ионизации на динамику стримера. На рис. 2.170 приведены зависимости длины стримера от времени, скорости стримера от его длины и диаметра головки стримера от его длины для разных учтенных механизмов ионизации.

Результаты расчетов показывают, что в отсутствие фотоионизации и интенсивного внешнего излучения, после прохождения головкой стримера области запаздывающего начального пакета электронов стример останавливается (рис. 2.170). В определенный момент (в модели этот момент соответствует длине стримера 0,5 мм) волна ионизации практически прекращает движение. Заряженный слой, окаймляющий стример утончается. Напряженность поля растет, пытаясь компенсировать нехватку затравочных электронов перед головкой увеличением скорости ионизации; в этом случае на некоторой стадии расчета задача обычно расходится.

В моделях, учитывающих фотоионизацию излучением стримера или внешним источником, скорость стримера, его диаметр, вплоть до критической длины 0.5 мм остаются теми же, что и в отсутствие этих источников. Тем самым показано, что на начальном этапе динамика стримера определяется не фотоионизацией; а в качестве затравочных электронов выступают остаточные электроны лавины. С этой позиции можно объяснить и первый максимум скорости на этом этапе развития стримера (рис. 2.170б): он соответствует максимуму концентрации электронов в области центральной части лавины. До достижения головкой стримера положения этого максимума скорость стримера растет, а диаметр головки сужается (рис. 2.170в). Когда волна ионизации проходит через этот максимум, концентрация остаточных электронов быстро идет на спад, и стример несколько притормаживается.

Этот начальный этап движения стримера можно назвать «несамостоятельным», поскольку затравочные электроны вокруг головки на этом этапе еще не образовались в результате излучения из головки стримера, а остались от запаздывающего центра электронной лавины. Такой источник затравочных электронов является «невозобновляемым»: когда стример уйдет из области, занятой электронной лавиной, затравочных электронов больше не будет.

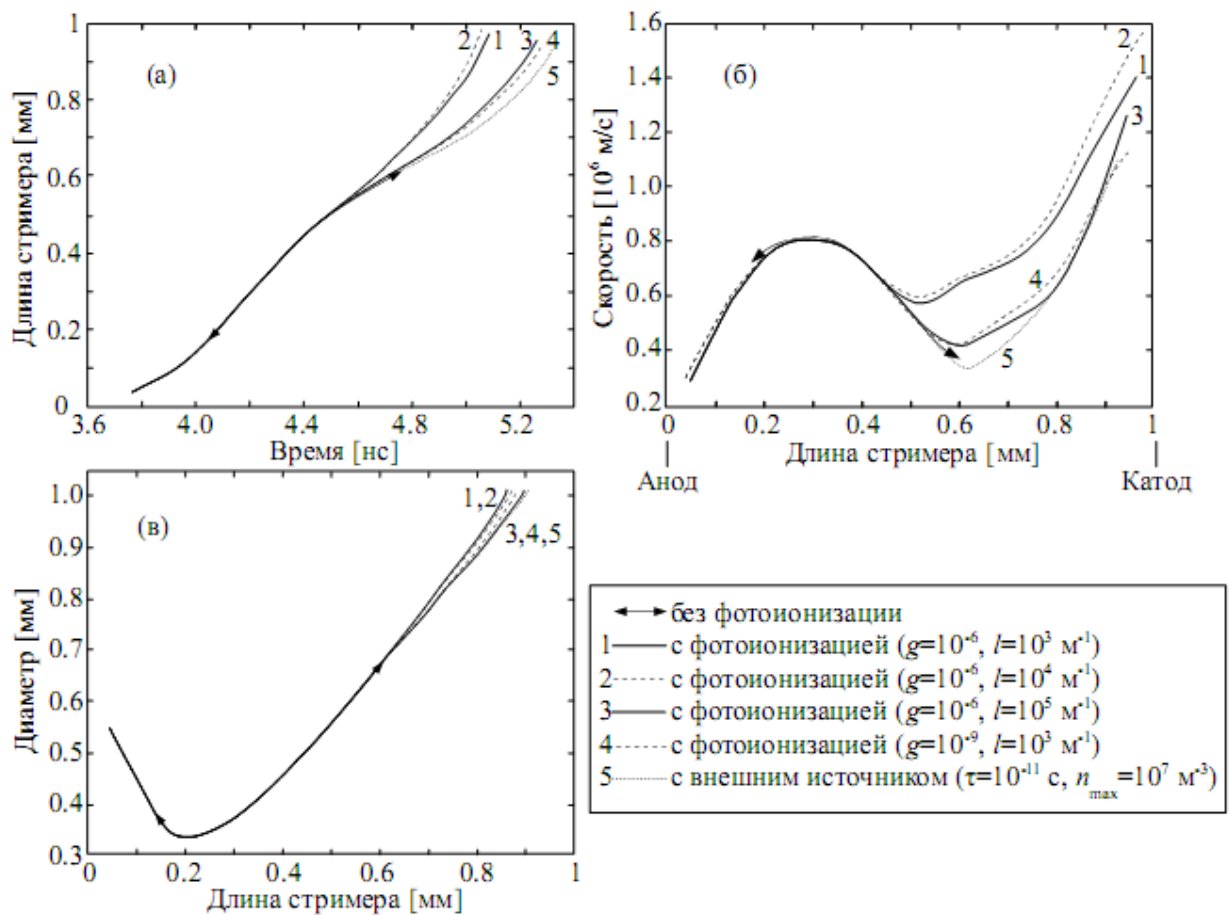


Рис. 2.170. Интегральные параметры стримера. Зависимости длины стримера от времени (а), скорости стримера (б) и диаметра головки стримера (в) от его длины в моделях: без фотоионизации, с внешним источником ионизации и с фотоионизацией за счет излучения стримера.

В моделях, учитывающих собственную фотоионизацию или внешний источник, в определенный момент времени скорость снова начинает расти. Динамика стримера зависит от механизма и параметров дополнительных источников ионизации (рис. 2.170). В различных компьютерных моделях параметры фотоионизации задавались равными: 1  $g=10^{-6} l=10^3 \text{ м}^{-1}$ , 2 –  $g=10^{-6} l=10^4 \text{ м}^{-1}$ , 3 –  $g=10^{-6} l=10^5 \text{ м}^{-1}$ , 4 -  $g=10^{-9} l=10^3 \text{ м}^{-1}$ , 5 – модель с однородным источником ионизации ( $\tau=10^{-11} \text{ с}$ ,  $n_{\text{max}}=10^7 \text{ м}^{-3}$ ). Вторичный этап развития стримера можно назвать «самостоятельным», т.к. стример далее не зависит от электронов начальной лавины. На рис. 2.167 в моменты времени 4,8 нс и 5,06 нс виден локальный максимум концентрации электронов, который соответствует области, где произошел этот переход.

На рис. 2.170 приведены интегральные параметры стримера рассчитанные для четырех различных моделей. Момент перехода и область, где происходит переход в самостоятельную фазу развития стримера зависят от интенсивности ионизации излучением и той фоновой концентрации перед головкой, которую он может обеспечить. Чем больше заданный коэффициент мощности фотоионизации, тем раньше проявляется ее влияние: тем раньше начинается рост скорости стримера.

На самостоятельном этапе развития при наличии источника затравочных электронов стример монотонно прорастает вплоть до поверхности катода. При приближении к катоду напряженность поля перед головкой стримера повышается, и скорость головки растет быстрее, чем вдали от него. Когда головка стримера



приближается к катоду на расстояние около сотни микрометров, напряженность поля перед головкой начинает стремительно расти, т.к. разность потенциалов между катодом и головкой стримера остается существенной, а расстояние между ними быстро уменьшается. Задача на этом этапе обычно расходуется. Далее будет показано, что для замыкания стримера на катод в модель необходимо добавить автоэлектронную эмиссию с катода.

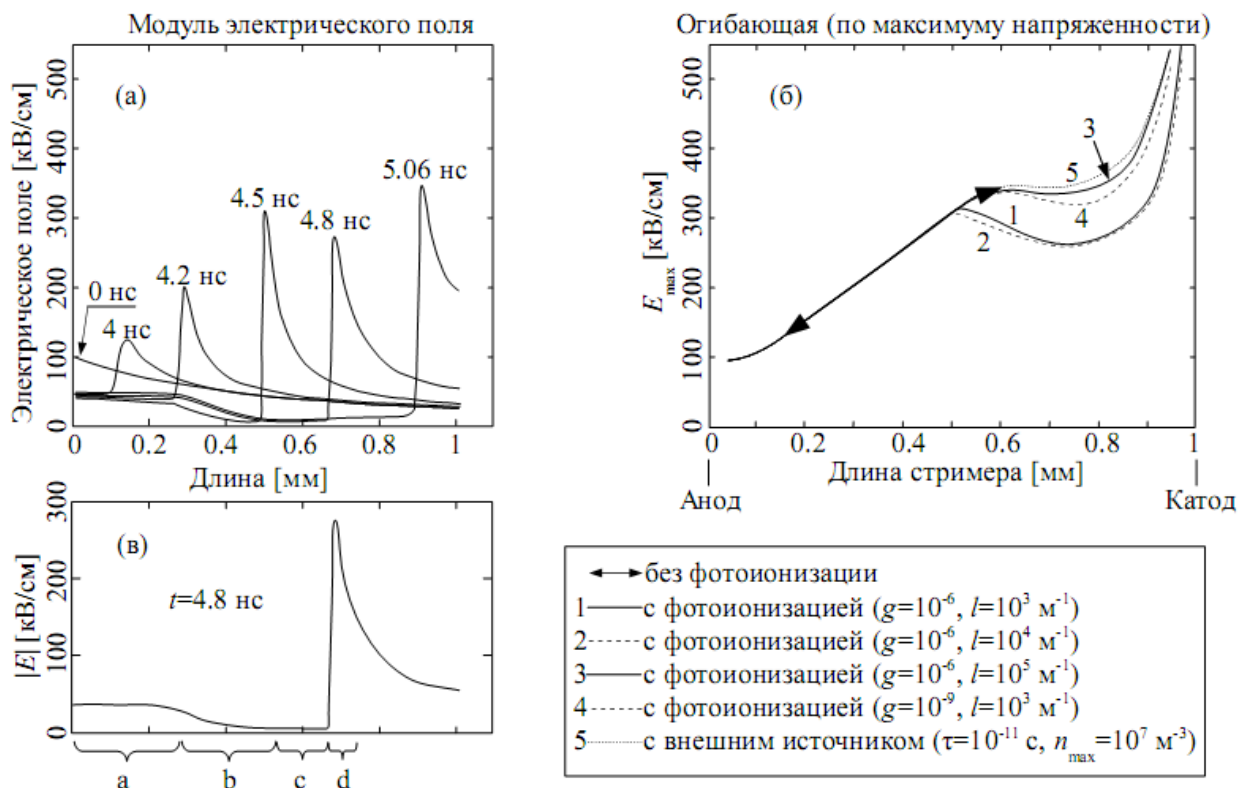


Рис. 2.171. (а) - напряженность электрического поля вдоль оси симметрии в разные моменты времени для модели с фотоионизацией ( $g=10^{-6}$ ;  $l=10^3 \text{ м}^{-1}$ ); (б) - зависимость максимальной напряженности поля от длины стримера для разных моделей; (в) – поле в один из моментов времени, схематично можно выделить участки: а – хвостовая (приэлектродная) часть канала, б – канал, с – головка, d – передний фронт стримера.

На рис. 2.171 показаны линейные графики изменения напряженности поля в процессе прорастания стримера к катоду. Зависимости имеют четко выраженный максимум, соответствующий поверхности головки стримера.

Непосредственно перед головкой стримерного канала расположена область максимальной напряженности поля (около 350 кВ/см), толщиной примерно 50 нм, из-за чего непосредственно перед головкой образуется еще более узкая область эффективной ионизации (см. рис. 2.169а). Поле перед головкой спадает плавно.

Напряженность поля в плазменном канале на два порядка меньше чем на фронте и ниже критического значения, при котором ионизация идет интенсивнее прилипания. Поэтому ключевую роль в канале играют процессы гибели электронов в результате рекомбинации и прилипания. На рис. 2.171 видно, что поле в хвостовой части канала вблизи анода примерно на порядок выше поля в остальной части канала. Это вызвано тем, что вблизи анода толщина канала меньше (рис. 2.169в), и чтобы обеспечить подпитку движущейся головки стримера, т.е. пропустить ток той же величины через меньшее сечение канала, необходимо повышенное поле в этой области проводящего канала.

## Волна ионизации

Рассмотрим взаимосвязь параметров на фронте стримера. Как видно по графику на рис. 2.172, область, занятая электронами, прорастает со временем от анода к катоду, т.е. в направлении, противоположном направлению миграции электронов в электрическом поле. В период 4,5-4,9 нс распределение концентрации в области наибольшего изменения почти не изменяется по форме, но смещается слева направо. Таким образом, мы имеем дело с волновым процессом.

График на рис. 2.172 показывает, что распределение электронов в выделенный момент времени подвержено изменению в малой части пространства, где градиент концентрации наиболее высок. Эту область резкого изменения концентрации электронов называют фронтом волны ионизации. Слева от нее находится область высокой концентрации электронов – стримерный канал. Газ в стримерном канале находится в состоянии плазмы, т.е. положительные и отрицательные заряды здесь скомпенсированы, а напряженность поля относительно низка, по крайней мере недостаточна для значимой ударной ионизации. Справа от фронта находится область затравочных электронов, где из процессов доминирует фотоионизация, а ударная ионизация почти не идет: не хватает напряженности поля. Газ в области затравочных электронов находится в состоянии не плазмы, а слабоионизованного газа, т.е. концентрации заряженных частиц недостаточно, чтобы существенно исказить распределение электрического поля. Фронт представляет собой переходную область между плазмой и слабоионизованным газом – с одной стороны, напряженность поля здесь уже существенно искажается заряженными частицами, с другой – есть значительный объемный заряд, т.е. условие квазинейтральности не выполнено.

На рис. 2.173 приведены распределения напряженности поля и потенциала вдоль оси симметрии в различные моменты времени. В канале стримера непосредственно за головкой напряженность поля относительно низка, однако далее заметен рост напряженности в канале стримера в направлении к электроду. В приэлектродной области уровень напряженности превышает 40 кВ/см и достаточен для ионизации приэлектродных областей стримерного канала. На графике распределений потенциала также заметен спад потенциала по стримерному каналу. В области головки стримера наблюдается острый пик напряженности, причем задний фронт пика почти ступенчатый, а передний относительно плавный. Пик напряженности распространяется вдоль оси симметрии, пиковая напряженность поля существенно выше начальной напряженности, растет в процессе движения, выходя на стационар, и достигает уровня в 300 кВ/см.

## Electrons concentration

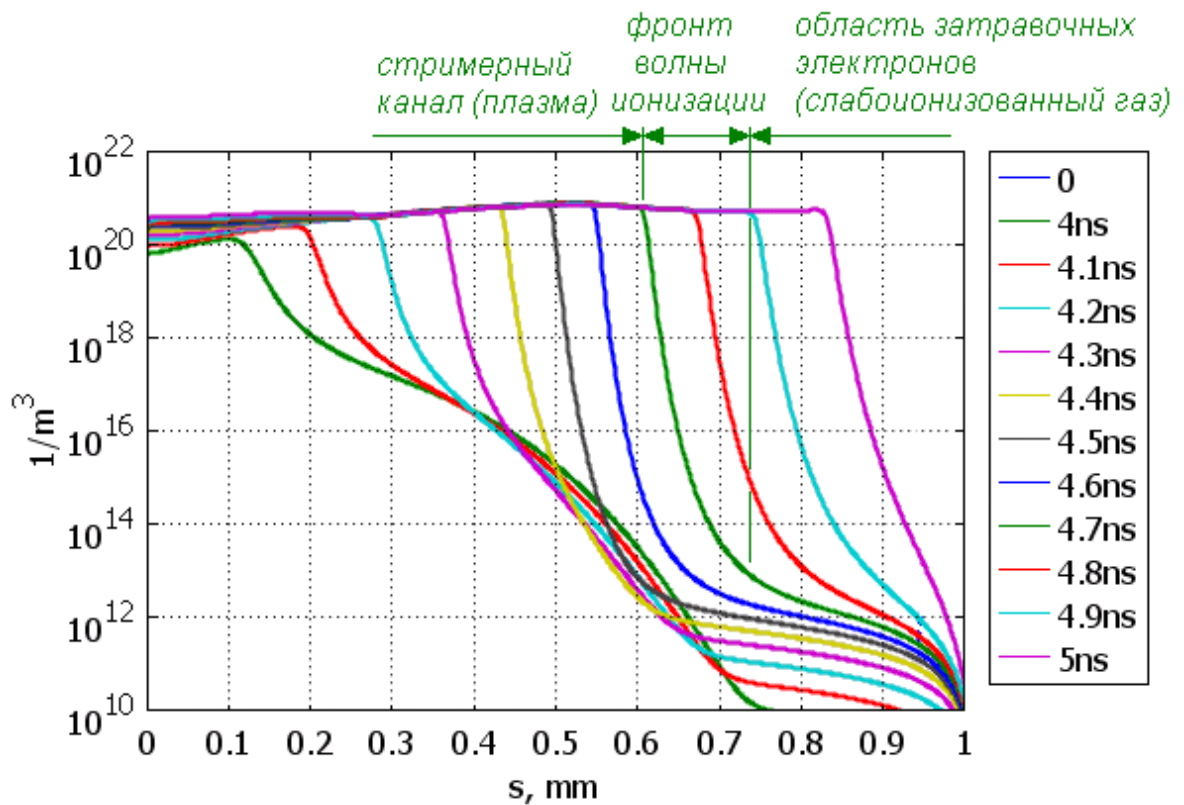


Рис. 2.172. Концентрация электронов на оси симметрии. Слева – анод, справа – катод.

Рис. 2.173 показывает, что фронт волны ионизации соответствует области максимальной напряженности поля. При смещении волны в область высокой напряженности попадают все новые участки области затравочных электронов, концентрация электронов в которых начинает немедленно расти, и эти участки переходят таким образом в область фронта волны ионизации. Как показывает график, на начальном этапе максимум напряженности поля растет, а затем стабилизируется и меняется плавно.

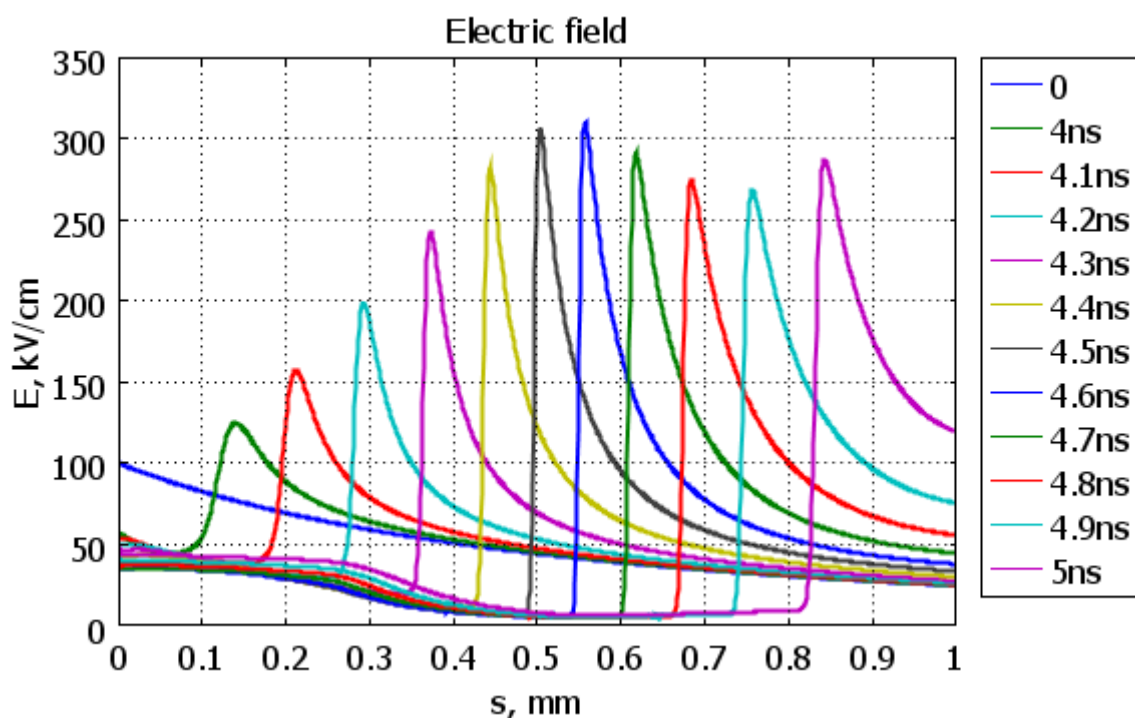


Рис. 2.173. Напряженность электрического поля на оси симметрии. Слева – анод, справа – катод.

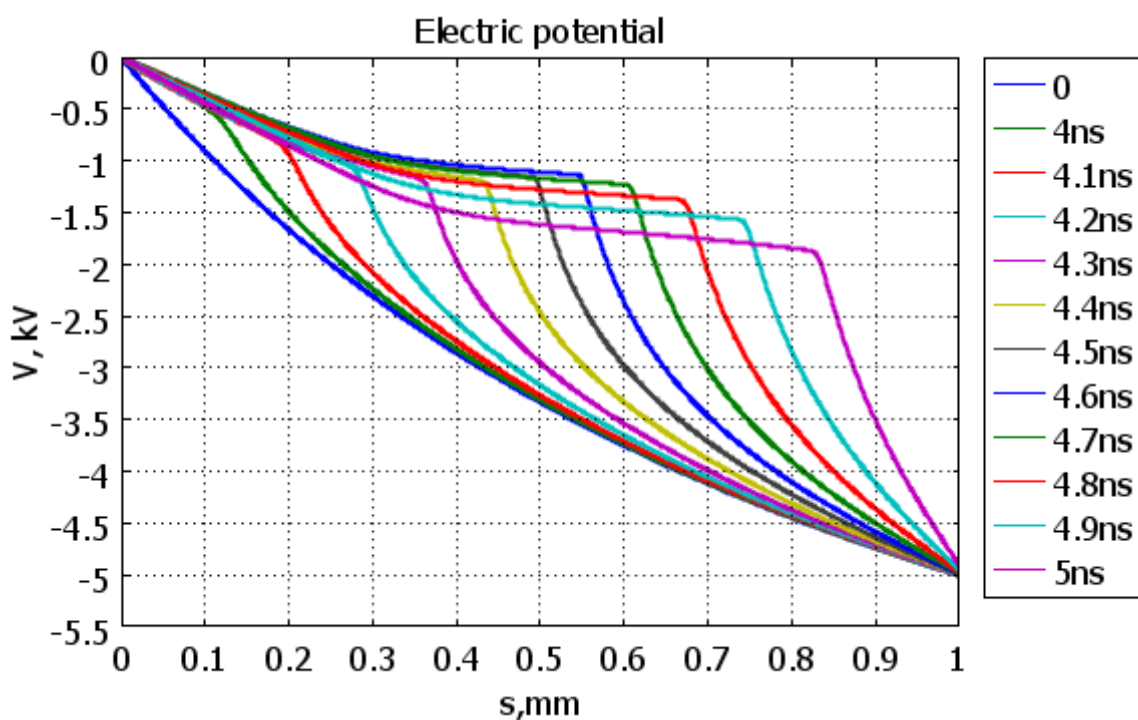


Рис. 2.174. Электрический потенциал на оси симметрии. Слева – анод, справа – катод.

На данном участке фронта концентрация электронов становится в какой-то момент настолько высока, что объемный заряд экранирует поле и ионизация прекращается. Такой участок выходит из состава фронта и становится частью стримерного канала. График на рис. 2.175 демонстрирует распределение объемного заряда

в разные моменты времени. Видно, что слой объемного заряда очень тонкий – на порядок тоньше толщины фронта волны ионизации.

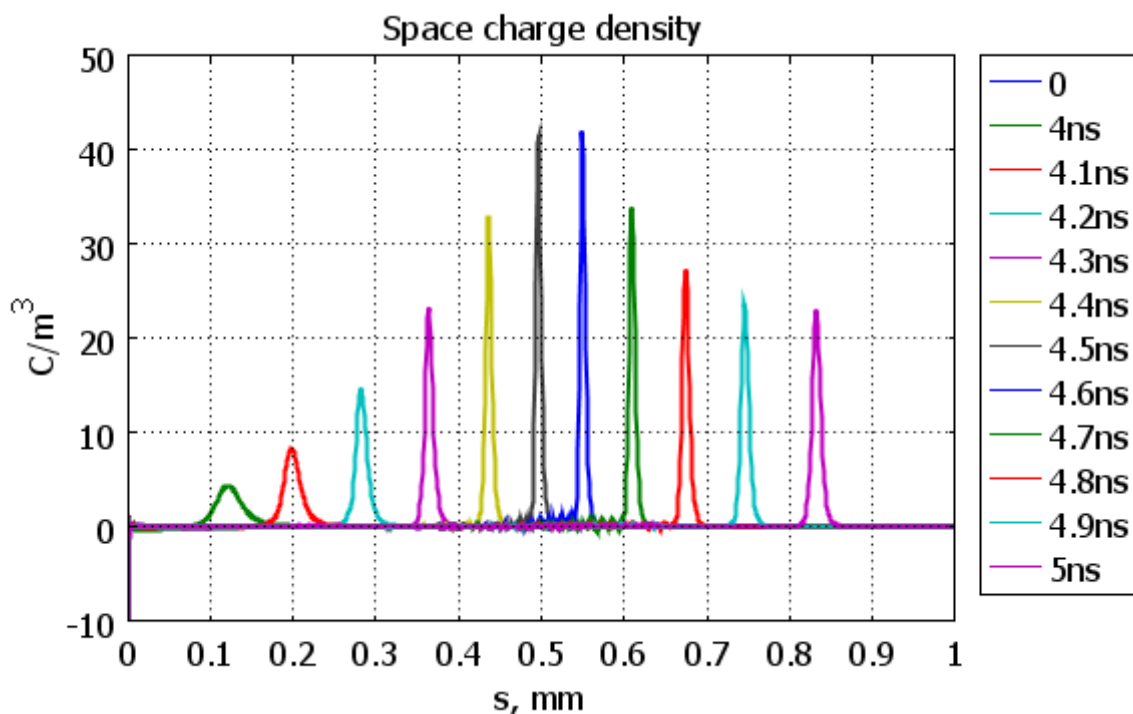


Рис. 2.175. Плотность объемного заряда на оси симметрии. Слева – анод, справа – катод.

Стример отличается от лавины прежде всего узостью области, где идет ударная ионизация, по сравнению с областью, занятой электронами. В лавине ударная ионизация идет везде, где есть электроны. В стримере область ударной ионизации сосредоточена перед поверхностью головки стримера (рис. 2.176).

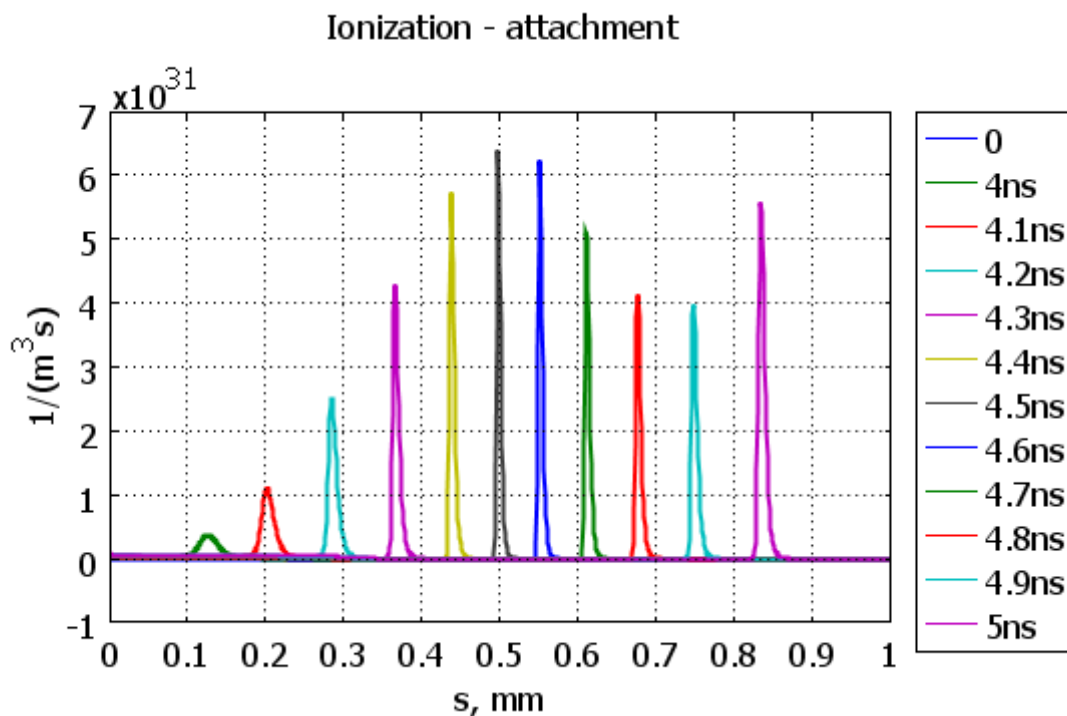


Рис. 2.176. Эффективная ионизация (интенсивность ионизации минус интенсивность прилипания) вдоль оси симметрии. Слева – анод, справа – катод.

Справа от фронта волны ионизации почти все затравочные электроны возникают благодаря фотоионизации (рис. 2.177).

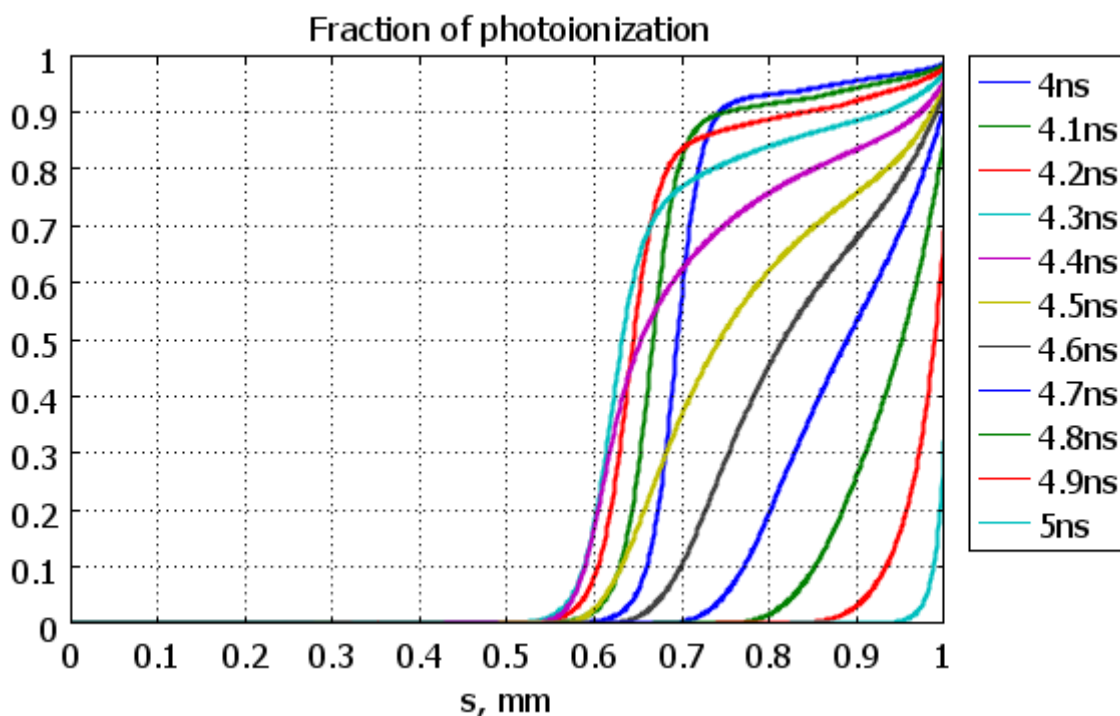


Рис. 2.177. Отношение интенсивности фотоионизации к общей интенсивности ионизации (включающей также ионизацию электронным ударом) на оси симметрии. Слева – анод, справа – катод.

Концентрация фотонов максимальна на фронте волны ионизации, фотоны распространяются не только в область затравочных электронов, но и в стримерный канал (рис. 2.178). Однако в стримерном канале уже имеется высокая концентрация электронов, так что на ее фоне действие фотоионизации незаметно. Напротив, в области перед головкой стримера фоновая концентрация затравочных электронов очень мала и не способна обеспечить движение стримера. Так что необходимый уровень затравочных электронов определяется именно фотоионизацией.

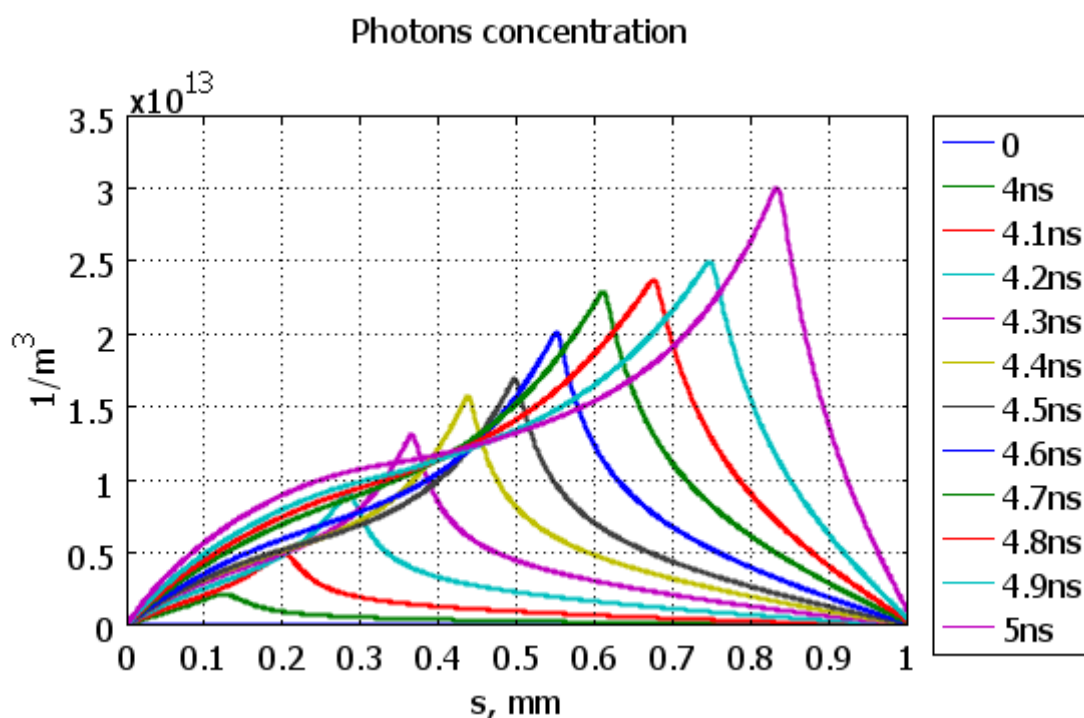


Рис. 2.178. Концентрация фотонов на оси симметрии. Слева – анод, справа – катод.

Волна ионизации – самый быстрый из набора процессов, составляющих стример. Тем не менее, более медленные процессы в канале оказывают влияние на волну ионизации, регулируя скорость поступления заряда в головку, так что их также нельзя сбрасывать со счетов при решении задачи о развитии стримера.

### Влияние дополнительных источников ионизации на развитие стримера

Были рассмотрены модели с разными значениями коэффициента мощности ионизирующего излучения  $g$  (см. (2.73)):  $g=10^{-6}$  и  $g=10^{-9}$ . Как видно по рисункам 2.170-2.171, увеличение  $g$  приводит к более раннему переходу на самостоятельный этап развития. Скорость стримера для приведенных значений  $g$  отличается не более чем в 2 раза, напряженность поля на поверхности головки не более чем в 1.4 раза, а эффективный диаметр головки практически не зависит от  $g$ . При этом разница в значениях  $g$  составила 3 порядка. Таким образом, подтверждается приведенное в [5, 14] утверждение о том, что скорость роста, а также и другие важные параметры стримера слабо (логарифмически) зависят от концентрации затравочных электронов, а значит, и от коэффициента мощности фотоионизации  $g$ . Для расчета с удовлетворительной точностью достаточно знать этот параметр по порядку величины.

Также в модели варьировался и коэффициент поглощения фотоизлучения  $l$ . С одной стороны, увеличивая  $l$ , мы увеличиваем мощность источника электронов  $S_{ph}$  (2.74), что может ускорить стример; с другой стороны, затравочные электроны образуются ближе к фронту, что должно замедлить стример. Как видно по рис. 2.170-2.171, если характерная длина поглощения  $l^{-1}$  была порядка и больше радиуса головки (1 мм и 100 мкм), влияние  $l$  на параметры стримера было слабым. Однако уменьшение  $l^{-1}$  до 10 мкм привело к почти двукратному падению скорости стримера и существенному росту напряженности поля. Очевидно, это связано с тем, что, уменьшив характерную длину поглощения (т.е. прозрачность газа для данного излучения), мы уменьшили расстояние от фронта, на котором поглощаются фотоны и образуются затравочные электроны, а значит, уменьшили

длину развития лавинного процесса перед фронтом стримера. Область локализации фотонов в этом случае сконцентрирована в тонком слое вокруг стримерной головки (рис. 2.179в).

Внешний источник ионизации привел к развитию стримера, качественно и количественно весьма схожего с моделью фотоионизации от головки стримера при одной из комбинаций  $l$  и  $g$  (рис. 2.170-2.171). Это говорит о том, что тип источника затравочных электронов вокруг головки качественно не влияет на картину развития стримера – необходимо лишь его наличие, чтобы вокруг продвигающейся головки постоянно возникали затравочные электроны. При исследованных мощностях излучения, качественных отличий в развитии стримеров выявлено не было.

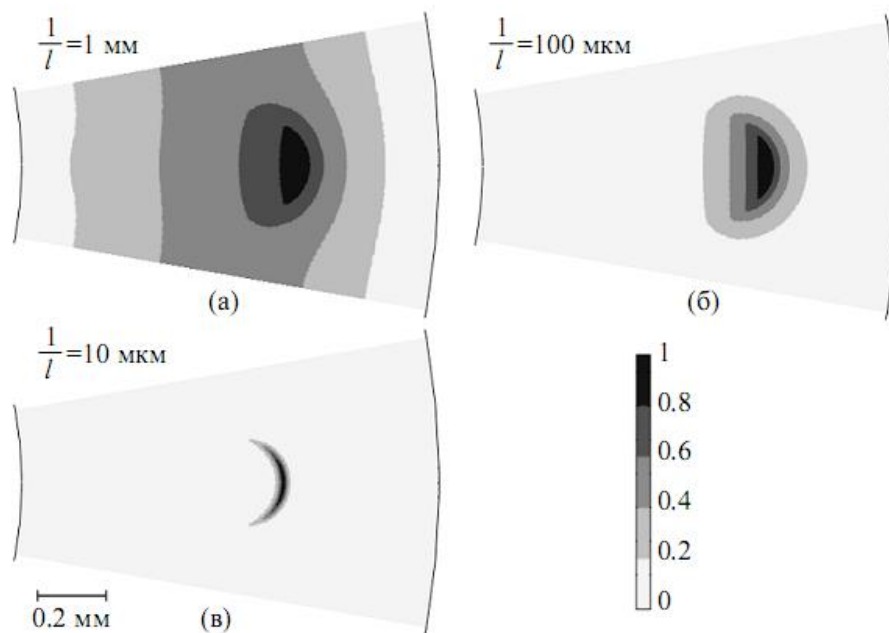


Рис. 2.179. Концентрация фотонов (нормированная на максимум) в моделях с  $g=10^{-6}$  разным коэффициентом поглощения  $l$ . Показан один тот же момент времени  $t=4,8$  нс.

## Выводы

Основным преимуществом данной модели является использование минимально возможного количества уравнений для описания всех основных параметров стримерного разряда в воздухе. Использование дрейфово-диффузионного приближения (2.51) избавляет от необходимости расчета функций распределения частиц по энергиям, а также учета различных энергетических реакций, которые не сопровождаются изменением заряда частиц. Использование усредненных положительно и отрицательно заряженных ионов, параметры которых берутся из эксперимента, избавляет от необходимости учитывать большое количество основных реакций взаимодействия между различными компонентами воздуха.

В рамках компьютерной модели стримера рассчитана структура короткого катодонаправленного стримера в слабонеоднородном поле.

Показано, что движение положительной головки стримера в нейтральной среде возможно только при наличии внешних либо собственных источников ионизации перед головкой стримера, например, подсветкой ультрафиолетом или излучением из стримера соответственно. Это излучение должно обеспечить достаточное количество затравочных электронов перед головкой стримера.



Исследовано влияние уровня собственной и внешней фотоионизации на характер распространения стримера. Показано, что у анода на начальных этапах развития, движение положительного стримера обеспечивается электронами затравочной лавины, далее скорость развития стримера зависит от уровня фоновой концентрации электронов перед стримерной головкой, которую может обеспечить процесс фотоионизации. Мощность фотоионизации в определенном диапазоне слабо влияет на основные параметры стримера. Коэффициент поглощения ионизирующего излучения существенно замедляет стример только когда характерная длина поглощения становится меньше по порядку, чем радиус головки. Учет фотоионизации и ионизация внешним источником дают качественно и количественно схожие картины стримеров. Таким образом, важно прежде всего само наличие дополнительного источника. Это говорит о том, что расчет концентрации фотонов можно проводить и в грубом приближении, это слабо влияет на точность расчета стримера.

### ***Положительный стример в сильнонеоднородном поле***

#### **Постановка задачи**

Задача считается в дрейфово-диффузионном приближении (2.51). Среда – аргон.

Рассматривается система электродов игла-плоскость. Радиус закругления иглы 50 мкм, межэлектродное расстояние 4 мм.

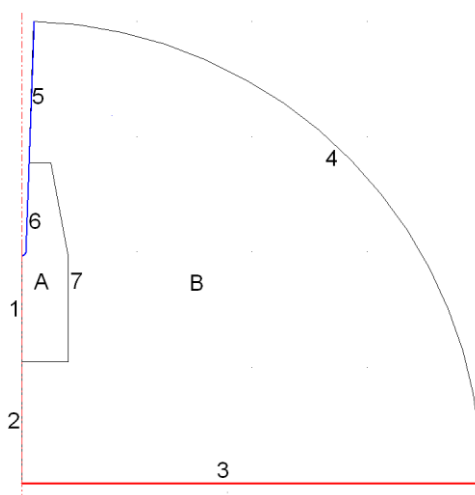


Рис. 2.180. Схема конечноэлементной модели.

Во всей области строится неупорядоченная треугольная сетка, за исключением той области, где идет стример. Здесь строится густая упорядоченная сетка. Ее размер подбирается таким образом, чтобы головка стримера не выходила за ее пределы.

Вся система (2.51) рассчитывается в домене А (рис. 2.180), в домене В рассчитываются только уравнения на концентрацию фотонов и электрический потенциал. Граничные условия приведены в табл. 2.13.

№	Электрический потенциал $\varphi$	Концентрация фотонов $n_{ph}$	Концентрация электронов $n_e$	Концентрация положительных ионов $n_+$
1	Осевая симметрия			
2	Осевая симметрия		Нет	Нет
3	$\varphi=0$	$n_{ph}=0$		
4	$\frac{\partial \varphi}{\partial n} = 0$			
5	$\varphi=+U$	$\frac{\partial n_{ph}}{\partial n} = 0$	Свободное прохождение	$j_+=0$
6				
7	Нет		$n_e=0$	$n_+=0$

Табл. 2.13. Граничные условия. Нумерация границ соответствует рис. 2.180.

Начальное распределение электронов задается в виде распределения Гаусса вблизи кончика иглы (2.76).

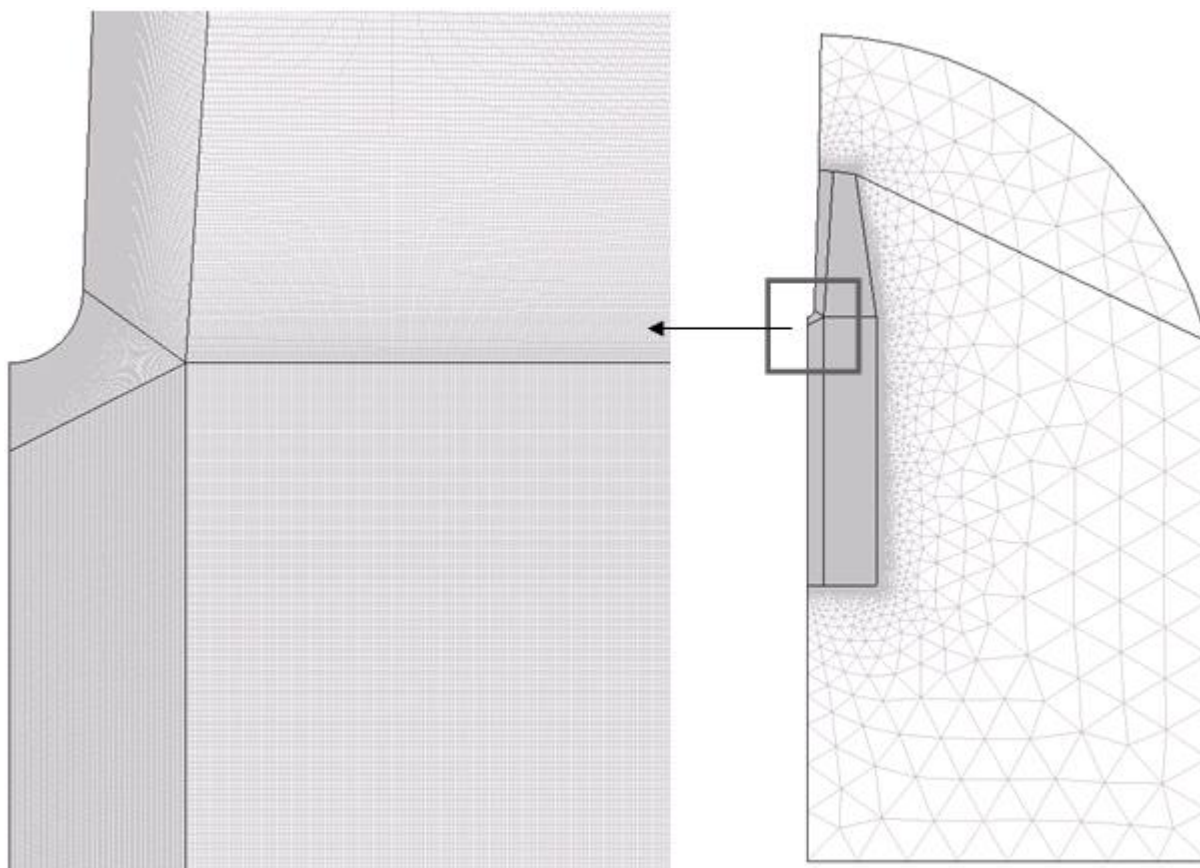


Рис. 2.181. Сетка конечно-элементной модели.

### Анализ результатов моделирования

На рис. 2.182 представлены контурные графики концентрации электронов в разные моменты времени. При  $t=0$  электронное облако имеет форму гауссовского пакета (2.76), затем значения концентрации возрастают на несколько порядков. Концентрация электронов падает с удалением от электрода.

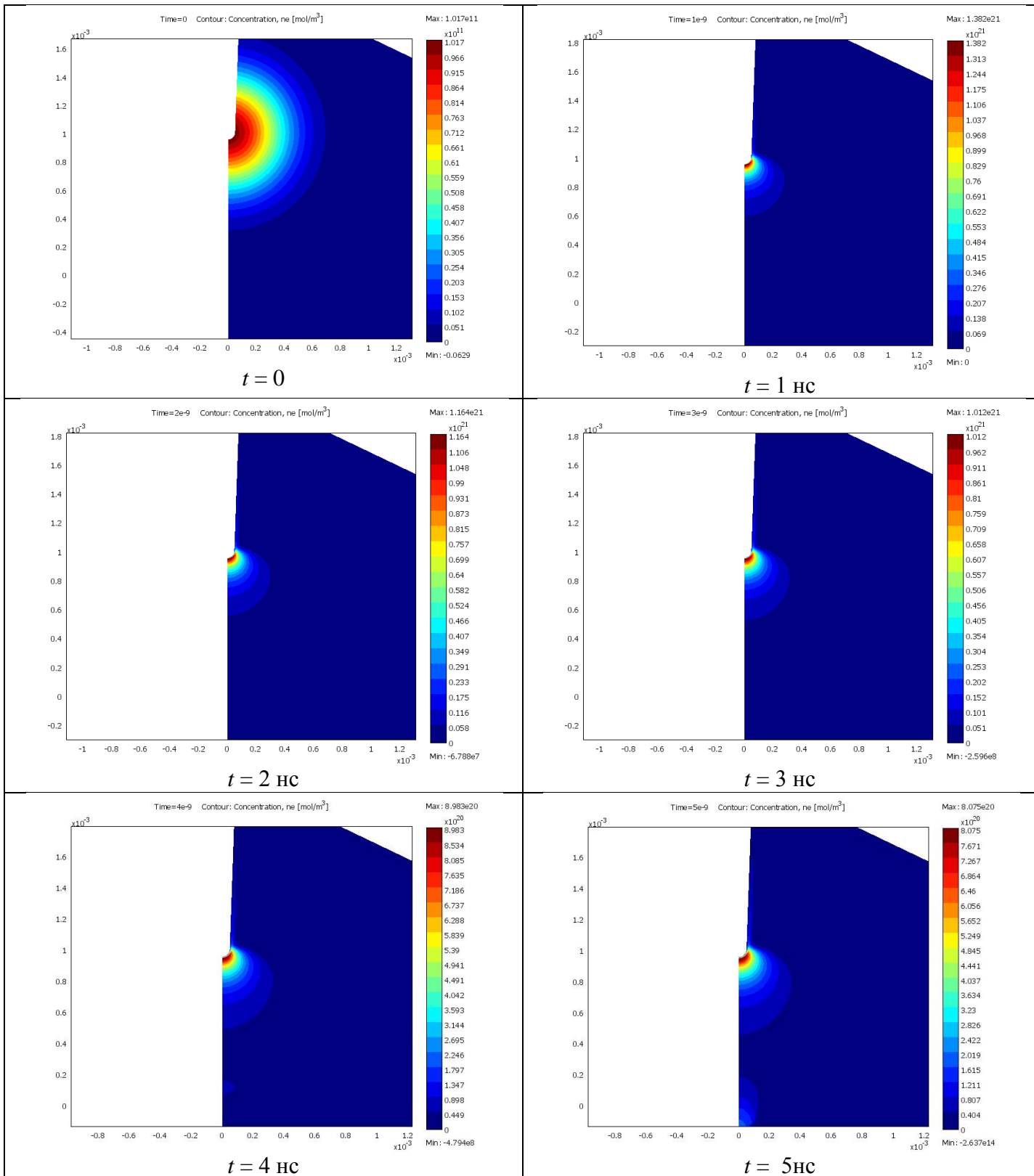


Рисунок 2.182. Концентрация электронов ( $1/\text{м}^3$ ) в разные моменты времени. Напряжение 5кВ.

Линейный график, выполненный в полулогарифмическом масштабе (рис. 2.183) показывает, что уже через 0,5 нс после начального момента концентрация электронов вокруг иглы существенно превышает исходную фоновую концентрацию и по профилю

значительно отличается от гауссовского пакета. Виден сформировавшийся фронт волны ионизации с резким изменением концентрации, область высокой концентрации электронов у электрода (далее будет показано, что это плазменная область), и область относительно низкой концентрации электронов перед фронтом. Перед фронтом газ ионизован благодаря фотоионизации. По мере распространения волны ионизации, как показывает график, концентрация электронов на фронте вначале несколько падает, а затем растет. Уровень концентрации соответствует  $10^{20} \text{ м}^{-3}$ .

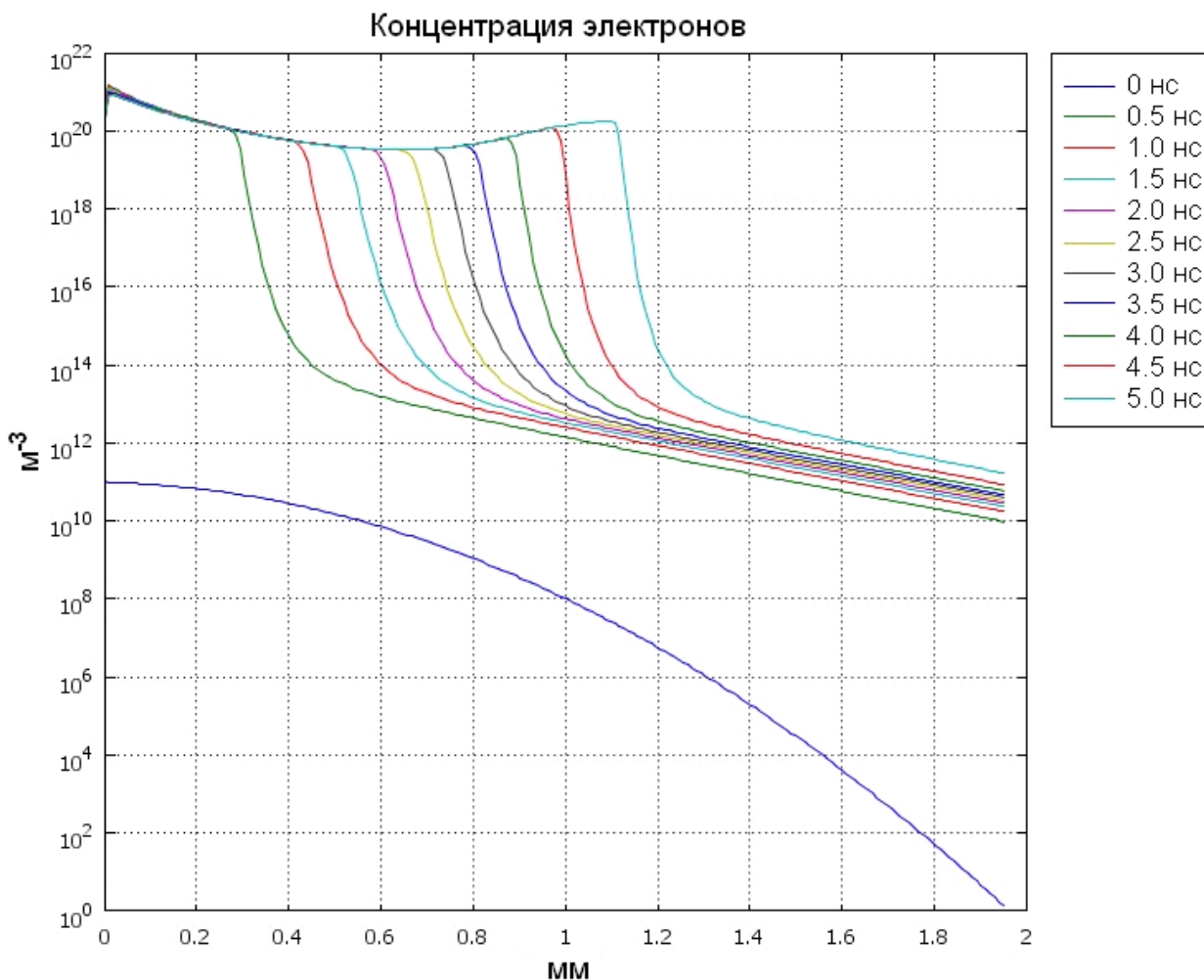


Рис. 2.183. Зависимость концентрации электронов на оси симметрии от координаты в разные моменты времени.

На рис. 2.184 представлено распределение напряженности поля в разные моменты времени. В начальный момент времени поле повышено непосредственно у игольчатого электрода. По мере развития ионизационных процессов у закругленной головки игольчатого электрода возникает и растет область пониженного поля, т.к. по мере роста области ионизации поле из центральной части ионизованной области выталкивается – это говорит о том, что газ здесь находится в состоянии плазмы. Плазменная область расширяется не только вперед, как это было в однородном и слабонеоднородном поле, но и в боковом направлении. В результате канал здесь фактически не успевает образоваться, стример состоит только из головки, а игольчатый электрод оказывается поглощен плазменной областью. Плазма также постепенно поднимается вверх по боковой поверхности иглы. На последних этапах из плазменной области, имеющей полусферическую форму, начинает прорастать более тонкий канал.

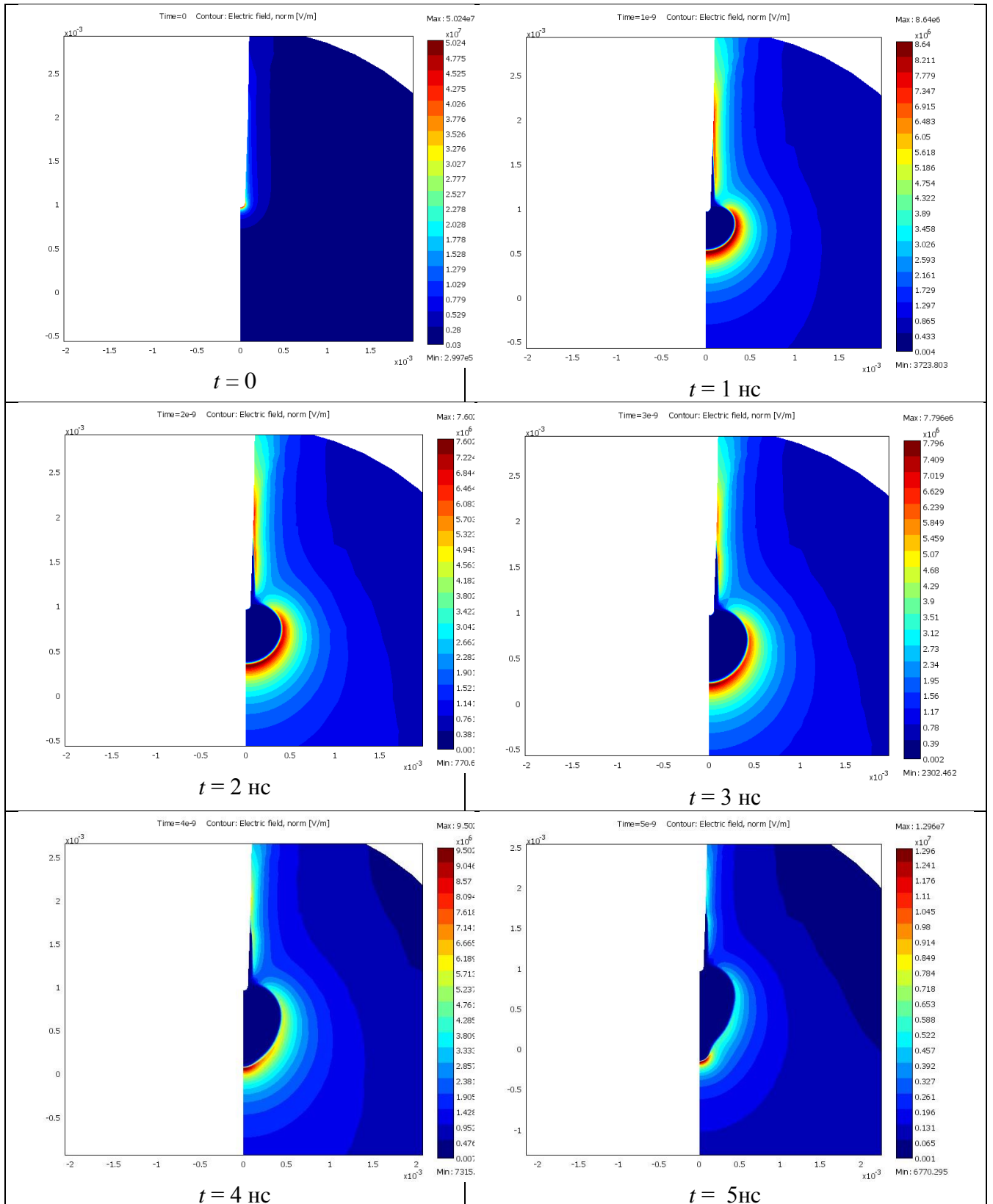


Рис. 2.184. Распределение напряженности электрического поля (В/м) в разные моменты времени. Напряжение 5 кВ.

Линейный график напряженности поля показывает, что максимум напряженности в начале падает, а затем растет. Начальное падение напряженности связано с расширением плазменной области: напряженность поля приблизительно обратно пропорциональна радиусу кривизны проводника. В начале напряженность определяется радиусом кривизны иглы, а после образования плазмы – радиусом плазменной области, который постоянно растет. Рост напряженности в конце расчета связан с изменением формы плазменной области – выделением тонкого плазменного отростка, который виден на последнем графике на рис. 2.184. Такое изменение формы, с которым мы не сталкивались в случае слабонеоднородного и однородного полей, говорит о том, что в сильнонеоднородном поле форма головки стримера значительно утончается и может быть нестабильной, т.е. склонной к ветвлению. Это соотносится с экспериментальным фактом: с ростом неоднородности поля растет интенсивность ветвления.

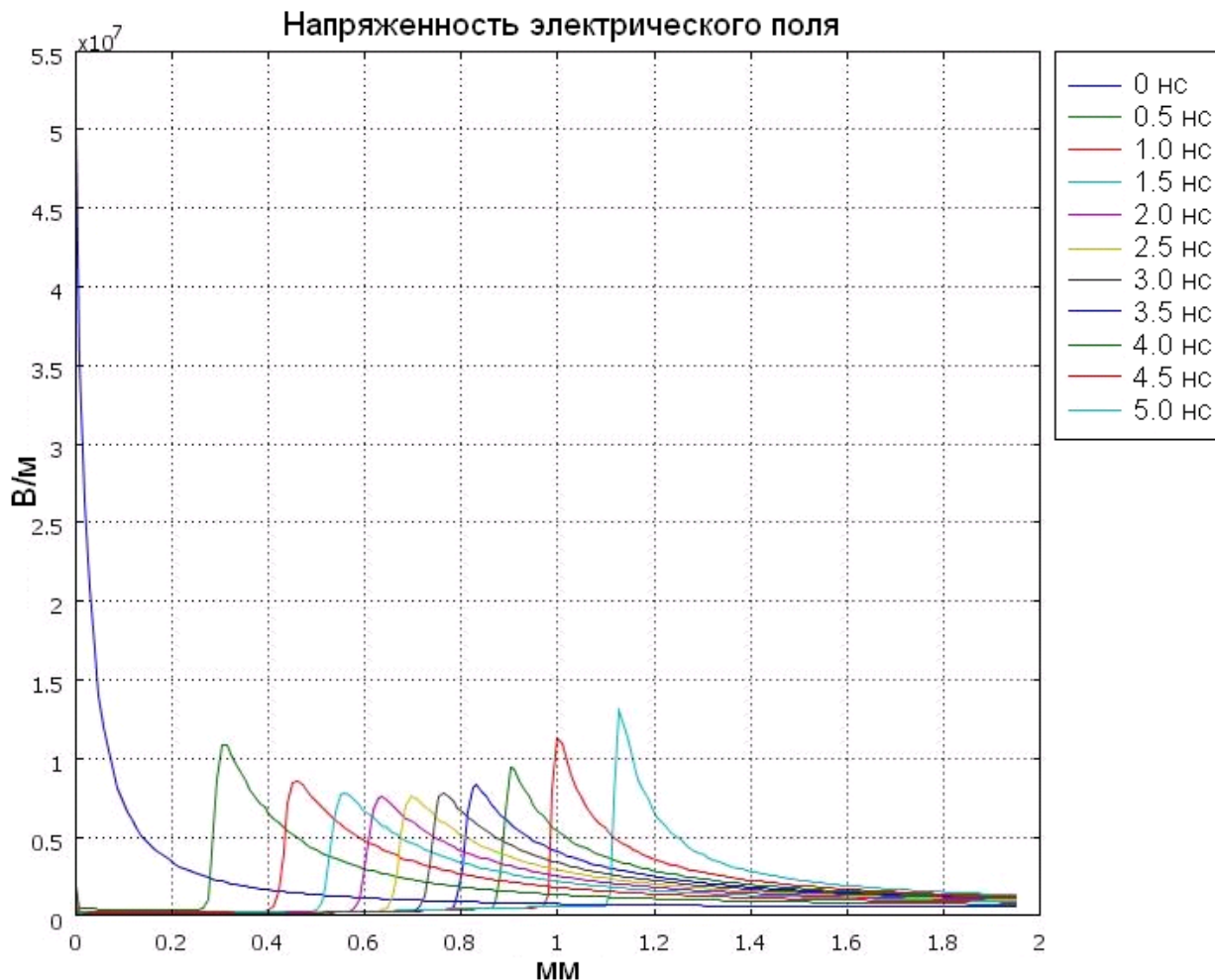


Рис. 2.185. Напряженность поля вдоль оси в разные моменты времени. Напряжение 5 кВ.

Как показывает рис. 2.186, объемный заряд на начальных этапах сосредоточен в тонком полусферическом слое на границе плазменной области, а затем смещается в переднюю часть выступа формирующегося на головке стримера. Передняя часть головки положительного стримера, как видно из графиков объемного заряда и напряженности электрического поля имеет четкие границы. Интенсивность ионизации также сосредоточена в тонком слое на границе плазмы (рис. 2.187). Видно, что в начале ионизация велика по всей полусферической границе головки – и спереди, и по бокам, но затем максимум концентрируется в передней части головки в области выступа, как и было у стримера в слабонеоднородном поле (ср. с рис. 2.169 (а)).

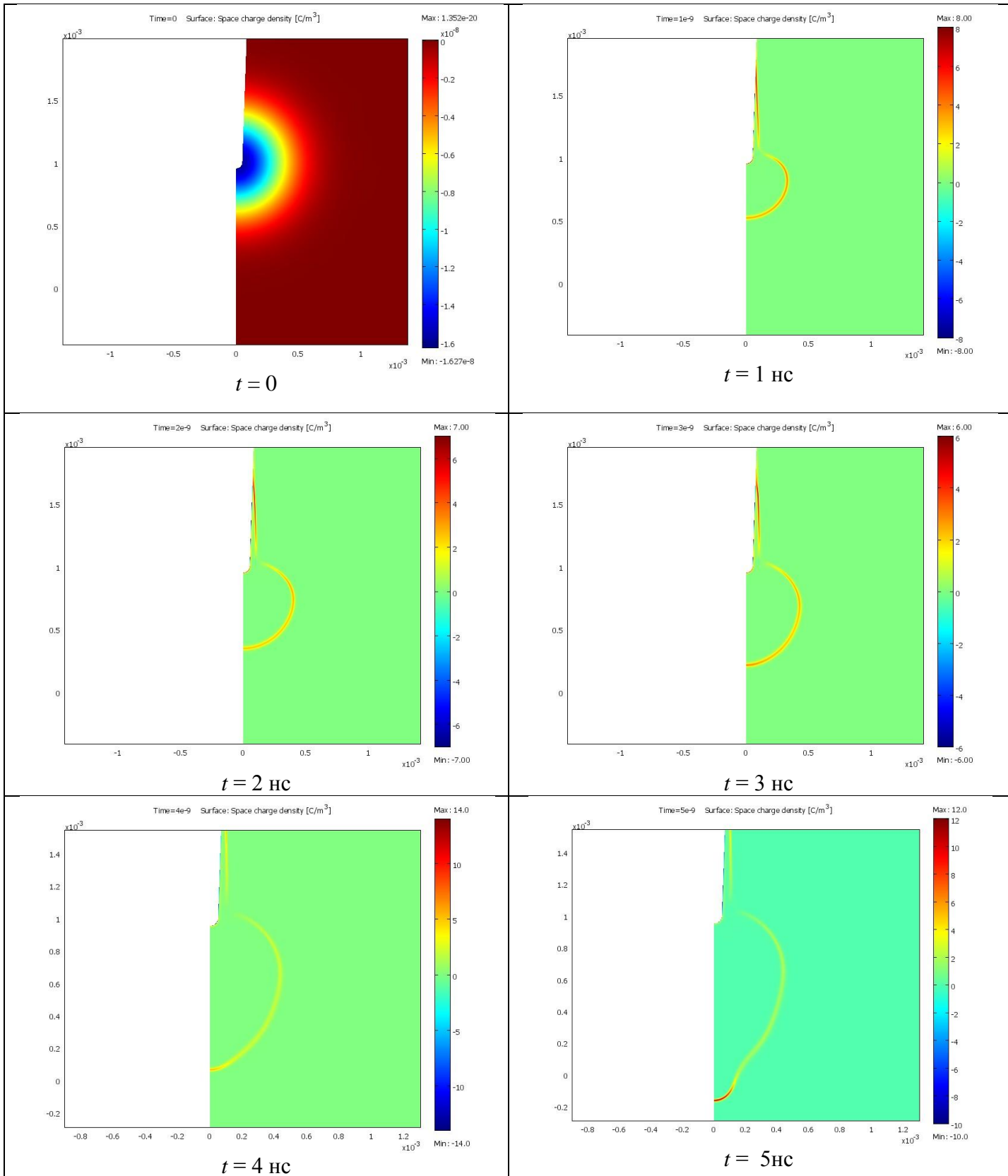


Рис. 2.186. Объемный заряд ( $\text{Кл/м}^3$ ). Напряжение 5 кВ.

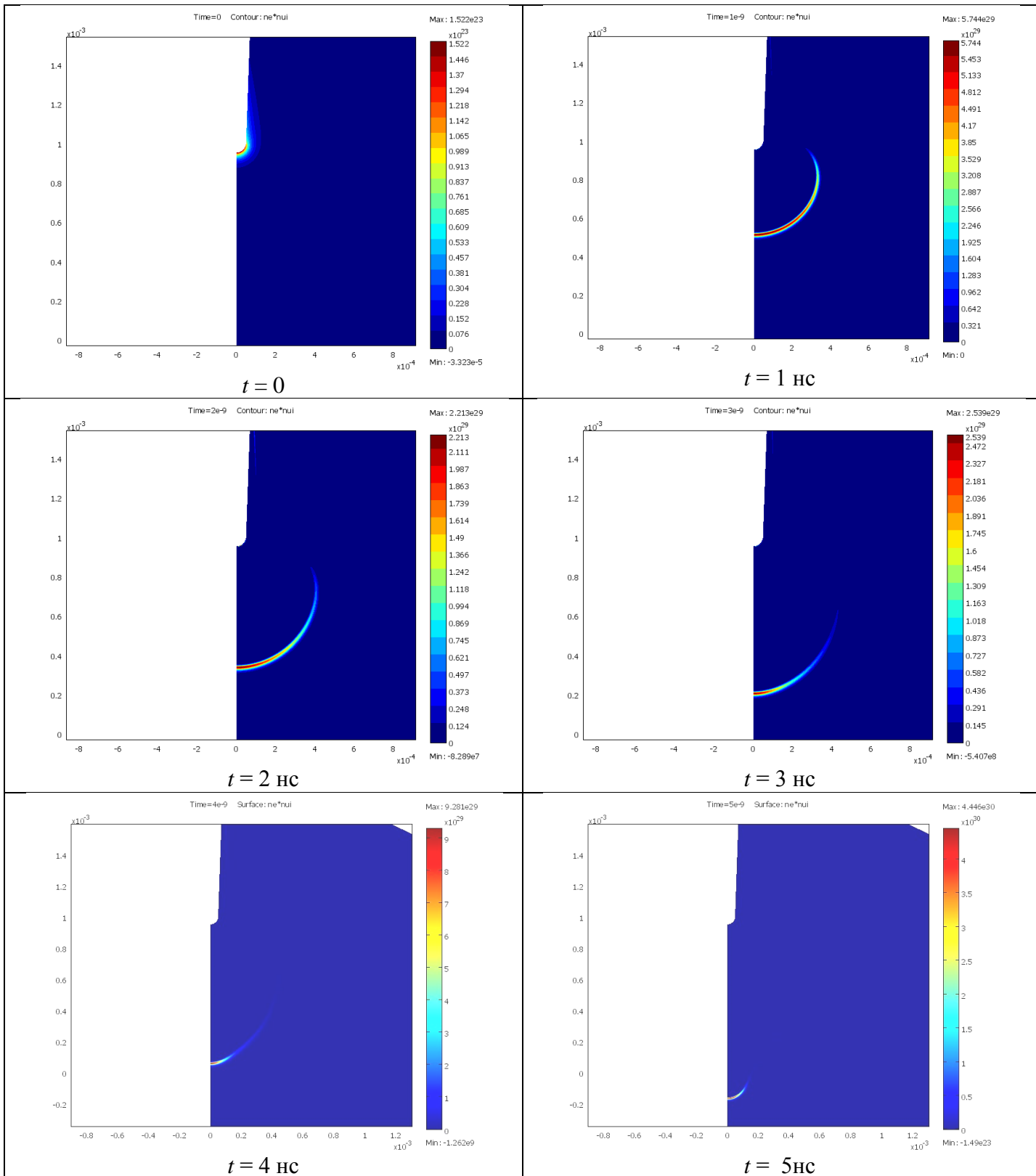


Рис. 2.187. Интенсивность ионизации ( $\text{м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ ). Напряжение 5 кВ.

Электроны в стримере появляются в результате двух реакций – ударной ионизации и фотоионизации. На рис. 2.188 представлено отношение частоты фотоионизации к сумме частот фотоионизации и ударной ионизации. Полученная безразмерная величина  $\delta_{\text{фи}}$  характеризует значимость фотоионизации в данной области



пространства.  $\delta_{\text{фи}}$  находится в промежутке от 0 до 1. Как видно по графику, выделяется три области пространства. Во внешней области  $\delta_{\text{фи}} \approx 1$ . Это т.н. область фотоионизации, здесь напряженность поля слишком низка для обеспечения существенной ударной ионизации и присутствует только небольшая концентрация электронов, обеспечиваемая фотоионизацией.

Ближе к электроду расположено кольцо, где  $\delta_{\text{фи}}$  постепенно падает от 1 до 0. Это фронт волны ионизации, сюда вовлекаются электроны из зоны фотоионизации и лавинно размножаются в поле головки стримера.

Наконец, внутренняя область с  $\delta_{\text{фи}} \approx 1$  – плазма. Ударная ионизация здесь не идет из-за малой напряженности поля. Фотоионизация – основной процесс рождения, но здесь концентрация электронов на 8-9 порядков выше, чем в зоне фотоионизации, а величина интенсивности рождения та же по порядку величины, поскольку фотоны с фронта волны ионизации разлетаются изотропно. Поэтому на концентрацию электронов фотоионизация здесь почти не влияет.

График на рис. 2.188 показывает, какая область пространства вовлечена в стримерный процесс – это не только сама головка, но и слой примерно в 0,5 мм перед границей плазмы – здесь затравочные электроны уже вовлекаются в лавинный процесс. Когда стример подходит к противоэлектроду на это расстояние, начнется влияние противоэлектрода на процессы ионизации перед головкой стримера, а именно, возникнет нехватка затравочных электронов, поскольку пространство для фотоионизации перед головкой стримера сокращается.

Внешняя граница фронта волны ионизации определяется характером спада напряженности поля: если он слишком крут, то на дальнем расстоянии есть фотоионизация и затравочные электроны, но напряженность слишком мала, чтобы обеспечить лавинный процесс. Если характер спада напряженности поля пологий, т.е. головка стримера достаточно велика, граница волны ионизации будет определяться характерной длиной поглощения ионизирующего излучения  $\lambda^{-1}$ : у большой головки поле будет распространяться далеко перед плазмой, но из-за поглощения ионизирующего излучения затравочных электронов там будет не хватать.

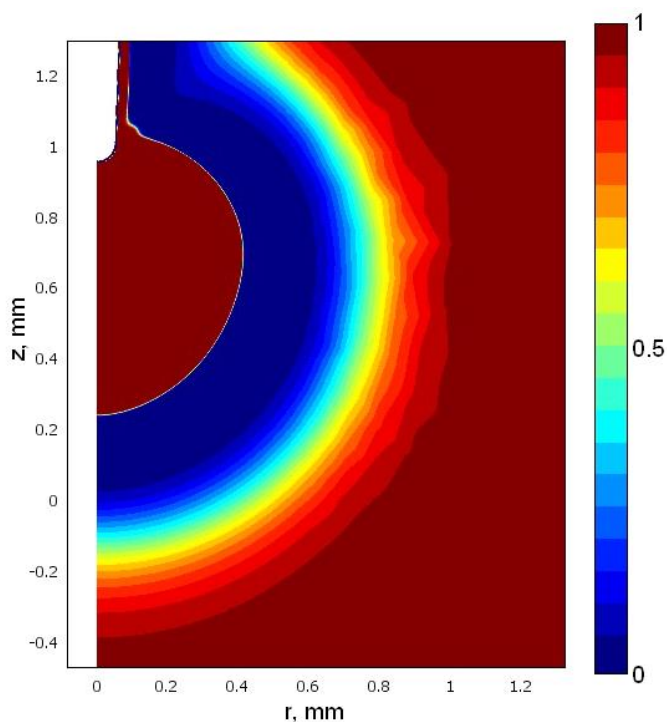


Рис. 2.188. Отношение частоты фотоионизации к сумме частот фотоионизации и ударной ионизации в момент времени  $t=3$  нс.

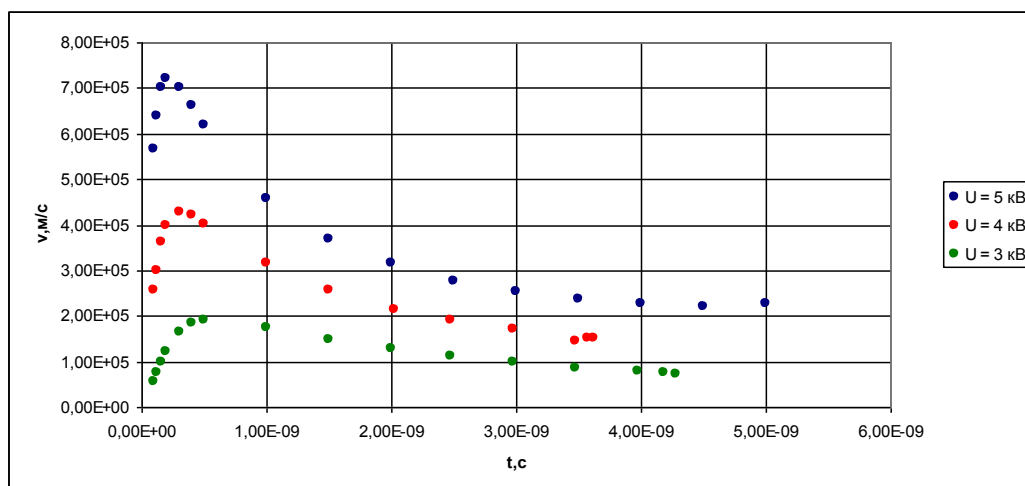


Рис. 2.189. График зависимости скорости стримера от времени. Напряжение 3 кВ, 4 кВ, 5 кВ.

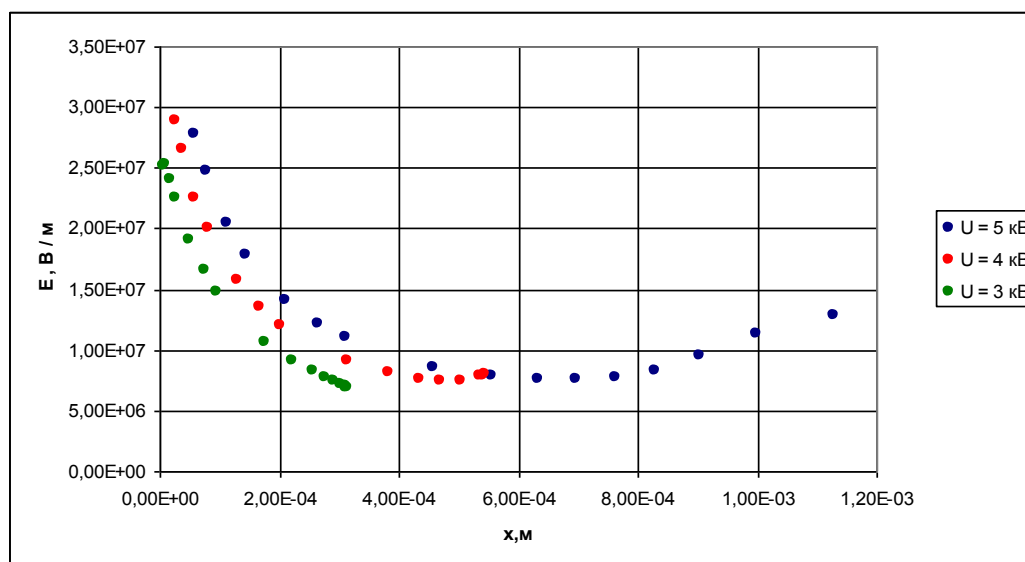


Рис. 2.190. График зависимости максимума напряженности электрического поля от координаты максимума. Напряжение 3 кВ, 4 кВ, 5 кВ.

На рис. 2.189 и 2.190 приведены зависимости скорости продвижения головки положительного стримера и напряженности поля на головке от времени при различных напряжениях – 3, 4 и 5 кВ. Видно, что напряженность поля на головке падает для первых двух напряжений до уровня в 70 кВ/см, а для напряжения 5 кВ после начального спада она начинает расти. Скорость движения головки сначала растет, а затем падает для напряжений 3 кВ и 4 кВ, а при 5 кВ после спада скорости намечается ее некоторый рост.

Таким образом, положительные стримеры в сильнонеоднородных полях по мере распространения утончаются и ветвятся, что и наблюдается в экспериментах.

## Двухголовочный стример в сильнонеоднородном поле

### Постановка задачи

Как было указано выше, отрицательный стример, в отличие от положительного, всегда начинается со стадии двухголовочного: причина в том, что лавинно-стримерный переход не может произойти непосредственно на катоде, даже при старте затравочного электрона с поверхности катода всегда необходимо некоторое расстояние, чтобы из затравочного электрона получилась лавина с достаточным числом заряженных частиц.

Поэтому для изучения свойств отрицательной головки стримера в неоднородном поле рассмотрим результаты моделирования процесса распространения двухголовочного стримера при старте электронного облака из прикатодной области.

Условия задачи: рабочий газ – аргон.

Система электродов – сфера-сфера. Рассмотрено две конфигурации: «сильнонеоднородное поле» – радиусы 0,1 мм и 1,5 мм, степень неоднородности 15; «слабонеоднородное поле» - радиусы 0,5 и 1,5 мм, степень неоднородности 3. Напряжение в задаче с сильнонеоднородным полем было выбрано 3,9 кВ, со слабонеоднородным – 5 кВ. Схема модели приведена на рис. 2.191, граничные условия перечислены в табл. 2.14. Уравнения на концентрации электронов и ионов рассчитываются только в домене А (рис. 2.191), где ожидается развитие стримера, уравнения на электрический потенциал и концентрацию фотонов рассчитываются в обоих доменах – А и В.

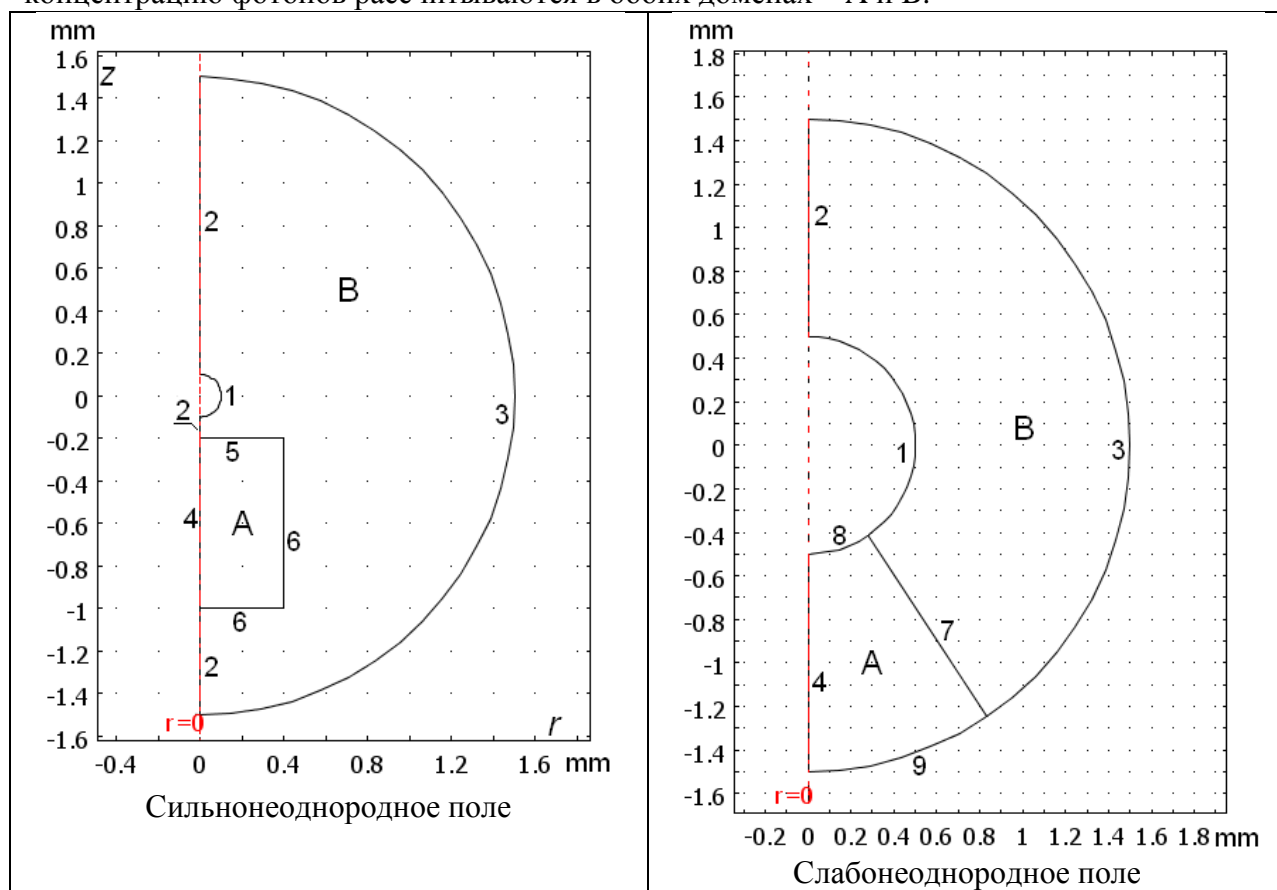


Рис. 2.191. Схема модели системы электродов сфера-сфера.

№	Электрический потенциал $\varphi$	Концентрация фотонов $n_{ph}$	Концентрация электронов $n_e$	Концентрация положительных ионов $n_+$
1	$\varphi = -U$	$\frac{\partial n_{ph}}{\partial n} = 0$	Нет	
2	Осевая симметрия			
3	$\varphi = 0$	$\frac{\partial n_{ph}}{\partial n} = 0$		
4	Осевая симметрия			
5	Нет		$j_e = 0$	Свободное прохождение
6			Свободное прохождение	$j_+ = 0$
7			$j_e = 0$	$j_+ = 0$
8	$\varphi = -U$	$\frac{\partial n_{ph}}{\partial n} = 0$	$j_e = 0$	Свободное прохождение
9	$\varphi = 0$	$\frac{\partial n_{ph}}{\partial n} = 0$	Свободное прохождение	$j_+ = 0$

Табл. 2.14. Граничные условия для системы электродов сфера-сфера. Нумерация границ соответствует рис. 2.191.

В качестве начальных условий задан пакет электронов по формуле (2.76), где  $N$ , полное число электронов, взято равным 100. Координата центра лавины:  $z = -0.25$  мм в задаче с сильнонеоднородным полем;  $z = -0.65$  мм в задаче со слабонеоднородным полем.

### Анализ результатов

На рис. 2.192-2.193- представлено изменение концентрации электронов при движении начального пакета электронов в неоднородном поле. Видно, что на начальных этапах в лавинной стадии конец лавины, обращенный к катоду, несколько сужается, и концентрация электронов в нем быстро растет, а конец лавины, обращенный к аноду, наоборот расширяется. Сферическая форма электронного облака теряется.

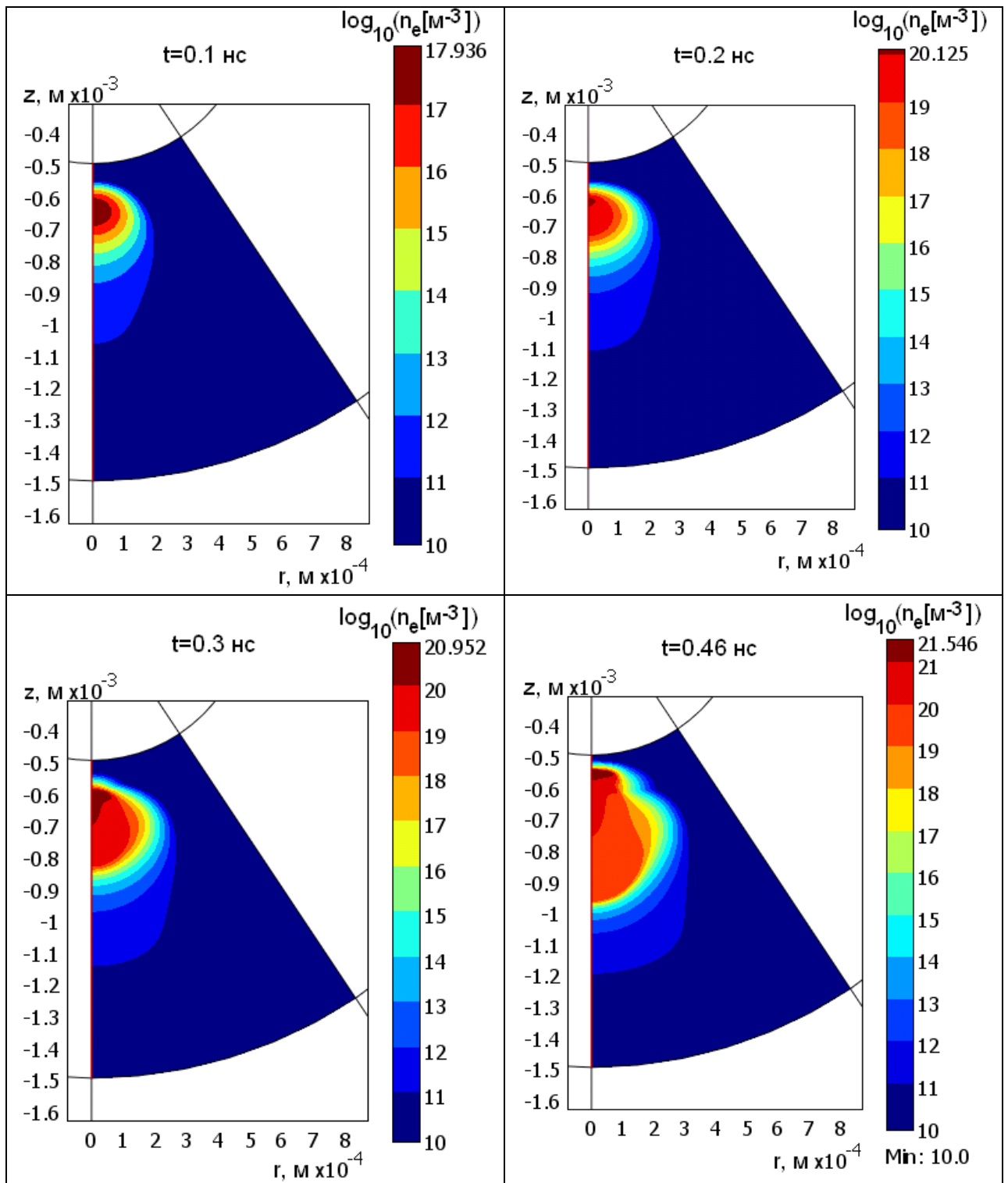


Рис. 2.192. Концентрация электронов в разные моменты времени. Слабонеоднородное поле.

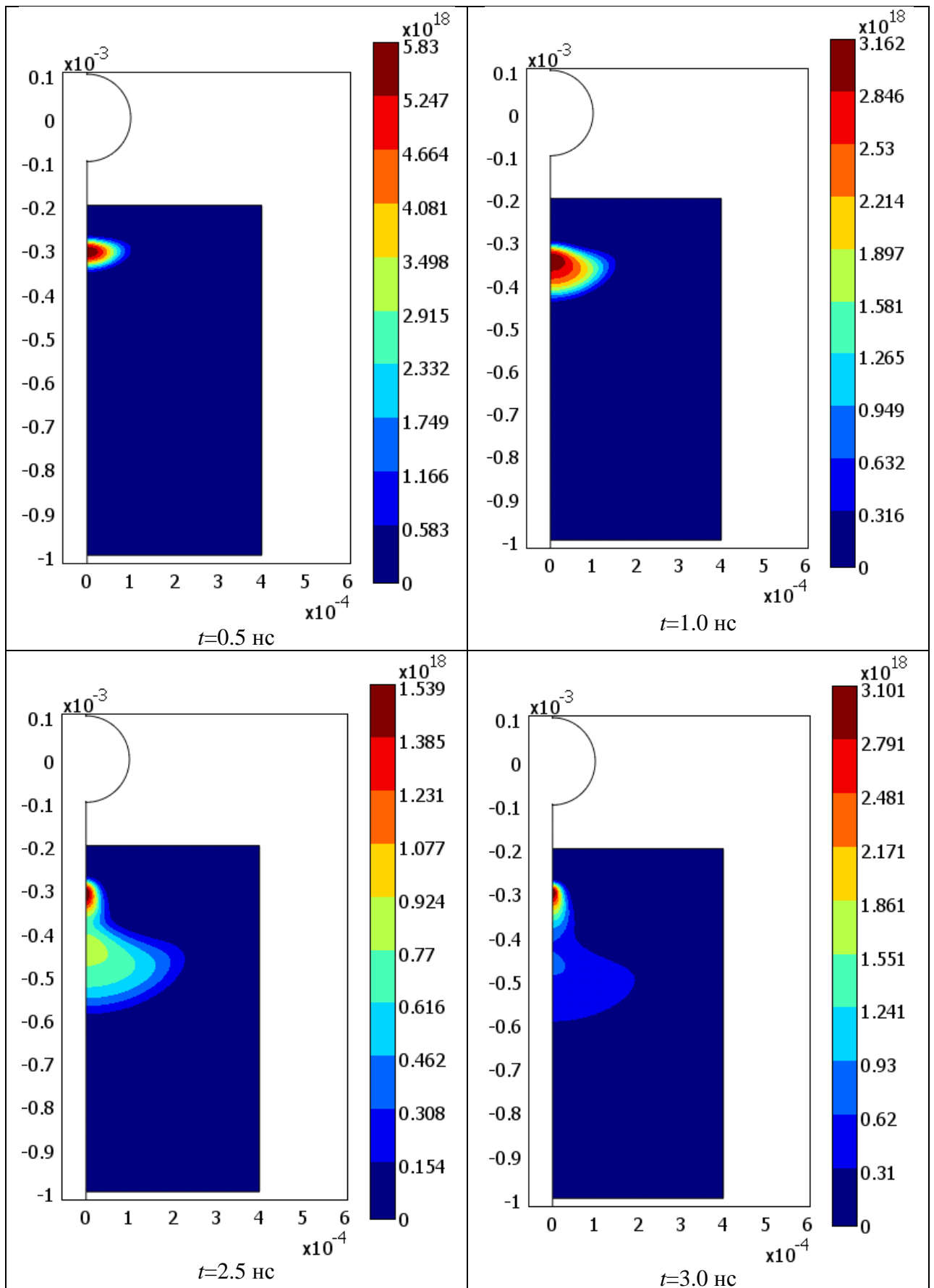
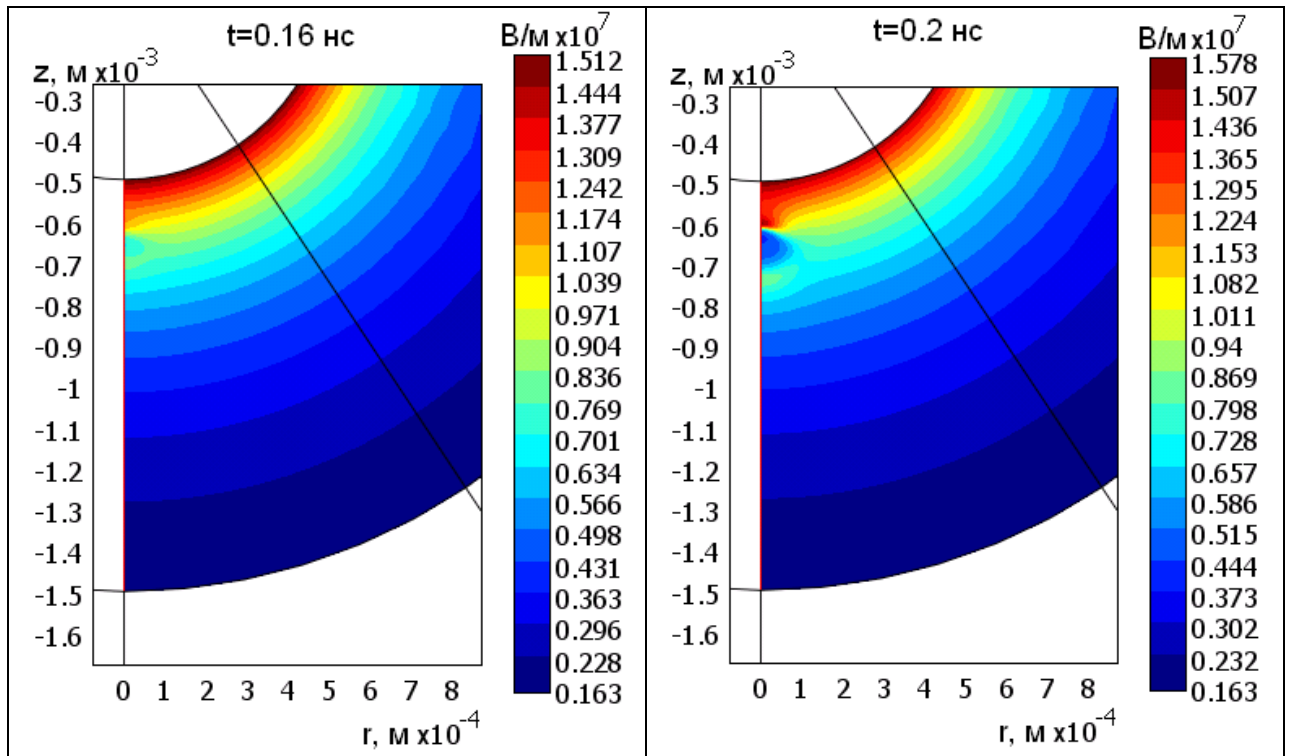


Рис. 2.193. Концентрация электронов (в  $\text{м}^{-3}$ ) в разные моменты времени. Сильнонеоднородное поле. Координаты указаны в метрах.

Затем на более поздних стадиях (2-3 нс) распределение концентрации электронов приобретает грибовидную форму, причем шляпка гриба прорастает к аноду. Это очень похоже на т.н. «лопатовидную» форму светлой области очага отрицательного коронного разряда, которая будет описана в главе 6 "Экспериментальное исследование коронного разряда".

На рис. 2.194-2.195 приведено распределение напряженности поля. Видно, как в стадии лавинно-стримерного перехода выделяется локальный максимум напряженности – это отрицательная головка стримера. Напряженность поля перед ней падает слабо, так было и в случае однородного поля – в канале перед отрицательной головкой стримера. Сам максимум выражен слабо и по мере продвижения головки исчезает.



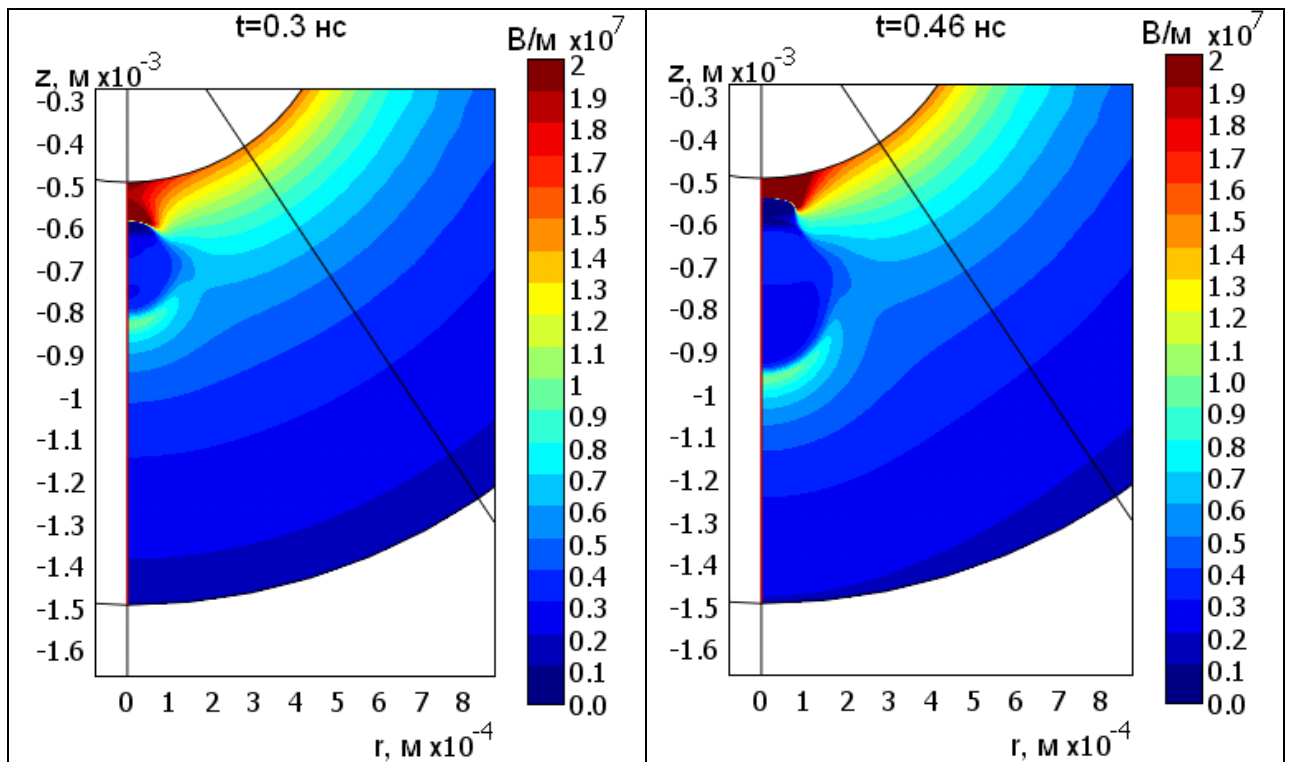
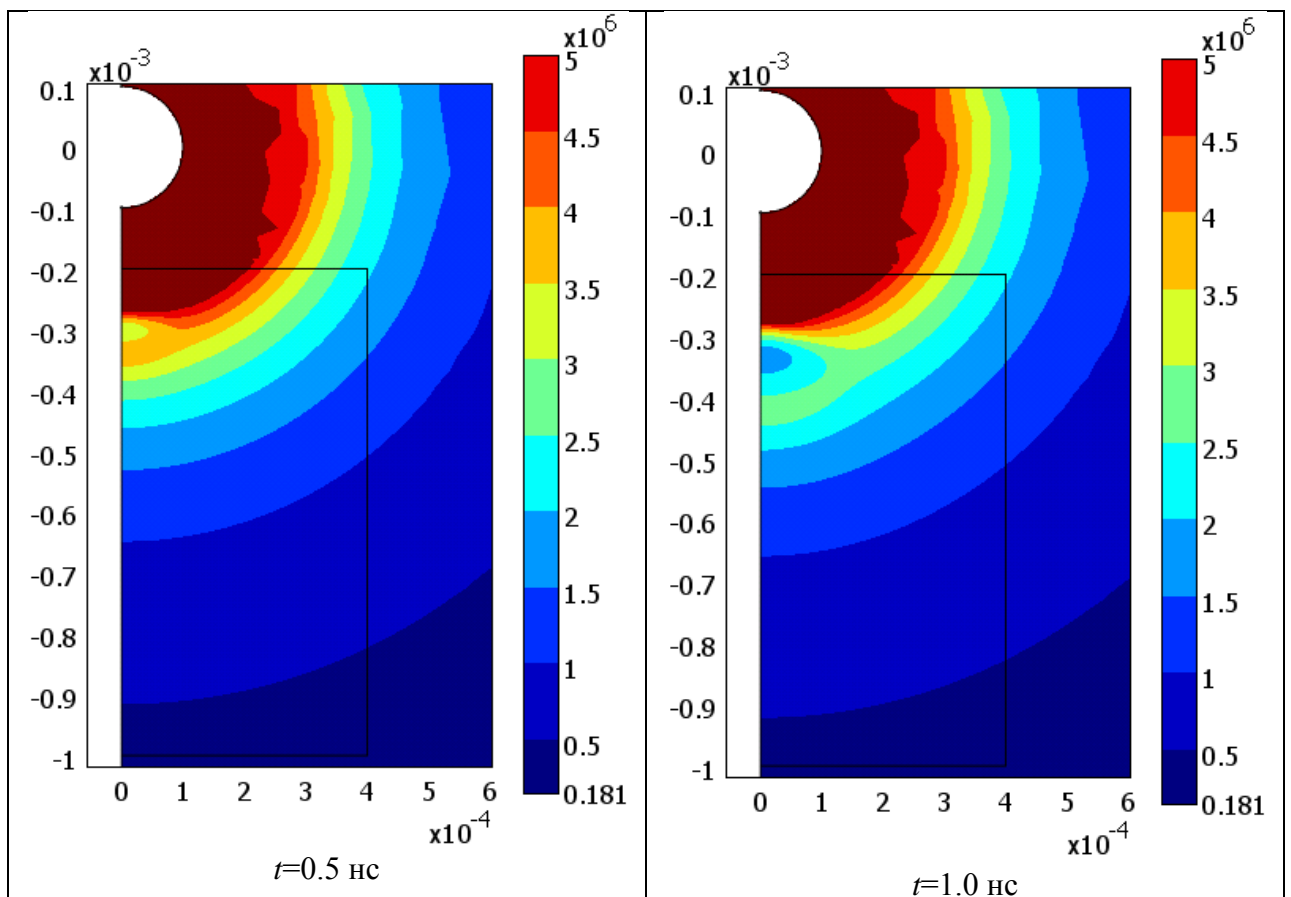


Рис. 2.194. Напряженность поля в разные моменты времени. Слабонеоднородное поле.





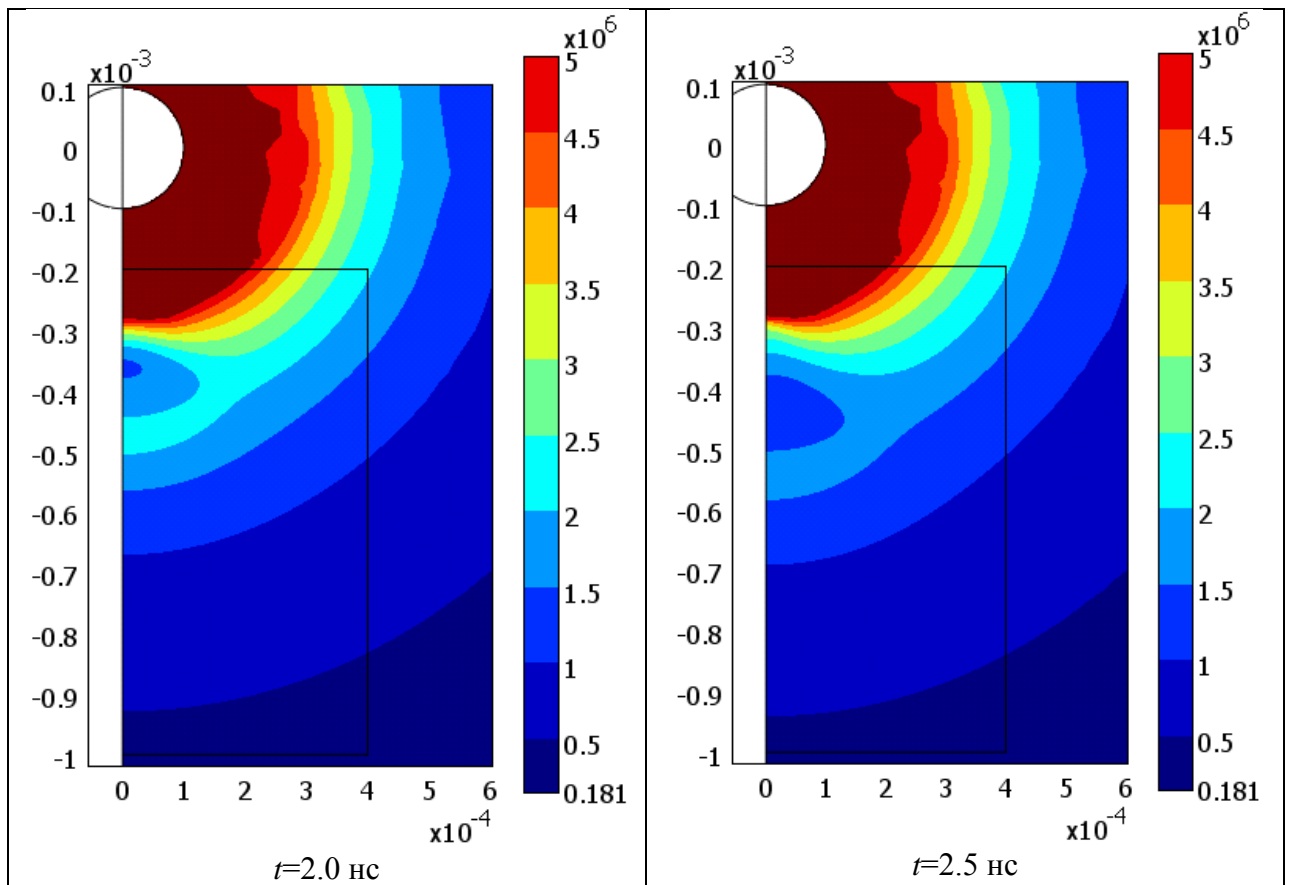
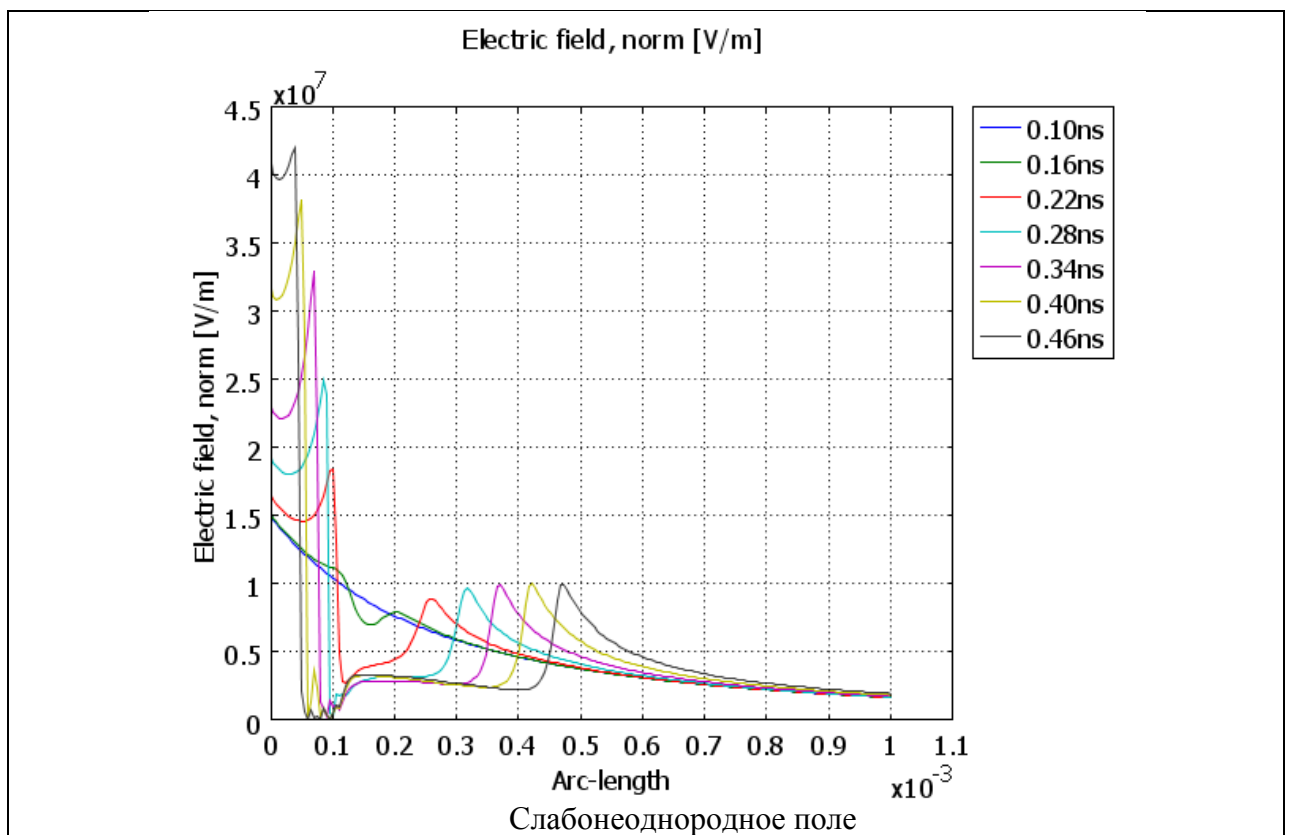


Рис. 2.195. Напряженность поля (в В/м) в разные моменты времени. Сильнонеоднородное поле. Координаты указаны в метрах.



Слабонеоднородное поле

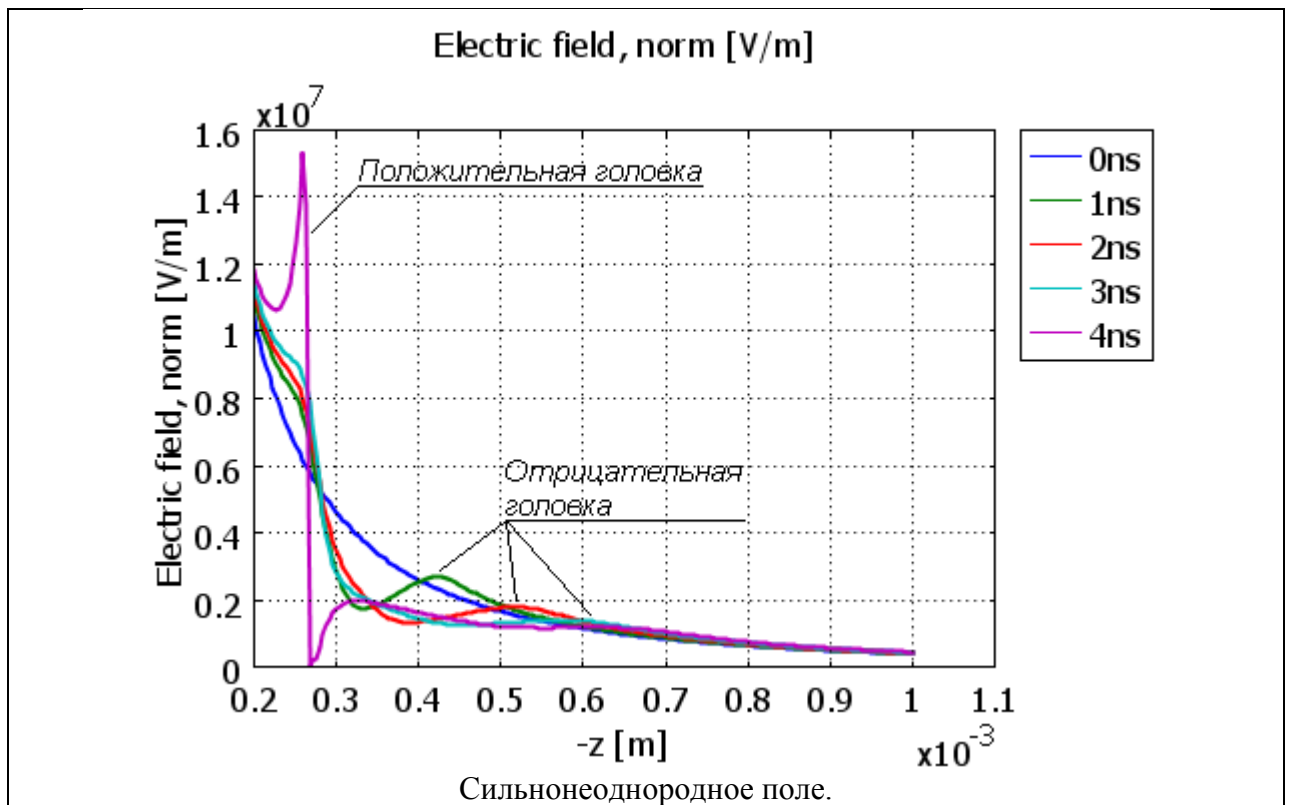


Рис. 2.196. Распределение напряженности поля на оси симметрии в разные моменты времени.

На рис. 2.196 приведены линейные графики распределения напряженности поля в различные моменты времени. Синяя кривая соответствует начальному невозмущенному распределению напряженности поля. На положительной головке поле возрастает до значений более 100 кВ/см, и только затем она начинает двигаться. Как только начинается рост положительной головки, в канале за ней образуется минимум напряженности поля – примерно в 100 раз меньше, чем напряженность на положительной головке.

Отрицательная головка ведет себя иначе – прорастание отрицательной головки начинается сразу, поле на ней повышено в начале всего на 5-10% по сравнению с невозмущенным значением, а в канале стримера снижено примерно на ту же величину. Задача со слабонеоднородным полем демонстрирует стадию разгона отрицательной головки – поле на головке постепенно растет и становится вдвое больше невозмущенного значения, а в канале за головкой поле, напротив, постепенно падает. Таким образом скачок поля между каналом и головкой становится постепенно все более выраженным.

Задача с сильнонеоднородным полем демонстрирует иной характер динамики отрицательной головки – здесь она выходит в область слабого поля, и движение головки постепенно затухает. Напряженность поля на головке, изначально повышенная примерно на 10% по сравнению с невозмущенной, постепенно падает до уровня невозмущенной напряженности. Поле в канале также выходит на уровень невозмущенной напряженности. Таким образом, головка постепенно вырождается, т.е. перестает влиять на электрическое поле, образованное электродами.

В общем случае имеет место сначала стадия усиления головки, пока локальная напряженность поля достаточно велика, а затем стадия ослабления, когда головка перестает искажать поле.

Поскольку собственное поле головки в задаче с сильнонеоднородным полем исчезает, то стример переходит в лавинную стадию, а размножение в лавине почти

останавливается и далее распространяется просто область повышенной концентрации электронов. Положительная головка, напротив, формирует очень четкие границы и напряженность в ней существенно возрастает. Графики интенсивности ионизации (рис. 2.198) позволяют четко выделить области положительной и отрицательной головок. В момент  $t=0.2$  нс максимум ионизации один – это еще лавинная фаза, при  $t=0.5$  нс видим уже два разделенных максимума ионизации – здесь уже можно говорить о двухголовочном стримере. Ионизация в отрицательной головке в этот момент сильнее, чем в положительной. При  $t=1.0$  нс видим, что отрицательная головка еще более усилилась, однако, затем, как мы видели выше, радиус отрицательной головки быстро растет, а напряженность поля перед ней падает, в результате ионизация сокращается, и при  $t=1.3$  нс интенсивность ионизации в положительной головке становится еще выше, а в отрицательной головке зона ионизации расплывается, образуя грибовидную структуру.

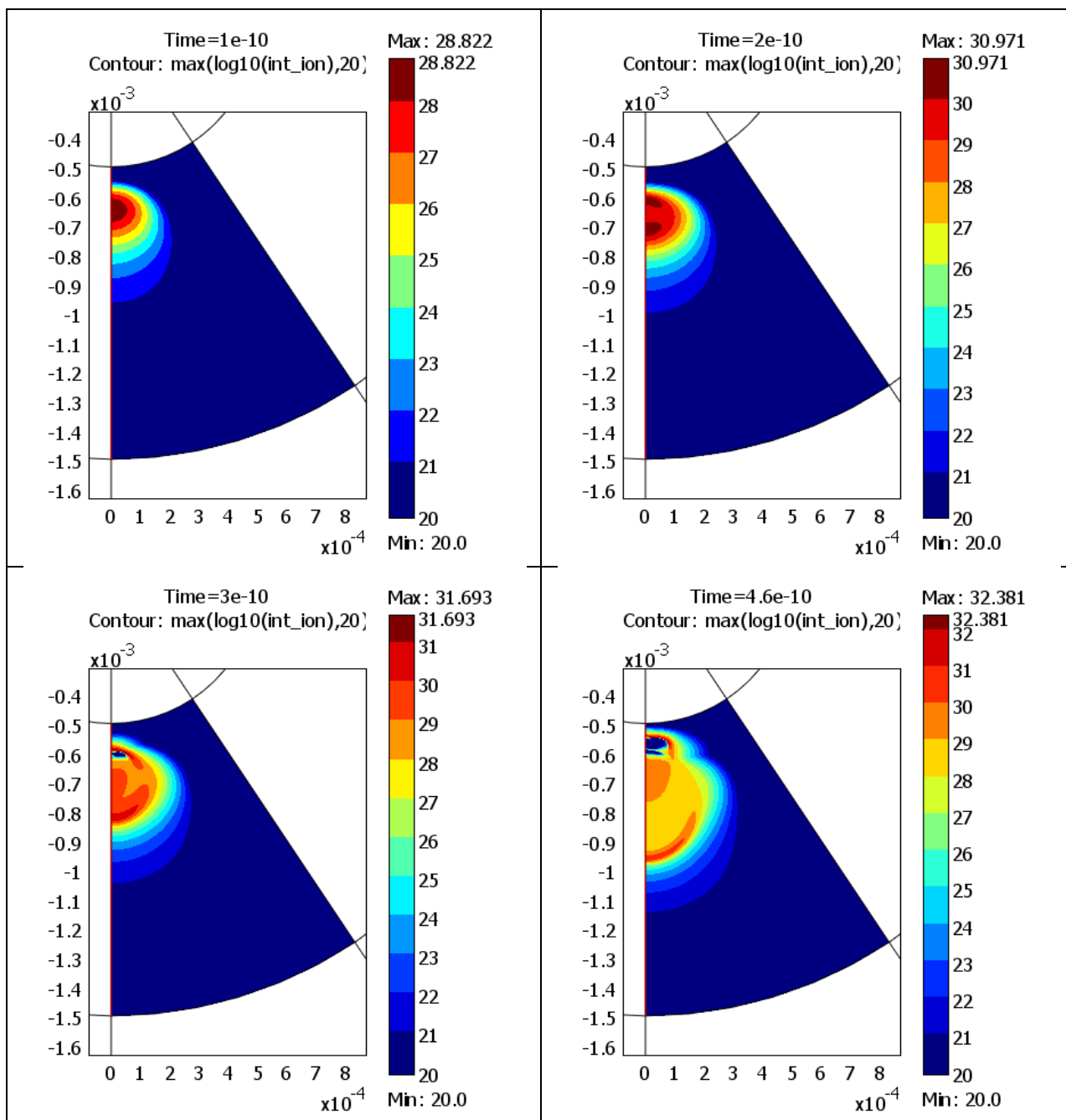
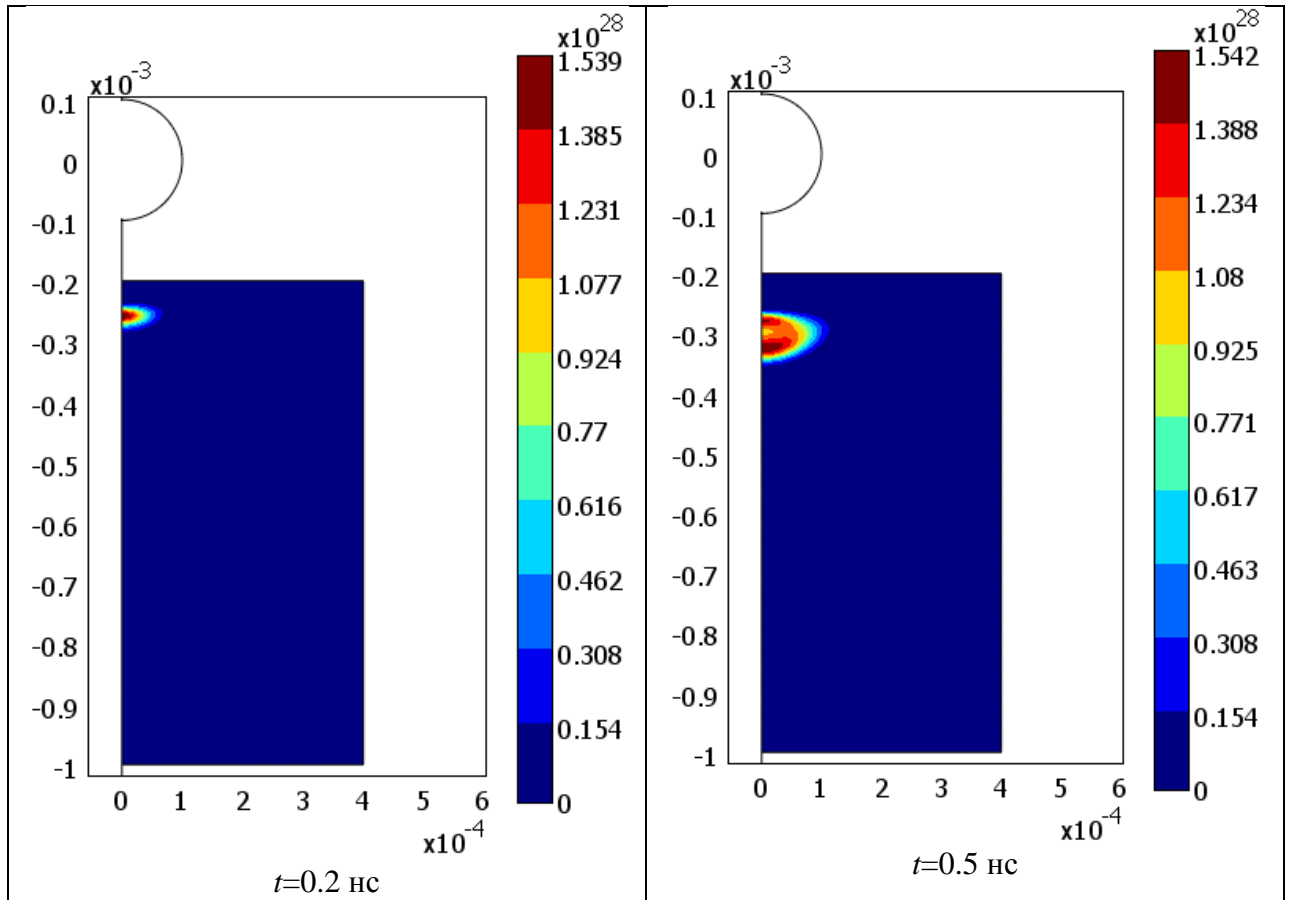


Рис. 2.197. Интенсивность ионизации (в  $\text{м}^{-3}\text{с}^{-1}$ ) (десятичный логарифм) в разные моменты времени. Слабонеоднородное поле. Координаты указаны в метрах.



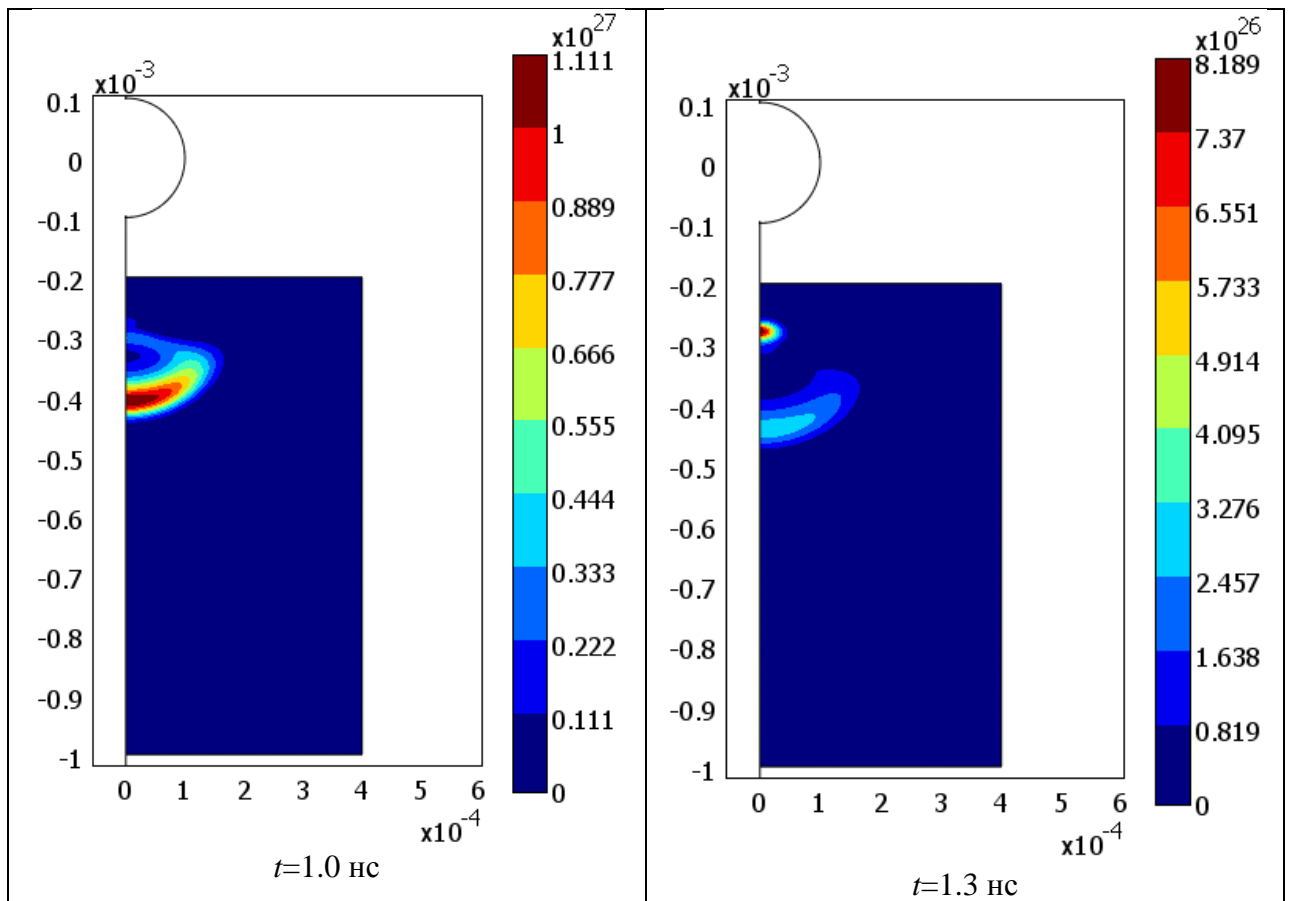


Рис. 2.198. Интенсивность ионизации (в  $\text{м}^{-3}\text{с}^{-1}$ ) в разные моменты времени. Сильнонеоднородное поле. Координаты указаны в метрах.

На рис. 2.199-2.200 показано распределение объемного заряда. В слабонеоднородном поле в стадии усиления отрицательной головки (рис. 2.199) заряд окаймляет головку стримера. В сильнонеоднородном поле зарядовые структуры носят объемный характер. Толщина заряженного слоя у отрицательной головки несколько больше, чем у положительной головки. В стадии ослабления (рис. 2.200, задача «сильнонеоднородное поле») объемный заряд отрицательной головки, приобретает диффузную структуру. В отрицательной головке заряд распределен по всему объему головки, а не сосредоточен в тонком слое на границе.

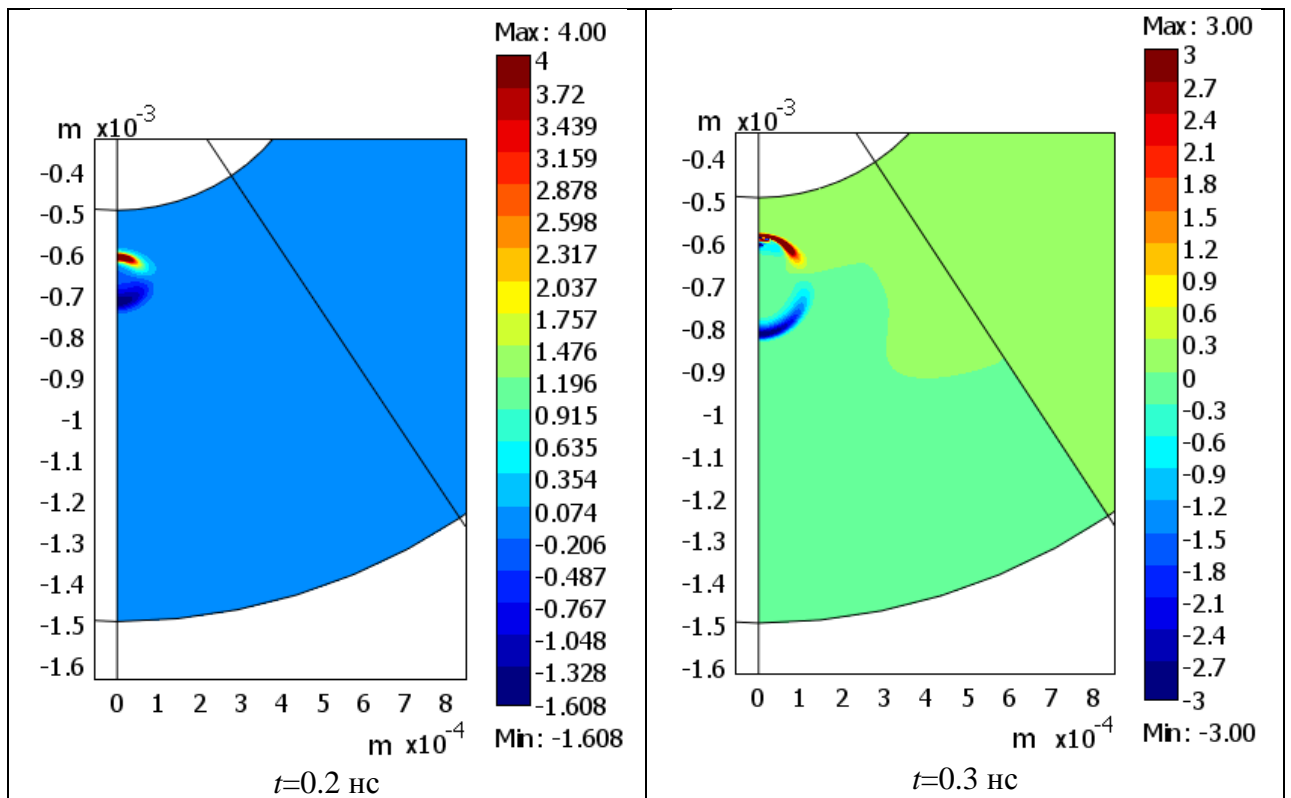


Рис. 2.199. Объемный заряд (в Кл/м<sup>3</sup>) в разные моменты времени. Сильнонеоднородное поле.

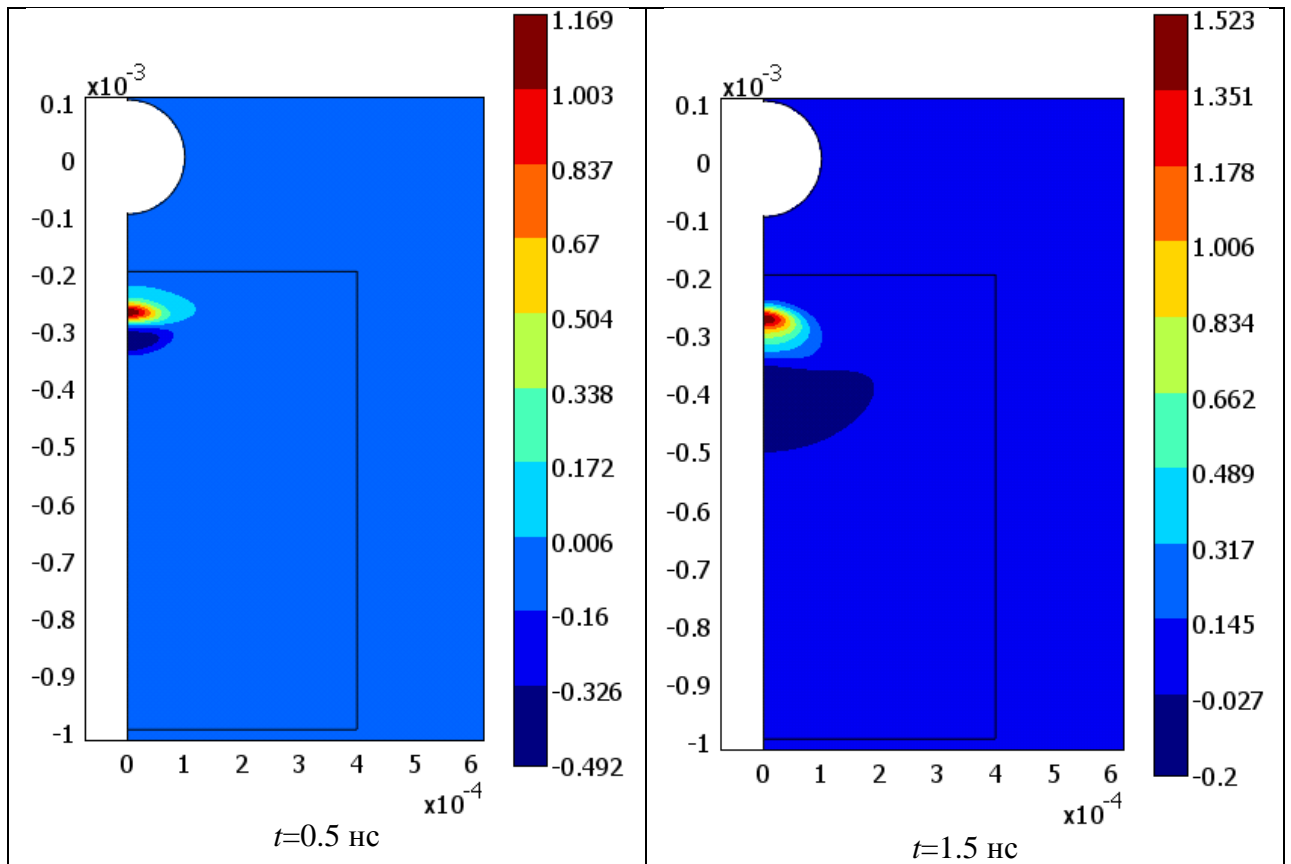


Рис. 2.200. Объемный заряд (в Кл/м<sup>3</sup>) в разные моменты времени. Сильнонеоднородное поле.

Подводя итоги, можно выделить некоторые характерные черты отрицательной головки – в отличие от положительной, она не сужается, а стремится расшириться. Концентрация электронов в канале за отрицательной головкой на два порядка меньше, чем в положительной – следовательно, на столько же больше сопротивление отрицательного участка стримерного канала. С этим непосредственно связано и различие в напряженности поля – в канале за отрицательной головкой она может быть снижена всего в 1,5-2 раза по сравнению с внешним, тогда как за положительной головкой она снижается на порядок в однородном поле и еще сильнее в неоднородном.

### **Различия между положительной и отрицательной головкой двухголовочного стримера в неоднородном поле.**

Причина коренных различий в динамике отрицательной и положительной головок в том, что электроны для волны ионизации в отрицательной головке берутся из самой головки. В положительной головке есть различие в 6-8 порядков между концентрацией электронов в плазме и концентрацией затравочных электронов, эту разницу стримеру приходится компенсировать за счет высокой напряженности на головке, в результате положительная головка движется только когда напряженность на ее поверхности станет достаточно высока. У отрицательной головки такого различия нет – концентрация затравочных электронов по порядку равна концентрации электронов в плазме. Это приводит к тому, что волна ионизации может двигаться вплоть до самых низких полей.

Вроде бы возможность двигаться даже при низком поле на головке дает отрицательному стримеру выгоду перед положительным. Однако, поскольку высокое поле на границе отрицательной головки не требуется, она не накапливает заряд, как это делает положительная, и не накапливает большую концентрацию электронов – она «довольствуется» относительно низким внешним полем и изменяет его слабо. Поэтому отрицательная головка не имеет выраженных внешних границ. В результате, когда головка оказывается в области пониженного поля, ионизация на фронте перед головкой прекращается, и остается только дрейфовое движение электронов. Головка диффузно растворяется в межэлектродном промежутке. Это отчетливо видно на фотографиях отрицательных стримеров, (напр. на рис. 4.9 в главе 4 "Стримерная корона при импульсном воздействии").

На рис. 2.196 и 2.201 приведены линейные (вдоль направления движения) распределения напряженности поля и концентрации электронов в разные моменты времени. В сильнонеоднородном поле отрицательная головка, выйдя в область низкого поля, плавно переходит в лавинную фазу. Фронт волны ионизации постепенно исчезает. Переход же между лавинной фазой и положительной головкой всегда резкий: при лавинно-стримерном переходе положительная головка покоится, пока напряженность поля и концентрация электронов не станут достаточно высокими, это видно и по рис. 2.196 и 2.201; обратно в лавину положительная головка также не переходит – происходит резкая остановка, когда поле на головке падает до критически низкого.

Отсюда следует вывод, что отрицательный стример не способен распространяться в слабых полях – там он неизбежно переходит в лавинную фазу. Именно по этой причине головка отрицательного стримера как правило не доходит до противоэлектрода (см. фотографии отрицательных стримеров, напр. рис. 4.9 в главе 4 «Стримерная корона при импульсном воздействии»).

Далее при рассмотрении экспериментальных данных будет показано, что описанные различия в свойствах положительной и отрицательной головок приводят к резкому различию в характеристиках положительных и отрицательных стримеров, наблюдаемых на опыте.

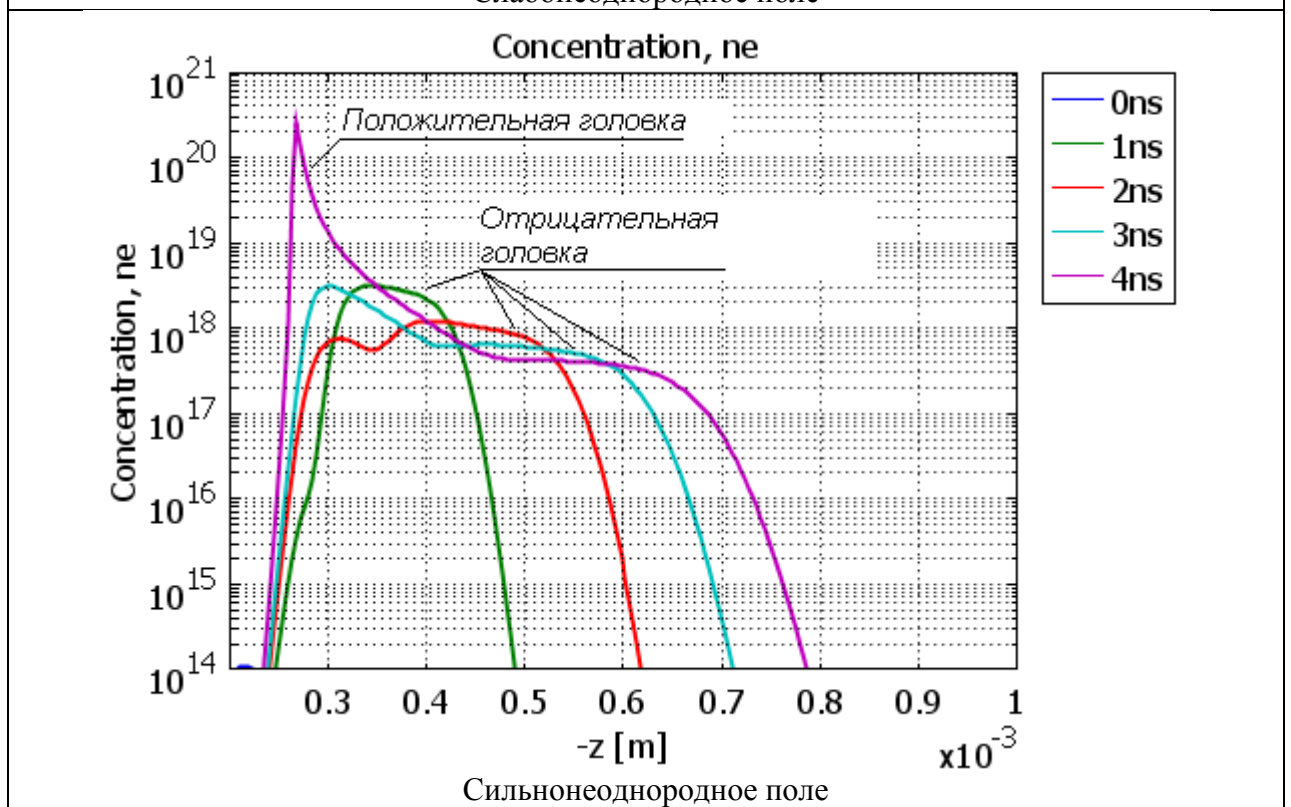
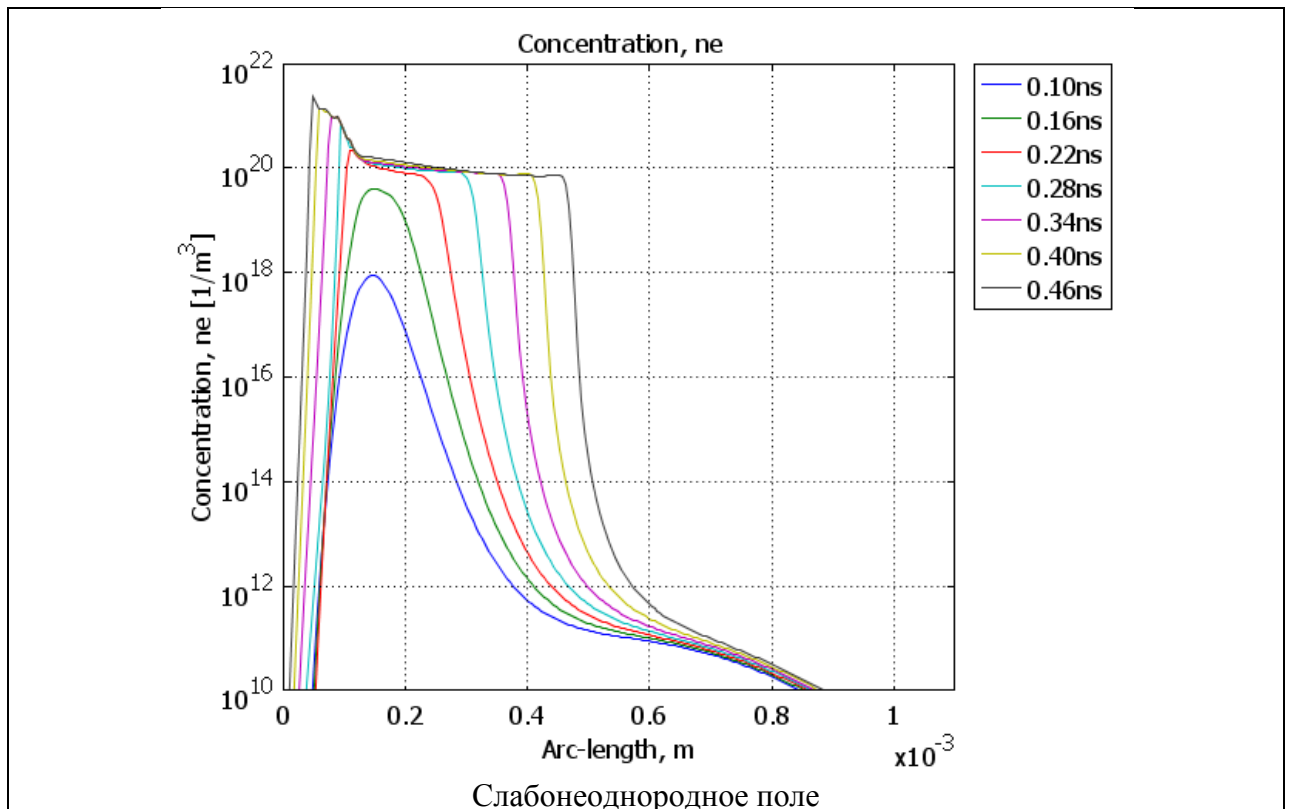


Рис. 2.201. Распределение концентрации электронов (в  $1/m^3$ ) на оси симметрии в разные моменты времени.



## Замыкание положительной головки стримера на катод

В описанной выше модели двухголовочного стримера, распространяющегося в однородном или квазиоднородном поле, отрицательная головка стримера доходит до анода. Достигая его поверхности, отрицательная головка беспрепятственно уходит в анод, т.е. происходит ее замыкание на электрод. При этом сама головка прекращает существовать, а проводящий плазменный стримерный канал приходит в электрический контакт с электродом. Ток начинает течь непосредственно с электрода через канал к продолжающей существование положительной головке.

Ток в стримерном процессе переносят в основном электроны, т.к. их подвижность на несколько порядков выше подвижности ионов. Поскольку уход электронов на катод носит беспороговый характер, то для расчета процесса замыкания отрицательной головки достаточно стандартного граничного условия свободного ухода электронов на анод. Аналогичный процесс замыкания положительной головки на катод оказывается гораздо более сложной для моделирования задачей, т.к. процесс выхода электронов из катода носит пороговый характер и регулируется законами автоэлектронной эмиссии.

### Постановка задачи

Рассмотрим задачу о замыкании положительной головки на катод аргоне.

Для исследования замыкания двухголовочного стримера на катод рассмотрим модель с однородным полем, в которой затравочный пакет электронов стартует с поверхности катода. На рис. 2.202 представлена схема модели. Граничные условия на катоде будут обсуждаться отдельно.

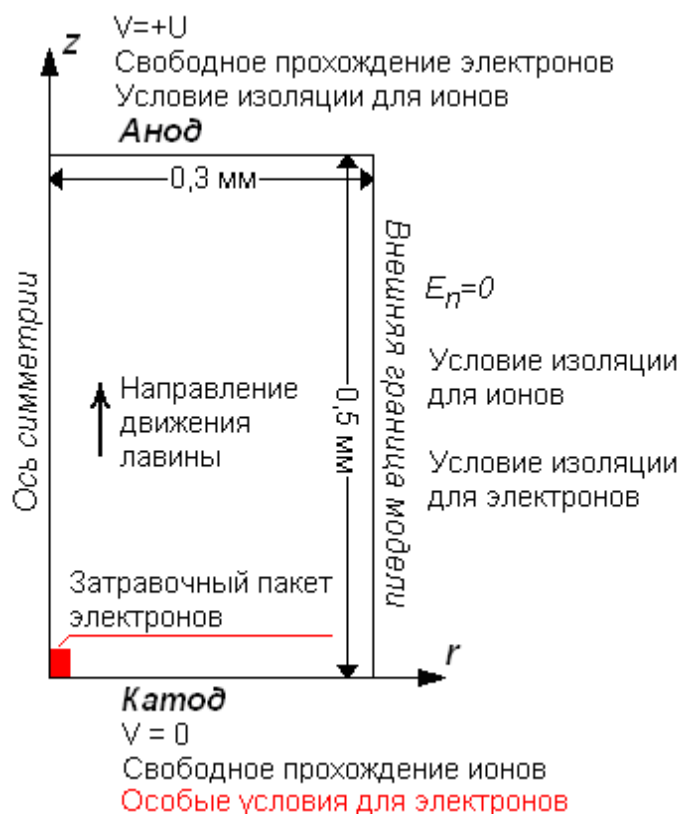


Рис. 2.202. Схема модели и граничные условия.

## Результаты расчета

Рассмотрим две модели: «без автоэмиссии (АЭЭ)», в которой, как раньше, на катоде стоит условие изоляции для электронов, а также «с АЭЭ», в которой на катоде задан поток электронов по формуле Фаулера-Нордгейма [2]. Отметим, что моделирование, проведено как без учета ААЭ, так и с учетом ААЭ при задании работы выхода в диапазоне 2-6 эВ.

Уравнение	Искомая функция	Условие на катоде в модели без АЭЭ	Условие на катоде в модели с АЭЭ
Электростатика (уравнение Пуассона)	Потенциал $\phi$	$\phi=0$	
Уравнение Нернста-Планка	Концентрация ионов $n_p$	Свободное прохождение	
Уравнение Нернста-Планка	Концентрация электронов $n_e$	$j_e=0$	$j_e = AE^2 \exp\left[-\frac{B}{E}\right]$
Уравнение диффузии	Концентрация фотонов $n_{ph}$	$j_{ph}=0$	

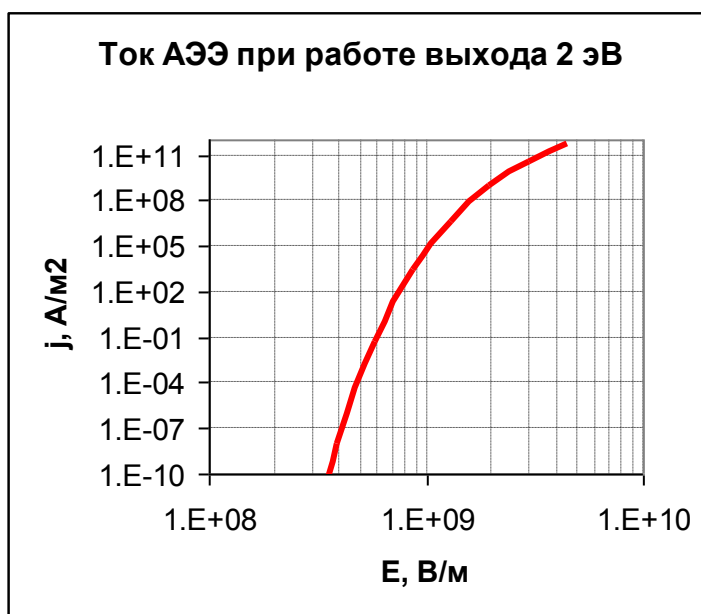


Рис. 2.203. Плотность тока автоэлектронной эмиссии при работе выхода 2 эВ.

Рассмотрим результаты решения в прикатодной области. На начальном этапе после развития лавины происходит образование двухголовочного стримера, как и в рассмотренной ранее модели отрицательного стримера в однородном поле (рис. 2.204). Положительная головка начинает движение к катоду, отрицательная к аноду.

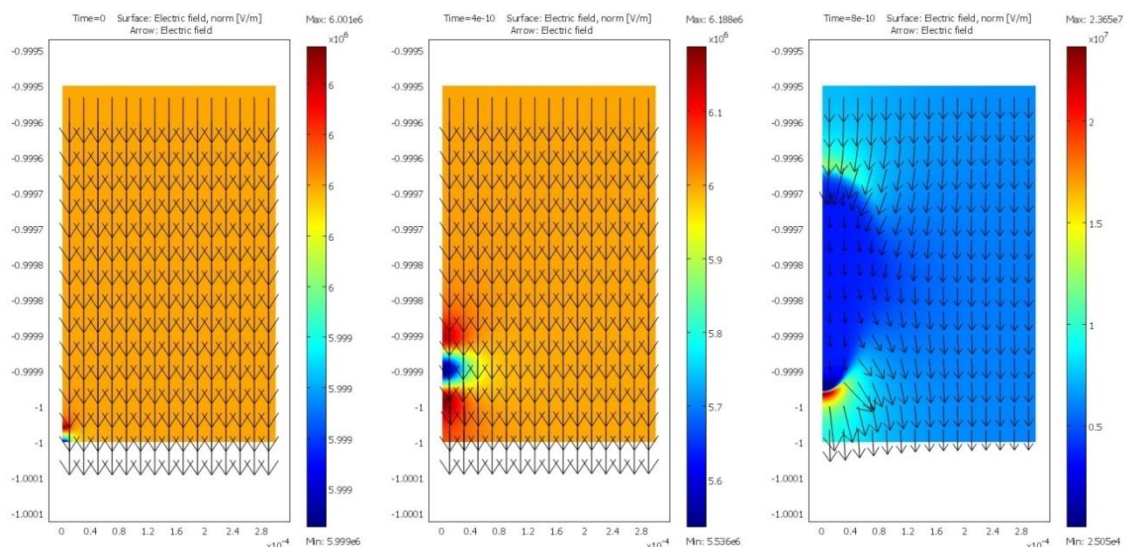


Рис. 2.204. Развитие двухголовочного стримера в модели без АЭЭ. Напряженность поля в моменты времени 0 нс, 0,4 нс, 0,8 нс. Стрелками показаны вектора напряженности поля.

Рисунки 2.205 и 2.206 демонстрируют, что до того как положительная головка подошла к катоду на расстояние около 50 мкм, развитие стримера в моделях с автоэмиссией и без нее происходит почти одинаково. Это связано с тем, что поле на катоде еще недостаточно велико, чтобы вызвать автоэмиссию; ее ток почти нулевой, так что в этой ситуации условие нулевого потока электронов на катоде приводит к тому же результату. При подходе к катоду на расстояние порядка 50 мкм ситуация изменяется, т.к. зона ионизации перед положительной головкой сокращается. В модели фотоэлектронная эмиссия не учитывается.

Поэтому в модели без автоэлектронной эмиссии максимум напряженности продолжает расти, а сама головка приостанавливается и принимает цилиндрическую, а не сферическую форму. В модели с автоэмиссией на том же этапе головка продолжает движение и происходит быстрое (за 4 пкс) смещение максимума напряженности с внешней границы головки на поверхность катода. Этот процесс можно отождествить с формированием катодного пятна. При этом поперечные размеры головки положительного стримера продолжают падать. Таким образом, с этого этапа возникают благоприятные условия для возникновения ААЭ, и существование эффекта автоэмиссии становится принципиально важным для расчета процесса контактирования стримера с электродом.

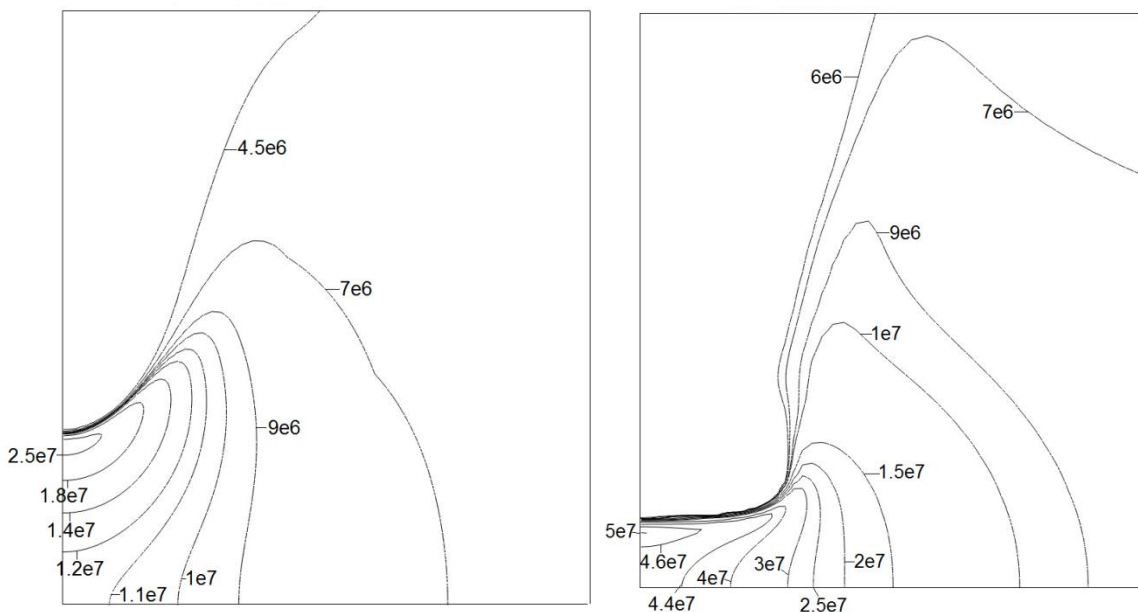


Рис. 2.205. Напряженность поля в задаче без учета автоэмиссии (В/м). Моменты времени 0,9 нс, 1,05 нс.

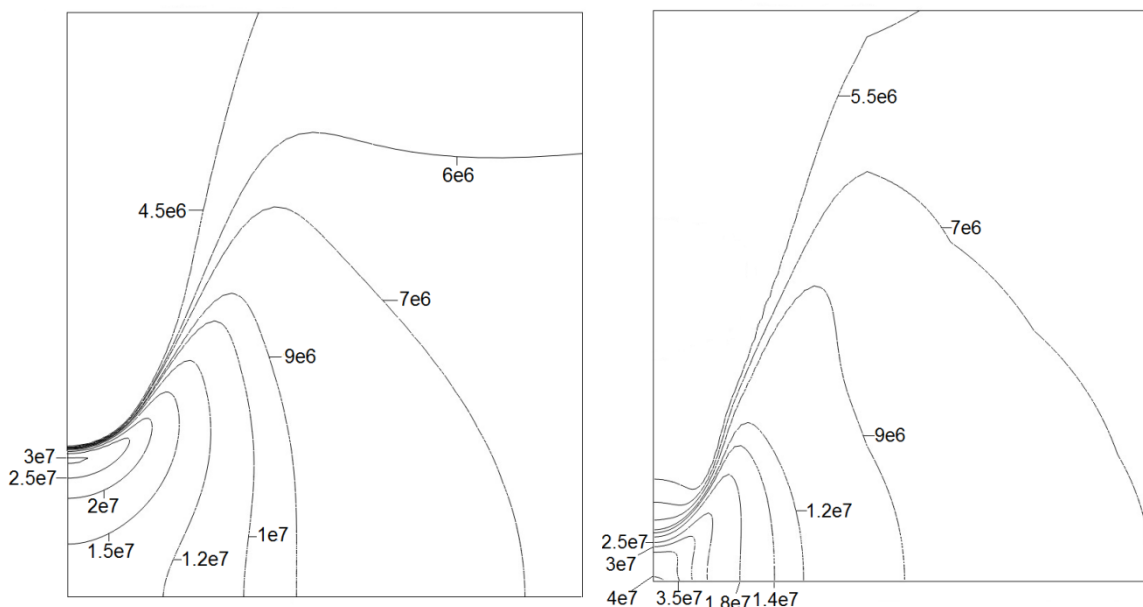


Рис. 2.206. Напряженность поля в задаче с учетом автоэмиссии (В/м), работа выхода 2 эВ. Моменты времени 0,88 нс, 0,92 нс.

Рис. 2.207 показывает, как дальше происходит развитие контакта стримера с электродом. Напряженность поля растет до значений в 400 кВ/см, а диаметр области с повышенным полем на поверхности катода уменьшается до 20 мкм. Следует также отметить, что сильно сокращаются масштабы времени, характерные для корректного расчета задачи – интервал времени между иллюстрациями на рис. 2.207 составляет всего 2 пкс ( $2 \cdot 10^{-12}$  с).

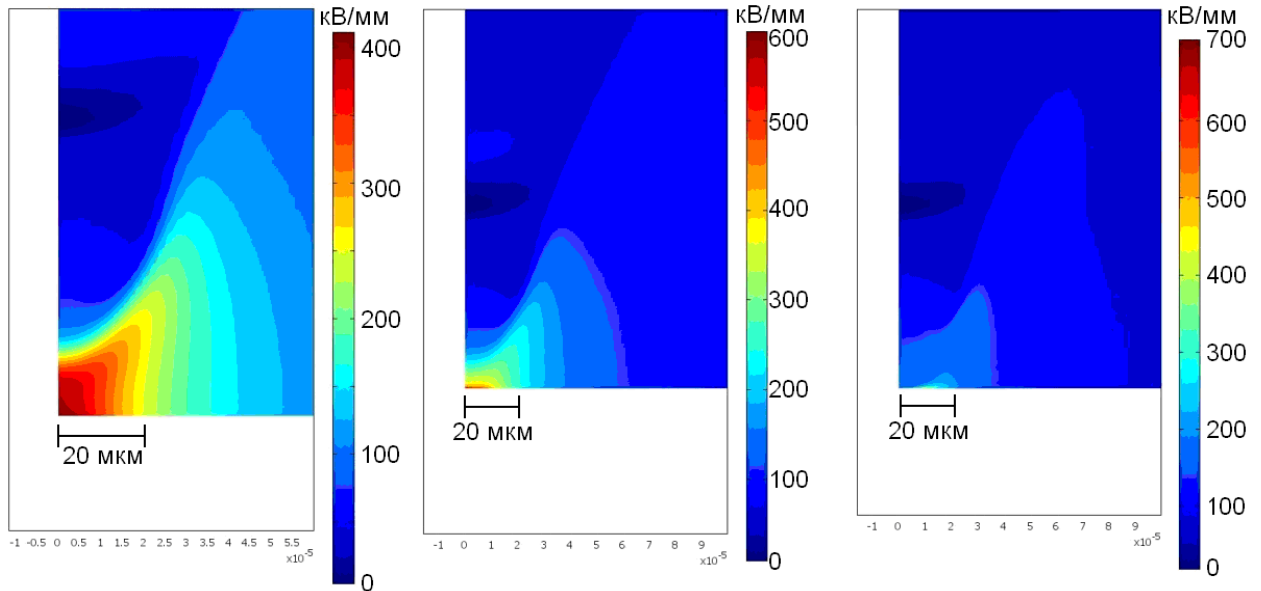


Рис. 2.207. Напряженность поля в модели с АЭЭ в моменты времени 0,92 нс, 0,922 нс, 0,924 нс.

Графики на рис. 2.208 показывают, что автоэмиссия сильно влияет на скорость положительной головки при приближении к катоду на 50 мкм, обеспечивая ее замыкание, но почти не влияет на динамику отрицательной головки. Видно, что головка без учета АЭЭ практически останавливается, а с учетом АЭЭ скорости движения отрицательной и положительной головок равны друг другу.

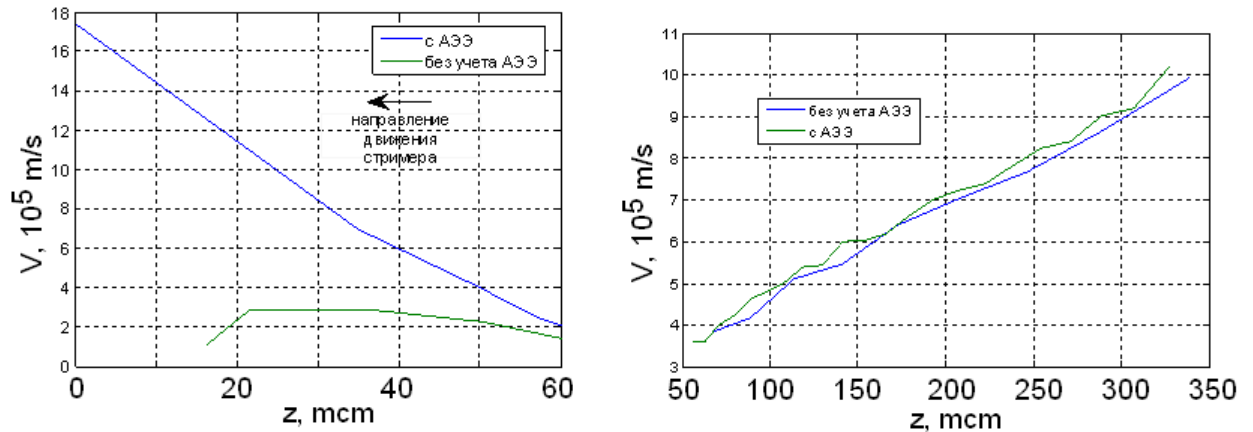


Рис. 2.208. Сравнение скоростей положительной (слева) и отрицательной (справа) головок.

Важной особенностью решения было формирование катодного пятна: т.е. области повышенной напряженности поля, находящейся на поверхности катода, в которой характерные масштабы изменения величин составляли порядка  $10^{-7}$  м (рис. 2.209). Малые пространственные масштабы изменения величин приводили к малым временным масштабам, в результате чего расчетный шаг падал до  $10^{-15}$  с и ниже. Также оказалось, что потенциал, который падает на катодном слое, невелик по сравнению с разностью потенциалов на электроде – всего около 50 В.

В то же время было ясно, что, во первых, такие пространственные масштабы малы не только по сравнению с реальными электродами, но и по сравнению с размерами стримеров, которые представляют основной интерес в задаче. С другой стороны, как было показано в главе 2 "Лавинный процесс", при работе в дрейфово-диффузионном

приближении мы должны работать с масштабами гораздо больше характерного масштаба релаксации по энергии составляет около 10 мкм, и характерного масштаба релаксации по направлению – порядка 0,1 мкм. То есть дрейфово-диффузионное приближение на таких масштабах не применимо (нужен кинетический подход). В этих условиях целесообразно применить модель приближенного описания прикатодного слоя в одномерном приближении (в данном случае плоском).

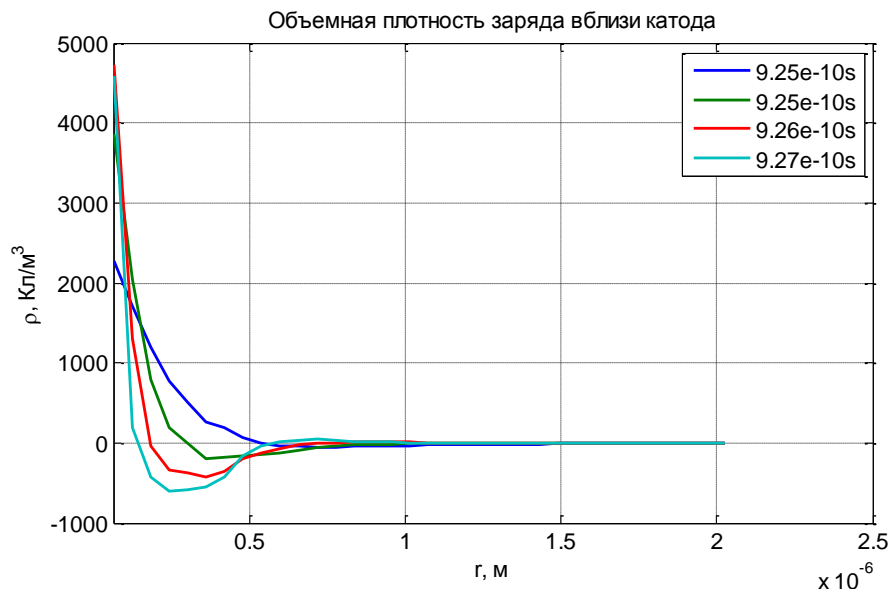


Рис. 2.209. Распределение объемного заряда в прикатодном слое после замыкания положительной головки.

### Приближенное описание прикатодного слоя

Расчет замыкания положительной головки путем добавления граничного условия автоэмиссии на катод, описанный выше, достаточно прозрачен для анализа, и само граничное условие хорошо обоснованно. Однако такой расчет требует измельчения сетки у катода до  $10^{-7}$  или даже  $10^{-8}$  м, соответствующим образом уменьшается и шаг расчета – до  $10^{-15}$  с. В результате расчетные затраты возрастают на 2-3 порядка. Это может быть оправдано, если исследователь интересуется развитием процесса непосредственно вблизи катода. Однако обычно интерес представляет развитие стримера в целом, движение оставшейся отрицательной головки либо изменение состояние замкнутого стримерного канала, а эти процессы происходят на существенно **больших** временных и пространственных масштабах. Отсюда возникает потребность в упрощенных моделях замыкания положительной головки, отражающих основные аспекты влияния этого процесса на развитие стримера в целом. Критерием приемлемости таких моделей служит, очевидно, правильное описание крупномасштабной в пространстве и времени структуры стримера, тогда как на мелких масштабах (процессы в прикатодном слое) возможны отклонения.

Приближенное описание базируется на следующем представлении о физических процессах в прикатодном слое. В целом заряд прикатодного слоя положительный. При нехватке затравочных электронов избыток положительных ионов увеличивает положительный заряд в прикатодном слое, который увеличивает напряженность поля на катоде, увеличивая ток автоэмиссии. Причем за счет малых размеров время изменения электронного тока выше, чем характерные времена изменения напряженности поля в задаче о стримере.

Поскольку слой тонкий, его заряд мы сосредоточиваем в плоском (в осесимметричном случае одномерном) слое, описывая поверхностным зарядом  $u(r)$ . Скорость его изменения зависит от избытка или недостатка концентрации ионов:

$$\frac{du}{dt} = |e| \mu_e E (n_p - n_e)$$

Этот закон отражает саморегулировку слоя. Смещение объемного заряда происходит в основном за счет смещения электронов, поскольку ионы гораздо медленнее, так что скорость изменения заряда взята пропорциональной дрейфовой скорости электронов в прикатодном поле.

Будем считать толщину слоя постоянной. Одной границей слоя служит катод, а другой – т.н. «виртуальный катод», потенциал которого переменный. На катоде задаются условия на потенциал, а на виртуальном катоде – на потоки электронов и ионов. Скачок потенциала между катодом и виртуальным катодом определяет эмиссионную напряженность поля, а концентрации электронов и ионов определяют скорость изменения заряда в прикатодном слое, таким образом, мы устанавливаем связь между этими параметрами.

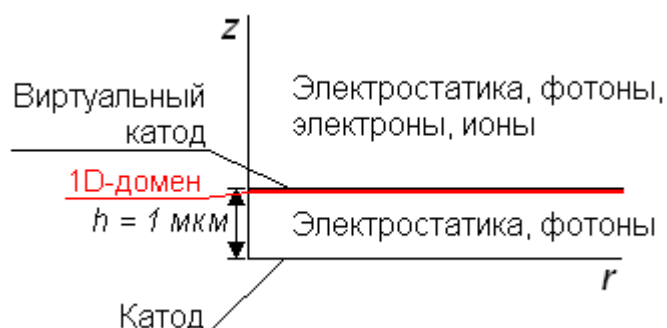


Рис. 2.210. Схема приближенного описания прикатодного слоя.

Граничные условия следующие представлены в табл. 2.15.

Искомая функция	Катод	Виртуальный катод
Потенциал $\varphi$	$\varphi=0$	Поверхностный заряд $u$
Концентрация электронов $n_e$	-	$j_e=f_{AEE}(\varphi/h)$
Концентрация ионов $n_p$	-	Свободное прохождение
Концентрация фотонов $n_{ph}$	Нулевой поток	Непрерывность

Табл. 2.15. Граничные условия в модели с приближенным описанием прикатодного слоя.

Здесь  $f_{AEE}$  – зависимость тока автоэмиссии от напряженности поля (далее – «эмиссионная кривая»). В качестве напряженности поля берется, как видно, отношение напряжения на слое к ширине слоя. На виртуальном катоде потенциал непрерывен, а вот напряженность поля терпит скачок, поскольку слой обладает поверхностным зарядом. Этим условием мы фиксируем, что эмиссионный ток зависит от напряженности внутри прикатодного слоя, а не вне него.

Эмиссионные кривые заданы по формуле:

$$j_{AEE}(E) = j_0 \exp\left(-\frac{B}{E}\right)$$

Рассчитано два варианта: «плавная эмиссия» с  $j_0=10^{27}$  1/м<sup>2</sup>/с и  $B=10^8$  В/м, а также «резкая эмиссия» с  $j_0=10^{32}$  1/м<sup>2</sup>/с и  $B=5 \cdot 10^8$  В/м. На рис. 2.211 представлены эти кривые, а также рассчитанные по формуле Фаулера-Нордгейма [2] токи.

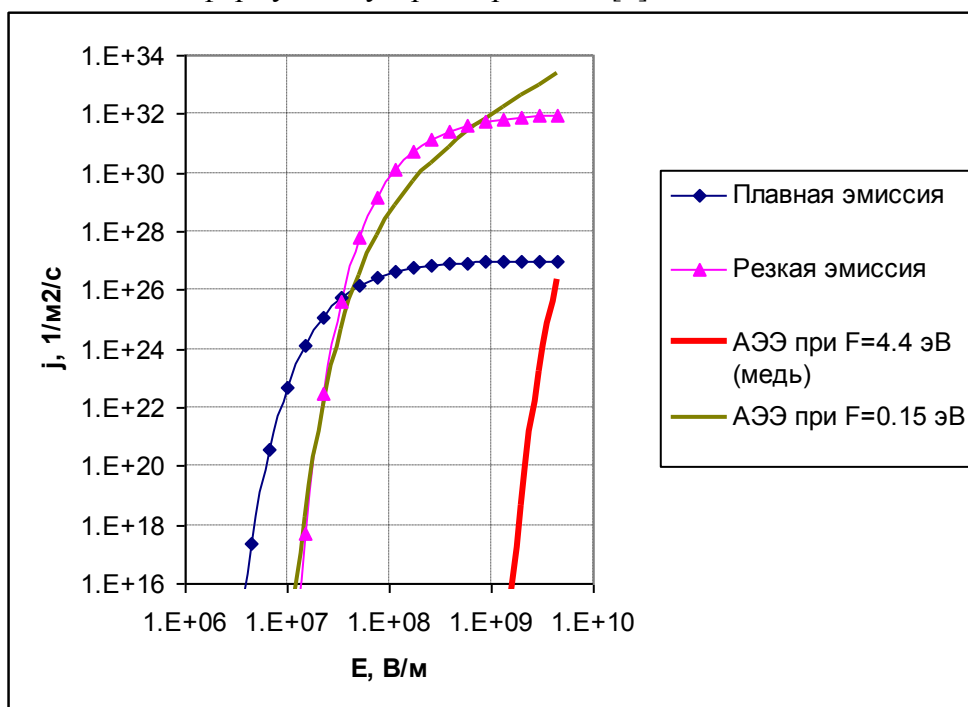


Рис. 2.211. Зависимости тока электронной эмиссии, использованные в модели («плавная эмиссия» и «резкая эмиссия»), а также токи эмиссии, рассчитанные по формуле Фаулера-Нордгейма.

### Замыкание положительной головки на катод

Рассмотрим результаты следующего эксперимента с повышенной концентрацией электронов в начальный момент. Начальное число электронов в лавине подобрано высоким, лежащим на грани лавинно-стримерного перехода, поэтому в начальный момент времени облако находится еще в стадии лавины, однако уже при 0,1 нс образуется два максимума интенсивности ионизации (рис. 2.214). То есть в этот момент времени уже образовался двухголовочный стример. В этом примере уже при 0,2 нс максимум электрического поля смещается с положительной головки лавины на поверхность катода (рис. 2.213). При этом отрицательная головка продолжает свое движение, а максимум интенсивность ионизации в прикатодной области несколько смещен от катода, интенсивность ионизации повышается и имеет двугорбую структуру. Это значит, что источником затравочных электронов стала поверхность катода за счет появления автоэлектронной эмиссии. Более отчетливо эти процессы видны на линейных графиках распределения потока электронов и напряженности поля (см. рис. 4.59-4.60).



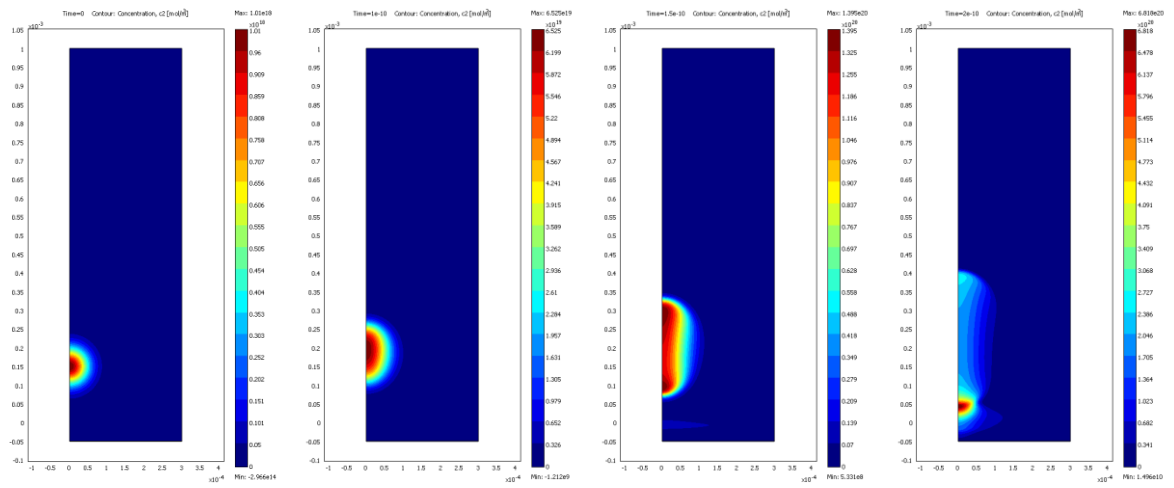


Рис. 2.212. Концентрация электронов в моменты времени 0 нс, 0,1 нс, 0,15 нс, 0,2 нс.

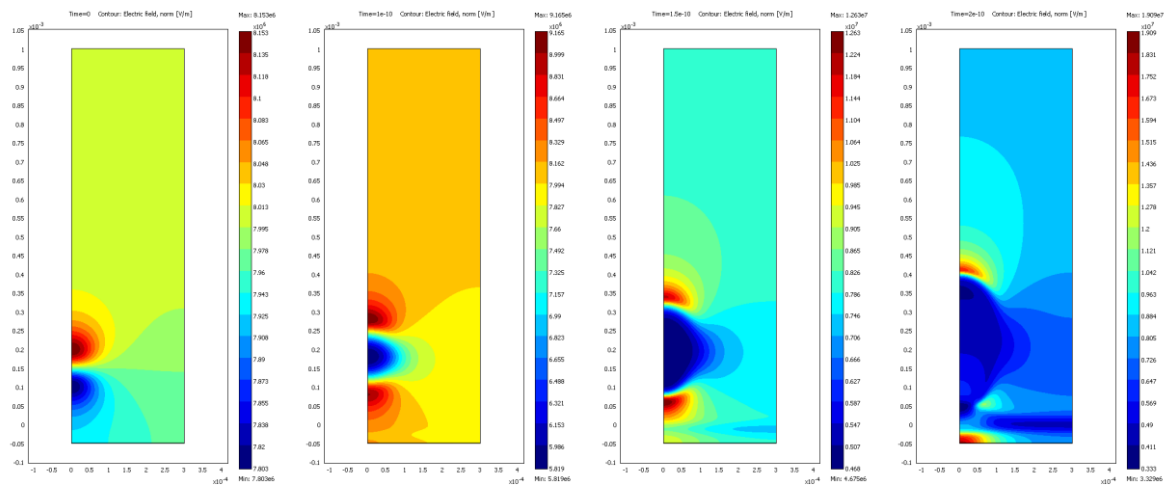


Рис. 2.213. Напряженность электрического поля в моменты времени 0 нс, 0,1 нс, 0,15 нс, 0,2 нс.

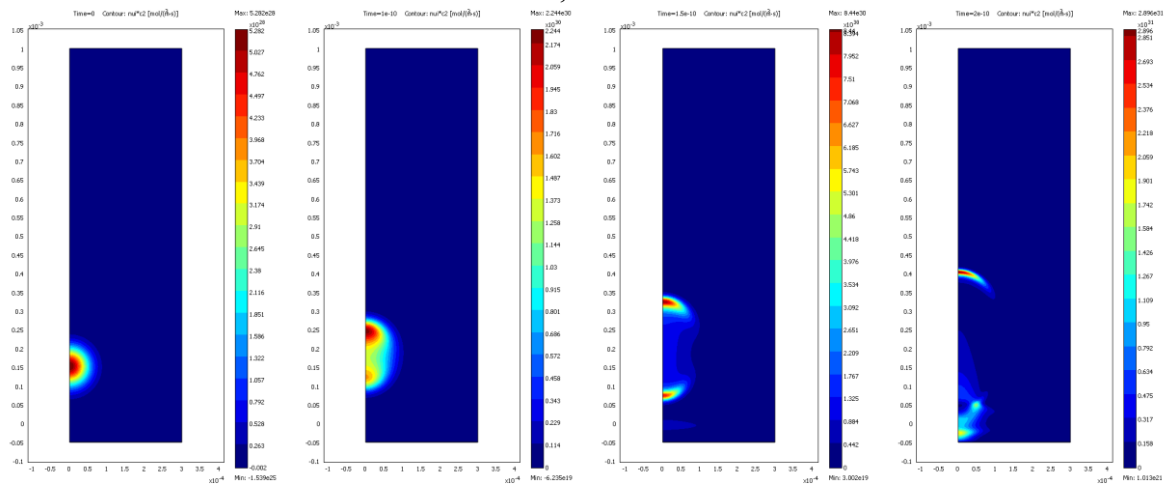


Рис. 2.214. Интенсивность ионизации в моменты времени 0 нс, 0,1 нс, 0,15 нс, 0,2 нс.  
мелко

Из линейных распределений напряженности поля (рис. 2.217) видно, как при подходе положительной головки к катоду на ней формируется максимум напряженности поля. Зависимости потока электронов от аксиальной  $z$ -координаты дают возможность определить момент замыкания (рис. 2.216). Как видно, уже при 0,15 нс вблизи катода

образуется локальный максимум потока, обусловленный эмиссией, однако, два другие максимума тока, соответствующие двум головкам стримера, показывают, что движение обеих головок стримера еще не завершилось. В момент 0,2 нс поток с катода уже вливается непосредственно в стример, но все еще наблюдается существенное усиление потока за счет высокого поля вблизи катода. В момент 0,25 нс можно считать, что головка замкнулась, поскольку поток с катода примерно равен (даже превышает) поток в теле стримера. При этом отрицательная головка продолжает распространяться к аноду, а электронный ток в стримерном канале и в головке отрицательного стримера возрастает..

Распределение напряженности (рис. 2.217) подтверждает эти соображения: в 0,2 нс максимум на катоде еще есть, в 0,25 нс – уже нет, стримерный плазменный канал начинается непосредственно от катода, а напряженность поля в отрицательной головке растет. Таким образом замыкание положительной головки на катод интенсифицирует ионизацию в отрицательной головке. Эмиссионный ток в момент подхода положительной головки к катоду - 0,15 нс еще ничтожно мал, а в момент 0,2 нс. он быстро растет (рис. 2.218). Видно, что в момент замыкания эмиссионный ток еще не вышел на насыщение, это происходит позже, примерно в момент 0,25 нс. Как видно по графику, далее максимум электронного потока с поверхности колеблется в пределах  $1 \div 2 \cdot 10^{26} \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ , характерная ширина катодного токового пятна также остается почти постоянной – 0,1-0,15 мм. Аналогично обстоит дело с распределением поверхностного заряда прикатодного слоя (рис. 2.218): он колеблется не более чем на 20%.

Как показывает график на рис. 2.215, на поверхности катода концентрации ионов и электронов практически равны, т.е. мы действительно добиваемся ситуации, когда плазма простирается практически до границы стримерного канала, без образования заряженного слоя в объеме. Что же обеспечивает устойчивую автоэлектронную эмиссию в этих условиях? На границе с металлом имеется скачок потенциала, зависимость которого от времени показана на рис. 2.220.

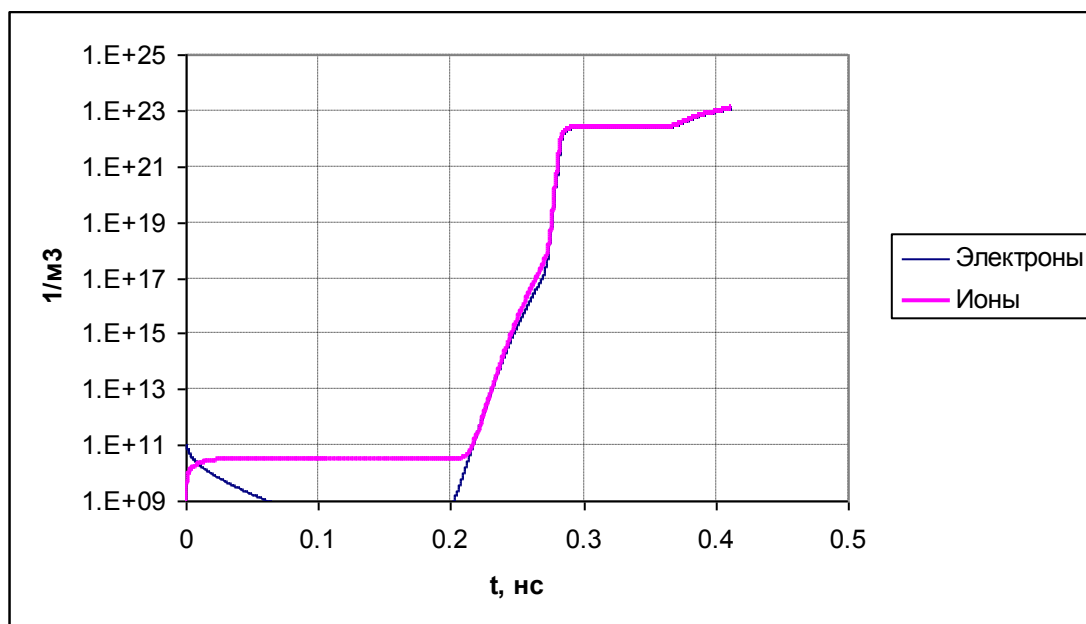


Рис. 2.215. Концентрация электронов и ионов в центре катода в зависимости от времени в случае резкой эмиссии.

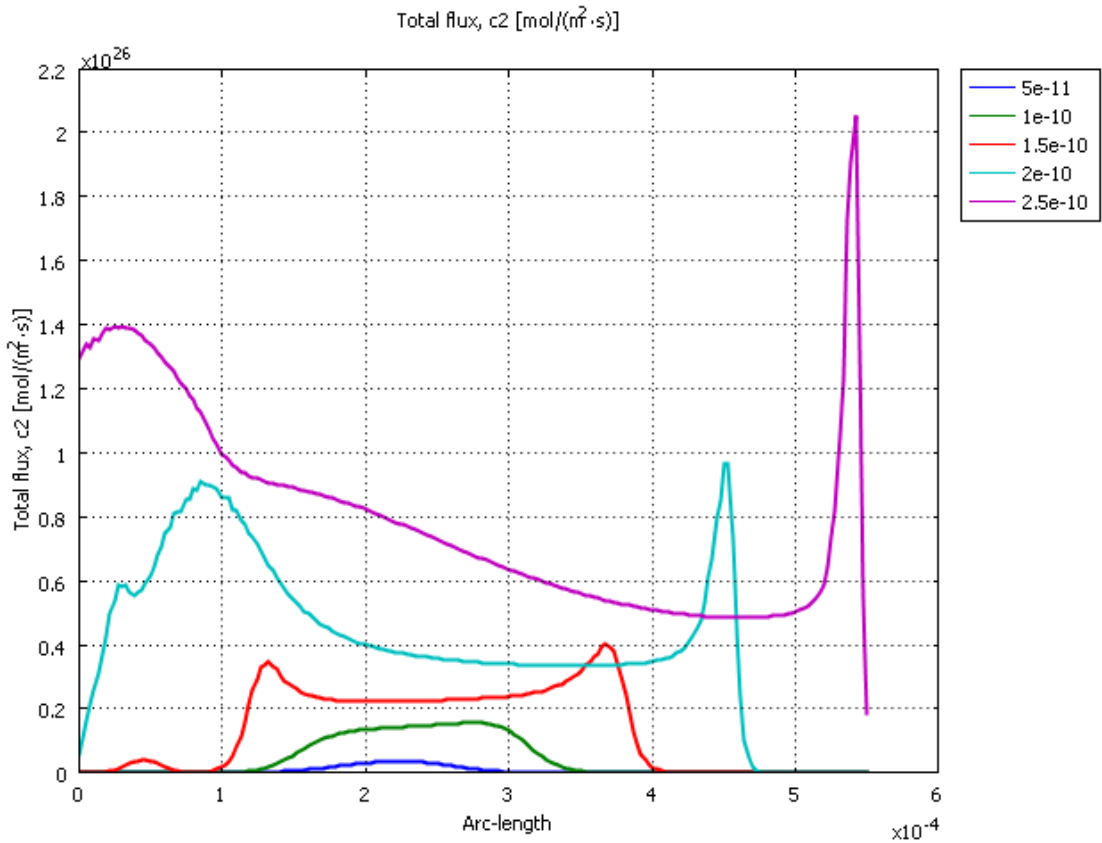


Рис. 2.216. Зависимость потока электронов от  $z$ -координаты при замыкании положительной головки. Слева находится катод, анод находится на 0,5 мм дальше правой границы графика.

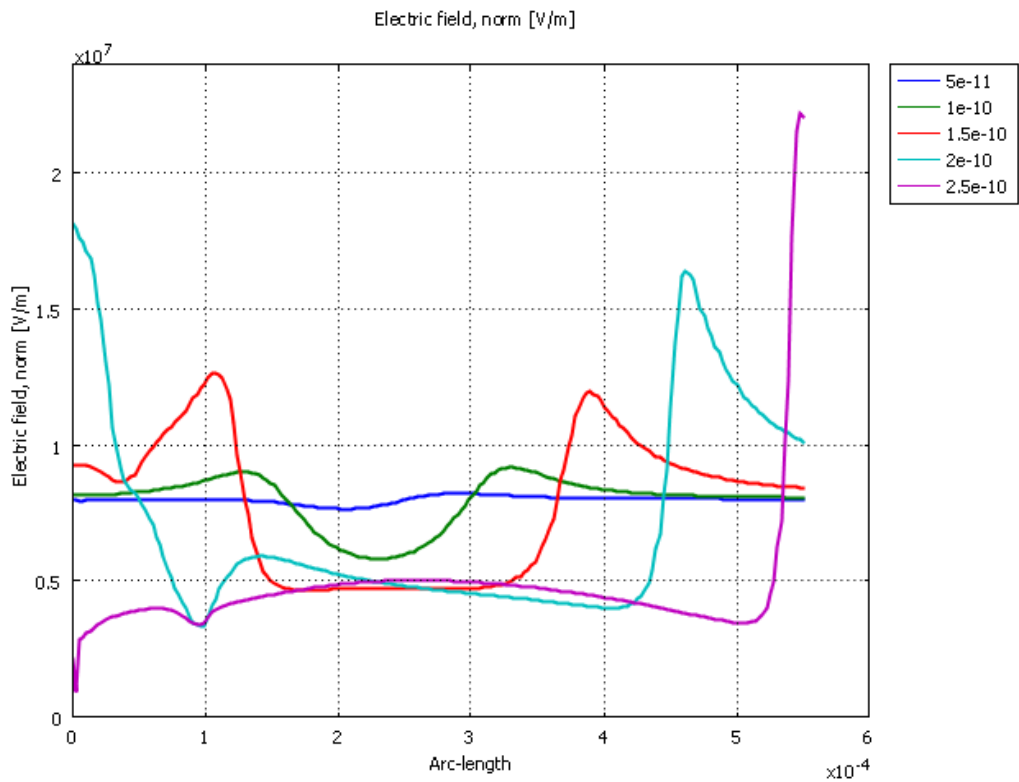


Рис. 2.217. Зависимость напряженности поля от  $z$ -координаты при замыкании положительной головки. Слева находится катод, анод находится на 0,5 мм дальше правой границы графика.

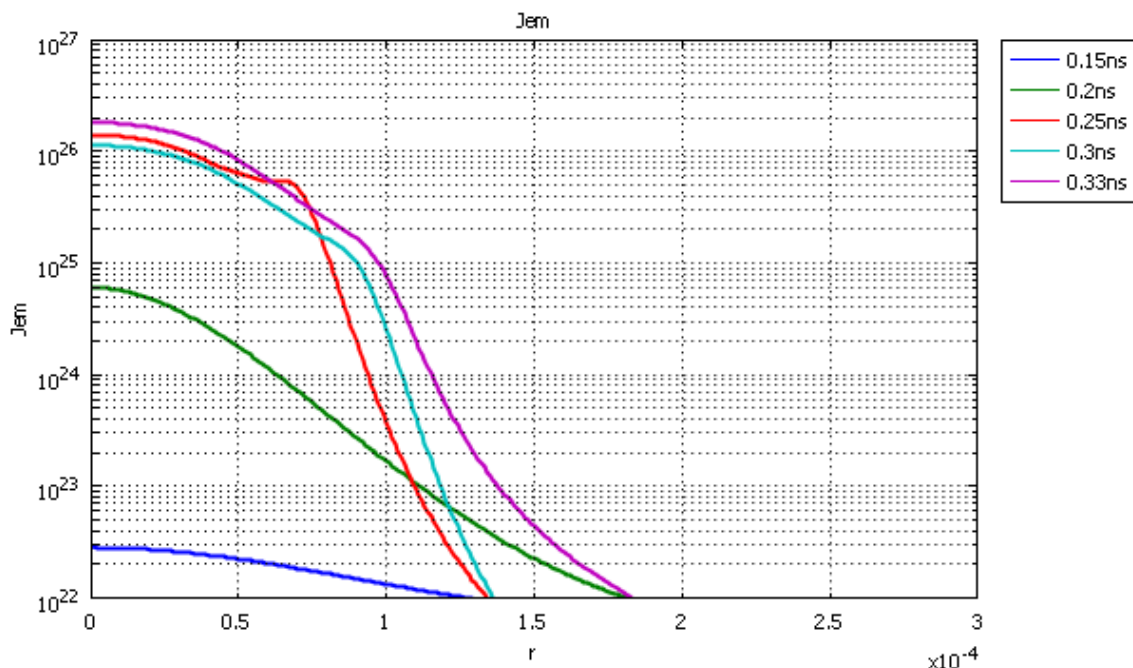


Рис. 2.218. Эмиссионный ток с катода в разные моменты времени.

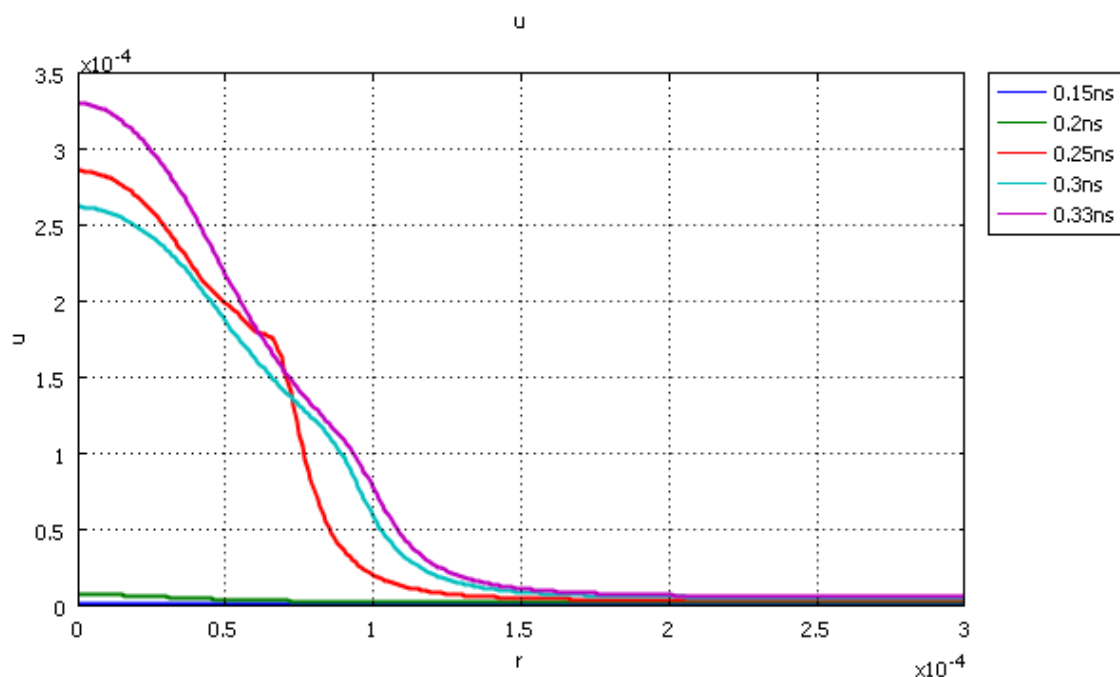


Рис. 2.219. Поверхностный заряд прикатодного слоя в разные моменты времени, Кл/м<sup>2</sup>.

Зависимость концентрации электронов и потенциала, падающего на катодном слое, от времени, показывает, что напряжение на прикатодном слое сначала растет до момента замыкания положительной головки на катод, далее происходит некоторый колебательный процесс, а затем напряжение входит в насыщение на уровне 40 В вплоть до момента замыкания отрицательной головки на анод. Далее наблюдается быстрый рост напряжения в катодном слое. Участок насыщения подтверждают, что контакт между

стримером и катодом находится в квазистационарном состоянии (рис. 2.220). Стационарное состояние нарушается при касании отрицательной головкой анода. Это приводит к быстрому росту прикатодного скачка потенциала а также тока автоэлектронной эмиссии. При этом полный ток текущий через стримерный канал быстро растет, а канал греется (отметим, что в данной модели процесс нагрева не рассматривается). Если температура канала возрастает до нескольких тысяч градусов, то осуществится стримерно -лидерный переход.

В данной модели замыкание положительной головки почти не приводит к падению величины расчетного шага по времени (рис. 2.220), происходит только разовый скачок около 0,14 нс, потом шаг возвращается обратно к  $10^{-13} \div 10^{-12}$  с. Дробление шага начинается опять-таки после замыкания второй, отрицательной, головки. График потенциала прикатодного слоя показывает, что на слое, как и в более точной модели, падает небольшое напряжение – 30 В.

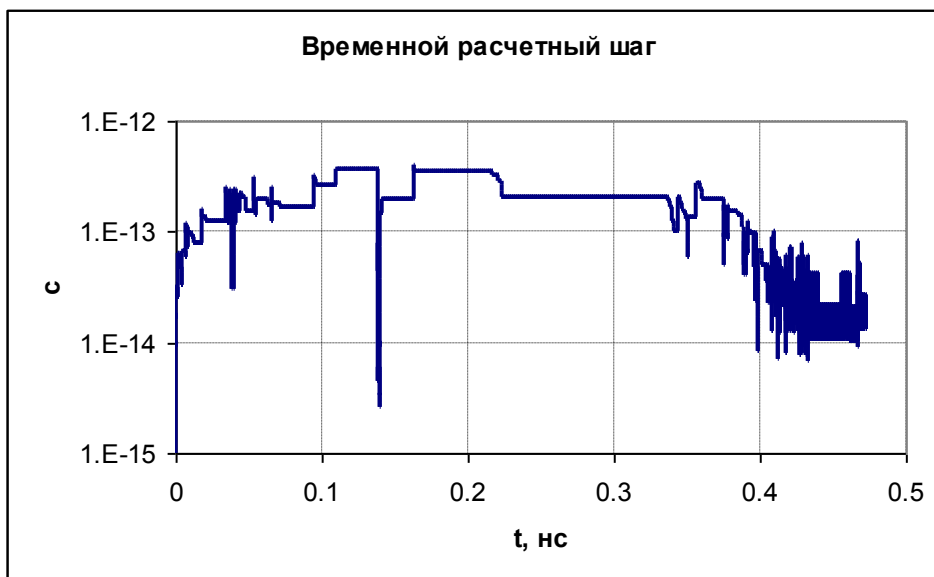
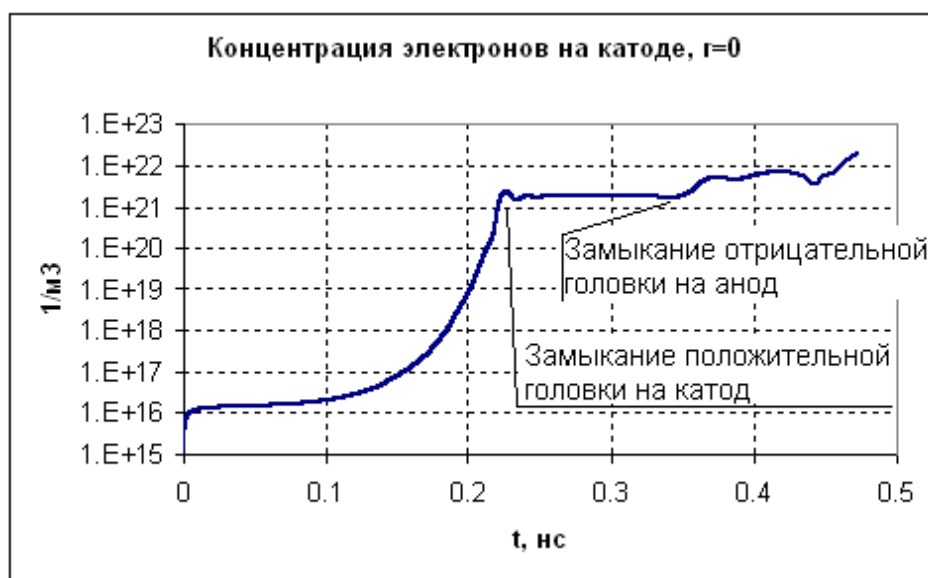
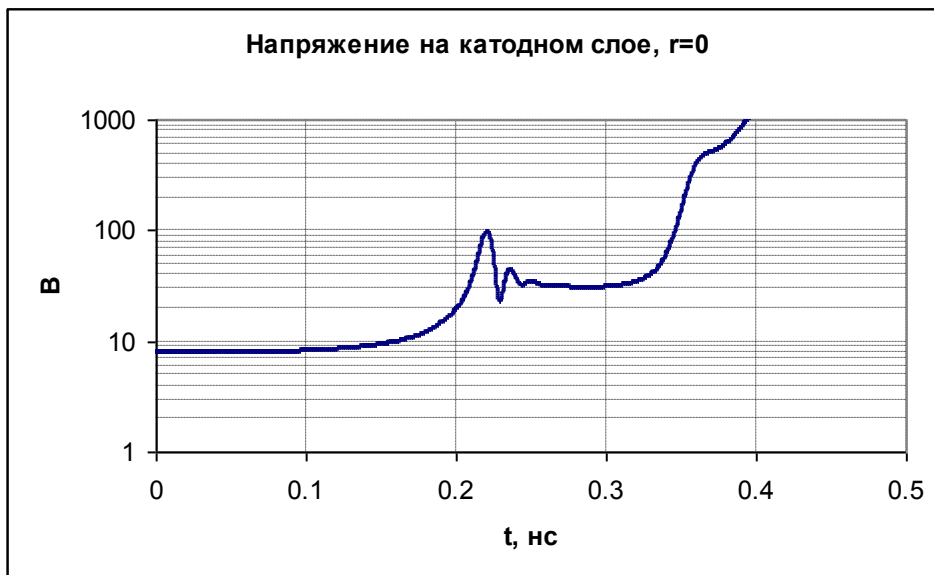


Рис. 2.220. Зависимость некоторых величин от времени.

На рисунках 2.221-2.223 представлено развитие системы после замыкания положительной головки. Отрицательная головка движется к аноду и, в конце, беспрепятственно замыкается на него. Как видно по графикам интенсивности ионизации, на этом этапе у стримера остается только одна головка. Однако после второго замыкания ситуация изменяется и область ионизации смещается в прикатодный канал стримера, причем у поверхности катода наблюдается тонкий слой без ионизации.

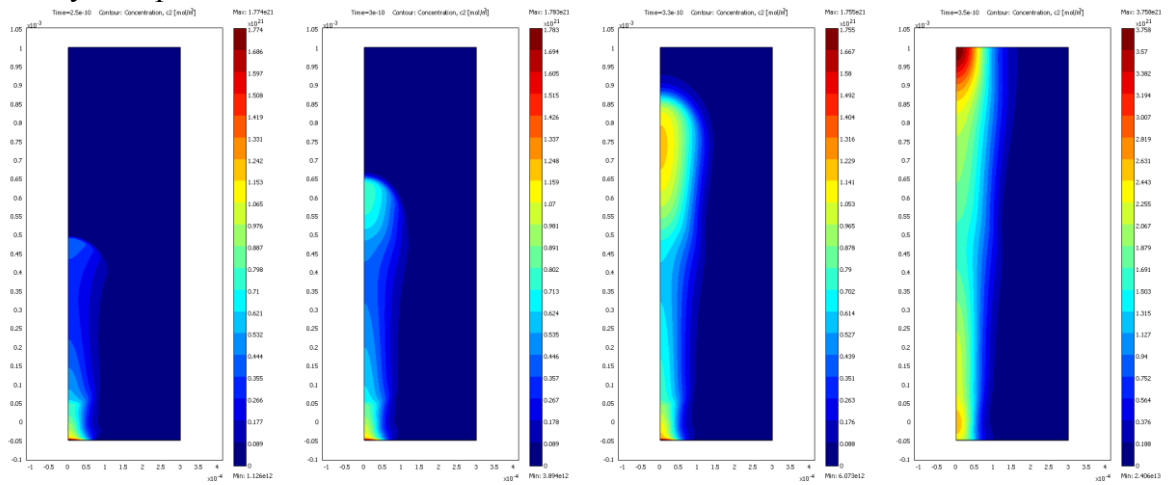


Рис. 2.221. Концентрация электронов в моменты времени 0,25 нс, 0,3 нс, 0,33 нс, 0,35 нс.

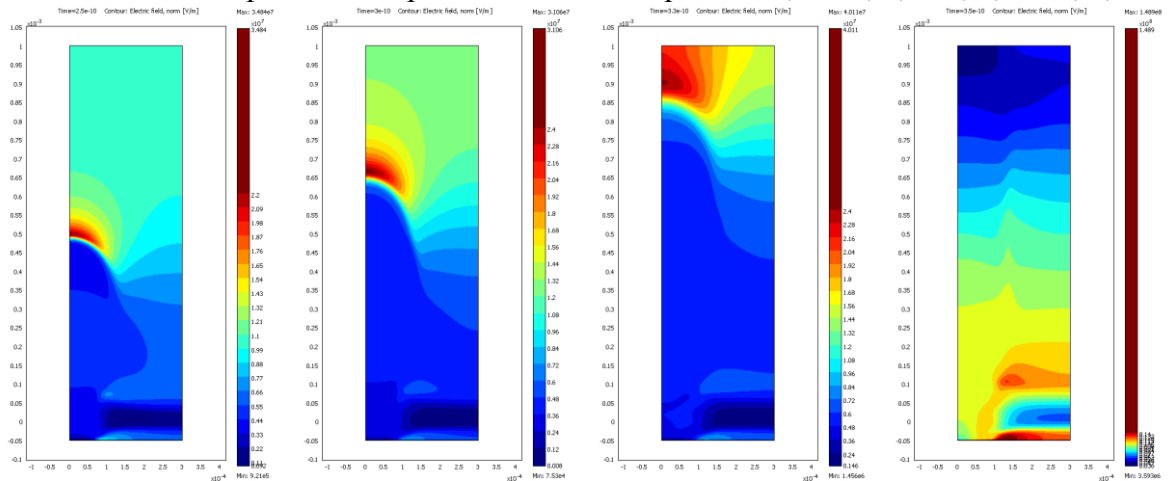


Рис. 2.222. Напряженность поля в моменты времени 0,25 нс, 0,3 нс, 0,33 нс, 0,35 нс.

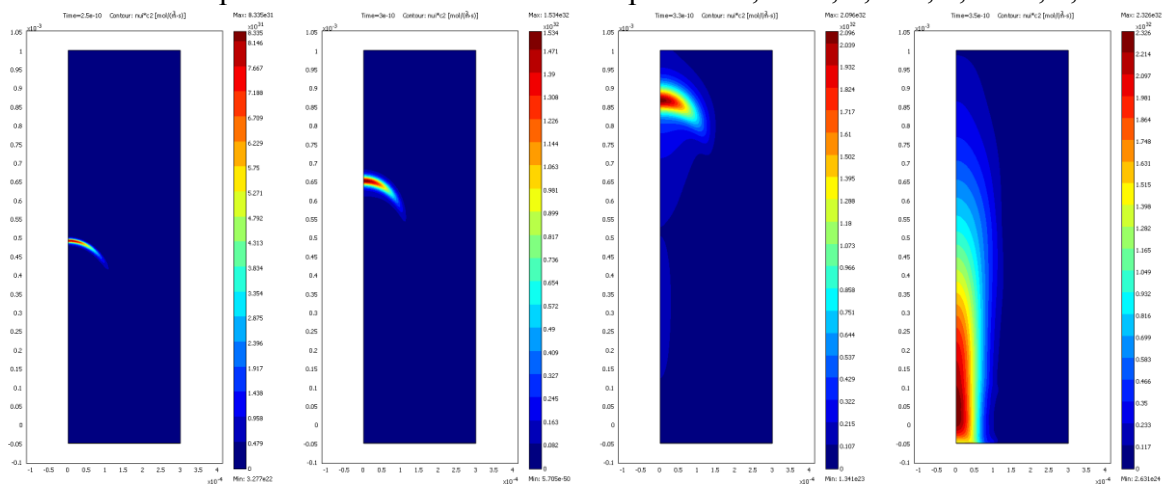


Рис. 2.223. Интенсивность ионизации в моменты времени 0,25 нс, 0,3 нс, 0,33 нс, 0,35 нс.

В замкнутом канале ситуация подобна тлеющему разряду. Электроны возникают на поверхности электрода благодаря автоэлектронной эмиссии. Далее наблюдается прикатодный слой в котором электроны набирают энергию, за этим слоем расположена протяженная зона ионизации в пределах которой интенсивность ионизации сначала растет, достигая некоторого максимума, а далее она спадает.

### Сравнение решений при задании плавной и резкой эмиссии

Как указано в постановке задачи, было рассчитаны две модели, отличающиеся только формой зависимости автоэмиссионного тока от напряженности поля – условно «плавная» и «резкая» зависимости.

Как показывают графики на рис. 2.224, в случае плавной эмиссии стримерный канал при контакте с катодом практически не сужается. В случае резкой эмиссии есть четкое сужение примерно в три раза, при этом, концентрация электронов, т.е. удельная проводимость канала в месте сужения выше. Также следует отметить, что из-за того, что плавная эмиссия дает заметный ток уже при поле, равном внешнему, вне канала возникает плоский слой электронов, возникших из-за лавинного процесса с затравочными электронами, эмитированных с катода (“А” на рис. 2.224 слева). Концентрация электронов в этом слое всего на порядок ниже, чем в стримерном канале.

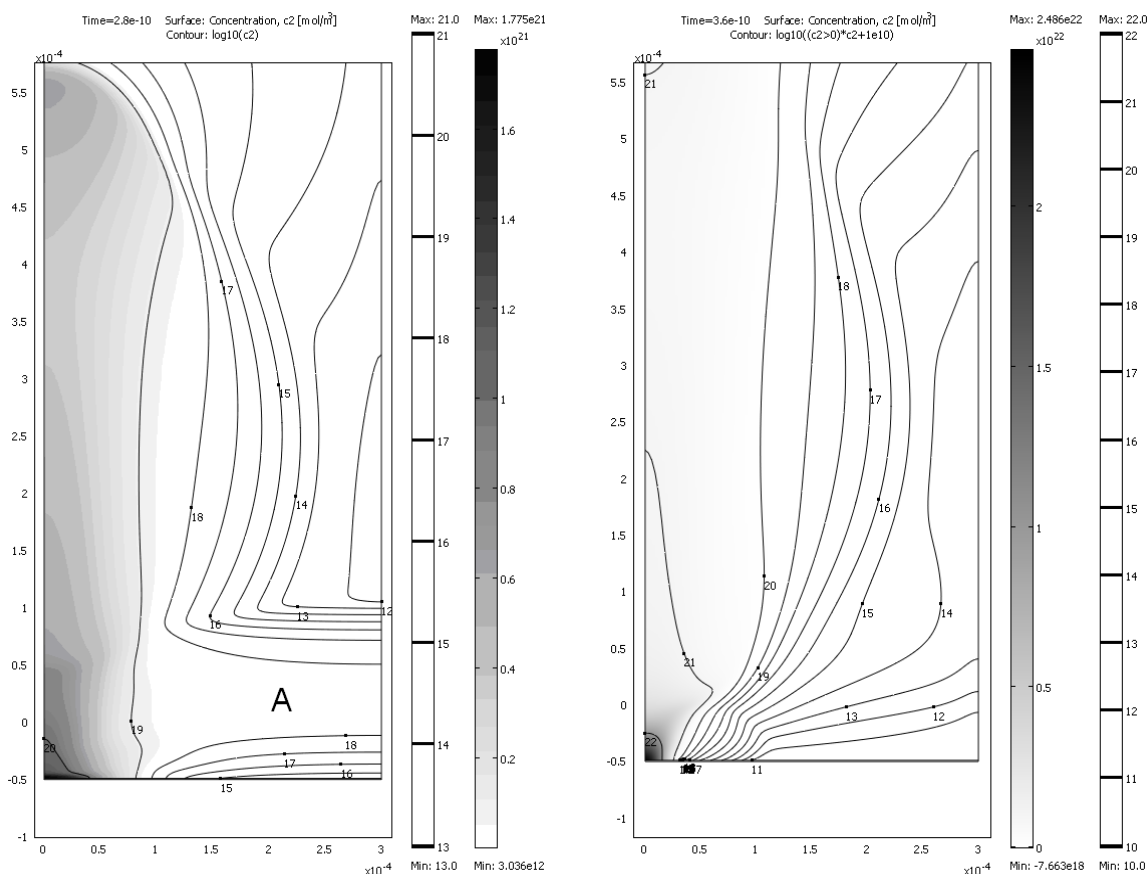


Рис. 2.224. Контурными показана концентрация электронов в случае плавной (слева) и резкой (справа) эмиссии. Цветом показана также концентрация электронов, но в линейном масштабе.

На рис. 2.225 показаны линии тока электронов, также демонстрирующие, что в случае резкой эмиссии происходит сужение канала, а в случае плавной – нет.



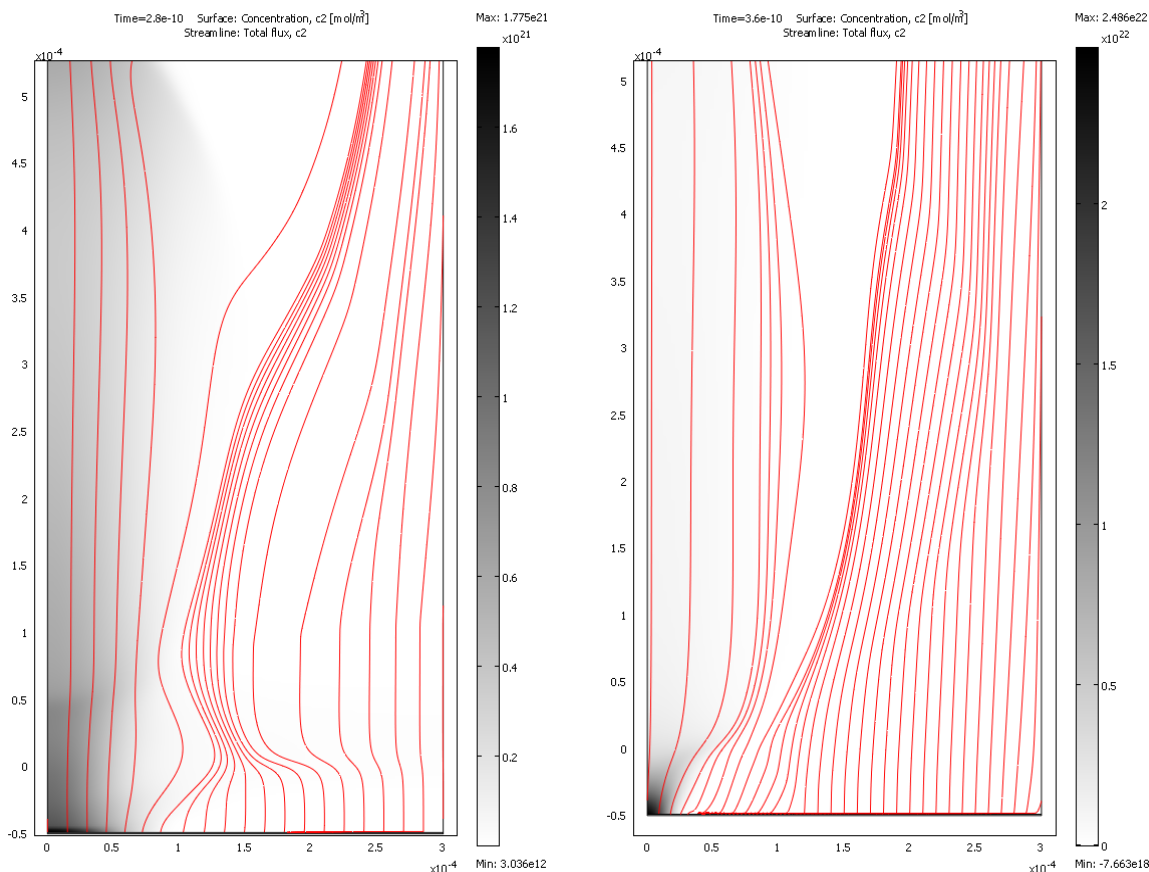


Рис. 2.225. Линии тока электронов в случае плавной (слева) и резкой (справа) эмиссии. Цветом показана концентрация электронов в линейном масштабе.

Как показывают графики 2.226-2.227, на раннем этапе тип эмиссионной кривой не влияет на скорость головок. Однако при резкой эмиссии положительная головка замыкается позже примерно на 0,1 нс, это приводит к некоторому (примерно на 0,02 нс) запаздыванию в движении отрицательной головки. В целом, влияние типа эмиссионной кривой на скорость головки невелико, хотя и заметно.

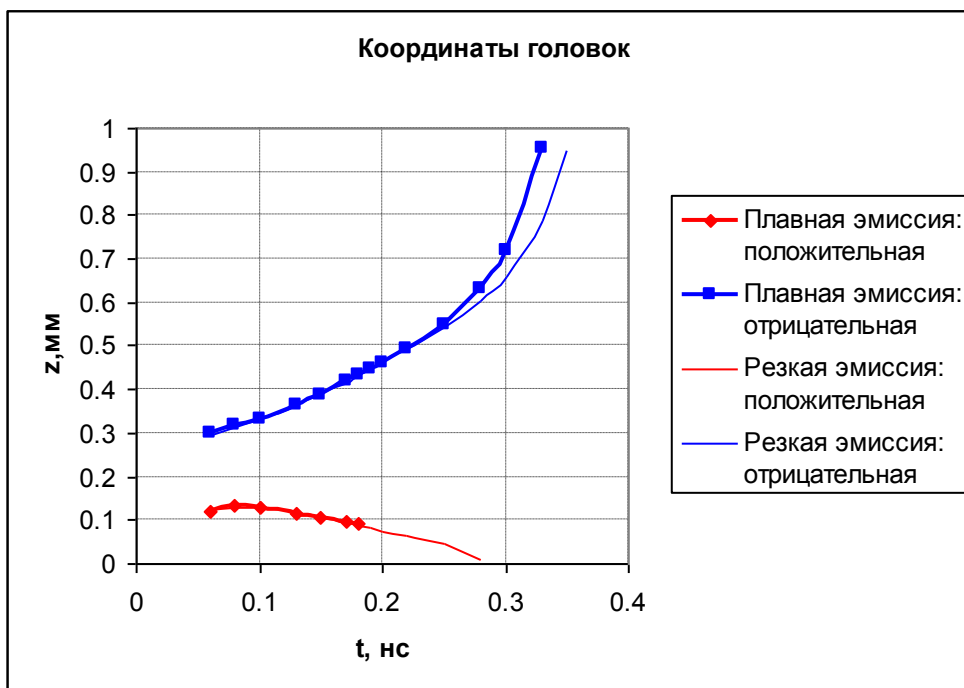


Рис. 2.226. Координаты отрицательной и положительной головок стримера в случае плавной и резкой эмиссии.

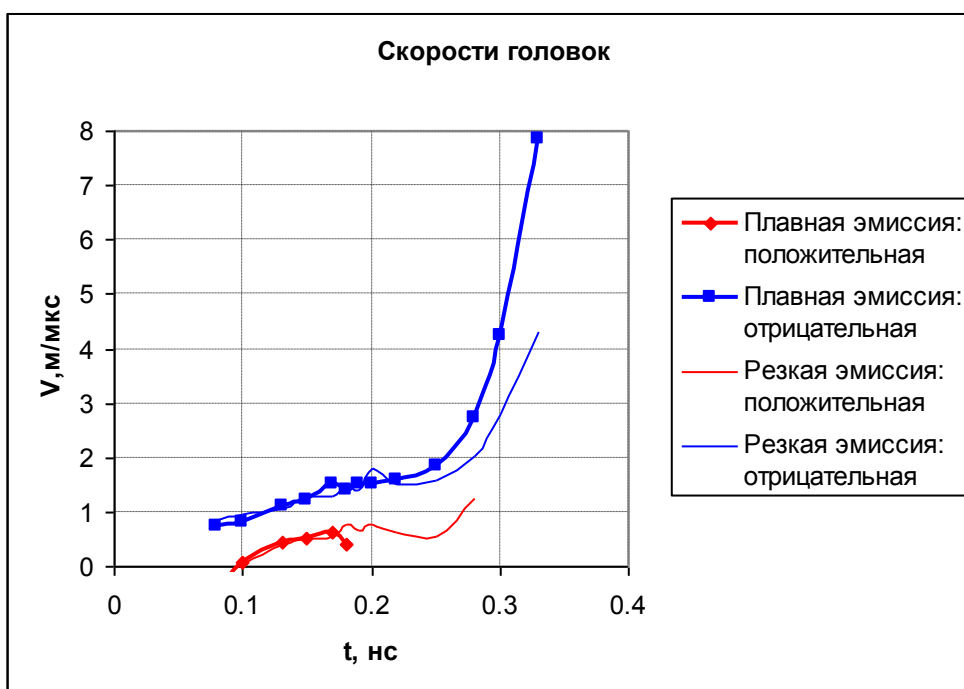


Рис. 2.227. Скорости отрицательной и положительной головок стримера в случае плавной и резкой эмиссии.

Рассмотрим теперь влияние типа эмиссионной кривой на скорость решения (рис. 2.228). При резкой эмиссии на первом этапе, этапе двухголовочного стримера, решение идет легче, чем при плавной. Очевидно, это связано с тем, что при плавной эмиссии уже на этом этапе с катода идет заметный ток. На этапе одноголовочного стримера (анодонаправленного) стримера ситуация меняется на противоположную – резкая эмиссия

считается примерно на порядок медленнее плавной. Наконец, на этапе замкнутого канала, для обоих решений шаг дробится, и решение расходится.

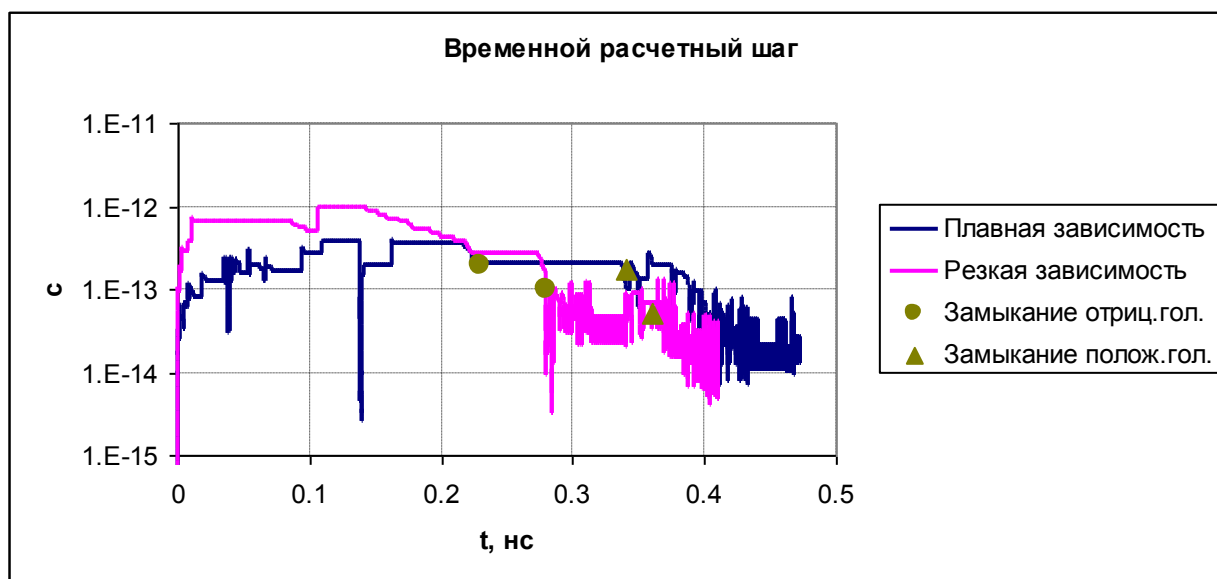


Рис. 2.228. Зависимость временного расчетного шага от времени для двух эмиссионных кривых. Для каждой зависимости отмечены моменты замыкания отрицательной и положительной головок.

### ***Взаимодействие отрицательной головки двухголовочного стримера с диэлектрическим барьером***

Использование твердых диэлектриков в качестве барьеров повышает пробивную прочность воздушных промежутков и может ослабить процессы коронирования электродов [45], в т.ч. при стримерной короне.

В твердом диэлектрике ионизация возможна при напряженностях поля на два порядка превышающих характерные для стримерной короны в воздухе значения. Поэтому непосредственный переход волны ионизации из воздуха в твердый диэлектрик представляется невозможным. Однако эксперименты выявили эффект «проникновения» стримеров сквозь такой барьер (рис. 2.229) [46], а также эффект обтекания барьера.

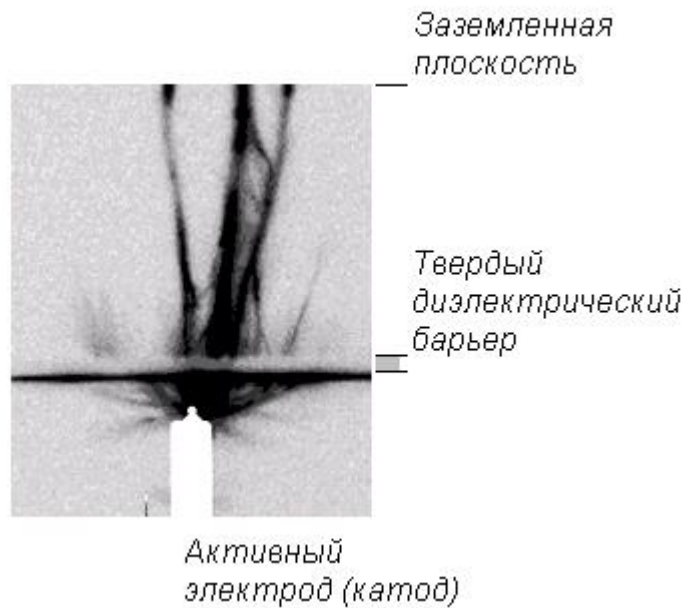


Рис. 2.229. «Проникновение» отрицательных стримеров сквозь твердый диэлектрический барьер [46].

### Постановка задачи

Рассмотрим компьютерную модель взаимодействия стримеров с твердым диэлектрическим барьером для простейшего газа – аргона.

Когда стримерный канал достигает барьера, на его поверхность осаждаются заряженные частицы, и на диэлектрике появляется поверхностный заряд. Этот заряд можно визуализировать и измерить [46]. В компьютерной модели поверхностный заряд  $\sigma$  рассчитывается интегрированием потоков заряженных частиц на поверхность барьера:

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} = e(\vec{n} \cdot [\vec{j}_i - \vec{j}_e]) \quad (2.77)$$

Заряд  $\sigma$  учитывается в уравнении Пуассона. Для уравнений переноса на поверхности барьера задано условие оседания на поверхность всех приходящих частиц. На аноде и катоде заданы фиксированные значения электрического потенциала.

Рассматривается стример в системе плоскопараллельных электродов между которыми размещен барьер (рис. 2.230). Напряженность однородного поля в начальный момент  $E_0=4$  кВ/мм, затем оно искажается зарядом стримера. Толщина барьера 0.1 мм. Задача осесимметричная, конечноэлементное моделирование проводилось в пакете Comsol Multiphysics 3.5.

### Анализ результатов решения

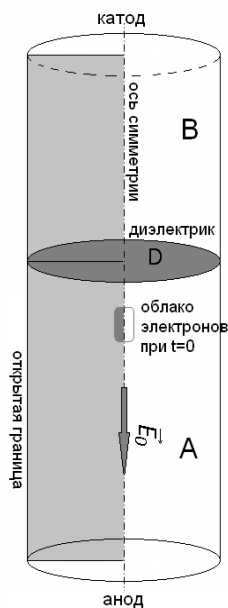


Рис. 2.230. Схема компьютерной модели.

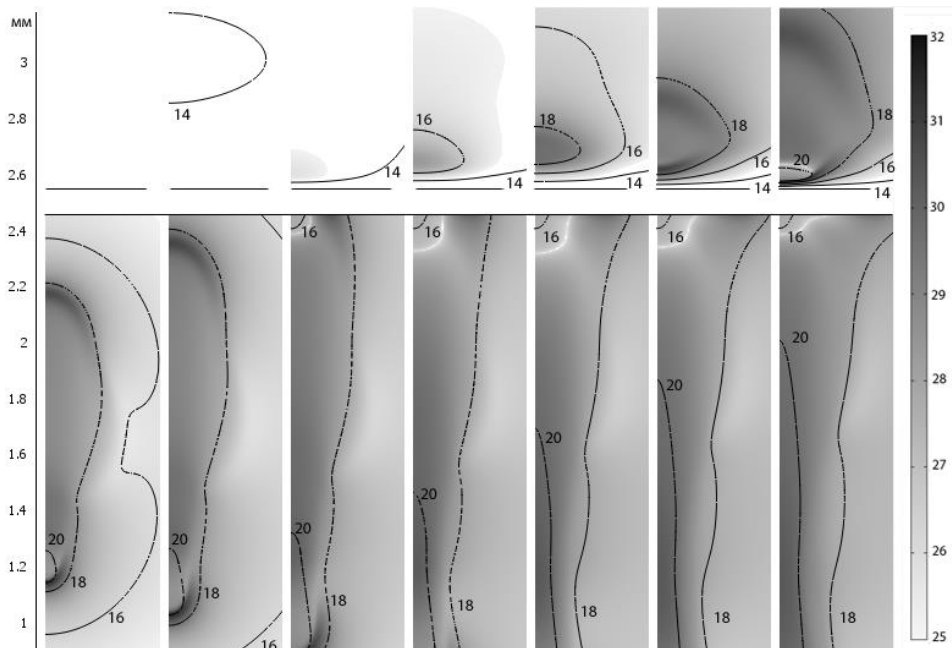


Рис. 2.231. Распространение стримера у диэлектрического барьера, шаг по времени 0.2 нс: цветом показана интенсивность ионизации (масштаб логарифмический), контурами показана концентрация электронов.

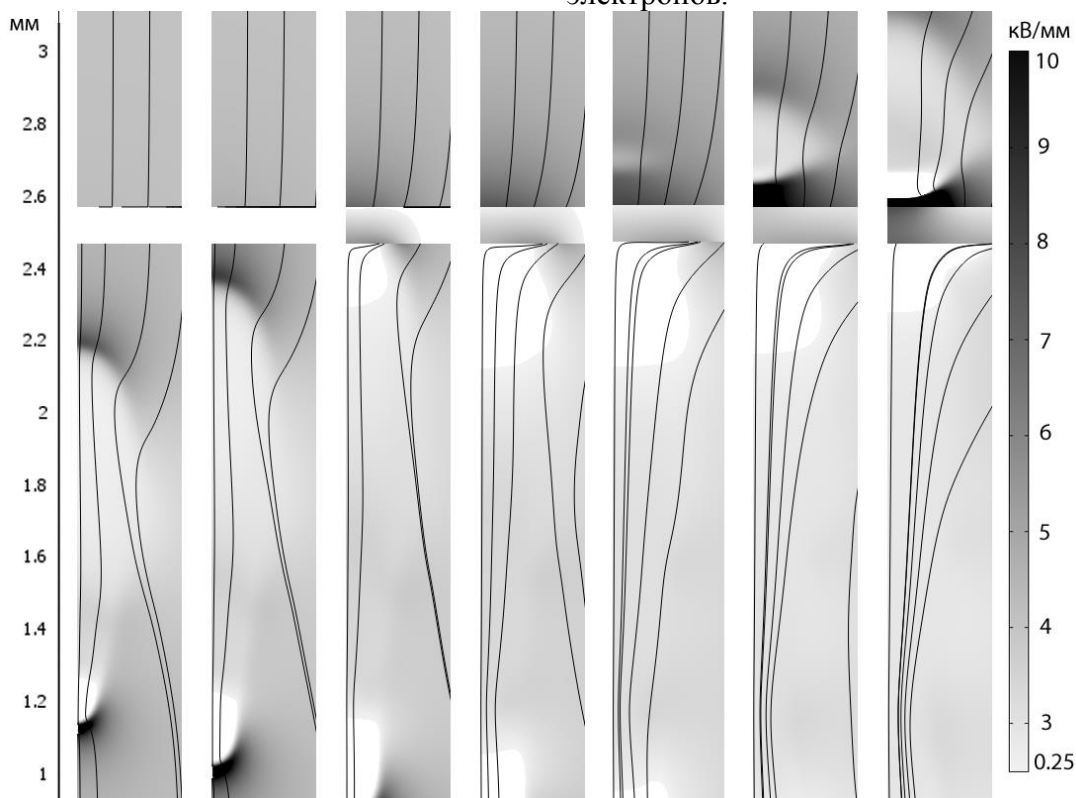


Рис. 2.232. Эволюция стримера перед замыканием на барьер и возникновение вторичного стримера за барьером, шаг по времени 0.2 нс: напряженность электрического поля и линии электрического тока.

На рис. 2.231 приведены последовательные стадии движения первичного двухголовочного стримера, который развивается из электронного облака в области A (рис. 2.230) и постепенно приближается к барьеру. На первых двух кадрах хорошо видны два

локальных максимума ионизации перед отрицательно заряженной (вверху) и положительной (снизу) головками. Эти максимумы соответствуют движению фронтов ударной ионизации, которая идет в основном в области повышенной напряженности поля. Отрицательная головка движется к барьеру до момента касания с барьером, после касания с поверхностью барьера ее фронт раздваивается и начинает двигаться вдоль поверхности барьера.

Из рис. 2.231 видно, что еще до достижения отрицательной головкой первичного стримера (в области А) до барьера, в области В за барьером уже возникает облако электронов с повышенной концентрацией  $10^{15}$ - $10^{16}$  м<sup>-3</sup>. Образование вторичного облака электронов в области В становится возможным благодаря ионизирующему излучению, которое производится головкой первичного стримера в области А и проникает сквозь барьер в область В. Электроны из этого облака служат затравочными для вторичного стримера, который впоследствии образуется в области В.

Для образования вторичного стримера помимо затравочных электронов необходимо обеспечить за барьером достаточную напряженность поля, которой и определяется частота ударной ионизации. На рис. 2.231 приведены линейные распределения напряженности поля в стримере до и после соприкосновения с барьером. На рис. 2.232 на первых трех кадрах видны два максимума напряженности в области А, соответствующие двум головкам первичного стримера. Между головками находится плазменный канал стримера, где поле снижено. Затем максимум, соответствующий отрицательной головке, исчезает, т.к. объемный заряд верхней отрицательной головки уходит на поверхность барьера, и образовавшийся поверхностный заряд приводит к появлению максимума напряженности уже в области В за барьером. Благодаря этому вторичному максимуму, начинается лавинный рост концентрации электронов в области В, и на последних кадрах на рис. 2.231 видно движение двух волн ионизации до и за барьером, а на рис. 2.232 – соответствующих им максимумов напряженности. В области В образуется вторичный стример. Максимум ионизации перед верхней головкой вторичного стримера распространяется вверх от барьера, вытягивая канал вторичного стримера. Таким образом, совокупность процессов проникающей фотоионизации газа за барьером и напыления заряда на поверхности барьера создала возможность для формирования и распространения вторичного стримера за барьером.

Из рис. 2.231 видно, что перед соприкосновением с барьером на начальных стадиях процесса зона повышенной ионизации находится перед отрицательной головкой первичного стримера. После соприкосновения с поверхностью барьера область повышенной ионизации, а вместе с ней и область повышенной концентрации электронов перемещается вдоль поверхности барьера, оставляя на нем увеличивающееся в диаметре пятно поверхностного заряда. Таким образом, волна ионизации, бегущая в объеме, переходит в волну, бегущую по поверхности барьера.

График распределения напряженности поля показывает последовательные стадии формирования двухголовочных стримеров (рис. 2.233). Видно, что при приближении положительной головки вторичного стримера к барьеру напряженность поля начинает резко возрастать. Это связано с нехваткой затравочных электронов. Возможно, она компенсируется эмиссией зарядов с поверхности диэлектрика или из его объема.

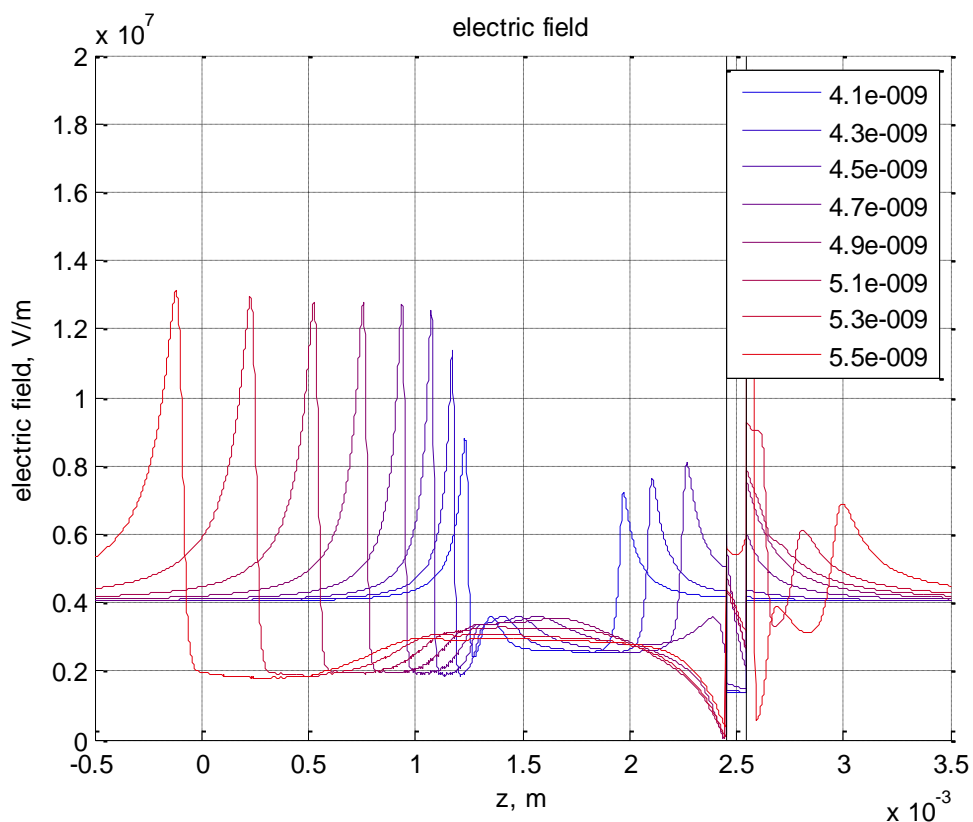


Рис. 2.233. Линейный график напряженности электрического поля вдоль оси модели.

На рис. 2.234 приведено радиальное распределение величины поверхностного заряда в разные моменты времени (начиная с момента касания  $4.6$  нс)

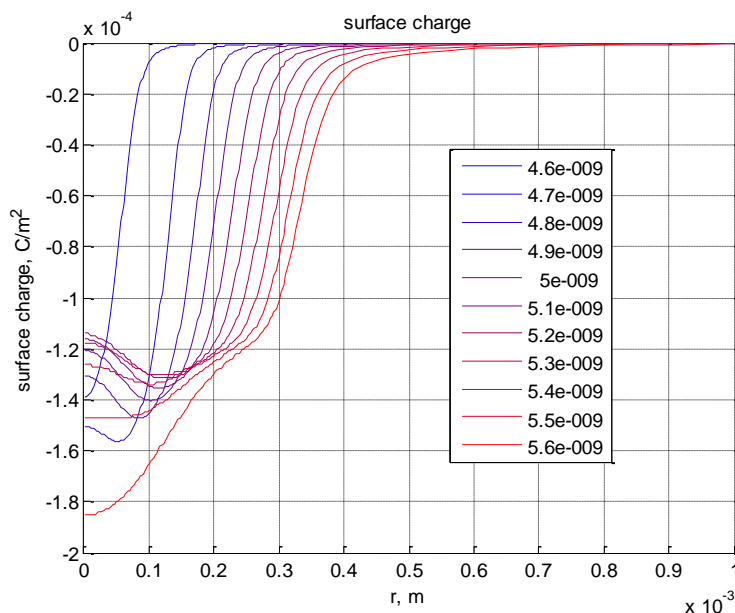


Рис. 2.234. Распределение поверхностного заряда на барьере в разные моменты времени.

Распределения поверхностного заряда имеют локальный максимум на оси модели. Из распределений рис. 2.234 видно, что до определенного момента величина максимума плотности поверхностного заряда не изменяется, увеличивается только его радиус. Заряд растекается по поверхности.

Описанные выше явления согласуются с экспериментом. На рис. 2.229 приведена фотография (негатив) стримера «проникающего через диэлектрический барьер, выполненный из плексигласа [46]. Многочисленные первичные стримеры слились воедино. За барьером видны вторичные стримеры. Хорошо виден растекшийся по нижней поверхности барьера тонкий светящийся слой поверхностного заряда.

### **Стример от поверхности электрода, покрытого слоем изолирующего материала**

В ряде экспериментов НОЦ «Электрофизика» с электродами, покрытыми слоем изолирующего материала, обнаружены стримерные процессы. Рассмотрим результаты компьютерного моделирования этих процессов.

#### **Постановка задачи**

Рассматривается система электродов цилиндр с закруглением – плоскость. Активный электрод изолирован твердым диэлектриком. Модель осесимметричная (рис. 2.235), геометрические параметры приведены в табл. 2.16. Газ – воздух.

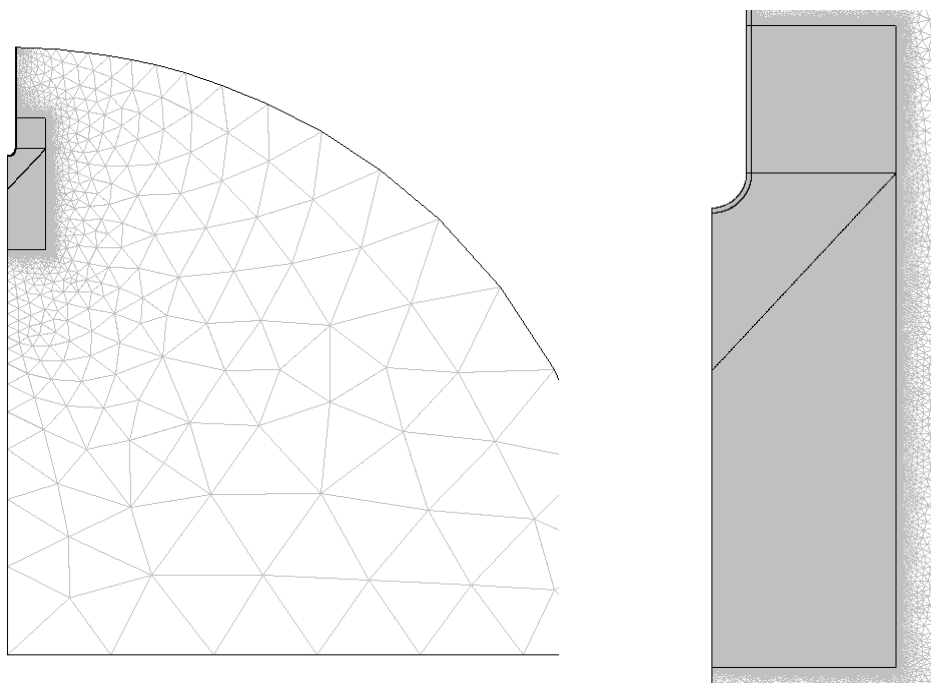


Рис. 2.235. Конечноэлементная модель. Упорядоченная мелкая сетка в областях с сильно неоднородным полем вблизи анода (иглы).

Радиус кривизны иглы, мкм	70
Толщина изоляции, мкм	10
Расстояние между иглой и плоскостью, мм	5

Табл. 2.16. Параметры электродов.

На границе воздуха и диэлектрика накапливается поверхностный заряд  $\sigma$ , скорость роста которого равна потоку заряженных частиц на поверхность:



$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} = \begin{cases} -e(j_e + j_n), E_n < 0 \\ +ej_p, E_n > 0 \end{cases}$$

В отличие от других искомым функций, определенных в двумерных доменах, поверхностный заряд  $\sigma$  определен в одномерном домене – на границе воздушной области и твердого диэлектрика. В свою очередь, поверхностный заряд влияет на другие функции посредством условия скачка поля на границе:

$$E_1 - E_2 = \frac{\sigma}{\epsilon_0}$$

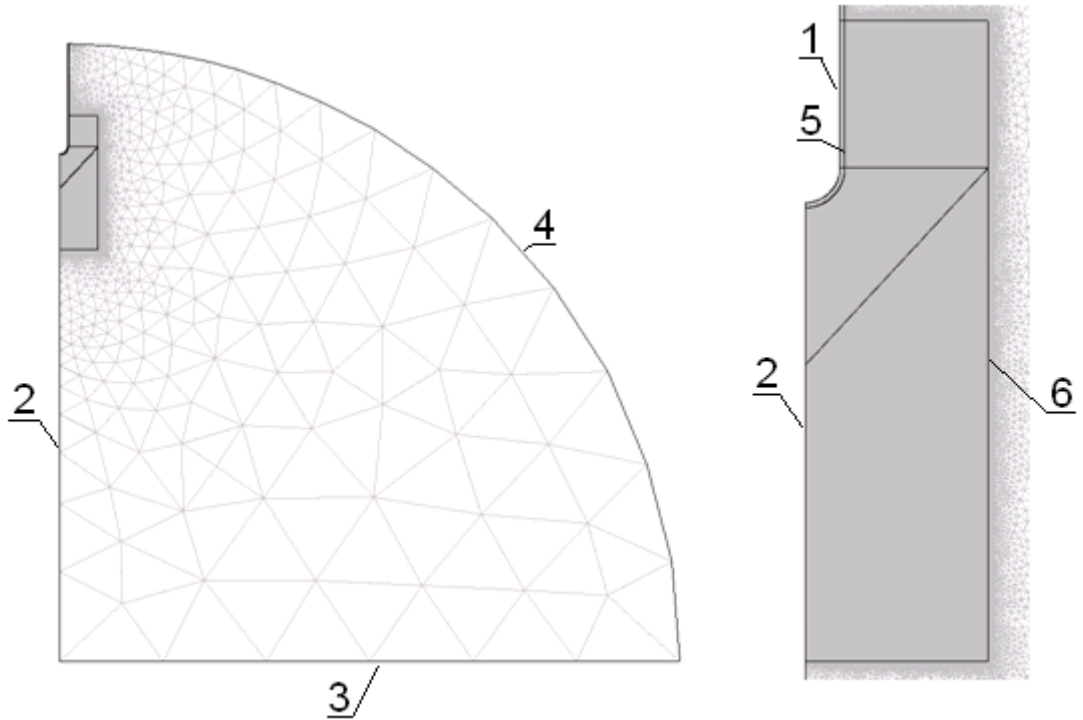


Рисунок 2.236. Геометрия и граничные условия в задаче. Активный электрод (1) имеет положительную полярность.

	Электростатика	Уравнение для фотонов
1	$V = +U$ Задан потенциал	$\frac{\partial n_{ph}}{\partial n} = 0$ Нулевой поток
2	Осевая симметрия	
3	$V = 0$ Заземление	$n_{ph} = 0$ Нулевая концентрация
4	Нулевой заряд	$n_{ph} = 0$ Нулевая концентрация
5	$\rho_s = \sigma$ Поверхностный заряд	-

Табл. 2.17. Граничные условия для уравнений на электрический потенциал и концентрацию фотонов.

	Электроны	“+” - ионы	“-” - ионы
2	Осевая симметрия		
5	В зависимости от знака нормальной компоненты поля: на поверхности задается свободное прохождение или нулевой поток		
6	Изоляция	Свободное прохождение	Изоляция

Табл. 2.18. условия для задачи с изолированным электродом-иглой.

	Электроны	“+” - ионы	“-” - ионы
1	Свободное прохождение	Изоляция	Свободное прохождение
2	Осевая симметрия		
6	Изоляция	Свободное прохождение	Изоляция

Табл. 2.19. Граничные условия для задачи с неизолированным электродом-иглой.

В качестве начальных условий задан гауссов пакет электронов вблизи электрода-иглы (2.76) с характерным радиусом  $R=50$  мкм и полным числом электронов  $N=7 \cdot 10^5$ .

### Анализ результатов

На рис. 2.237-2.238 представлено изменение объемного заряда и электронного тока в моделях с диэлектрическим покрытием активного электрода и без него. Видно, что в обоих случаях формируются и распространяются стримеры. Однако стримеры, распространяющиеся от электрода с покрытием, имеют характерные особенности. Рассмотрим эти особенности. Электронный ток отраженного положительного стримера в модели без изоляции свободно замыкается на головку электрода, а в модели с изоляцией поток электронов, упираясь в изолированную поверхность, меняет направление и распространяется вдоль поверхности диэлектрика, заряжая ее. Количество заряда, которое может на нем осесть ограничено. Поэтому в какой-то момент поле, индуцированное поверхностным зарядом, сравняется с внешним по величине. Суммарное поле станет равным нулю, ток прекратится. Это происходит достаточно быстро – в модели с изоляцией (рис. 2.238) линии тока только в первый показанный момент времени упираются в изоляцию, затем поле приобретает касательную к поверхности компоненту, поток электронов направлен вдоль поверхности диэлектрика вверх по покрытию. Ток стримера заряжает все более удаленные зоны на поверхности изолированного слоя. Поверхностный заряд поднимается вверх по покрытию электрода.

В модели без изоляции область контакта оголенного электрода с плазмой стримерного канала ограничена закругленной головкой электрода.

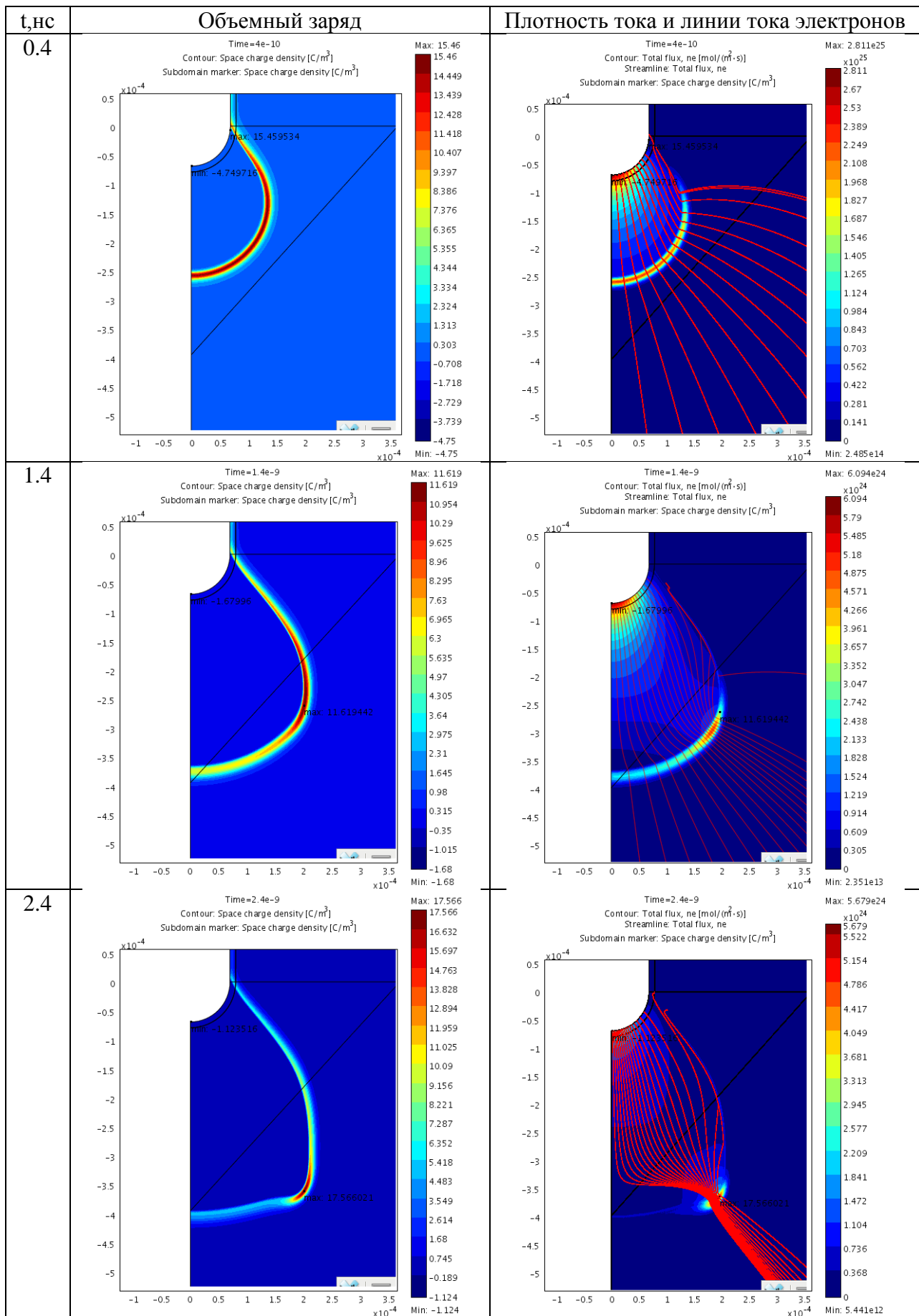
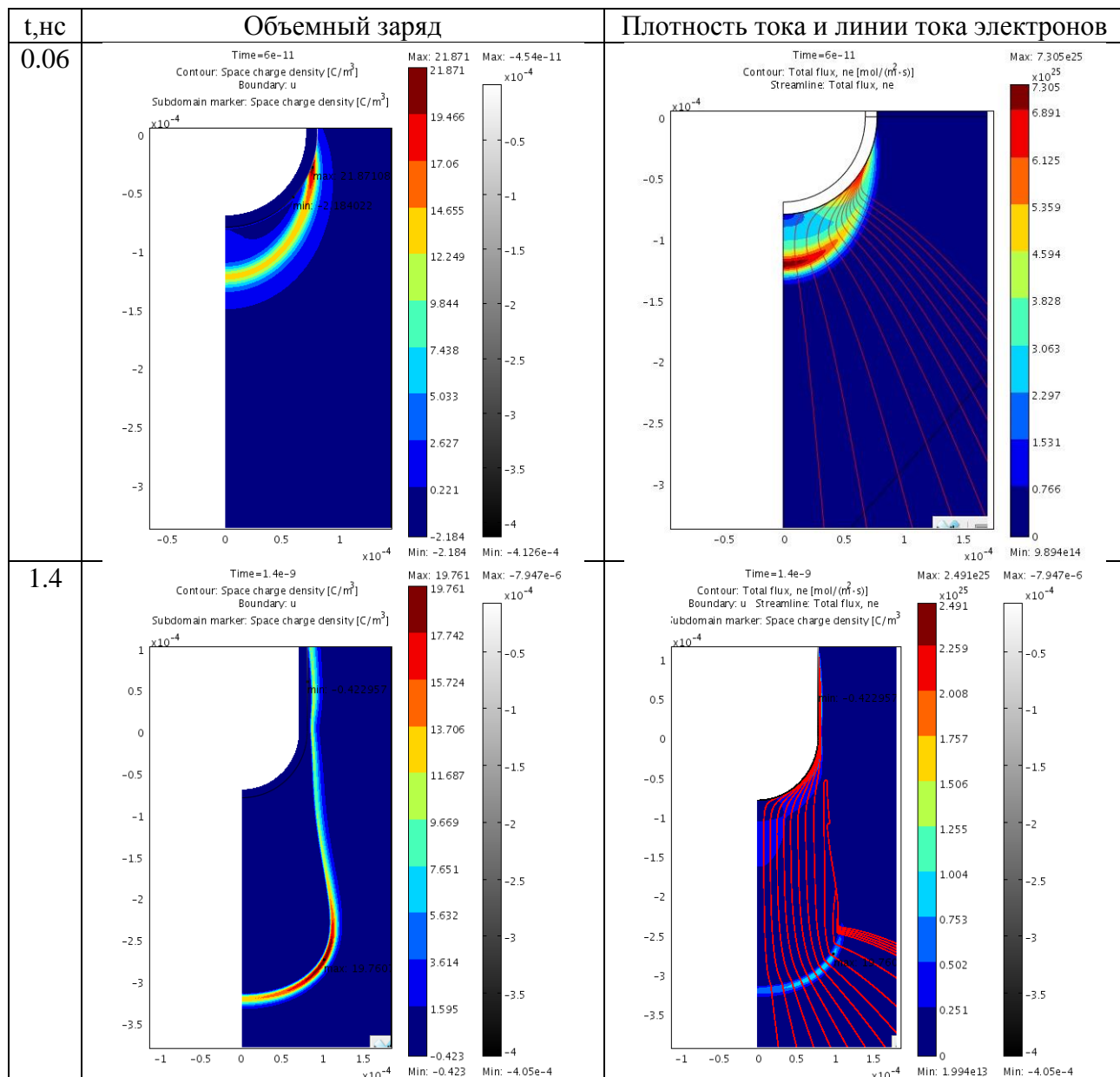


Рис. 2.237. Стример в модели без изоляции. Напряжение 3,8 кВ.



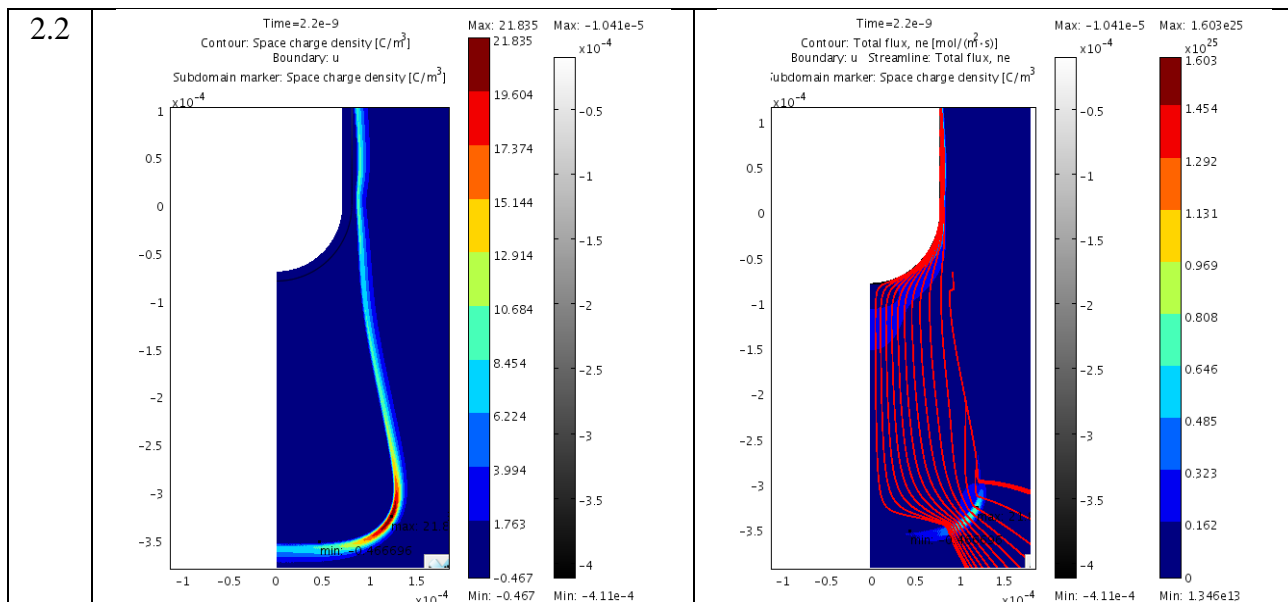


Рисунок 2.238. Стример в модели с изоляцией. Напряжение 3,8 кВ. На границе изоляции и воздуха в градациях серого показана величина поверхностного заряда.

Накопление поверхностного заряда на изоляционном покрытии электрода приводит к повышению напряженности поля в твердом диэлектрическом покрытии. Стример, распространяющийся от покрытия имеет меньшие поперечные размеры и повышенную напряженность поля внутри изоляции. Поскольку толщина изоляции существенно меньше размеров стримерного канала, повышение напряженности может быть весьма существенным. Так, за время решения, где промоделирован только начальный этап развития стримера, напряженность в покрытии возросла с 380 кВ/см до 600 кВ/см. Таким образом, возникновение стримера приводит к существенному увеличению напряженности поля в изолирующем покрытии и может привести как к увеличению его проводимости в соответствии с теорией Френкеля, так и к электрическому пробое.

На рис. 2.239-2.240 приведены линейные распределения модуля напряженности поля и нормальной компоненты электронного тока в задаче без покрытия и с покрытием. Распределения существенно различаются только в канале и особенно приэлектродной области. В стримерном канале от оголенного электрода поле в канале понижено и возрастает по направлению к электроду, на головке наблюдается типовой скачок поля. В задаче с покрытием наблюдается существенный скачок поля в покрытии, в канале за покрытием напряженность поля существенно понижена, а далее на протяжении канала возрастает. Скачок напряженности на фронте аналогичен случаю с оголенным электродом. График плотности тока (рис. 2.240), показывает, что в головке в обоих случаях наблюдается максимум тока, причем плотность тока в максимуме примерно одинакова в модели с изоляцией и без изоляции (если сравнивать значения в моменты, когда фронт занимает одинаковые положения). На поверхности изоляции нормальная компонента тока практически равна нулю, поскольку поверхность изоляции уже зарядилась, поворот тока вдоль изоляции происходит у самой поверхности – на расстоянии 50 мкм от нее величина тока уже существенная.

Ток стримера в отсутствие изоляции замыкается непосредственно на электрод, в случае изоляции электрического контакта стримерного канала с электродом нет. Ток носит чисто емкостный характер, а значит, постоянный ток течь в такой системе не может. Как только изоляция зарядится, ток прекратится и движение стримера замедлится. Чем больше емкость, тем дольше стример может прорасти за счет емкостного тока. В

рассмотренной системе оказывается, что плазма по мере роста стримера увеличивает емкость контакта с изоляцией, т.к. область контакта плазменного канала с электродом увеличивается, поскольку область поверхностного заряда поднимается вверх по игле. За счет этого движение стримера от изолированной поверхности не замедляется.

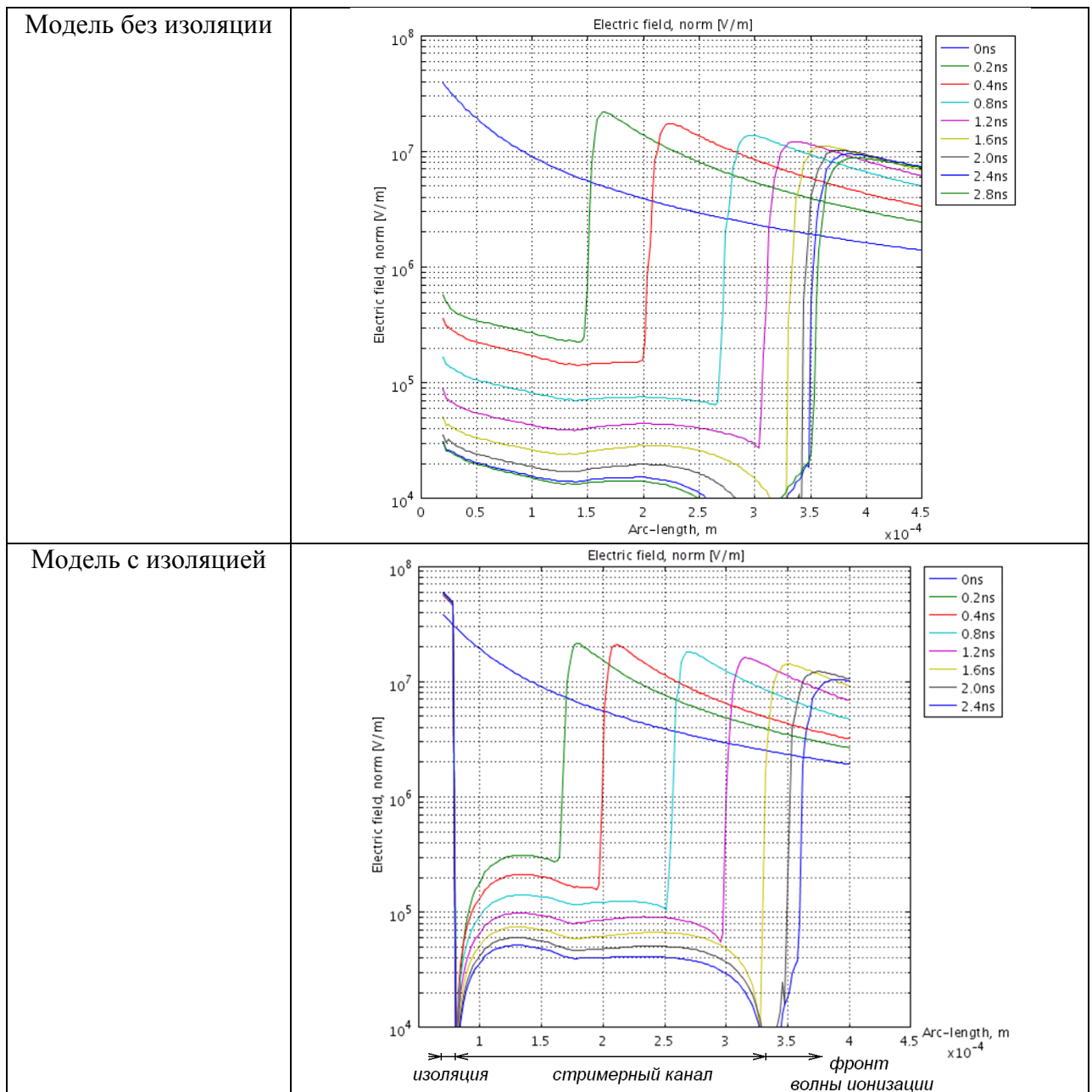


Рис. 2.239. Напряженность поля на оси симметрии в модели с изоляцией и без изоляции.

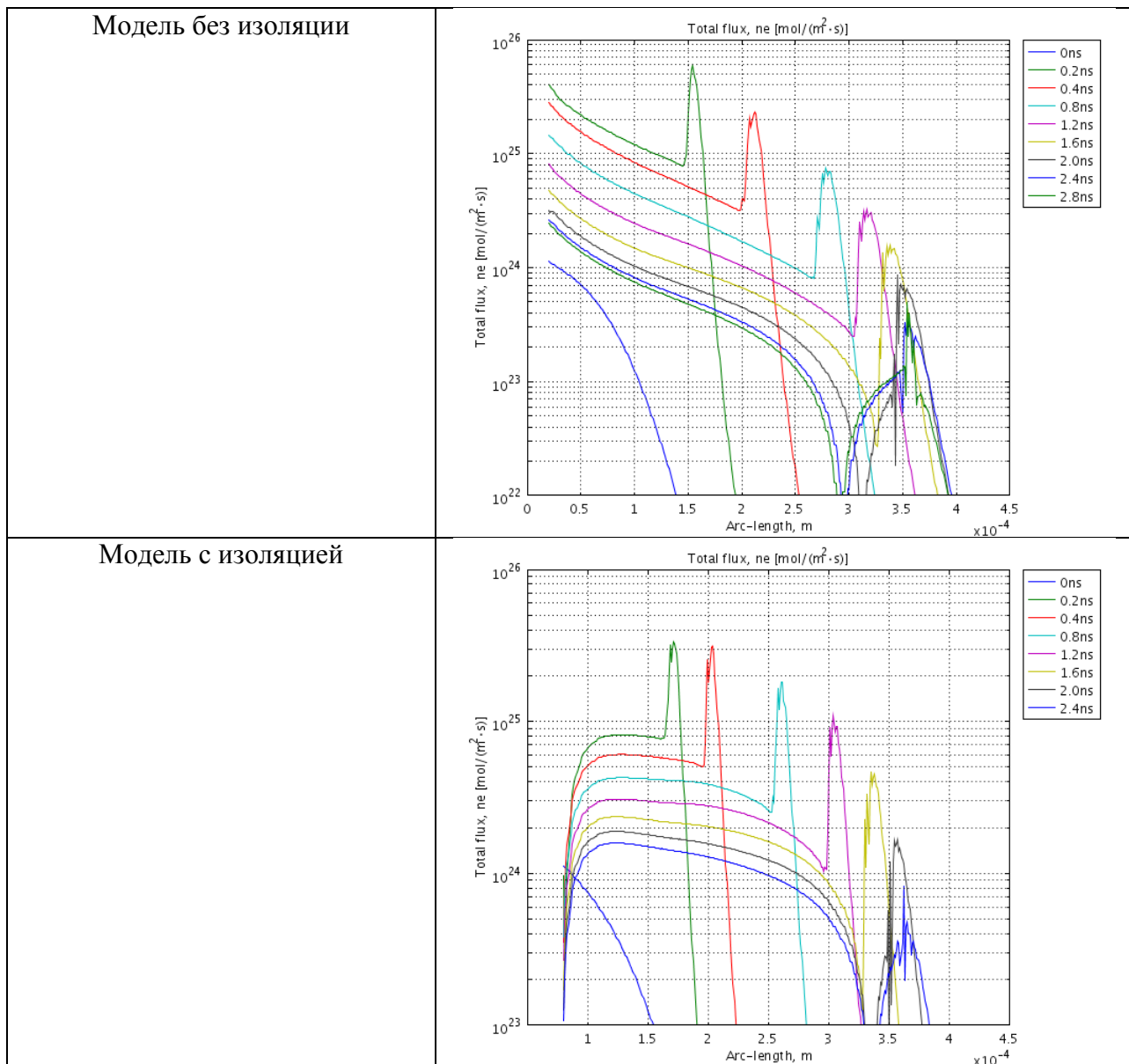


Рис. 2.240. Плотность тока электронов на оси симметрии в модели с изоляцией и без изоляции.

Таким образом, показано, что отраженный стример от изолированного электрода возможен и растет за счет емкостного тока. Головка отраженного положительного стримера имеет структуру, аналогичную головке стримера от оголенного электрода. Поперечные размеры стримера от изолированного электрода меньше, чем размеры стримера от неизолированного.

Стример от изолированного электрода напыляет на изолирующем покрытии поверхностный заряд, расплзающийся по покрытию и существенно повышающий напряженность поля в покрытии. Структура стримерного канала контактирующего с изолированным электродом отличается от стримерного канала, контактирующего с оголенным электродом.

## **Выводы**

На основе численного решения системы транспортных уравнений типа Нернста-Планка в дрейфово-диффузионном приближении получены решения, описывающие стримерно-лидерный переход и динамику распространения положительного отраженного и двухголовочного стримеров в однородном и неоднородном электрических полях.

Полученные решения удовлетворительно отражают особенности стримерных процессов, ранее описанные в литературе, а также хорошо соответствуют результатам экспериментов, выполненных при участии авторов.

Выявлены причины различного поведения положительной и отрицательной головок стримеров, связанные с различиями в механизмах формирования затравочных электронов.

Подробно описан механизм волны ионизации в головке положительного и отрицательного стримера.

Получены решения для стримеров обеих полярностей в неоднородных электрических полях. Проведен анализ структуры положительных и отрицательных стримеров, показаны их различия.

Проведен анализ контакта положительной головки стримера с катодом, выявлена роль процесса автоэлектронной эмиссии в процессе контактирования.

Решена задача о взаимодействии головки отрицательного стримера с диэлектрическим барьером. Проведен анализ механизма появления поверхностного заряда на барьере и механизм возникновения вторичного стримера за барьером.

Решена задача о возникновении стримера от поверхности изолированного электрода. Показано, что стримеры от изолированного электрода имеют меньшие поперечные размеры и распространяются за счет емкостного тока. Стримеры наносят на поверхность изолирующего покрытия поверхностный заряд, приводящий к существенному росту локальной напряженности поля в покрытии.

## **Литература**

26. Райзер Ю.П. Физика газового разряда (3е издание) // М.: ИД Интеллект. 2009
27. Yu.K. Stishkov, A.V. Samusenko, A.S. Subbotkii, and A. N. Kovalev Experimental study of pulsed corona discharge in air // Technical physics. 2010. Vol. 55. № 11. P. 1569–1576.
28. Pancheshnyi S. and Starikovskii A. Two-dimensional numerical modeling of the cathode-directed streamer development in a long gap at high voltage // J.Phys.D:Appl.Phys. Vol. 36, 2003. Pp. 2683–2691.
29. Michael J. Brunger, Stephen J. Buckman Electron–molecule scattering cross-sections. I. Experimental techniques and data for diatomic molecules // Physics Reports, Vol. 357 (2002), pp. 215-458
30. Самусенко А.В., Стишков Ю.К., Пек Б.Э. Моделирование катодонаправленного стримера в неоднородном электрическом поле // Вестн. С.-Петерб. ун-та. Сер. 4. 2010. Вып. 4. С. 24-34.
31. Lutz Niemeyer A Generalized Approach to Partial Discharge Modeling // IEEE Transactions on Dielectrics and Electric Insulation, Vol. 2 No. 4 (August 1995) pp. 510-528
32. Базелян Э.М., Райзер Ю.П. Физика молнии и молниезащиты. М.: Физматлит. 2001
33. Michael J. Brunger, Stephen J. Buckman Electron–molecule scattering cross-sections. I. Experimental techniques and data for diatomic molecules // Physics Reports, Vol. 357 (2002), pp. 215-458



34. *Ryo Ono and Tetsuji Oda* Formation and structure of primary and secondary streamers in positive pulsed corona discharge – effect of oxygen concentration and applied voltage // *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 36 (2003) p. 1952–1958
35. *U.Ebert et.al.* // *Plasma Sources Sci. Technol.*, 15, S118, 2006
36. *M M Nudnova and A Yu Starikovskii* Streamer head structure: role of ionization and photoionization // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 41 (2008) 234003 (11pp)
37. *Alejandro Luque, Ute Ebert, Carolynne Montijn, Willem Hundsdorfer* Photoionization in negative streamers: fast computations and two propagation modes // *Applied Physics Letters* Vol. 90. 081501. 2007.
38. *G.J.J. Winands* Efficient streamer plasma generation, Ph.D. thesis, Eindhoven University of Technology, The Netherlands (2007).
39. *Стишков Ю.К., Самусенко А.В.* Особенности распространения электронных лавин в неоднородных электрических полях // *Вестник Санкт-Петербургского Университета. Серия 4 (физика, химия).* №3 (2009). Стр. 36-44.
- 40 *Alejandro Luque, Valeria Ratushnaya and Ute Ebert* Positive and negative streamers in ambient air: modeling evolution and velocities // *Journal of Physics D: Applied Physics* Vol. 41 234005. 2008.
41. *J.Dutton* A survey of electron swarm data // *J. Phys. Chem. Ref. Data*, Vol. 4 No. 3 (1975), P. 577-856
42. *J.W.Gallagher, E.C.Beaty, J.Dutton, L.C.Pitchford,* "An annotated compilation and appraisal of electron swarm data in electronegative gases" *J.Phys.Chem.Ref.Data*,Vol.12,N1,1983 (P.133-152)
43. *Королев Ю.Д., Месяц Г.А.* Физика импульсного пробоя газов. М. Наука. 1991.
44. *Базелян Э.М., Райзер Ю.П.* Искровой разряд. М: изд-во МФТИ. 1997
45. *Стишков Ю.К., Самусенко А.В., Субботский А.С., Ковалев А.Н.* Экспериментальное исследование импульсного коронного разряда в воздухе // *Журнал технической физики.* Том 80, вып. 11. 2010. С. 21-28.
46. *Stishkov, V. B. Kozlov, A. N. Kovalyov and A. V. Samusenko* Barrier effect on the corona discharge form and structure in the air // *Surface Engineering and Applied Electrochemistry.* 2010. Vol. 46. № 4. P. 315-323.

## Приложения

### Свойства воздуха для дрейфово-диффузионного приближения

Приведенные формулы являются аппроксимациями экспериментальных данных, опубликованных в [5, 41]. Напряженность поля  $E$  измеряется в В/м.

Подвижность электронов:

$$b_e = \frac{1}{p} \cdot \left( 0.027 + \frac{0.14}{\left( 1 + \frac{E}{p} \cdot 10^{-5} \right)^{0.53}} \right) \left[ \frac{m^2}{B \cdot c} \right]$$

Здесь  $p=1$  атм - давление.

Коэффициент диффузии электронов считается функцией напряженности поля:

$$D_e = \frac{1}{p} \cdot f\left(\frac{E}{p}\right)$$

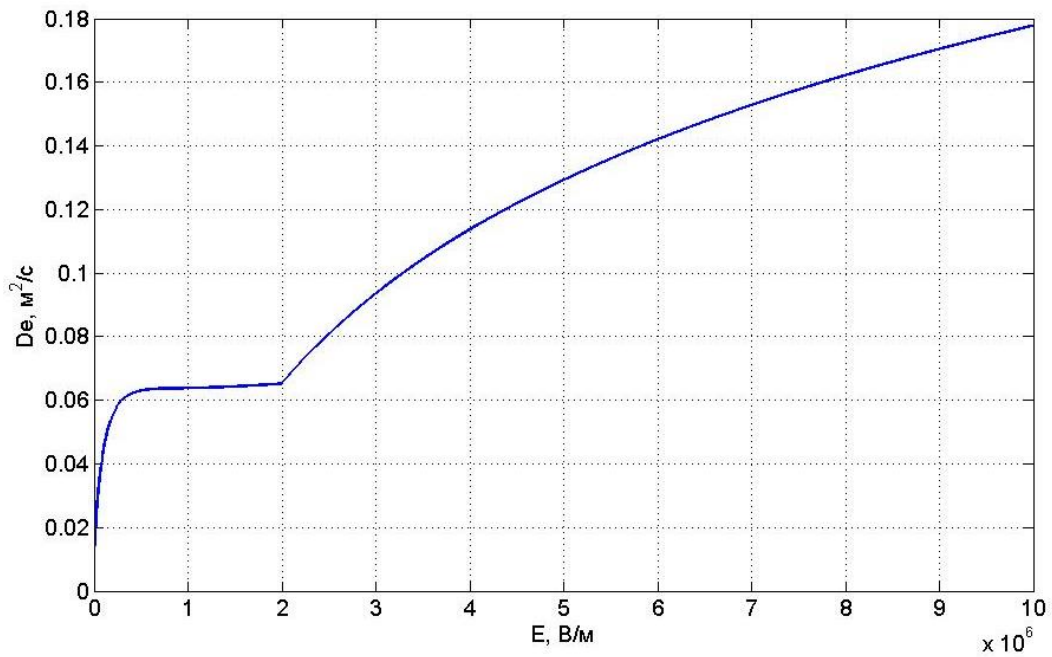


Рис. 2.241. Зависимость коэффициента диффузии от напряжённости электрического поля.

Подвижности положительных и отрицательных ионов считаем постоянными по межэлектродному промежутку и равными:

$$b_{ip} = b_{in} = 9.2 \cdot 10^{-5} \left[ \frac{\text{м}^2}{\text{В} \cdot \text{с}} \right]$$

Коэффициент диффузии положительных и отрицательных ионов:

$$D_{ip} = D_{in} = 10^{-5} \left[ \frac{\text{м}^2}{\text{с}} \right]$$

Для облегчения расчета в работе допускается увеличение коэффициента диффузии электронов на 2 порядка.

Зависимость коэффициента ионизации  $\alpha$  и коэффициента прилипания  $a$  от напряженности поля  $E$  определено по данным экспериментов (рис. 2.242).

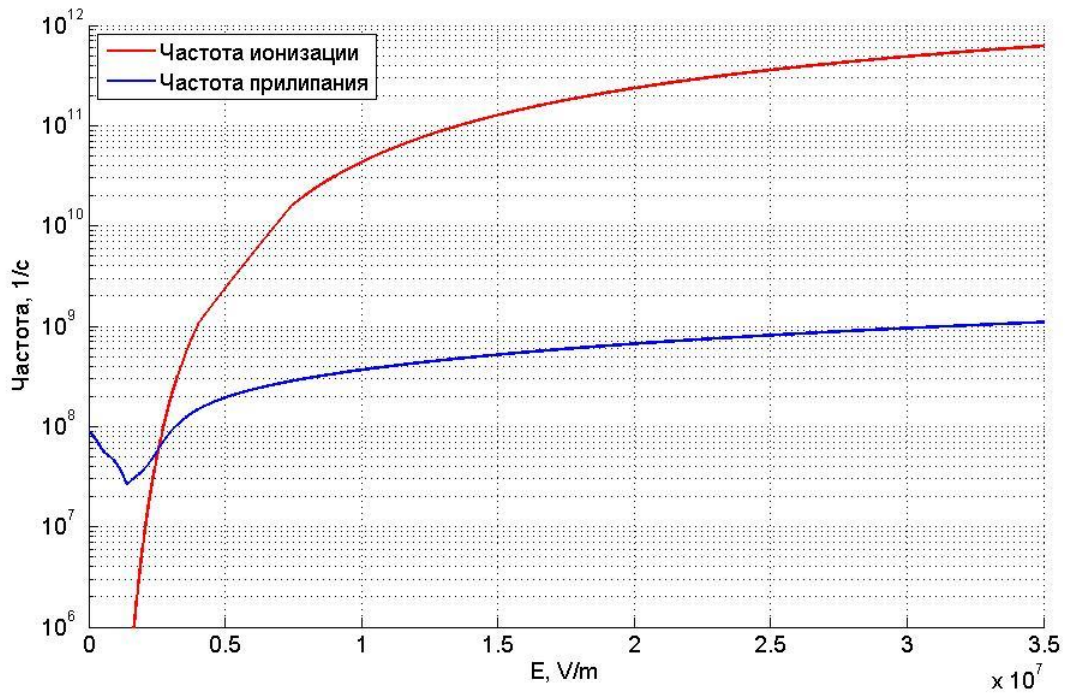


Рисунок 2.242. Зависимость частоты ионизации (красный) и частоты прилипания (синий) от напряжённости поля по данным.

Коэффициент электрон-ионной рекомбинации:

$$C_{rec\_ei} = C_{rec\_ii} = 10^{-13} \left[ \frac{M^3}{c} \right]$$

Коэффициент отлипания  $C_{det}=10^5 \text{ с}^{-1}$  - не зависит от напряжённости электрического поля.

## Глава 6. Экспериментальное исследование коронного разряда.

### **Развитие разряда в резко-неоднородных полях при постоянном напряжении в воздухе**

Степенью неоднородности электрического поля  $\delta$  называется отношение максимальной напряженности поля в промежутке к средней:

$$K_H = \frac{E_{\max}}{E_{cp}} \quad (2.78)$$

При  $\delta \leq 4$  электрическое поле относится к слабонеоднородным, и соответствующие промежутки называются некороонирующими или промежутками со слабонеоднородным полем. Промежутки, в которых  $\delta \geq 4$ , называются коронирующими или промежутками с резко неоднородным полем.

Резко-неоднородное поле характерно для промежутков, создаваемых электродами типа игла-плоскость, провод (лезвие)-плоскость, а также стержень-плоскость или шар-плоскость при малом радиусе закругления шара и большом расстоянии между электродами. Особенностью резко-неоднородных полей являются высокие напряженности поля у электрода с малым радиусом закругления даже при сравнительно небольшом напряжении на промежутке. Это означает, что в этой области могут идти процессы ударной ионизации, возникают лавины электронов, и условие самостоятельности разряда выполняется, когда зона ионизации охватывает только малую часть промежутка. Соответствующее значение напряжения ( $U_0$ ) носит название *начального напряжения зажигания разряда*.

Разряд в промежутке около электрода с малым радиусом кривизны проходит несколько стадий. Сначала возникают лавины, которые в зависимости от направления поля (в зависимости от полярности электрода) развиваются к электроду или от него. В результате разделения зарядов в лавинах, около электрода образуется избыточный объемный заряд одного знака, который создает собственное поле, снижающее поле у электрода (эффект экранирования) и резко усиливающее поле в промежутке перед зарядом. Если объемный заряд достигает некоторого критического значения, созданное им поле оказывается соизмеримым с внешним полем, при этом перед объемным зарядом напряженность может достигать сотни кВ/см, что обеспечивает там интенсивную ударную ионизацию и создание нового избыточного заряда. Процесс повторяется, и происходит возникновение новой стадии разряда - **стримерной**, при которой образуются тонкие светящиеся каналы, называемые стримерами. В резко-неоднородном поле размеры области, занятой разрядом, могут быть меньше длины промежутка, и она располагается вблизи электрода с малым радиусом закругления. Такой разряд называется **коронным разрядом**. Если он ограничен только лавинной стадией, то это - *лавинная корона*, если переходит в стримерную стадию, то это - *стримерная корона*.

Возникновение коронного разряда еще не означает пробоя промежутка, так как разрядная зона занимает его малую часть. Коронный разряд возникает при начальном напряжении, при этом в резко-неоднородном поле начальное напряжение меньше, чем в однородном. В однородном и слабо-неоднородном полях возникновение разряда обязательно приводит к пробоя всего промежутка, и начальное напряжение равно пробивному. В резко-неоднородном поле может быть состояние, при котором стримеры достигают противоположного электрода, но пробоя промежутка не происходит, так как не происходит переход в искру. Для образования искры требуется повышение напряжения,

чтобы хотя бы один из стримерных каналов превратился в искровой. В искровой стадии происходит резкое увеличение тока, сопровождающееся выделением тепла, газ в канале разогревается и начинается термическая ионизация. Все это соответствует *искровому пробоя* промежутка. Перечисленные стадии разряда могут иметь место в промежутках небольшой длины (от 1 до 40÷50 см) и при давлениях газа порядка атмосферного.

Итак, корона — слаботочный слабосветящийся разряд — появляется в окрестности острия, проволоки, где электрическое поле резко усилено. Только в этой зоне происходит ионизация и газ светится. Электрический ток замыкается потоком зарядов того или иного знака (в зависимости от полярности острия), которые рождаются в самоподдерживающейся зоне вблизи острия и вытягиваются уже относительно слабым полем к другому электроду. Во внешней области, как правило, свечения нет. Вторичные электроны в короне появляются благодаря ион-электронной эмиссии.

Ф. Пик [5] исследовал высоковольтные явления на примере системы концентрических цилиндров и показал, что при резко неоднородном электрическом поле напряжение зажигания коронного разряда существенно ниже напряжения искрового пробоя (рис. 2.243). Разрядные напряжения промежутков с неоднородным полем зависят не только от длины промежутка и плотности газа, но и от геометрии электродов и их полярности.

Однако выполнение условия самостоятельности разряда в промежутках с неоднородным полем еще не означает их пробоя. В слабонеоднородных полях эффективный коэффициент ударной ионизации  $\alpha_{эфф}$  больше 0 по всей длине промежутка, поэтому при выполнении условия самостоятельности разряда промежуток пробивается, и начальное напряжение равно разрядному. В резко неоднородных полях  $\alpha_{эфф} > 0$  в узкой зоне около электрода, при выполнении условия самостоятельности разряда возникает корона, и разрядное напряжение может значительно превышать начальное.

Рассмотрим неоднородное поле коаксиальных цилиндров (рис. 2.243). Напряженность поля в промежутке между цилиндрами изменяется по уравнению:

$$E = \frac{U}{x \ln \frac{R}{r}} \quad (2.79)$$

Здесь  $r$  и  $R$  — радиусы соответственно внутреннего и внешнего цилиндров,  $x$  — радиальная координата.

Полагая значение  $R$  неизменным, определим зависимость начального напряжения разрядной активности от отношения радиусов внутреннего и внешнего цилиндров  $r/R$ . Будем использовать наиболее простой для оценки критерий: критерий начала лавинных процессов. Как показано в главе 2 «Лавинный процесс», в воздухе лавинные процессы возможны, если напряженность поля превышает критическое значение  $E_{cr}$ , которое при нормальных условиях составляет  $E_{cr} = 24,5$  кВ/см.

Максимум напряженности в системе наблюдается, очевидно, на внутреннем цилиндре (при  $x=r$ ). Найдем напряжение  $U_H$ , при котором напряженность поля на внутреннем цилиндре составляет  $E_{cr}$ :

$$U_H = E_{cr} r \ln \frac{R}{r} \quad (2.80)$$

$U_H$  как функция  $r$  имеет максимум. Максимальное напряжение начала лавинных процессов наблюдается при  $r/R = 1/e$  ( $e$  — основание натуральных логарифмов). На рис. 2.244 представлена экспериментальная зависимость  $U_H = f(r/R)$ . Из нее следует, что

$U_{Hmax}$  соответствует значению  $r/R = 1/3$  (отклонение связано с тем, что порог зажигания коронного разряда не совпадает с порогом начала лавинных процессов).

На рис. 2.244 представлена справа от  $U_{Hmax}$  находится область слабонеоднородного поля, в которой начальное напряжение равно пробивному, а слева — область резконеоднородных полей, в которой пробивное напряжение превышает, и при малых  $r/R$  значительно превышает, начальное напряжение.

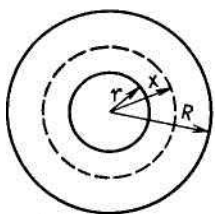


Рис. 2.243. Коаксиальные цилиндры.

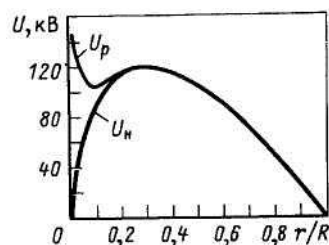


Рис.2.244. Начальные и разрядные напряжения воздушного промежутка между коаксиальными цилиндрами ( $R=10$  см).

В коронирующих промежутках с резко неоднородным полем  $\alpha_{эф} > 0$  только на части промежутка и условие самостоятельности разряда выполняется на участке от внутреннего электрода до границы зоны коронирования (т.н. «чехла» короны), где  $E > E_{cr}$ .

$$\int_r^{r_K} \alpha dx = K \quad (2.81)$$

Здесь  $r_K$  — радиус зоны коронирования («чехла» короны).

Из (2.81) следует, что

$$\frac{U}{\ln \frac{R}{r}} = Er = E_{cr} r_K \quad (2.82)$$

где  $E$  — напряженность поля у внутреннего электрода;  $E_{cr}$  — напряженность на границе зоны коронирования.

В воздухе корона может наблюдаться на проводниках малого радиуса кривизны: около проводов высоковольтных линий (рис. 2.245), около громоотводов и мачт кораблей (рис. Рис. 2.246) («огни святого Эльма»). Само название «коронный» разряд получил из-за своего свечения, наблюдаемого на тонких высоковольтных проводах и напоминающего солнечную корону.



Рис. 2.245. Корона на линиях электропередач.

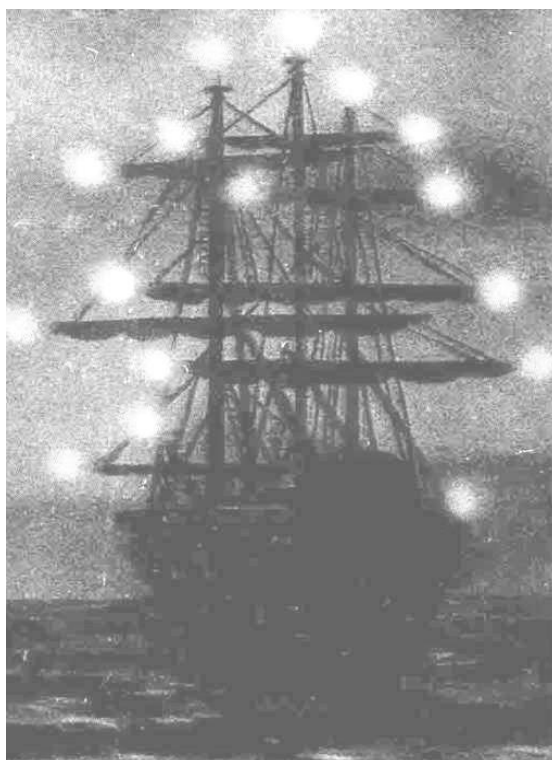


Рис. 2.246. «Огни святого Эльма» наблюдаются на концах мачт кораблей перед грозой.

Поскольку коронный разряд является одним из видов электрического разряда в газе, то классификация форм коронного разряда осуществляется по тем же принципам, что и общая классификация электрических разрядов. Основными формами коронного разряда являются лавинная и стримерная. Названия этих форм обусловлены основными характерными процессами, которые имеют место в зоне ионизации соответствующих коронных разрядов.

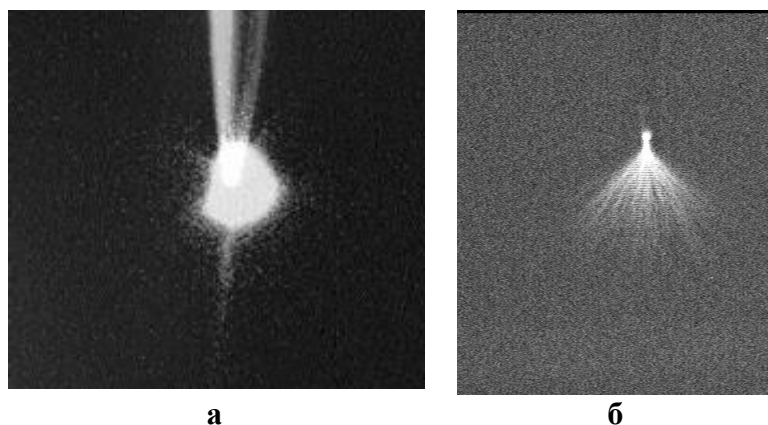


Рис. 2.247. Формы коронного разряда, активный электрод - игла: (а) – лавинная форма; (б) - стримерная форма.

На фотографиях (рис. 2.247) представлены лавинная (а) и стримерная (б) формы коронного разряда на острие иглы в воздухе. Стримерная корона наблюдается в виде слабо светящихся нитевидных каналов, длина которых в зависимости от конкретных условий может изменяться в широких пределах (от нескольких миллиметров до десятков сантиметров).

С возникновением коронного разряда приходится считаться в технике высоких напряжений. Образуюсь вокруг проводов высоковольтных линий передач электроэнергии, корона ионизует окружающий воздух, вследствие чего возникают очень вредные токи утечки. Для уменьшения этих токов провода высоковольтных линий, а также подводящие провода к высоковольтным лабораторным установкам должны быть достаточно толстыми. Коронные разряды иногда носят прерывистый импульсный характер и являются источниками значительных радиопомех.

Коронный разряд оказывает не только вредное воздействие, как в линиях электропередач. Он находит и полезное применение, например, в электрофильтрах, электросепараторах, лежит в основе работы счетчиков Гейгера-Мюллера (1929 г.), предназначенных для регистрации ядерных частиц.

В наши дни коронный разряд широко применяется в технике, а именно: для электрогазоочистки, электроокраски, напыления порошковых покрытий, используется для модифицирования свойств поверхности, при струйной электропечати. Очень широко коронный разряд используется в электрофильтрах, в частности, предназначенных для очистки промышленных газов от примесей твердых и жидких частиц, например, частиц дыма в производстве серной кислоты, в литейных цехах заводов цветных металлов и пр.

Если корона возникает вокруг отрицательного электрода, то она называется отрицательной. В противоположном случае корона называется положительной. Механизм возникновения разряда в этих двух случаях разный.

В случае отрицательной короны положительные ионы, которые образуются электронными лавинами, ускоряются в зоне повышенной напряженности сильно неоднородного электрического поля вблизи катода. Попадая на катод, они выбивают из него электроны (это называется вторичной ион-электронной эмиссией). Выбитые электроны, отгалкиваясь от катода, на своем пути порождают новые электронные лавины. Так как электрическое поле убывает при удалении от проволоки, то на некотором расстоянии электронные лавины обрываются, электроны попадают в «темную» область. Если речь идет об электроотрицательном газе (например, кислороде) то во внешней зоне электроны прилипают к нейтральным молекулам газа. Образовавшиеся отрицательные



ионы и являются основными носителями тока в «тёмной» области. Пространственный отрицательный заряд этих ионов вблизи анода ограничивает общий разрядный ток. В случае чистых электроположительных газов отрицательные ионы не образуются, а носителями тока в «темной» области являются сами электроны. В «темной» области разряд носит несамостоятельный характер.

При увеличении напряжения между электродами «темная» область коронного разряда исчезает и возникает искровой разряд с полным пробоем разрядного промежутка.

При положительной полярности активного электрода картина иная. Здесь электроны ускоряются в растущем поле по направлению к аноду и достигают максимальных скоростей, а, следовательно, и энергий у поверхности анода. На аноде электроны беспрепятственно уходят на электрод.

### **Объёмный электрический заряд**

В процессе ионизации в чехле коронного разряда образуются отрицательные электроны и положительные ионы, которые разносятся электрическим полем в противоположные направления. Вследствие чего возможно образование объёмного заряда, который образует собственное электрическое поле. Основную часть пространства между электродами при отрицательном коронном разряде занимает внешняя область, в которой движутся ионы только одного знака. Чехол коронного разряда, в котором сосредоточены ионизационные процессы, играет роль поставщика ионов для внешней зоны. Электрический заряд внешней области существенно влияет на распределение поля в чехле коронного разряда.

### **Электрический ветер**

При коронном разряде наблюдается гидродинамическое движение среды в целом. Это явление получило название электрического ветра.

Во внешней области коронного разряда находится объёмный заряд, движущийся от коронирующего электрода к противоположному электроду. Ионы, сталкиваясь с молекулами воздуха, передают им некоторый импульс и энергию. В результате нейтральные молекулы воздуха приходят в движение, образуя гидродинамическое движение среды, которое и называют электрическим ветром.

Объёмная плотность силы, действующая на объёмный заряд, равна  $E\rho$ , где  $E$  – напряжённость поля,  $\rho$  – плотность объёмного заряда. Поскольку масса ионов и нейтральных молекул, с которыми они упруго соударяются, сопоставимы, при соударении идет активный обмен импульсом. Ионы не накапливают импульс, передаваемый им электрическим полем, а постоянно передают его нейтральным молекулам. Сила, действующая на объёмный заряд, по существу, действует на среду в целом.

### **Эксперименты по исследованию коронного разряда**

В литературе имеются данные по экспериментальному исследованию коронного разряда. Однако в этой главе в основном обсуждаются результаты исследований, проведенных студентами и сотрудниками НОЦ «Электрофизика».

### **Экспериментальная установка**

Исследование коронного разряда проводилось в различных системах электродов, однако наибольшее внимание уделено системе электродов: «игла – плоскость». Это система с сильно неоднородным электрическим полем. Её использование позволяет существенно повысить диапазон от напряжения зажигания коронного разряда до напряжения искрового пробоя [5].

Система электродов устанавливалась в герметичной кювете (рис. 2.248), что позволяло проводить исследование коронного разряда при различных давлениях.

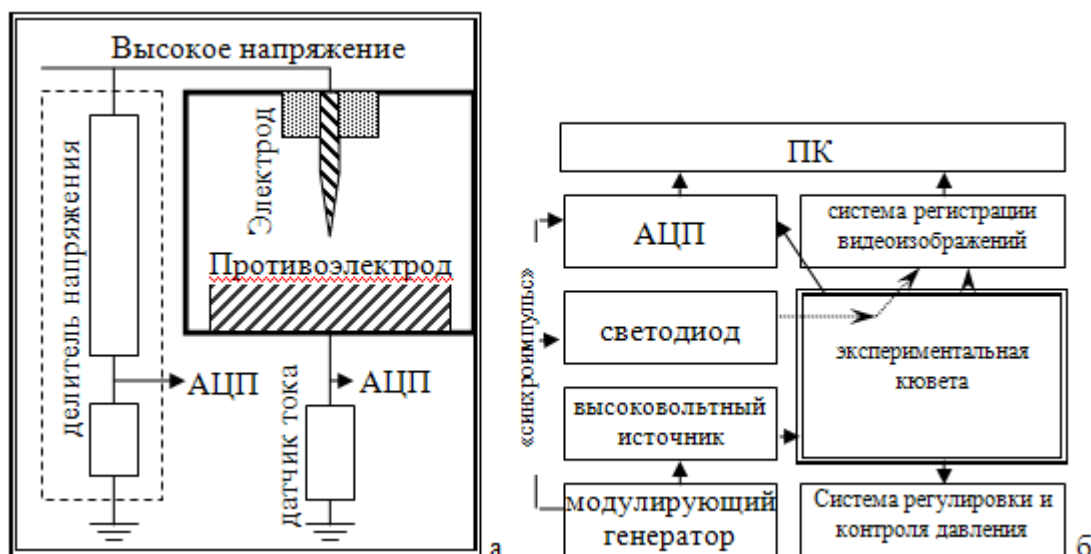


Рис. 2.248. а) схема экспериментальной кюветы б) блок-схема экспериментальной установки.

Эксперименты по исследованию коронного разряда проводились с одновременной регистрацией вольтамперных характеристик (ВАХ) и видео- или фотосъёмкой. Съёмка производилась двумя видеокамерами высокой чувствительности с различным увеличением, что позволило одновременно регистрировать ближнюю зону коронного разряда и весь межэлектродный промежуток. Для синхронизации видеоряда и осциллограмм использовался «синхроимпульс», подаваемый на вход АЦП и светодиод, расположенный в поле видимости видеокамер. Для регистрации импульсов тока использовался осциллограф Tectronix.

Обработка экспериментальных данных проводилась в среде MatLab (The MathWork, Inc.), где были написаны специальные процедуры, позволяющие производить обработку данных по измерению тока КР и обработку изображений чехла КР.

## **Особенности форм коронного разряда при различных полярностях коронирующего электрода**

### **Отрицательная корона**

При отрицательном напряжении на коронирующем электроде в большинстве электродных систем наблюдается очаговая форма КР. На рис.2.249 приведены фотографии чехла КР у поверхности проволочного электрода в системе провод-цилиндр и системе шар – плоскость. Видно, что на поверхности шарового электрода имеется два выраженных очага КР, имеющих оригинальную геометрическую структуру. Анализ структуры отдельного очага отрицательной короны приведен на рис. 2.249 ( в середине). При хорошей фокусировке на гладкой поверхности шарового электрода хорошо просматривается структура отдельного очага, имеющая четкие геометрические формы, в сечении напоминающие щит или лопату. В работе [62] эта форма названа «лопатовидной». На фотографии можно выделить 4 специфические части чехла короны: 1. катодное пятно- светящаяся область на поверхности электрода, 2 – ножка - короткая цилиндрическая светящаяся область нормальная к поверхности электрода, 3 – конически

расширяющаяся светящаяся область – следует непосредственно за ножкой, 4 – конически сужающаяся светящаяся область, следует за расширяющейся частью отдельного очага и имеет диффузные внешние границы. Первые три имеют четкие границы и размеры. При диаметре шарового электрода 0.7 мм длина ножки изменялась в пределах 0.2-0.3 мм. Затем светящаяся область расширяется с углом раствора 120-140 градусов, далее светящаяся область сужается с тем же углом, далее наблюдается диффузно – затухающая область свечения. Отдельные очаги отрицательного КР располагаются на достаточно далеком расстоянии друг от друга, их оси, как правило, направлены под прямым углом. В случае малых электродов, например игл с радиусом закругления меньше 0,5 мм., очаг отрицательного КР один и располагается в нижней части электрода.

Аналогичные очаги менее правильной формы наблюдаются на поверхности цилиндрического электрода, они же наблюдаются на проводах ЛЭП (см. рис.2.245).

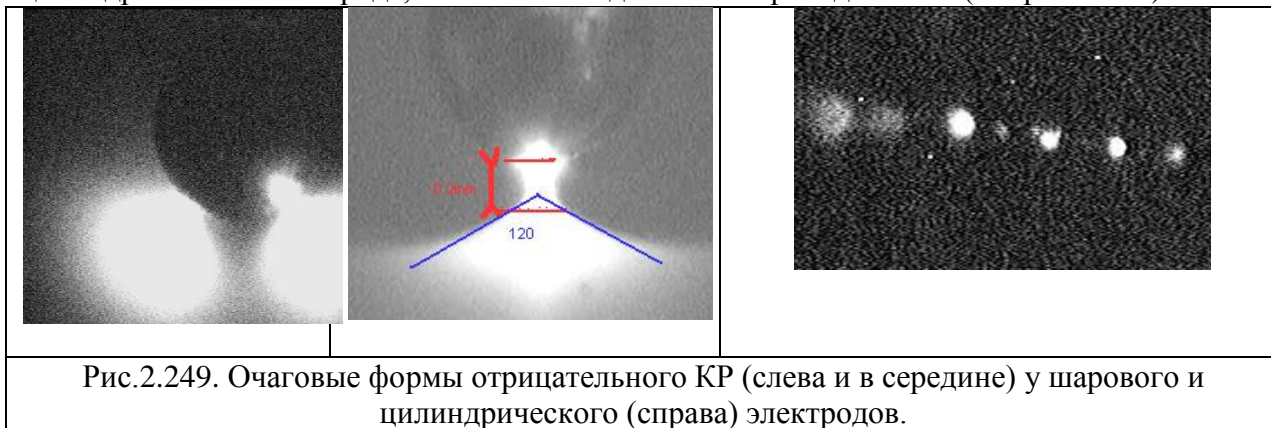


Рис.2.249. Очаговые формы отрицательного КР (слева и в середине) у шарового и цилиндрического (справа) электродов.

Форма и количество очагов зависят от поданного напряжения и размеров электрода. Очаги располагаются на некотором расстоянии друг от друга и иногда перемещаются по поверхности электрода. Более детально очаговый характер отрицательного коронного разряда будет описан далее.

### Положительная корона

Коронный разряд от положительного электрода существенно зависит от формы и размеров коронирующего электрода, а также от однородности поверхности электрода. В случае использования в качестве электрода шара с хорошей однородной поверхностью, например стального шарика от подшипника, положительный КР имеет однородно светящийся чехол вдоль поверхности электрода (см. рис. 2.250). Светящийся сферический слой повторяет форму электрода и имеет толщину порядка 0,1 мм, яркость свечения выше у нижнего полюса шара и спадает к его верхнему полюсу, что коррелирует с распределением напряженности поля по поверхности шара.



Рис. 2.250. Облегающая форма чехла КР у шарового(слева) и цилиндрического электродов.

## Зависимость форм КР от структуры поверхности коронирующего электрода

Исследование коронного разряда от электродов различной формы показало, что форма поверхности используемого электрода играет существенную роль (рис. 2.250). Однако она недостаточно точно воспроизводится при замене электродов и существенно изменяется в процессе КР. Оказалось, что локальные неоднородности формы электрода могут существенно повлиять на структуру чехла КР.

Поэтому были проведены эксперименты с электродами имеющими достаточно высокую степень обработки: это шарики от шарикоподшипников диаметром 0,5-4 мм. Далее приведены результаты исследования КР от шаровых электродов различного диаметра.

В качестве держателя шаров использовались иглы, поверхность которых покрывалась пленкой изолятора (воска). Небольшие шарики диаметрами до 4 мм могут сами, без припоя, держаться на игле под действием их собственной намагниченности или намагниченности иглы. Более тяжелые шарики необходимо дополнительно намагничивать. Этот способ позволил изучить КР на гладкой однородной шаровой стальной поверхности, так как даже мельчайшее прикосновение паяльником к новому шару приводило к появлению неоднородностям на его поверхности, и провоцировало возникновение стримеров из этих неоднородностей.

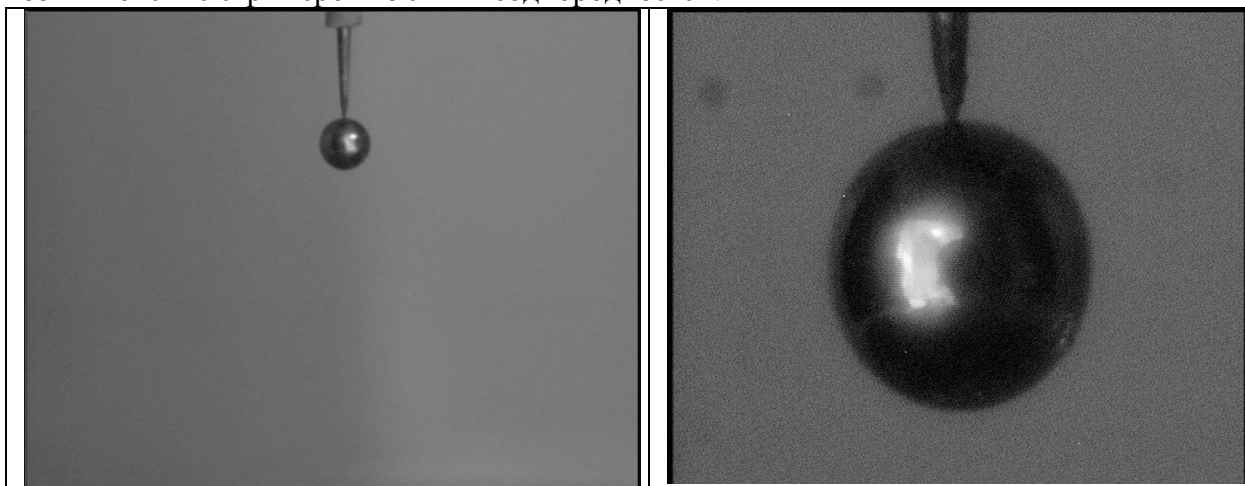


Рис. 2.251. Фотографии шаровых электродов, висящих на держателе - игле без припоя - под действием магнитных сил.

Оказалось, что влияние незащищенного металлического держателя также очень велико. Корона и стримеры в этом случае возникают не на самом шаровом электроде, а на держателе, что провоцирует возникновение стримеров и с поверхности самого шарового электрода. Если полностью изолировать держатель - иглу, то стримеры с шаровых электродов не возникают, в случае если их поверхность достаточно ровная, как показано на рисунке ниже. Эксперименты показали, что форма чехла короны зависит от полярности и размеров шарового электрода. Далее приведены фотографии чехла отрицательного КР у сферического электрода наименьшего диаметра 0.7 мм. Межэлектродное расстояние 2.0 см.

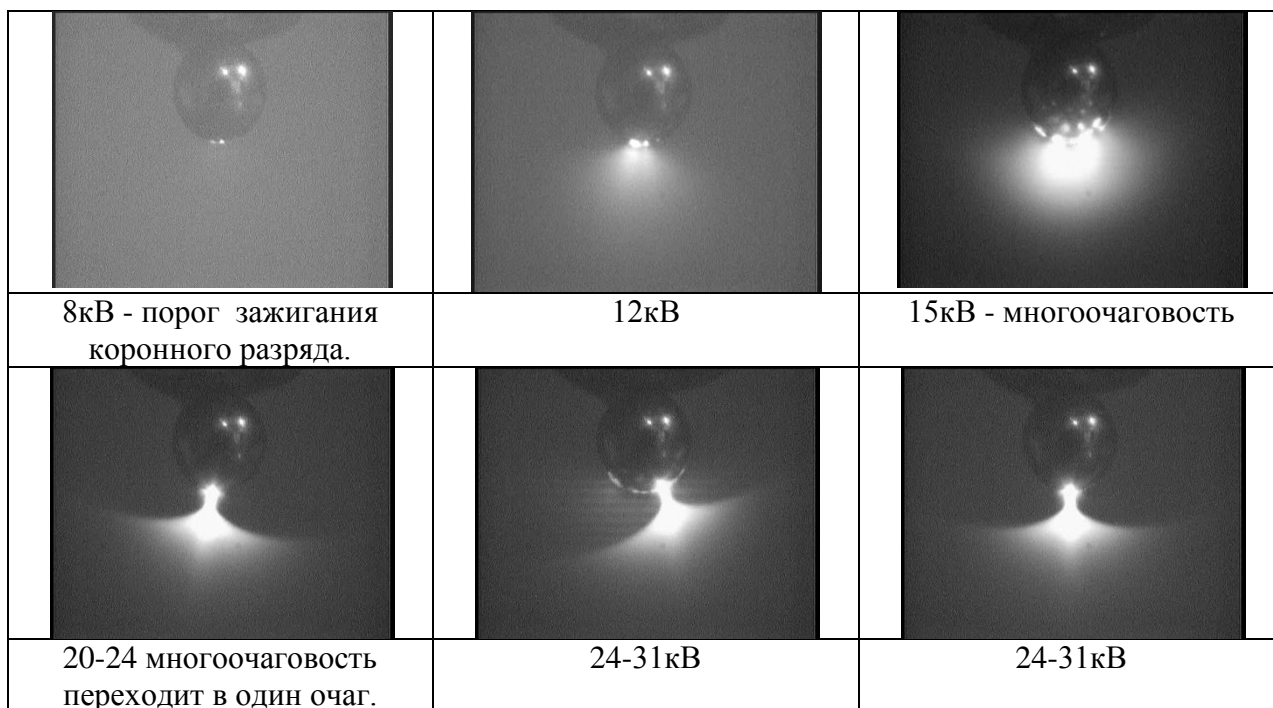


Рис. 2.252. Очаговая форма отрицательного КР у шарового электрода диаметром 0.7 мм. при различных напряжениях.

По представленным фотографиям форм коронного разряда при отрицательной полярности можно сделать несколько обобщающих выводов. Начальные стадии чехла коронного разряда появляются в области полюса шарового электрода, наиболее близкого к поверхности плоского противоиэлектрода. На начальных стадиях (8кВ) на поверхности появляется одно или два светящихся катодных пятна. Затем из пятен образуется типовая очаговая форма КР, показанная на рис. 2.250, имеющая ножку и конусообразно расширяющееся свечение (12 кВ). Затем светлая область короны диффузно расширяется, при этом появляются в новые и новые очаги короны (15 кВ). При напряжении 20-25кВ начинает выделяться один преобладающий очаг короны имеющий характерную форму, названную «лопатовидной», причем, пока напряжение не столь высоко, он сосуществует с другими очагами и может несколько смещаться по поверхности сферического электрода. При напряжении выше 25 кВ обычно остается лишь один очаг, светящийся довольно стабильно и стационарно с небольшими отклонениями. Можно предположить, что ток по поверхности катода распределен неравномерно, течет преимущественно из области катодного пятна. Поскольку размер катодного пятна значительно меньше размеров поверхности шарового электрода, то плотность тока из области катодного пятна существенно выше средней.

При использовании в качестве катода шарика диаметром 1.5 мм картина чехла в целом сохраняется, однако форма чехла не имеет столь выраженных границ. В момент зажигания (10 кВ) и на начальных стадиях (13-14 кВ) количество катодных пятен на шаровом электроде значительно возрастает, а очаги сливаются. При высоких напряжениях происходит переход к одноочаговой специфической форме, однако иногда вместо одного очага (24-26 кВ) появляется два и более, очагов, расположенных под прямым углом друг к другу.



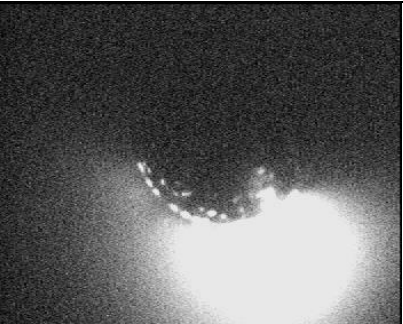





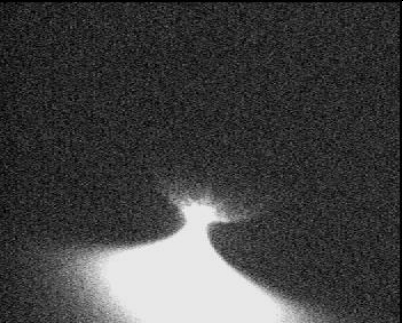
		
10.5 кВ Зажигание	13 кВ	14 кВ, появление новых очагов.
		
24 кВ, переход к одному мощному очагу.	24-26 кВ появление второго очага.	24-26 кВ
		
26-31 кВ, кратковременная многоочаговая вспышка, длительность около 0.1с	26-31 кВ	26-31 кВ,

Рис. 2.253. Очаговые формы отрицательного КР у шарового электрода диаметром 1,5 мм.

Появление второго очага оказывает прямое влияние на первый – они гасят друг друга. При постоянном напряжении на поверхности шарового электрода спонтанно возникает то один, то два очага короны (см. рис. 2.253).

При увеличении диаметра шарика до 2.5мм количество и поверхностная плотность катодных пятен резко возрастает. Фотографии приэлектродной области при отрицательной полярности шарового электрода диаметром 2,5 мм приведены на рис.2.254 . Многочисленные катодные пятна появляются с порога возникновения КР (15кВ). Часть катодных пятен формирует очаги чехла коронного разряда, описанные ранее, а часть остается в виде поверхностных образований. При относительно высоких напряжениях (25 В) малые катодные пятна сливаются, и из них периодически появляются одиночные, либо групповые очаги чехла коронного разряда. Эти очаги то появляются, то пропадают. Размер малого единичного очага порядка 25 мкм.

Даже при наивысшем напряжении в 31 кВ видно, что на поверхности шара имеется десятки светящихся очагов разной интенсивности. Картина чехла не стационарна во времени и в пространстве.

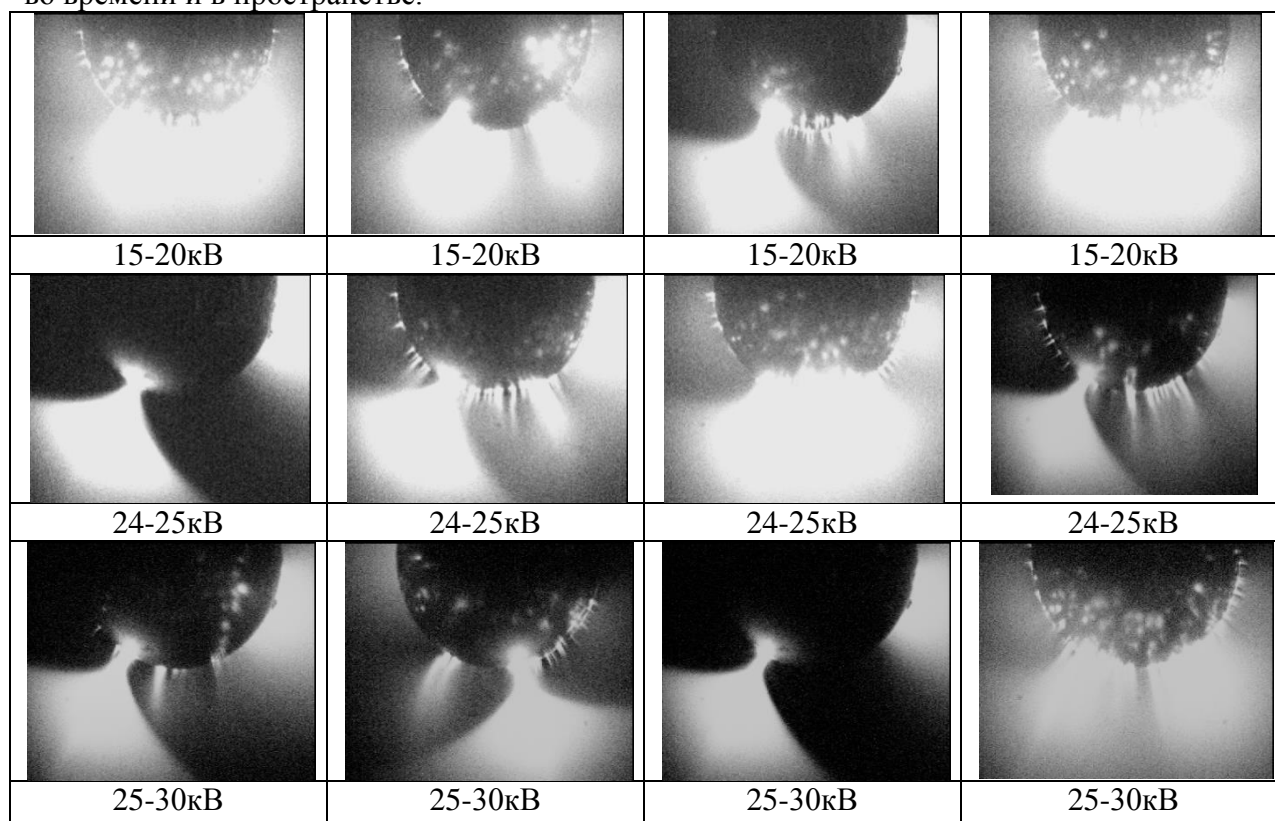


Рис. 2.254. Очаговые формы отрицательного КР у шарового электрода диаметром 2,5 мм.

При увеличении диаметра шарового электрода до 3,5мм картина прикатодной области становится еще более мелкомасштабной. Количество катодных пятен возрастает, а их светимость падает. Одиночные пятна дают мелкомасштабные светящиеся лучи малых размеров. Объединения катодных пятен не наблюдается даже в области высоких напряжений (30кВ). Анализ структуры очагов отрицательного КР показывает, что форма и размеры очага КР слабо зависят от размеров электрода, размеры сформировавшегося катодного пятна для также слабо зависят от размеров электрода, за исключением наибольшего шарового электрода диаметром 3,5 мм.

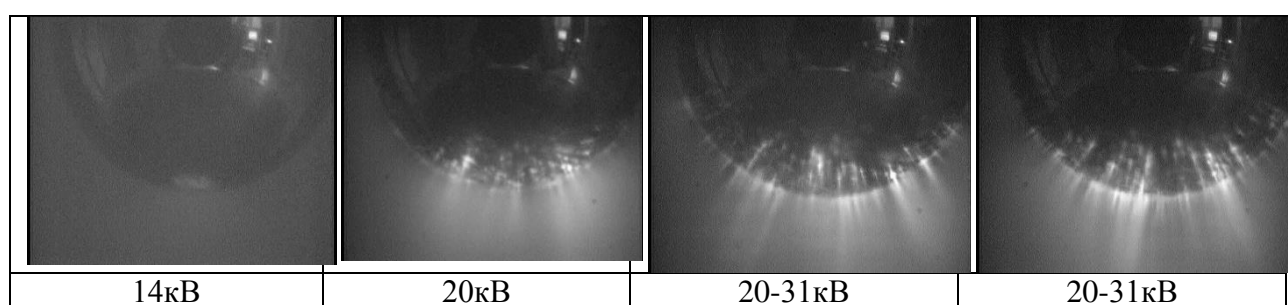


Рис. 2.255. Очаговые формы отрицательного КР у шарового электрода диаметром 3,5 мм.

На рис. 2.256 приведены для сравнения фотографии различных форм КР при изменении напряжения на электродах от порога до искрового пробоя при отрицательной и положительной полярностях шарового электрода диаметром 2 мм.

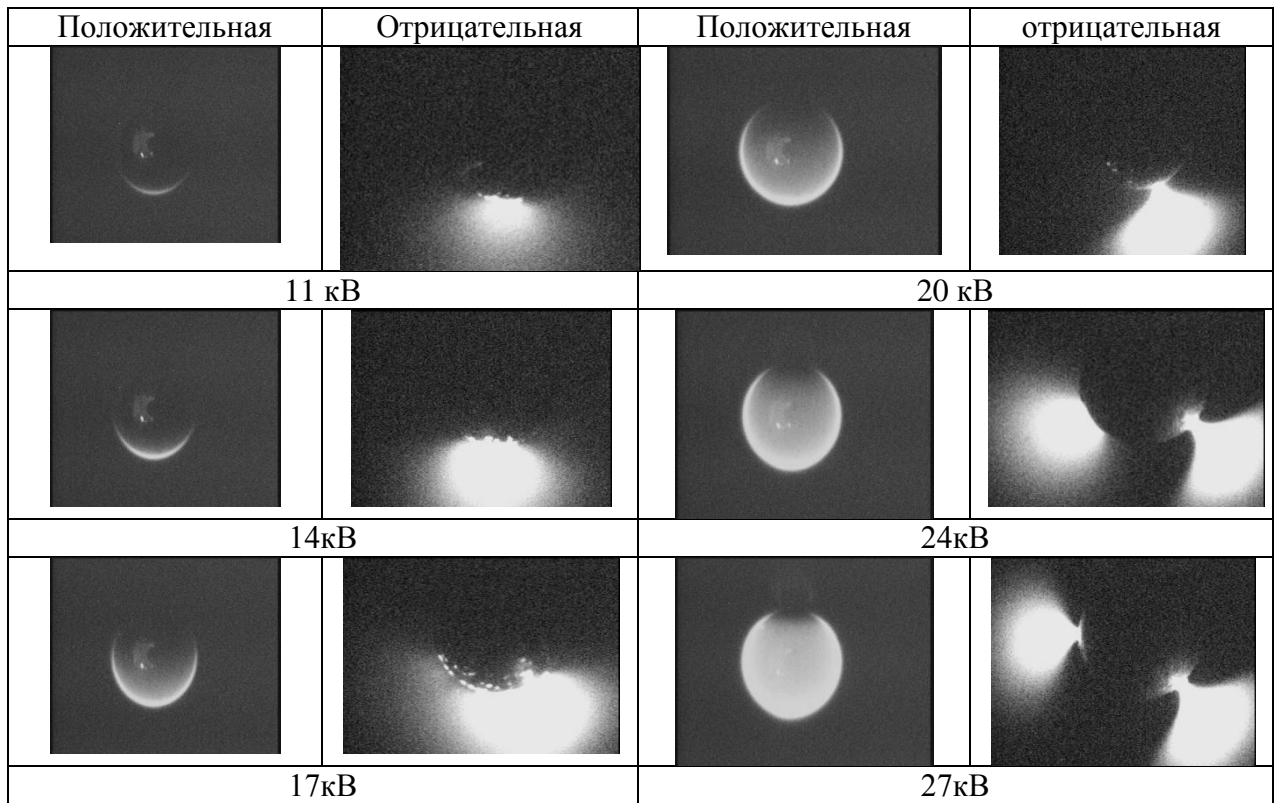


Рис. 2.256. Сравнение форм короны на гладком шаровом электроде диаметром мм без покрытия для положительной и отрицательной полярностей.

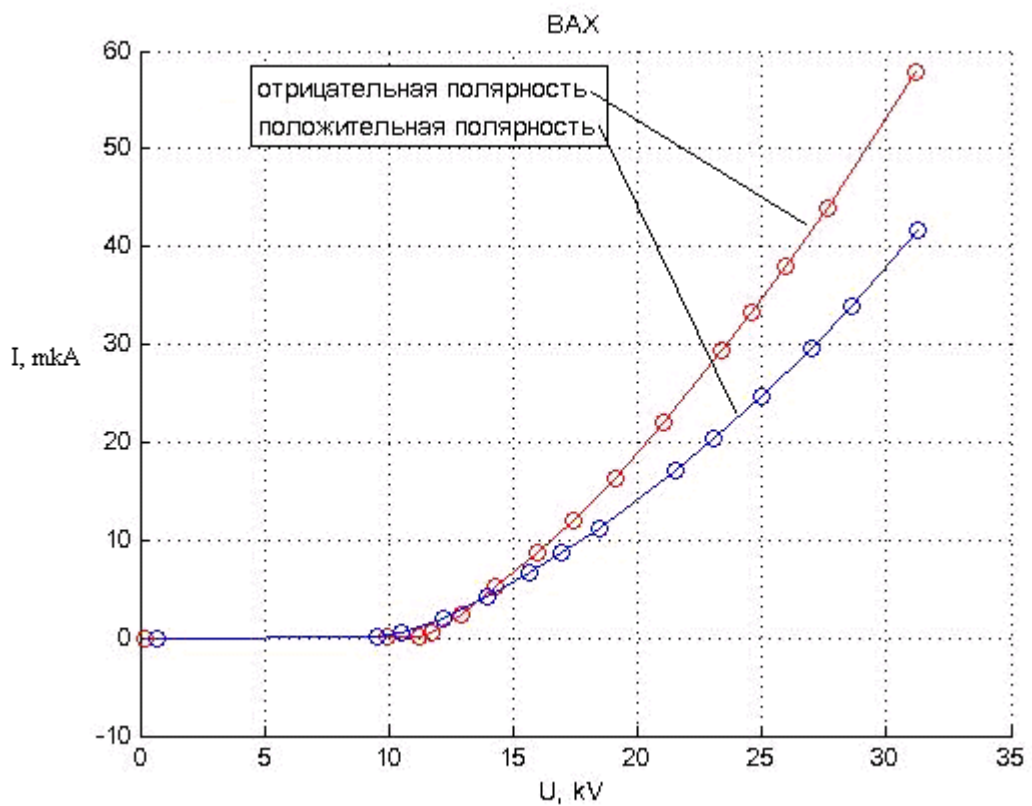


Рис. 2.257. Вольтамперные характеристики для положительной и отрицательной полярностей шарика диаметром 2 мм без покрытия.



Как видно из рис. 2.256, при положительной полярности наблюдается облегчающая форма КР во всем диапазоне существования КР, светится тонкая приэлектродная область. Чехол положительного КР имеет форму тонкого слабосветящегося приэлектродного слоя толщиной порядка 0,1 мм. При отрицательной полярности картина иная: начиная с порога, равного в этом случае 11 кВ на полюсе шарового электрода возникает очаг – катодное пятно, размерами 0.1 - 0,2 мм, из которого исходит конусообразно расширяющийся светящийся пучок радиальными размерами порядка 1 мм с диффузно затухающими внешними границами. С ростом напряжения (17 кВ) на околополюсной поверхности катода появляется сначала второй очаг и два конусообразно расходящихся пучка. При повышении напряжения появляются лишь новые катодные пятна. При этом радиальные размеры светящейся части КР растут относительно слабо, а поперечные, за счет сливания пучков, исходящих от разных очагов более существенно. Следует отнести обе формы КР к лавинным формам коронного разряда. Они наблюдаются во всем исследуемом диапазоне напряжений от 11 до 31 кВ. Далее происходит искровой пробой.

На рис. 2.257 приведены ВАХ для положительной и отрицательной полярностей шарика диаметром 2 мм без покрытия. Видно, что пороговое напряжение при положительной полярности составляет 9,5 кВ, а при отрицательной 11 кВ. Токи отрицательной короны несколько выше положительной. На рис. 2.258 приведены ВАХ КР от электродов различных диаметров. ВАХ имеют идентичный характер независимо от размеров шарового электрода, однако напряжения зажигания КР различны. Зависимость напряжения зажигания от радиуса шарового электрода имеет линейный характер (см. рис. 2.259).

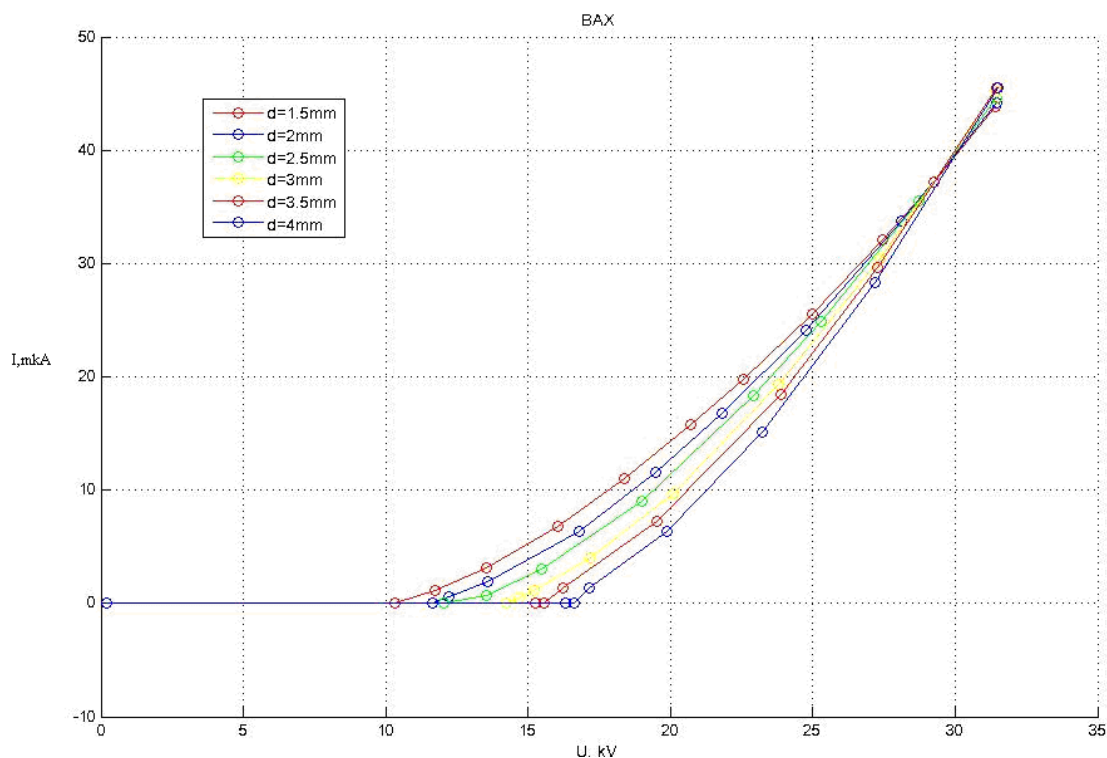


Рис. 2.258. ВАХ всех шариков от 1.5 до 4мм, положительная полярность активного электрода.

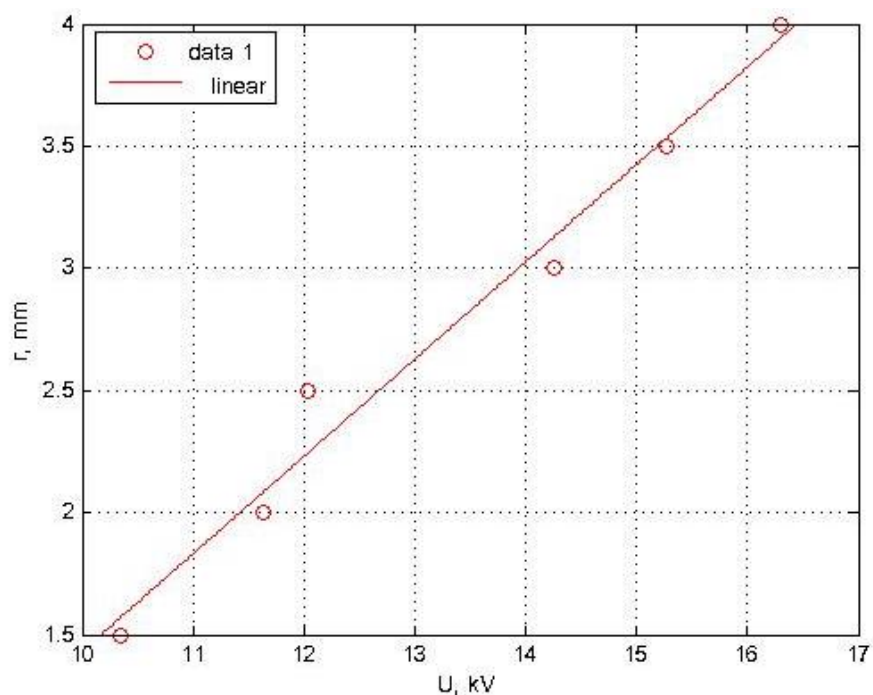


Рис.2.259. Зависимость напряжения зажигания короны от радиуса шарового электрода.

ВАХ короны при изменении диаметра электрода меняются слабо, в основном это касается напряжения зажигания КР. Зависимость напряжения зажигания от размеров шара носит линейный характер.

Наиболее полные исследования форм КР были проведены с игольчатыми электродами. Эта форма была выбрана в связи с тем, что при относительно малом диаметре закругления головки игольчатого электрода всегда наблюдалась одноочаговая форма отрицательной короны, что упрощало ее изучение.

В некоторых экспериментах в качестве электрода использовался стержень от шариковой ручки. В этом случае головка имела практически идеальную полусферическую форму с радиусом скругления  $R=0.25$  мм.

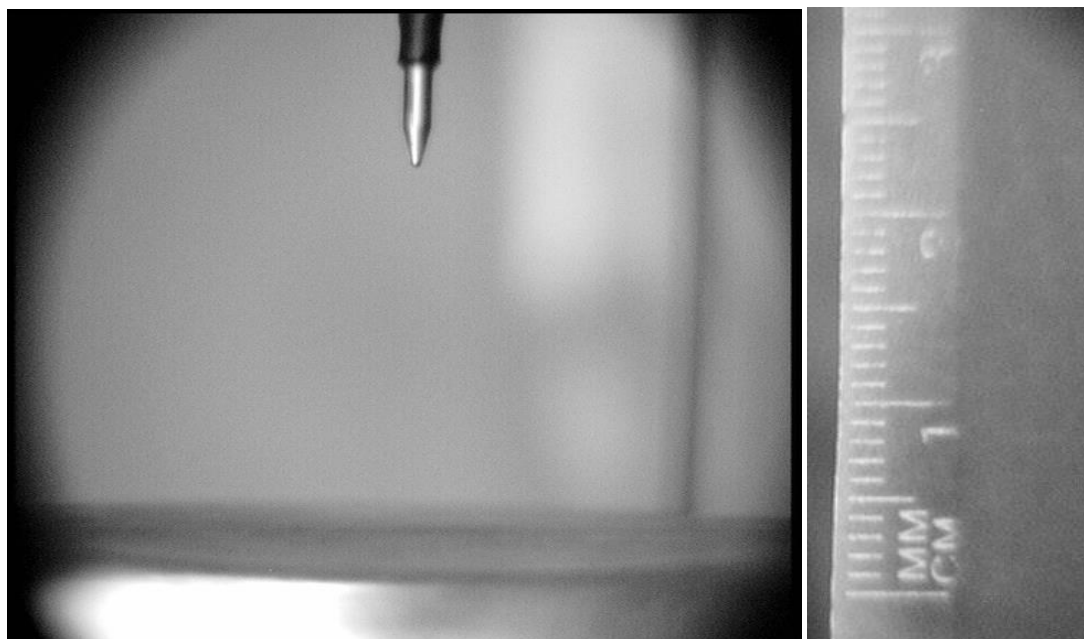


Рис. 2.260. Фотография системы электродов типа «игла» -плоскость.

Рассмотрим результаты экспериментов. Полярность коронирующего электрода – отрицательная. На диаграммах (рис. 2.261) приведены ВАХ, видеокдры свечения чехла отрицательного КР, и уровни светимости чехла КР. Точкой на ВАХ обозначено напряжение соответствующее приведенному кадру. Изображение чехла КР обработано в специальной программе, позволяющей восстанавливать яркость отдельных участков изображения.

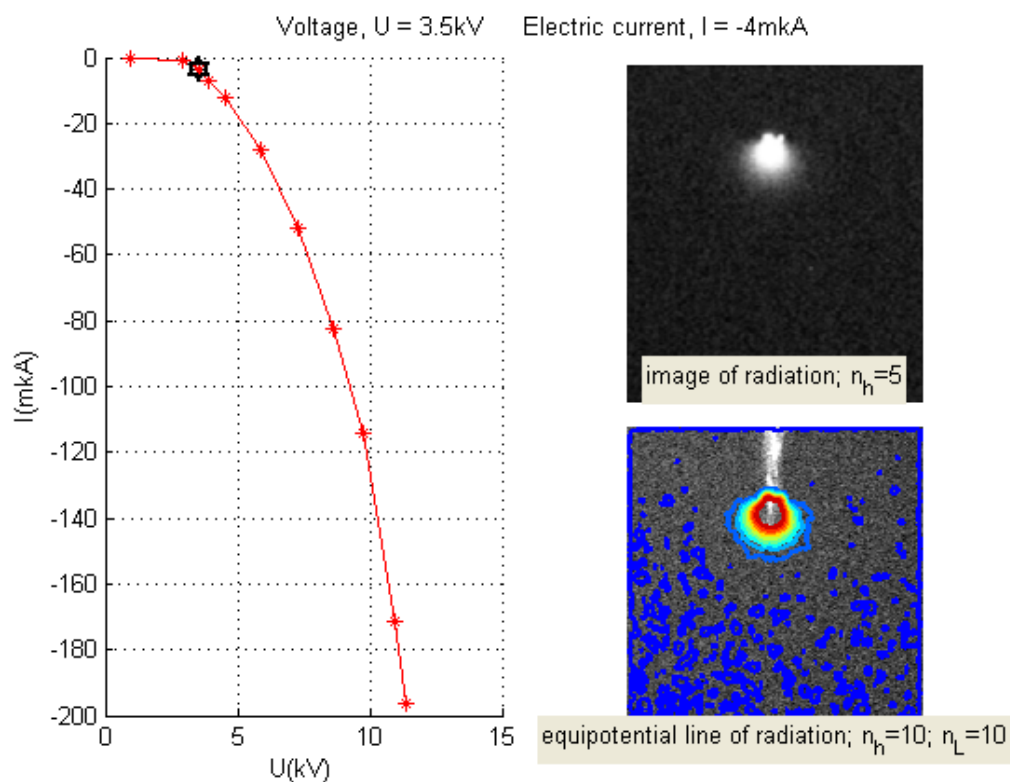


Рис. 2.261. Вольтамперная характеристика и свечение коронного разряда. Активный электрод – сфера радиуса 0,25 мм, закрепленная на коническом основании.

Видно, что пороговое напряжение соответствует 3,5 кВ. При этом на поверхности полусферического кончика заметны два катодных пятна из которых формируется конически расширяющийся чехол отрицательной короны. Ножка не сформирована и практически отсутствует, угол расширения конической части не превышает 60 градусов.

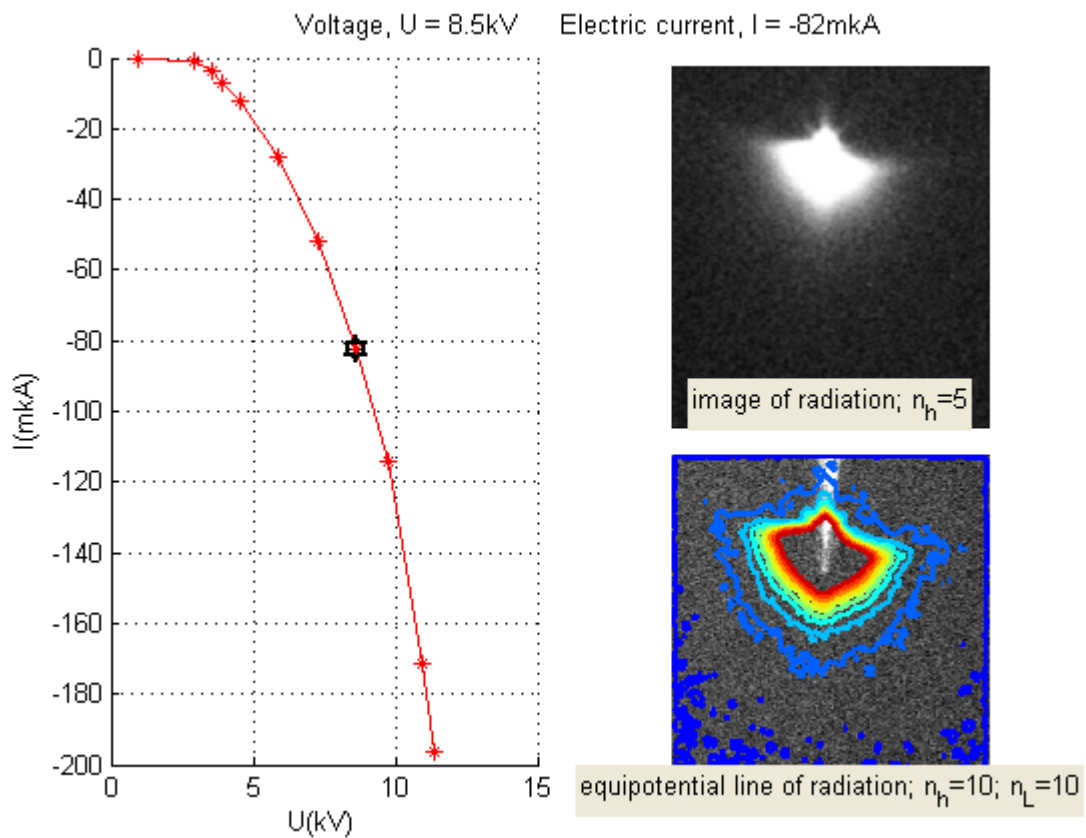


Рис. 2.262. Структура чехла отрицательного КР при напряжении 8,5 кВ: ВАХ(слева), фотография чехла(справа сверху), линии уровня яркости(справа внизу)

При напряжении около 7 кВ размеры чехла возрастают, угол раствора расширяющейся части растёт, появляется также сужение светящейся части чехла короны. Структура чехла хорошо просматривается на обработанной диаграмме линий уровня яркости (см. рис. 2.262).

Видно, что при более высоких напряжениях (8-11кВ) на поверхности полусферической части имеется катодное пятно и основание ножки, угол расширения конической части чехла возрастает до 170-180 град, угол сужения дальней части чехла наоборот сужается, с острой внешней части чехла исходит диффузное свечение. Размеры светлой части чехла с ростом напряжения также возрастают. При более высоких напряжениях это свечение перекрывает весь межэлектродный промежуток. Свечение наблюдается также и у противоэлектрода и вдоль центральной оси во всем межэлектродном промежутке.

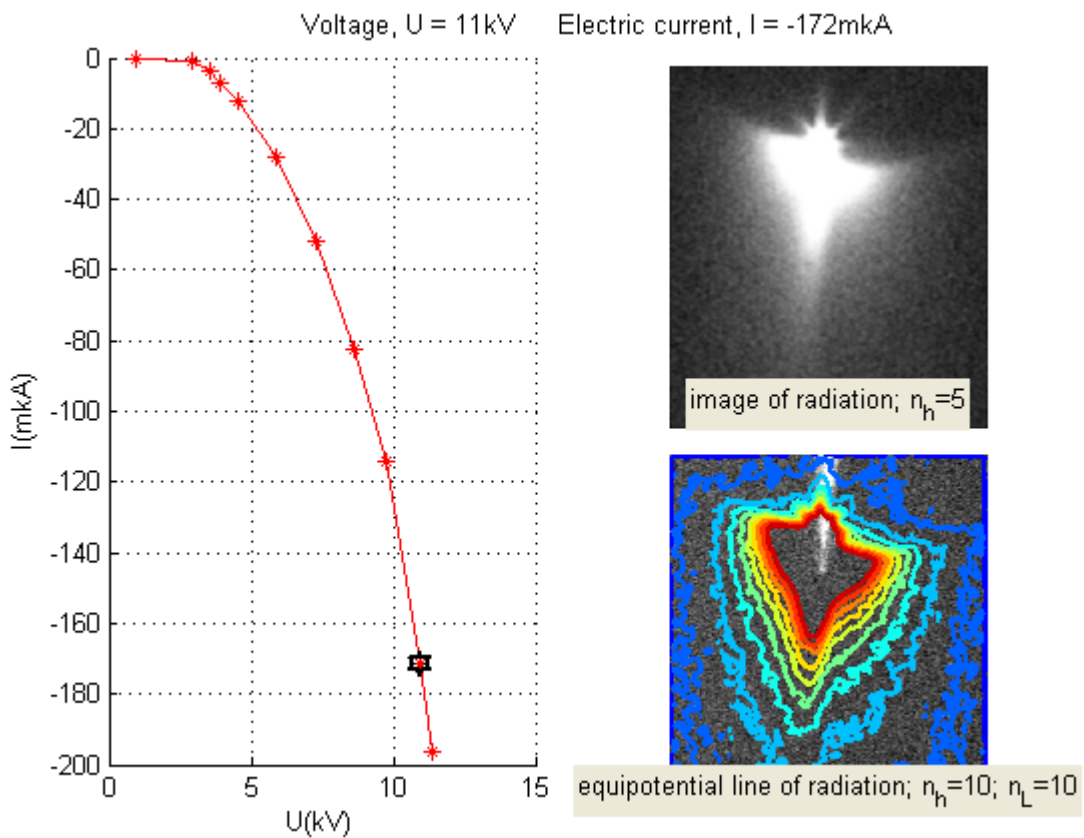


Рис.2.263. Структура чехла отрицательного КР при напряжении 11 кВ: ВАХ(слева), фотография чехла (вверху), линии уровня яркости (внизу)



Рис.2.264. Фоторафия диффузного свечения всего межэлектродного промежутка, напряжение 23кВ.

Свечение всего межэлектродного промежутка имеет диффузную форму. Теперь светится уже не только прикатодная часть, но и прианодная. По мере увеличения подаваемого напряжения диффузная светлая область чехла короны перемещается вглубь межэлектродного промежутка (рис.2.264). Сначала регистрируется диффузное свечение в объёме у поверхности плоского противоэлектрода. По мере увеличения напряжения, увеличивается яркость объёмного диффузного свечения, и свечение регистрируется уже по всей длине межэлектродного промежутка. Регистрация межэлектродного диффузного свечения на фоне свечения ближней зоны коронного разряда возможна только при существенном увеличении подаваемого напряжения. Эксперименты показали, что размеры и граница чехла короны значительно отличаются от расчетных значений.

Отдельные эксперименты показали, что появление короны сопровождается одновременным появлением электрического ветра, возникающего из-за появления в темной области короны объемного заряда. Возникает предположение о сносе ионизованного воздуха из чехла отрицательного КР к противоэлектроду. Однако, как будет показано далее, это предположение не соответствует действительности, а причиной свечения являются электроны, появляющиеся вне чехла КР за счет отлипания от ионов кислорода.

### **Положительная полярность коронирующего электрода.**

Эксперименты по исследованию коронного разряда при положительном напряжении проводились в том же диапазоне напряжений (до 20 кВ) и давлений (от 0,5 до 1 атм.). При подаче положительного напряжения наблюдается три различных фазы горения разряда. Отметим, что в отличие от короны отрицательной полярности, при положительной полярности существует дискретный переход между различными фазами разряда.

#### **Фаза 1. Первичная стримерная форма**

При зажигании или погасании коронного разряда у электродов малого диаметра, менее 0,5 мм, наблюдается переходная форма горения коронного разряда. Сразу отметим, что она не связана с переходными процессами и наблюдается при подаче медленно меняющегося во времени, квазипостоянного напряжения. Данная стадия получила название «стример зажигания». Эта фаза возникает в узком диапазоне, как правило, 100-200 В непосредственно выше порога зажигания. На рис. 2.265 приведена соответствующая стримеру зажигания осциллограмма тока и фотография. На осциллограмме тока имеются ярко выраженные импульсы тока, свидетельствующие об импульсной стримерной активности.

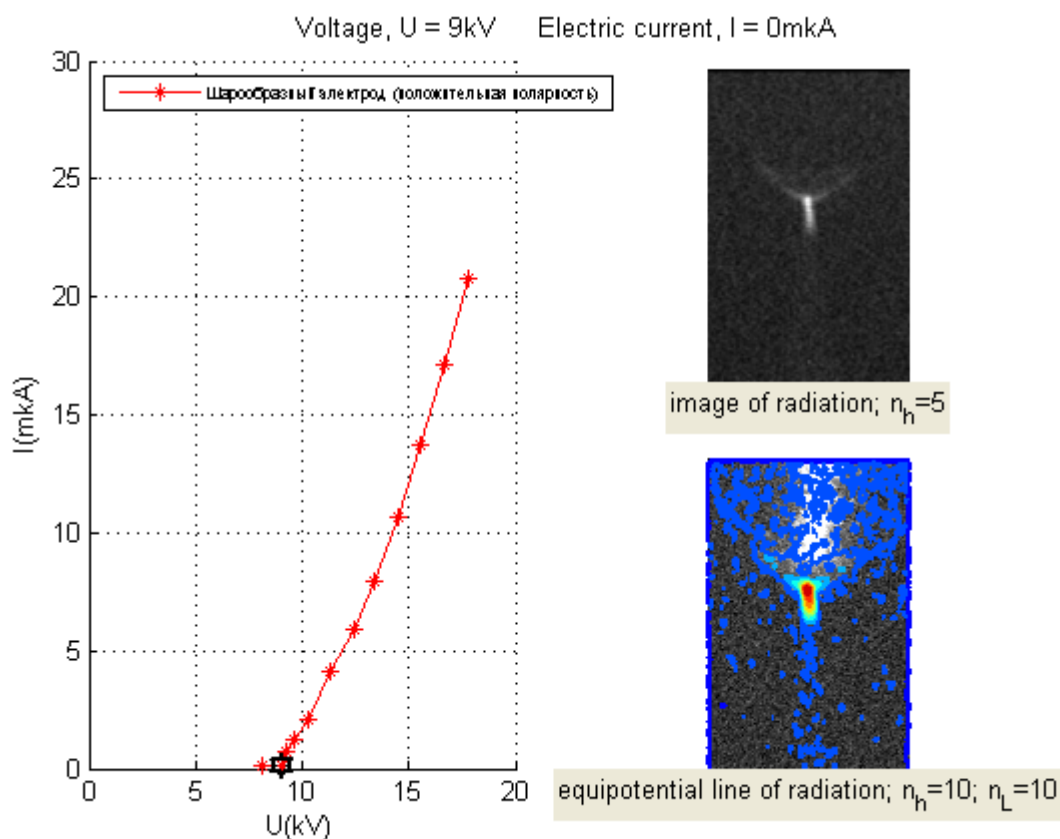


Рис. 2.265. Структура чехла положительного КР при пороговом напряжении 9 кВ: ВАХ (слева), фотография стримера (вверху), линии уровня яркости(внизу)

Этой форме соответствует свечение короткого стримерного канала, не замыкающего межэлектродный промежуток. В наших экспериментах его длина колебалась в диапазоне до 2 мм при длине межэлектродного промежутка 10 мм (рис. 2.265). В некоторых экспериментах наблюдалась разветвленная стримерная структура. (см. фото рис. 2.266). Для данной фазы горения разряда характерно примерно постоянное, слабо растущее с напряжением значение тока.

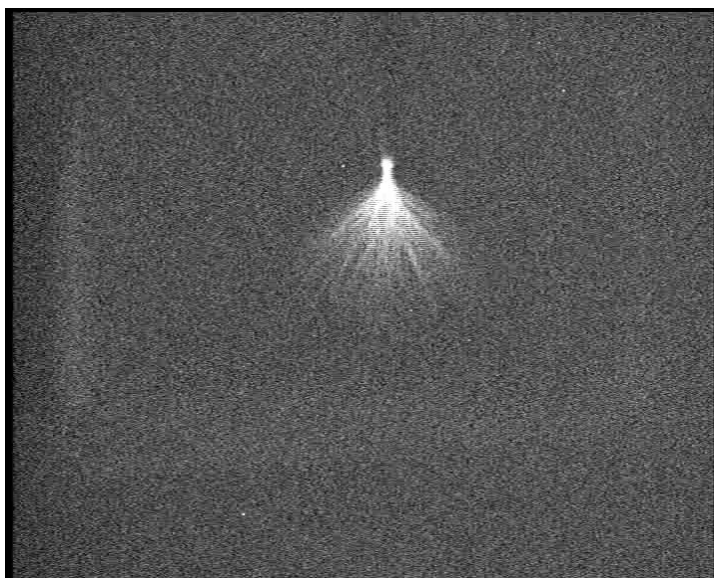


Рис.2.266. Первичный стример, фотография всего межэлектродного промежутка.

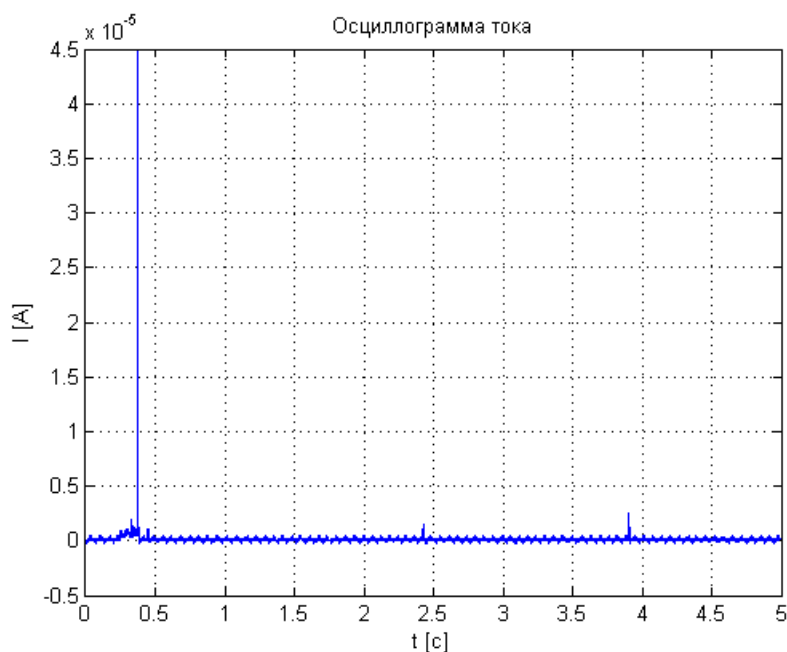


Рис.2.267. Осциллограмма импульса тока.

При увеличении напряжения наблюдается повышенная микроразрядная активность, заметная по резким импульсам тока на фоне постоянного уровня, частота следования лавин увеличивается.

Заметно, что значительная область ниже стримера также начинает светиться.

На рис. 2.268 еще одна характерная осциллограмма тока для 11 кВ.

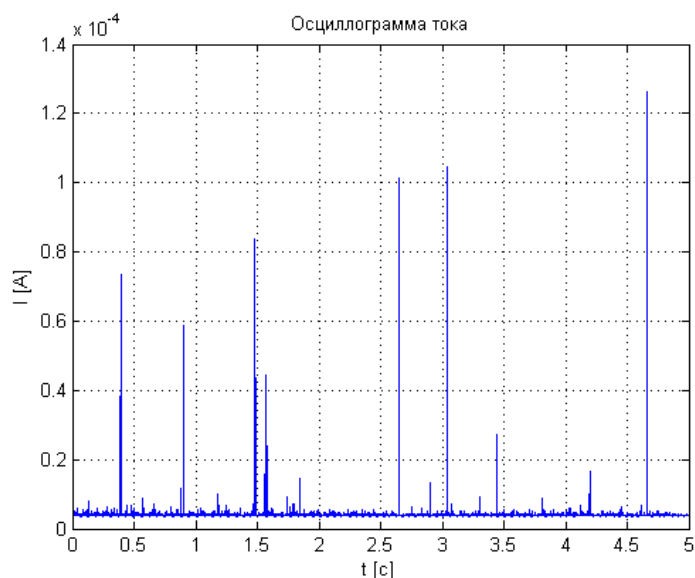


Рис.2.268. Осциллограмма импульсного тока предначального стримера.

## Фаза 2. Облегающая лавинная форма

После первичной «стримерной» фазы наблюдается облегающая лавинная форма коронного разряда, но в отличие от отрицательной полярности, форма ближней зоны коррелирует с распределением невозмущенной напряженности поля на поверхности электрода. Облегающая лавинная форма представляет собой тонкий полусферический слой, облегающий нижнюю часть активного электрода. Динамику изменения формы положительной короны при повышении напряжения иллюстрируют фотографии, представленные на рис.2.269-2.270.



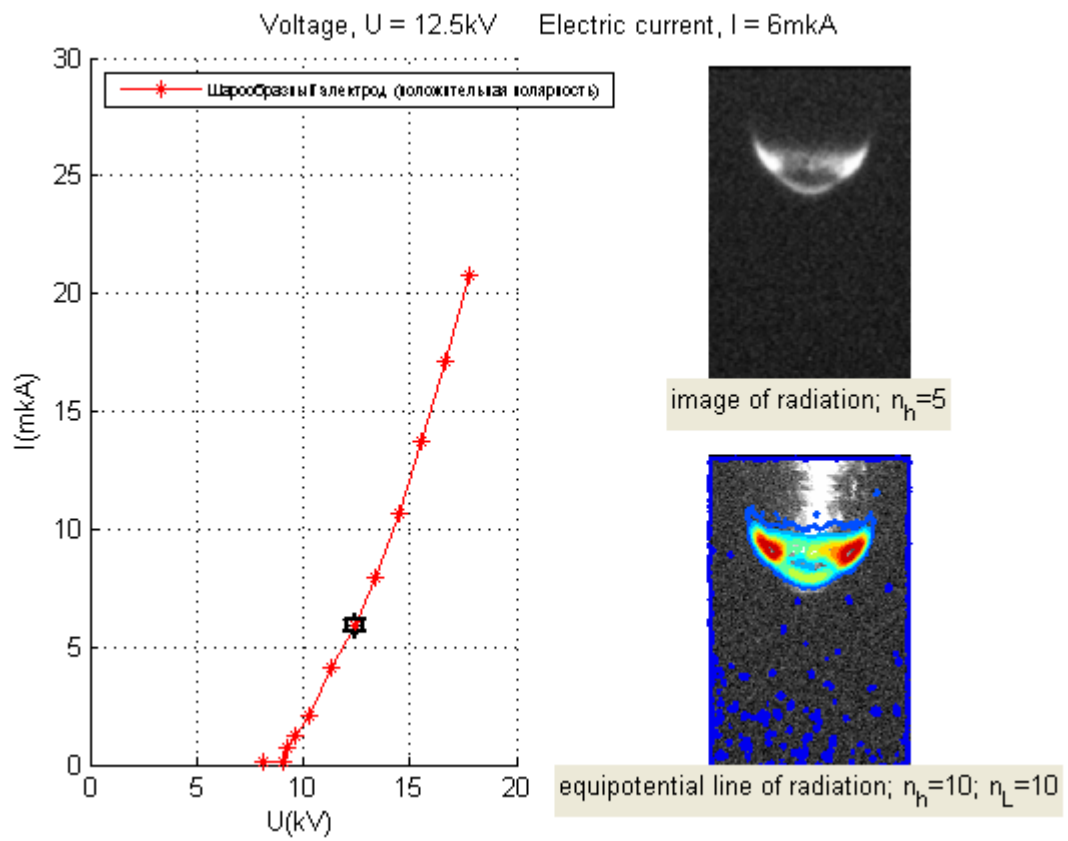


Рис.2.269. Структура чехла облегающей формы КР при напряжении 12,5 кВ: ВАХ (слева), фотография чехла (вверху), линии уровня яркости (внизу)

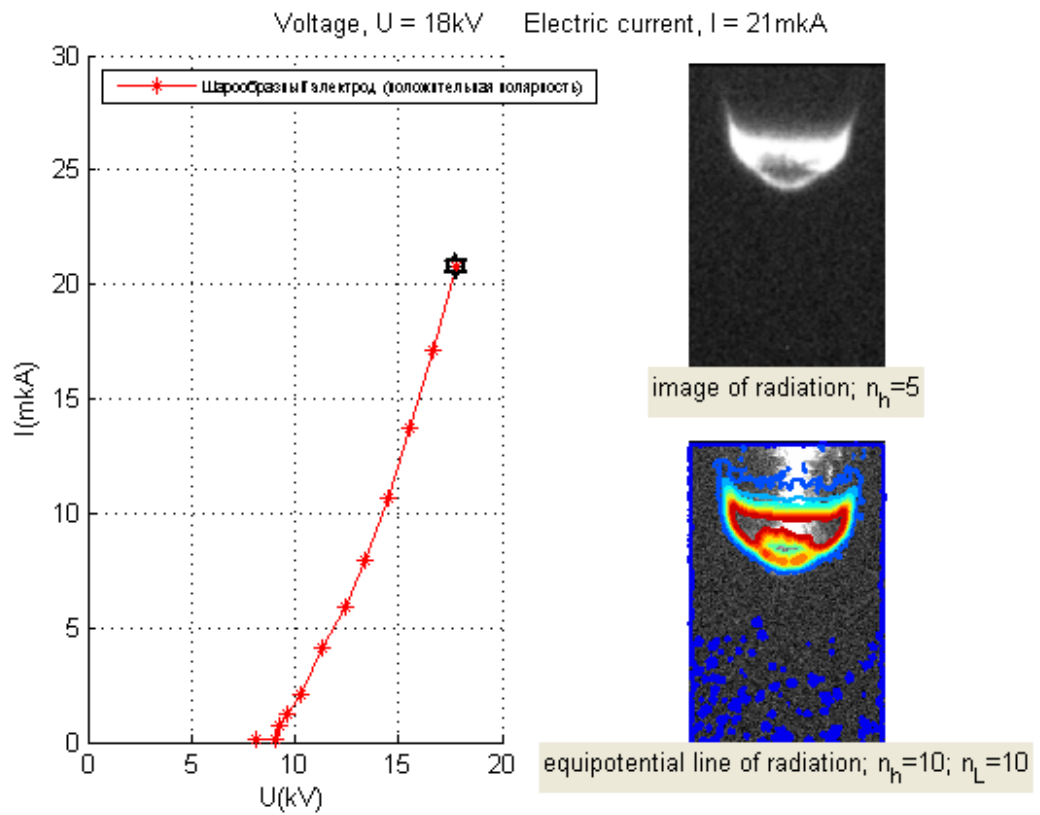


Рис.2.270. Структура чехла облегающей формы КР при напряжении 18 кВ: ВАХ (слева), фотография чехла (вверху), линии уровня яркости (внизу)

Как видно из фотографий на шарообразном электроде облегающая форма чехла короны более однородна и имеет более правильные границы. В нашем случае коническая часть электрода выполнена из латуни, а шарообразная головка из стали. Это сказывается на яркости облегающей формы чехла КР, светимость чехла имеет неоднородности. В целом, как и для шарового электрода, светится тонкий слой ионизованного газа, облегающий нижнюю часть кончика «игольчатого» электрода.

### **Фаза 3. Канальная стримерная форма**

На фотографии рис. 2.271 показана стримерная форма разряда в системе электродов «игла»–плоскость при положительном напряжении на игле. Эта стадия не сопровождается искровым пробоем межэлектродного промежутка. В литературе она известна как предпробойная стримерная форма.

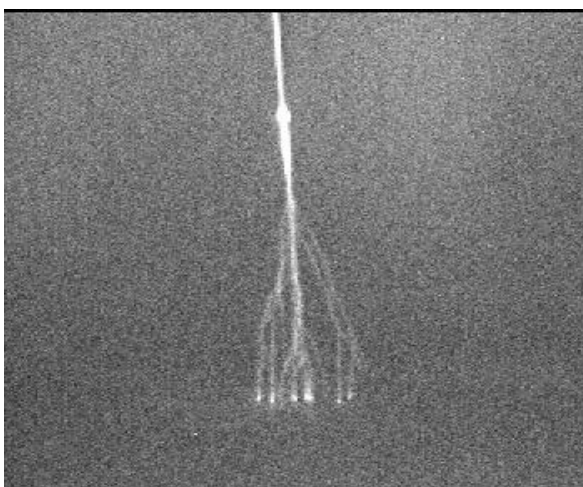


Рис. 2.271. Фотография предпробойного стримера, напряжение 20 кВ.

На осциллограмме тока имеются ярко выраженные импульсы тока, свидетельствующие о импульсной стримерной активности.

В отличие от рассмотренной выше первичной стримерной формы, стримеры в данной стадии имеют значительную длину и могут пересекать весь межэлектродный промежуток.

### ***Корона у игольчатого электрода («ультракорона»).***

#### **Отрицательное напряжение**

В некоторых источниках особо выделен КР в сверхсильнонеоднородных электрических полях, т.н. «ультракорона». Подобные поля могут быть созданы игольчатыми электродами с высокой степенью заточки. Обычные швейные иглы имеют радиус закругления порядка 10-100 мкм. Использовалась стальная игла с радиусом закругления 0,05 мм. Для устранения краевых эффектов у поверхности противоиэлектрода форма противоиэлектрода была выбрана полусферическая с закругленными краями (см. рис. 2.272).

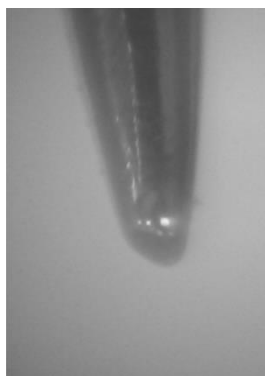


Рис. 2.272. Фотографии электрода-«иглы» (увеличение 30 раз) и полусферического противоэлектрода.

На рис. 2.272 с большим увеличением приведена фотография кончика игольчатого электрода (слева) и полусферического противоэлектрода. Как видно из фотографии, головка игольчатого электрода, на которой развиваются процессы ионизации, имеет неправильную форму, причем микронеоднородности самопроизвольно возникают в процессе коронирования. Это может повлиять на форму чехла КР. Диапазон подаваемых напряжений снизу ограничивался напряжением зажигания коронного разряда. Сверху диапазон напряжений ограничивался либо искровым пробоем, либо предельным напряжением источника 40 кВ. Также источник питания накладывал ограничения на разряд по току: не выше 200-250 мкА, в зависимости от напряжения. Исследования проводились при атмосферном давлении.

При подаче высокого напряжения отрицательной полярности на игольчатый электрод всегда наблюдалось горение одноочаговой лавинной формы коронного разряда. Для детального анализа экспериментальных данных был проведен расчет электрического поля в экспериментальной установке при помощи системы ANSYS. На рис. 2.273 (б,г) представлены конфигурации линий равной напряженности приэлектродных областей, в пределах которых выполняется условие, необходимое для ионизации молекул воздуха:  $E_k \cdot e \cdot l > W_{и}$ . Там же (рис.2.273а,в), представлены границы чехла коронного разряда, восстановленные по фотографиям, полученным в реальном эксперименте (рис.2.274), при напряжениях 4 и 16 кВ. При этом, с порога зажигания коронного разряда, наблюдается, как количественное, так и качественное отклонение границ чехла коронного разряда от электростатического приближения. В целом картина, описанная для электродов шаровой формы, сохраняется, однако одноочаговый характер чехла отрицательной короны на иглах наблюдается с порога возникновения КР. В связи с этим исследование чехла облегчено и такая система электродов изучена наиболее полно. Следует отметить, что внешние границы святающейся части чехла коронного разряда на фотографиях обычно размыты. Поэтому на рисунке границы восстановлены по среднему значению светимости. На рисунках и фотографиях наблюдается характерное искажение расчетной облегающей овальной границы, на ее фоне появляются вытянутые выступы, а также смещение границ чехла короны с боковой поверхности игольчатого электрода в направлении противоэлектрода. По мере увеличения напряжения размеры чехла увеличиваются, а выступы принимают ярковыраженный пикообразный вид (рис. 2.273 а,в; рис.2.274б-г).

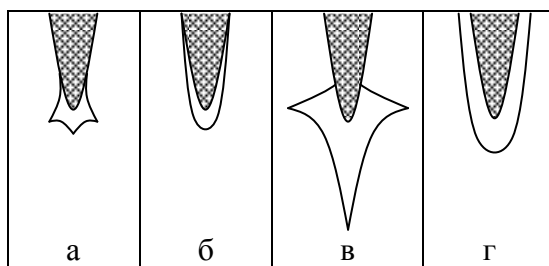


Рис. 2.273. Зоны свечения коронного разряда: а – наблюдаемая в эксперименте для напряжений, близких к напряжению зажигания, б – соответствующая электростатическому расчёту, в – наблюдаемая в эксперименте при напряжениях, в пять раз превышающих напряжение зажигания коронного разряда, г – соответствующая случаю (в) при электростатическом расчёте.

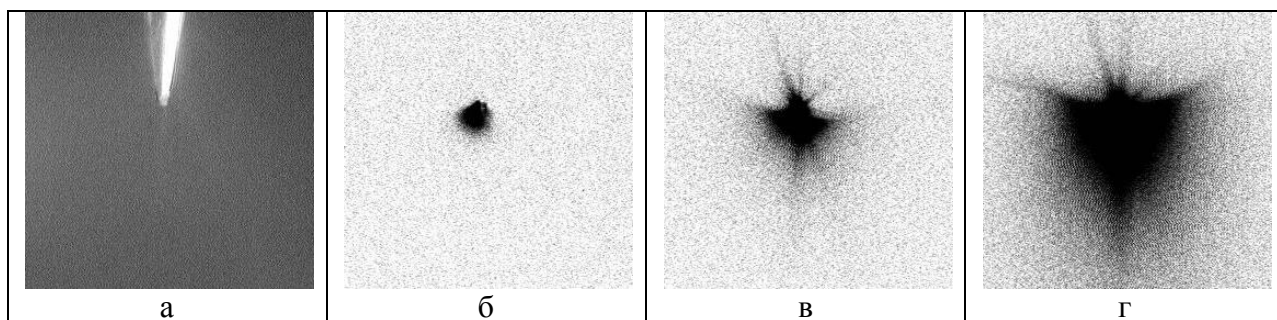


Рис. 2.274. Фотографии коронного разряда: а – фотография электрода, без подачи напряжения, б-г – негативы фотографий коронного разряда: б – (4,7 кВ, 2 мкА), в – 12,1 кВ, 29 мкА), г – (16,5 кВ, 66 мкА). Напряжение зажигания коронного разряда 4 кВ.

По мере увеличения подаваемого напряжения светлая область чехла короны перемещается вглубь межэлектродного промежутка (рис.2.274). Сначала регистрируется диффузное свечение в объёме у поверхности плоского противозэлектрода. По мере увеличения напряжения, увеличивается яркость объёмного диффузного свечения, и свечение регистрируется уже по всей длине межэлектродного промежутка. Регистрация межэлектродного диффузного свечения на фоне свечения ближней зоны коронного разряда возможна только при существенном увеличении подаваемого напряжения (в пять раз выше напряжения зажигания коронного разряда). Эксперименты показали, что размеры и граница чехла короны значительно отличаются от расчетных значений. Отдельные эксперименты показали, что появление короны сопровождается одновременным появлением электрического ветра, возникающего из-за появления в темной области короны объёмного заряда.

Также отметим тот факт, что вольтамперная характеристика имеет монотонно возрастающий вид и не содержит изломов или скачков (рис. 2.276). Отметим, что при появлении свечения внутри межэлектродного промежутка хочется говорить о переходе коронного разряда в высоковольтный тлеющий разряд. Однако при этом не наблюдается характерная зонная структура тлеющего разряда, поскольку длина свободного пробега электронов значительно меньше характерных размеров чехла короны и длины межэлектродного промежутка.

Следует особо отметить, что, несмотря на то, что светящийся газ занимает весь межэлектродный промежуток (рис. 2.275, справа), это не приводит к формированию стримерного канала. Система достаточно устойчиво работает в таком режиме продолжительное время. Искровой пробой промежутка возникает лишь при существенно более высоких напряжениях.

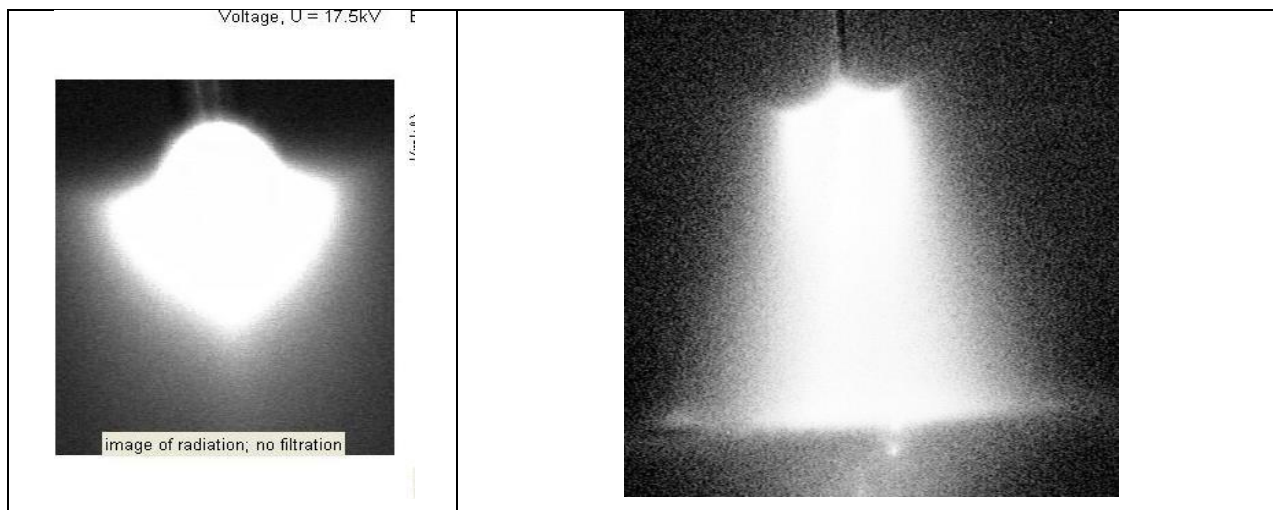


Рис. 2.275. Структура чехла отрицательного КР (слева), свечение всего межэлектродного промежутка (справа).

Как уже отмечалось ранее, горение коронного разряда отрицательной полярности происходит в одной фазе, т.е. нет изломов вольтамперной характеристики и резких изменений в свечении разряда.

На рис. 2.276 приведены ВАХ отрицательного КР в системе игла-плоскость. Все ВАХ имеют типовой параболический характер, однако диапазон существования КР с ростом межэлектродного промежутка возрастает. Таким образом, особых свойств ультракороны при исследовании острых электродов не обнаружено. Поскольку размер катодного пятна мал, то уменьшение размеров головки коронирующего электрода слабо влияет на процесс КР.

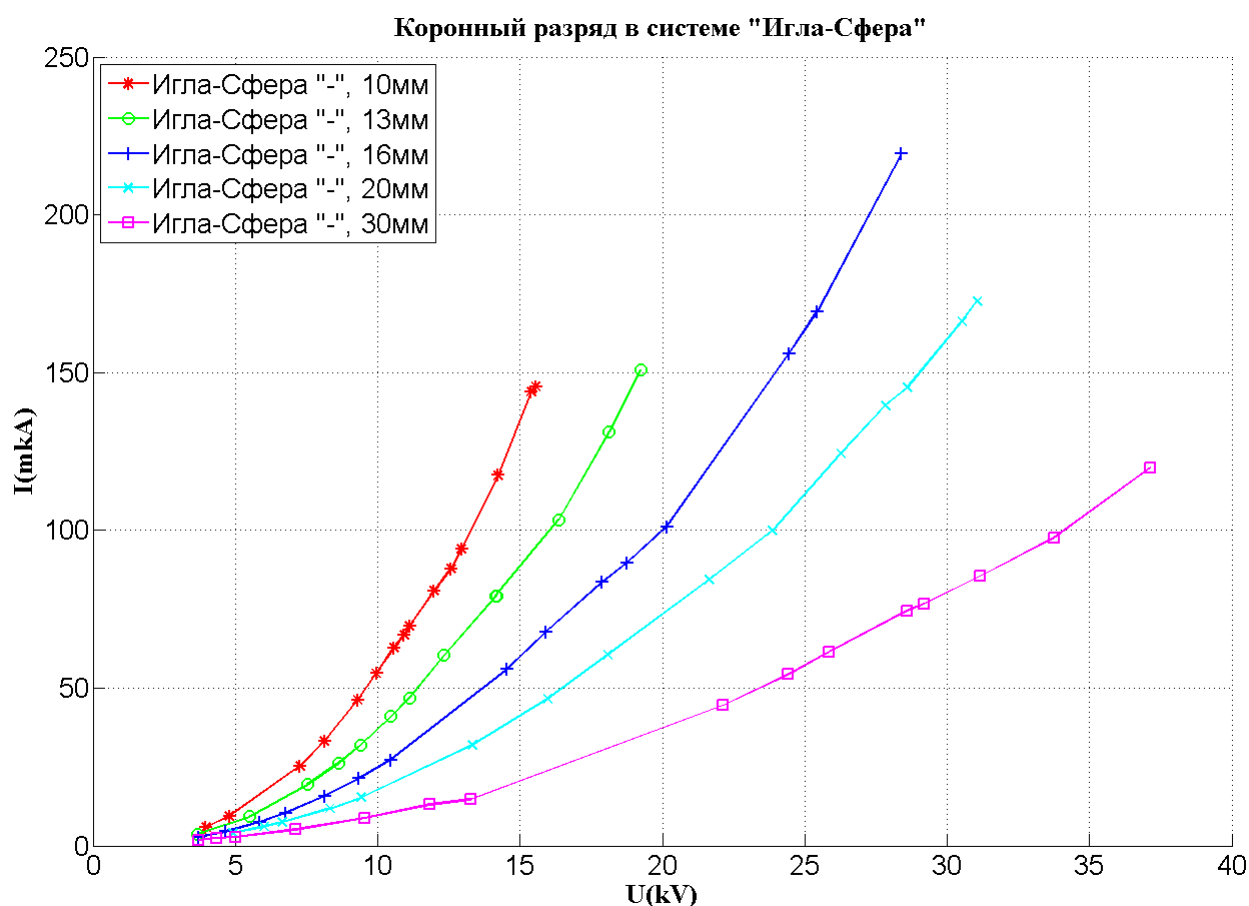


Рис. 2.276. Вольтамперная характеристика униполярного коронного разряда в системе «Игла-Сфера» при различных межэлектродных расстояниях (выделено цветом).  
Коронирует катод «Игла».

### Положительная полярность

При положительном потенциале коронирующего электрода картина коронного разряда иная. Качественных изменений при переходе к сильнонеоднородному полю не происходит. Как и для игольчатого электрода с радиусом закругления 0,25 мм. наблюдается три различных фазы горения разряда, между которыми отчётливо регистрируется качественный переход.

При напряжениях, незначительно превышающих напряжение зажигания коронного разряда, наблюдается переходная стримерная форма горения коронного разряда. Сразу отметим, что она не связана с переходными процессами и наблюдается при подаче постоянного напряжения. Данная стадия получила рабочее название «первичная стримерная форма». Канал не замыкает межэлектродный промежуток. Стример без разветвлений, линейный. Регистрируемая длина стримера достигает 3 мм и по предварительным данным не зависит от длины межэлектродного промежутка. Стример наблюдается в узком диапазоне напряжений (порядка нескольких сотен вольт).

При плавном увеличении напряжения от напряжения зажигания короны регистрируемая длина стримера сначала увеличивается, достигая своего максимума, а потом уменьшается, пока не превратится в точку, соответствующую классической форме горения коронного разряда. Данный процесс полностью обратим, и не зависит от направления изменения напряжения. По мере увеличения межэлектродного расстояния диапазон напряжений существования первичной стримерной формы смещаются в сторону больших напряжений, также увеличиваются протекающие токи.

Этой форме соответствует горение короткого стримерного канала, не замыкающего межэлектродный промежуток. В наших экспериментах его длина была около 2 мм при длине межэлектродного промежутка 10,5 мм (рис. 2.277, а-в). Данной фазе горения разряда соответствует примерно постоянное, слабо растущее значение тока (рис.2.277, г). Для различных образцов электрода «игла» интервалы напряжений, при которых наблюдается данная форма, существенно различаются, как и соответствующие токи. Интервал напряжений менялся от 0,1 кВ с током насыщения 0,05 мкА, до 0,5 кВ с током насыщения 1 мкА.

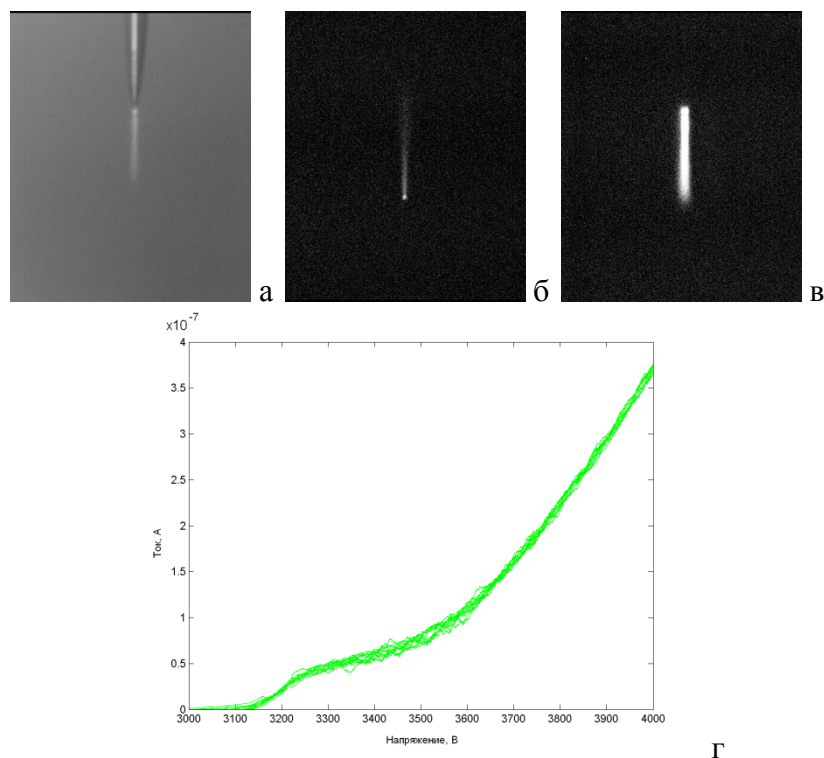


Рис. 2.277. Фотографии коронного разряда, в фазе первичной стримерной формы, снятые при различных освещённости и диафрагме (а-в), и вольтамперная характеристика коронного разряда в области зажигания, при положительном напряжении (г).

После первичной «стримерной» фазы наблюдается лавинная форма коронного разряда, но, в отличие от отрицательной полярности, локализация ближней зоны значительно ближе соответствует рассчитанной в электростатическом приближении. Динамику изменения формы короны при повышении напряжения иллюстрируют фотографии, представленные на рис.2.278.

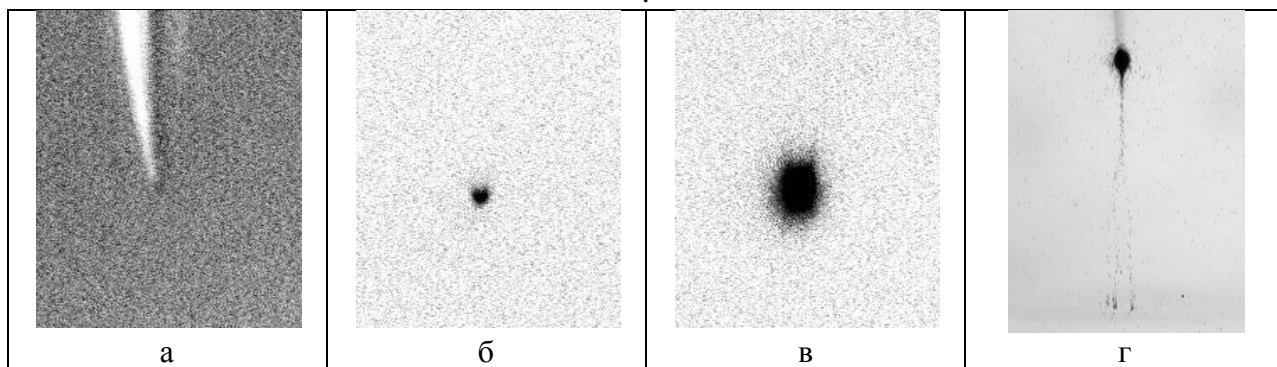


Рис. 2.278. Динамика развития ближней зоны коронного разряда при положительной полярности, а – фотография иглы, б-г – негативы фотографий положительной короны: б – 3,4 кВ, 0,4 мкА, в – 6,2 кВ, 3,5 мкА, г – появление стримера (9,3 кВ, 10,0 мкА).

Виден рост размеров чехла коронного разряда (рис.2.279, б,в) и образование стримерного канала (рис. 2.279, г).

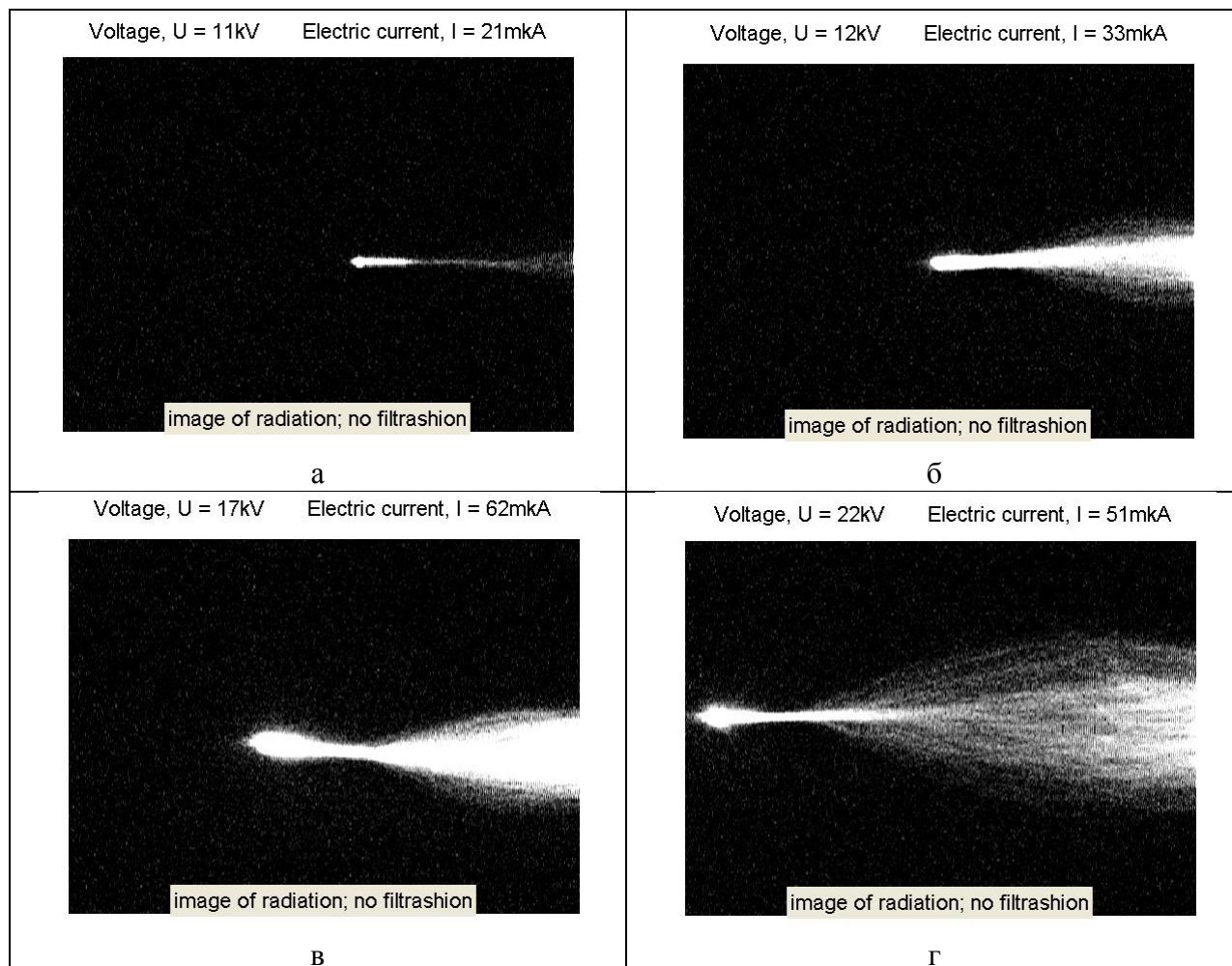


Рис. 2.279. Стримерная форма коронного разряда в системе «игла-полусфера». Необработанные фотография: а) межэлектродное расстояние 13 мм, б) межэлектродное расстояние 16 мм, в) межэлектродное расстояние 20 мм, г) межэлектродное расстояние 30 мм.

Отдельно отметим тот факт, что это именно стримерная форма разряда, а не искровой пробой. Их можно разделить по анализу осциллограмм: при искровом пробое происходит резкая разрядка ёмкостей в высоковольтном источнике, после чего требуется время для возобновления ёмкостей и повышения напряжения (рис. 2.280). На осциллограммах стримерной формы разряда ток и напряжение испытывают некоторые колебания, но в целом стабильны (рис.2.281).



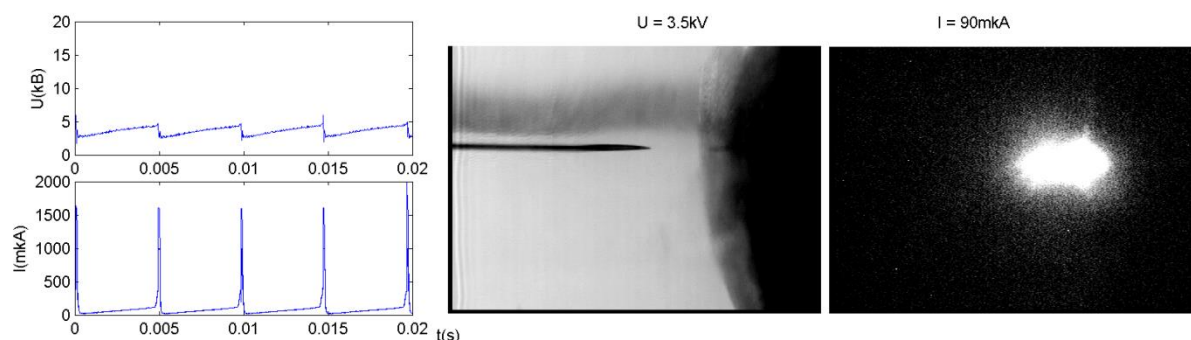


Рис. 2.280. Искровой пробой в системе «игла-полусфера», при межэлектродном расстоянии 7,5мм. Осциллограммы тока и напряжения (слева), фотография освещённых электродов (центра), фотография искры (справа).

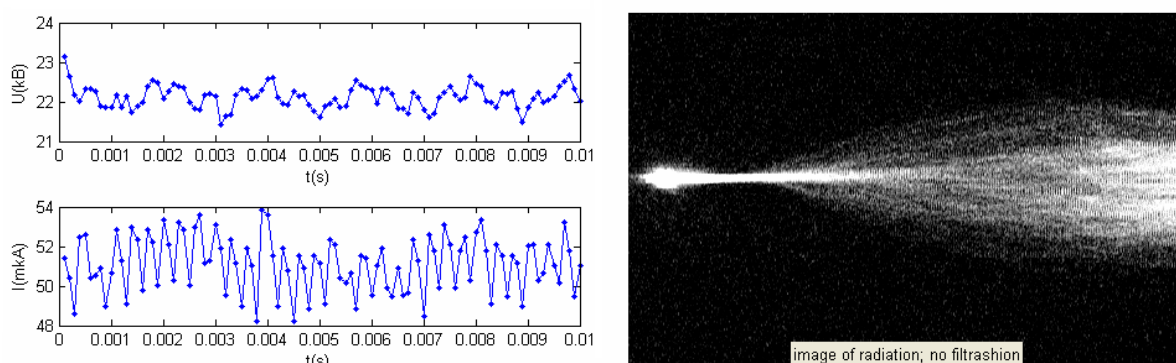


Рис. 2.281. Развитая стримерная форма разряда в системе «игла-сфера», при межэлектродном расстоянии 30 мм. Осциллограммы тока и напряжения (слева), необработанная фотография стримеров (справа).

Как известно из литературы [5], в системе электродов «игла-полусфера», при больших межэлектродных расстояниях напряжение искрового пробоя значительно превосходит напряжение зажигания коронного разряда, однако по мере сближения электродов пороговые значения напряжений сближаются до случая, когда корона вообще не успевает загораться и сразу наступает искровой пробой. Как показывают данные нашего эксперимента, похожая качественная зависимость может иметь место<sup>1</sup> и для перехода к стримерной форме разряда. Межэлектродное расстояние, на котором начинают совпадать напряжения перехода к стримерной форме и напряжение искрового пробоя, немногим менее 1 см и оно примерно равно расстоянию, на котором стримеры начинают ветвиться.

### **Влияние давления на формы КР в системе игла-плоскость.**

На рис. 2.282 приведены фотографии коронного разряда в межэлектродном промежутке в системе игла-плоскость при различных давлениях в предпробивной области напряжений. На рис. 2.283 приведены соответствующие ВАХ. При изменении давления

<sup>1</sup> При рассмотрении собранных материалов прослеживаются подобные тенденции. Для заключения конкретных выводов требуется проведение большого статистического исследования, что может стать темой отдельного исследования.

изменяются значения напряжений, при которых происходит зажигание КР, а также изменяются напряжения при которых происходят переходы разряда от одной формы к другой. С уменьшением давления происходит расширение стримерного канала.

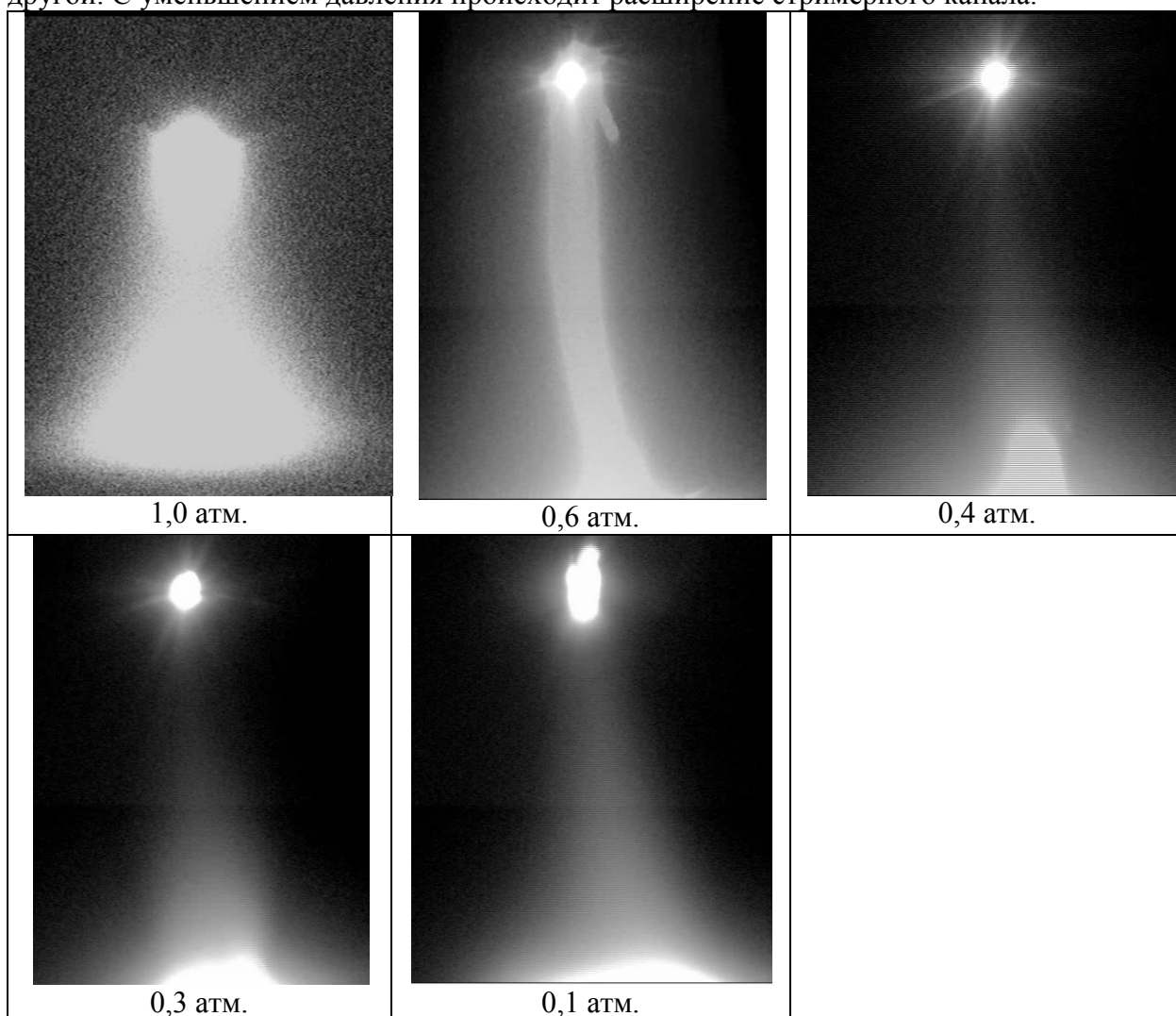


Рис. 2.282. Зависимость форм отрицательного КР в предпробойной области от давления наблюдается при меньших напряжениях, чем при давлении 1 атм.

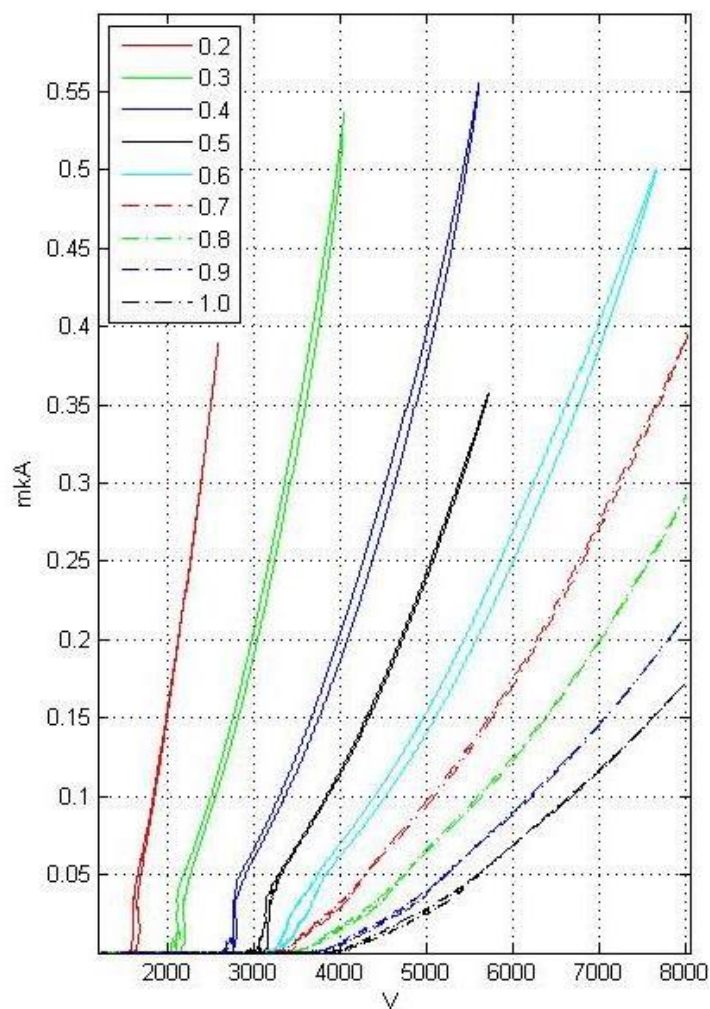


Рис. 2.283. ВАХ КР при различных давлениях.

### Переход КР в тлеющий разряд в воздухе при низком давлении

При снижении давления в кювете до значений 0,01 атм и ниже в межэлектродном промежутке наблюдается форма разряда, напоминающая тлеющий разряд. При положительной полярности игольчатого электрода, в межэлектродном промежутке возникает светящийся цилиндрический столб диаметром в несколько миллиметров. Свечение обладает зонной структурой, характерной для тлеющего разряда: у поверхности плоского катода хорошо просматривается тёмная область порядка нескольких миллиметров. При повышении давления толщина темной зоны падает и при давлениях порядка 0,02 атм темная область исчезает.

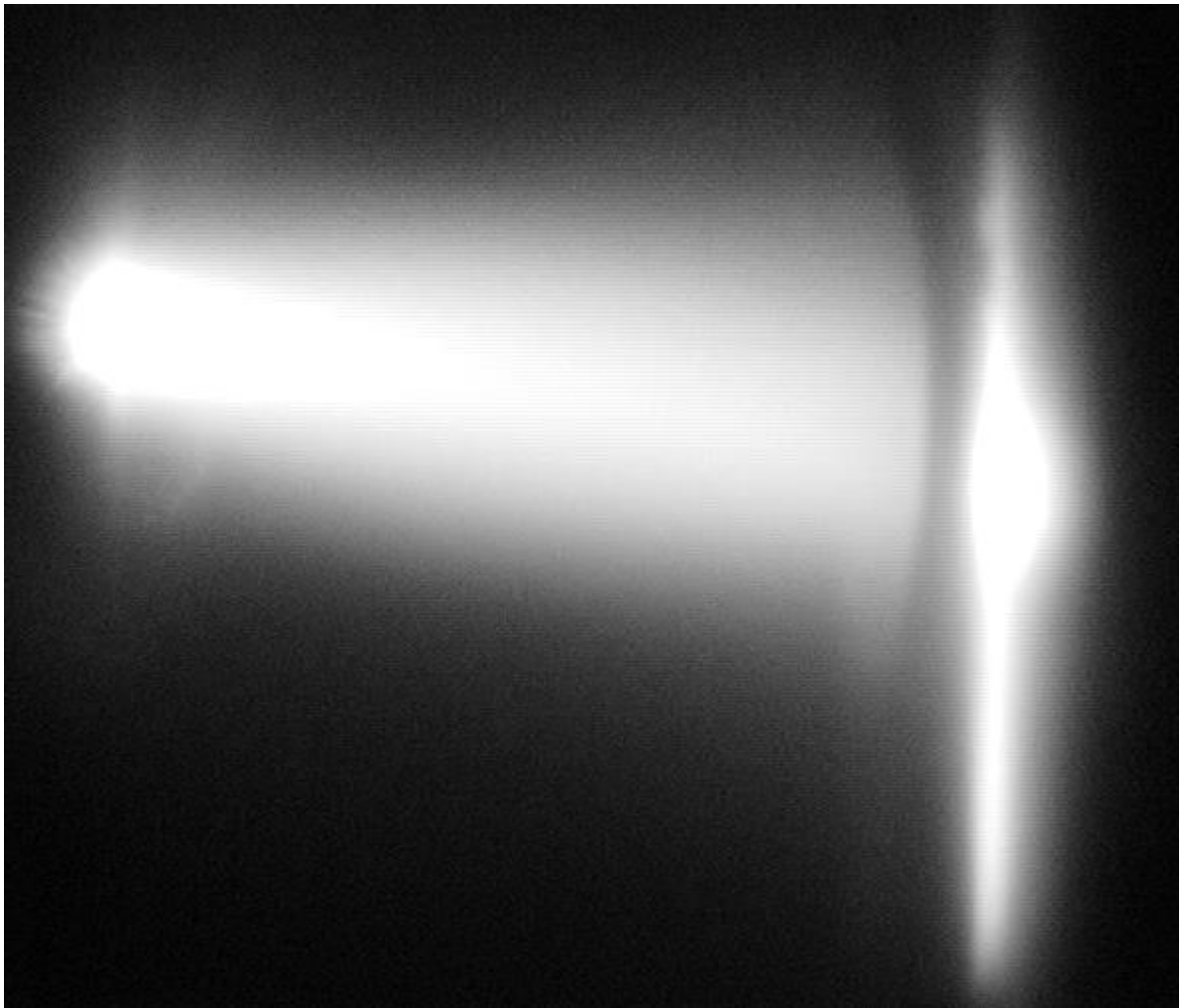


Рис. 2.284. Тлеющий разряд при давления порядка 0.01 атм, напряжение 1.1кВ.

При этом на осциллограмме тока наблюдаются периодичные импульсы амплитудой до 6А. Напряжение тоже колеблется. Измеренное среднее напряжение составляет 1.1кВ. При этом при снижении давления при локализованной форме разряда напряжение составляет 1.6 кВ. Затем свечение возникает во всем промежутке, а напряжение падает до 1.1кВ - снижение напряжение также характерно для перехода к тлеющему разряду (см. главу 1 "Вольтамперная характеристика газового разряда").



2.285. Локализованная форма КР при 0.01атм, напряжение 1.5кВ.

### ***Биполярный коронный разряд в симметричной системе электродов типа «игла-игла»***

В отличие от униполярного коронного разряда в несимметричных электродных системах типа игла плоскость, провод–плоскость и т.п., коронный разряд в симметричной

системе электродов типа игла–игла носит биполярный характер. В этом случае зоны ионизации располагаются у каждого из электродов, и поэтому полярные различия в зонах ионизации должны проявиться наиболее отчетливо. Кроме того, во внешних зонах биполярного коронного разряда будут наблюдаться встречные потоки ионов разного знака и поэтому возможно появление нового процесса – рекомбинационного свечения, располагающегося вне зоны ионизации.

Эксперименты с биполярной системой электродов имеют важное значение для электроэнергетики, т.к. в линиях электропередач реализуется именно этот вид короны. Действительно, линия электропередачи содержит провода двух полярностей либо нескольких фаз в случае трехфазных линий. Коронный разряд вносит существенные потери в процесс передачи энергии на большие расстояния.

Эксперименты в системе электродов игла–игла проводились при межэлектродных расстояниях 0,75 и 1,5 см, радиус кривизны острия используемых игл составлял 30 мкм. В экспериментах наблюдались как количественные, так и качественные различия с несимметричной системой типа «игла–сфера», «игла–плоскость».

На рис. 2.286–2.288 представлены характерные картины для трех различных форм разряда при межэлектродном расстоянии 15 мм.

1. *Лавинная форма* (рис. 2.286) наблюдается в диапазоне сравнительно малых напряжений от порога зажигания коронного разряда до 12÷15 кВ. Формы чехла короны овальные с диффузными границами, размеры у катода несколько больше, свечение в межэлектродном промежутке очень слабое или отсутствует. Осциллограммы тока и напряжения гладкие, импульсов тока не замечено.

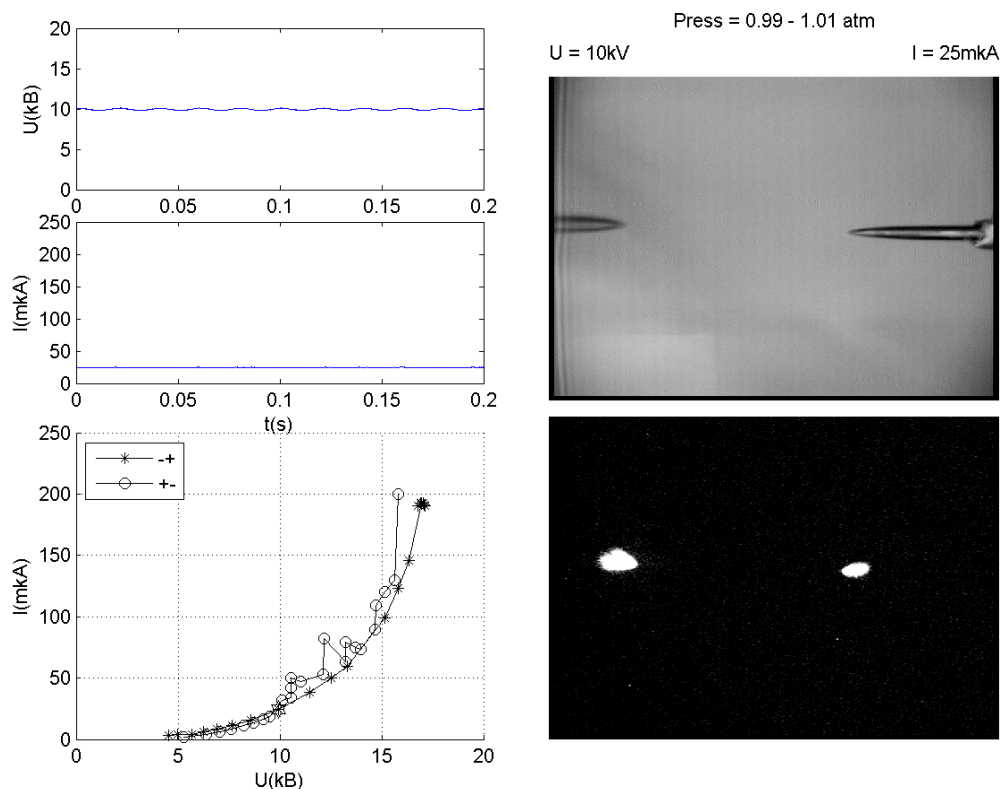


Рис. 2.286. Характерная картина лавинной формы разряда в системе электродов игла–игла. Расстояние между электродами 15 мм.

2. *Контрагированная (стримерная) форма* (рис. 2.287). Из чехлов положительной короны периодически проскакивают тонкие светящиеся каналы, замыкающие

межэлектродный промежуток. На осциллограмме тока наблюдаются импульсы тока, не превышающие 200 мкА, осциллограмма напряжений гладкая.

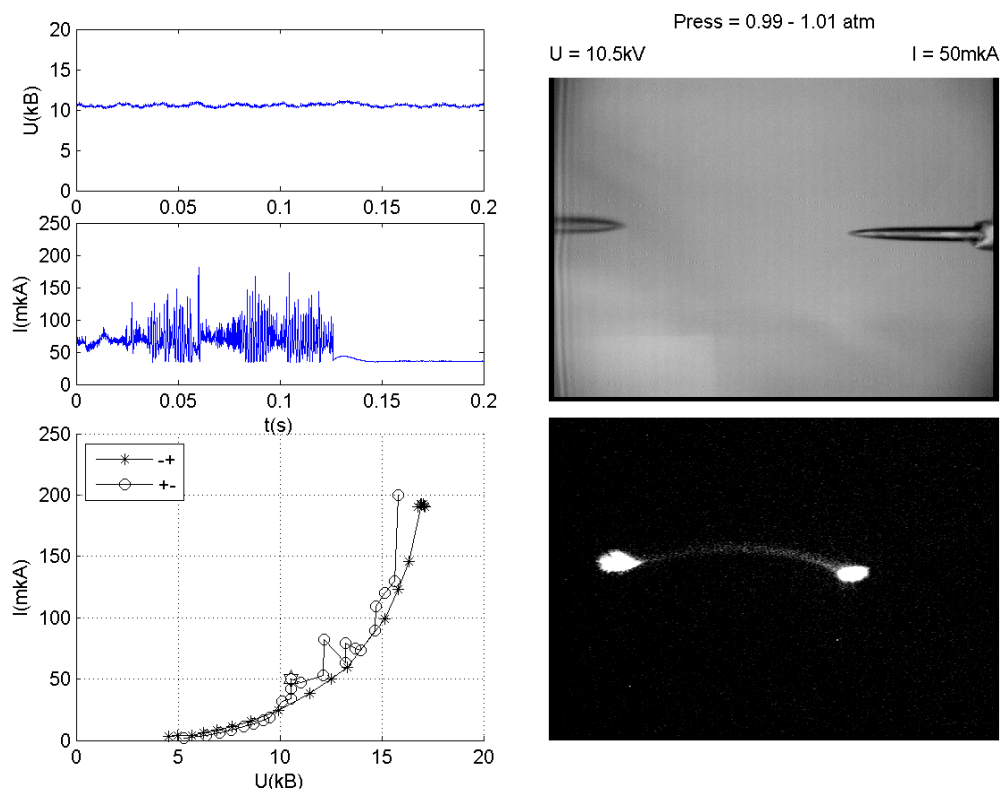
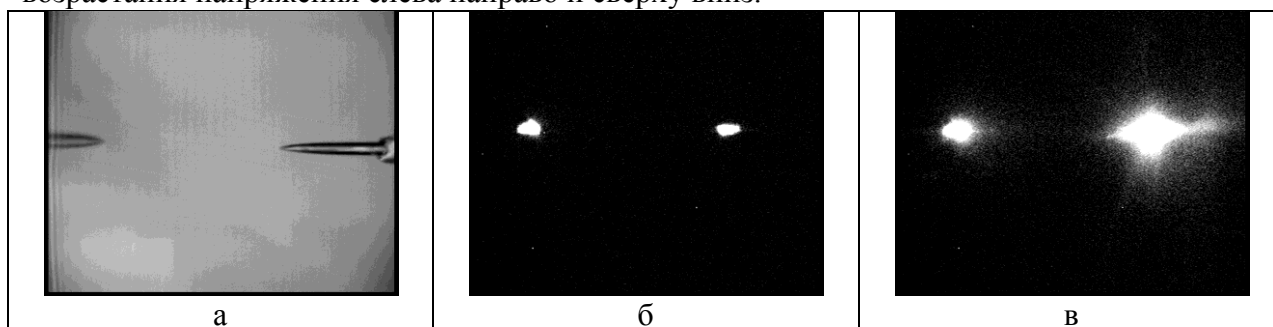


Рис. 2.287. Контрагированная (стримерная) форма разряда в системе электродов игла–игла. Расстояние между электродами 15 мм.

3. *Диффузная форма* обычно возникает после контрагированной формы, при дальнейшем повышении напряжения. Ее возникновение сопровождается быстрым ростом размеров чехла положительной короны. Чехол отрицательной короны изменяется незначительно. Форма положительного чехла становится ромбовидной, от нее в разных направлениях отходят лучевидные отростки, а в межэлектродном промежутке появляется диффузный слабо светящийся канал.

На рис. 2.288 представлены все перечисленные формы разряда в порядке возрастания напряжения слева направо и сверху вниз.



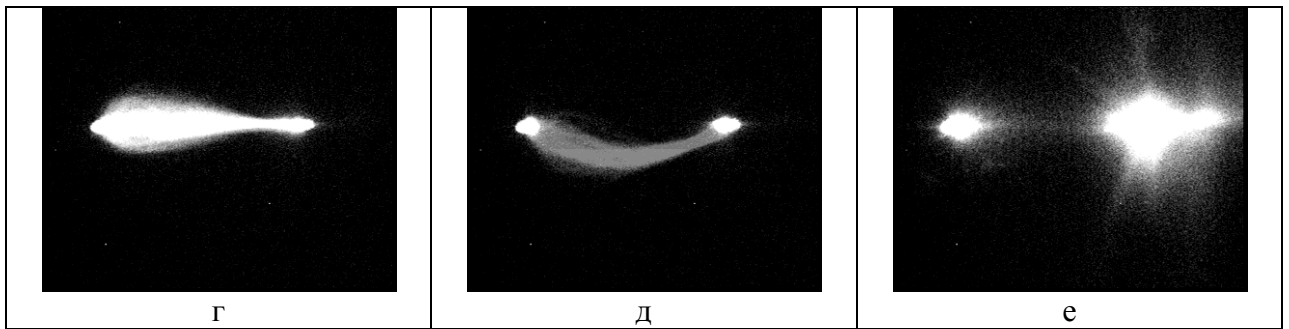


Рис. 2.288. Формы биполярного разряда в системе электродов игла–игла: а – фотография системы электродов игла–игла, используемой в эксперименте; б,в – лавинная форма коронного разряда; г,д – импульсная контрагированная стримерная форма; е – диффузионная форма. Межэлектродное расстояние 15 мм.

Отметим, что напряжение зажигания коронного разряда в системе электродов «игла-сфера» при межэлектродном расстоянии 7,5 и 15мм, лежит в диапазоне 2÷2,5 кВ, в то время как напряжение зажигания коронного разряда в системе электродов «игла-игла» составляет около 3,5 кВ.

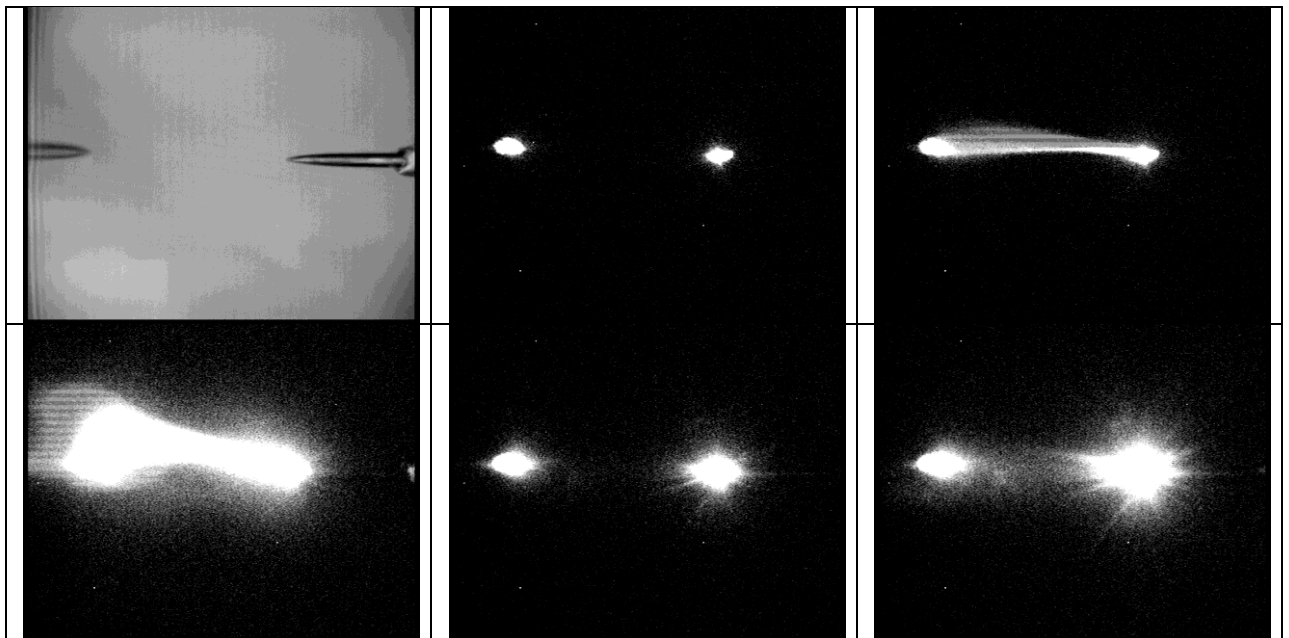


Рис. 2.289. Биполярный разряд в системе игла-игла при межэлектродном расстоянии 25 мм.

В системе электродов «игла–игла» ожидаемого увеличения интенсивности диффузионного свечения в межэлектродном промежутке за счет рекомбинации встречных разнополярных ионных потоков обнаружено не было.

Диффузное свечение доминирует не на катоде, как это было в несимметричной системе игла – плоскость, а на аноде (рис. 2.286–2.288).

В системе электродов «игла–игла» наблюдалась контрагированная форма разряда, для которой характерны следующие свойства:

- разряд в контрагированной форме носил импульсный характер;
- импульсы носили случайный характер, но, в основном, наблюдались сериями различной длительности. Между импульсами и между сериями горела диффузная форма разряда (рис. 2.288);

- импульсам соответствует распространение стримера от анода к катоду. В пользу этого предположения говорит тот факт, что анодная привязка остаётся постоянной, а катодная «гуляет» по электроду;

Длительность импульсов тока менее 8 мкс (время между отсчётами АЦП).

Также хочется отметить тот факт, что контрагированная форма разряда чаще всего наблюдается внутри рабочего интервала напряжений, в то время как при напряжениях, близких к напряжению зажигания и максимально доступных допробойных напряжениях, наблюдается исключительно диффузная форма.

## **Литература**

47. Peek F. W., Dielectric phenomena in high-voltage engineering. // McGRAW-HILL book company. London. 1929.
48. Остроумов Г.А. Взаимодействие электрических и гидродинамических полей. Физические основы электрогидродинамики // М.: Наука, Главная редакция физико-математической литературы, 1979.
49. Верещагин И.П. Коронный разряд в аппаратах электронно-ионной технологии. М: Энергоатомиздат, 1985
50. Robinson M, History of the electric wind. American Journal of physics, 1962, vol.30, p.366-372
51. Robinson M, Movement of air in the electric wind of the corona discharge. Trans. AIEE, Comm. And Ei., vol.80, p.143-150
52. Остроумов Г.А., Майбуров С.П. Электрический ветер в жидкости и его реакция на острие. Электронная обработка материалов, 1967, N4.
53. Chattock P. On the velocity and mass of ions in the electric wind in air. Phylosophical Magazine, London, 1899, vol.49, p.401-420
54. Ladenburg R., Fietze W. Untersuchungen uber die physikalischen Gasreinigung. Annalen der Physik, 1930, N5, S. 381-621
55. Волков В.Н., Палкин Л.Н., Семенов В.К. К гидродинамике электрического ветра. В кн: Сильные электрические поля в технологических процессах (электронно-ионная технология). М.: Энергия, 1971, вып.2, с 216-226.
56. Kercher H. Elektrischer Wind, Ruckspruhen und Staubwiderstand als Einflubgroben im Elektrofilter. Staub-Reinhaltung Luft, 1969, Bd 29, N8, S.314-319
57. Kercher H. Elektrischer Wind, Ruckspruhen und Staubwiderstand als Einflubgroben im Elektrofilter. VDI-Leitschrift, 1970, Bd 112, N12, S.761-768
58. Янковский Л.П. Интенсификация процессов улавливания золы в электрофильтрах на тепловых электростанциях. М.: Всесоюз. Теплотехн. Ин-т., 1973
59. Янковский Л.П., Залогин Н.Г. Методика и результаты измерений скорости электрического ветра. – Промышленная и санитарная очистка газов, 1971, N6, с.13-15
60. Абрамович Г.Н. Теория турбулентных струй. М.: физматгиз, 1960
61. Стишков Ю.К., Самусенко А.В. Компьютерное моделирование коронного разряда в инертном газе // Электронная обработка материалов. № 4 (252). 2008. С. 25-37.
62. Afanas'ev, D. S. Lavrenyuk, I. N. Petrushenko, and Yu. K. Stishkov, Peculiarities of the Corona Discharge in Air, [ISSN 1063—7842, Technical Physics, 2008, Vol. 53, No. 7, pp. 848–852
63. J.S. Chang, K. Urashima Electrohydrodynamic Gas Flow Regime Map in a Wire-Plate Type Electrostatic Precipitator. Proceedings of ISEHD 2009. Malaysia, 2009.
64. L. Zhao, K. Adamiak EHD flow in air produced by electric corona discharge in pin-plate configuration Journal of Electrostatics 63 (2005) 337–350



65. A.V.Buyanov, I. A. Elagin, M. A. Pavleyno, A. A. Statuya, Yu.K. Stishkov. Computational modeling of a unipolar corona discharge. // Proceedings of the 5 th international EHD workshop. Poitiers. France. 2004. pp 194—197.
66. Самусенко А.В. Стишков Ю.К. Компьютерное моделирование коронного разряда в воздухе. Modern Problems of Electrophysics and Electrohydrodynamics of Liquids, 2009. Saint Petersburg, Russia
67. Зуев Д.В. Компьютерное моделирование электрического ветра в воздухе. Бакалаврская работа. СПбГУ. 2009 год.
68. Винайкин М.Ю. Экспериментальное исследование электрического ветра в воздухе. Бакалаврская работа. СПб, 2009.
69. Афанасьев С. Б., Лавренюк Д. С., Петрушенко И. Н., Стишков Ю. К. Некоторые особенности коронного разряда в воздухе. ЖТФ, 2008, том 78, выпуск 7. с. (Доступно в интернет: "<http://www.ioffe.ru/journals/jtf/2008/07/page-30.html.ru>")
70. Базелян Э. М., Райзер Ю. П. Искровой разряд, М: изд-во МФТИ. 1997.
71. Базелян Э. М., Райзер Ю. П. Физика молнии и молниезащиты. М: Физматлит, 2001.
72. Верещагин И. П. Коронный разряд в аппаратах электронно-ионной технологии. М.: Энергоатомиздат, 1985. 160 с.
73. Королев Ю. Д., Месяц Г. А. Физика импульсного пробоя газов. М. Наука. 1991.
74. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. Учебное руководство для вузов – 2е издание, перераб. и доп. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит, - 1992. 536 с.
75. J. Dutton. A survey of electron swarm data // J. Phys. Chem. Ref. Data, Vol. 4 No. 3 (1975), P. 577-856
76. J. W. Gallagher, E. C. Beatty, J. Dutton, L. C. Pitchford, "An annotated compilation and appraisal of electron swarm data in electronegative gases" J.Phys.Chem.Ref.Data, Vol.12,N1,1983 (P.133-152)

## Глава 7. Компьютерное моделирование коронного разряда.

### Система уравнений для моделирования коронного разряда в дрейфово-диффузионном приближении

В главе 2 «Лавинные процессы» были подробно описаны два основных приближения, применяемые при расчете разрядных процессов: лоренцево приближение для кинетического уравнения и дрейфово-диффузионное приближение. В настоящей главе кратко отметим основные их особенности.

В данной главе рассматриваются решения задач о развитии стримера в обоих приближениях.

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla \varepsilon_0 \varepsilon \nabla \varphi = -|e|(n_+ - n_e - n_n) \\ \frac{\partial n_e}{\partial t} + \operatorname{div}[-D_e(E)\nabla n_e - \mu_e(E)n_e \vec{E}] = \\ \quad = v_{ion}(E)n_e - v_{att}(E)n_e - c_{ei}(E)n_en_+ + v_{det}n_- + lcn_{ph} \\ \frac{\partial n_+}{\partial t} + \operatorname{div}[-D_i \nabla n_+ + \mu_i n_+ \vec{E}] = v_{ion}(E)n_e - c_{ei}(E)n_en_+ - c_{ii}(E)n_+n_+ + lcn_{ph} \\ \text{Только в воздухе: } \frac{\partial n_-}{\partial t} + \operatorname{div}[-D_i \nabla n_- + \mu_i n_- \vec{E}] = v_{att}(E)n_e - c_{ii}(E)n_+n_+ - v_{det}n_- \\ -\Delta n_{ph} = -l^2 n_{ph} + g \frac{5l}{c} v_{ion}(E)n_e \end{array} \right. \quad (2.83)$$

Система уравнений (2.74) включает в себя уравнение, уравнения Нернста-Планка с источником, упрощенное уравнение для расчета концентрации ионизирующих фотонов, введенное в главе 5 «Компьютерное моделирование стримеров». Искомые функции - электрический потенциал  $\varphi$ , концентрации электронов  $n_e$ , положительных и отрицательных ионов  $n_+$  и  $n_-$ , концентрация фотонов  $n_{ph}$ . Далее будут рассматриваться задачи о коронном разряда в воздухе, азоте и в инертном газе аргон. Воздух интереснее с практической точки зрения, но при этом сложнее для моделирования: это электроотрицательный газ, и при расчете необходимо учитывать реакции с участием отрицательных ионов. В аргоне и азоте отрицательных ионов нет:  $n_-=0$ , решаются только уравнения Нернста-Планка для положительных ионов и электронов.

Задачи о развитии стримера в аргоне интересны как модельные задачи, демонстрирующие базовые свойства коронного разряда.

В табл. 2.11 приведены значения коэффициентов в системе уравнений (2.74). Далее мы не будем для каждой задачи выписывать систему уравнений и описывать коэффициенты, будем лишь указывать, для какой среды выполнен расчет – для аргона или воздуха.

Коэффициент	Описание	Воздух	Аргон
$D_e$	Коэффициент диффузии электронов	Зависимость от $E$ приведена в приложении	0,35 м <sup>2</sup> /с
$\mu_e$	Подвижность электронов		0,043 м <sup>2</sup> /(В·с)
$D_+$	Коэффициент диффузии положительных ионов	3,8·10 <sup>-6</sup> м <sup>2</sup> /с	

$\mu_+$	Подвижность положительных ионов	$1,5 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	
$D_-$	Коэффициент диффузии отрицательных ионов	$3,8 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$	Нет
$\mu_-$	Подвижность отрицательных ионов	$1,5 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	Нет
$\nu_{ion}(E)$	Частота ударной ионизации	Зависимость от $E$ приведена в приложении	$\nu_{ion}(E) = \alpha(E) \mu_e E$ $\alpha(E) = A \exp\left[-\frac{B}{E}\right]$ $A = 9,1 \cdot 10^5 \text{ 1/м},$ $B = 1,36 \cdot 10^7 \text{ В/м}$
$\nu_{att}(E)$	Частота прилипания		Нет
$c_{ei}$	Коэффициент электрон-ионной рекомбинации	$10^{-13} \text{ м}^3/\text{с}$	
$c_{ii}$	Коэффициент ион-ионной рекомбинации	$10^{-13} \text{ м}^3/\text{с}$	Нет
$\nu_{det}$	Коэффициент отлипания	$10^5 \text{ с}^{-1}$	
$l$	Коэффициент поглощения фотоизлучения	$4500 \text{ м}^{-1}$	
$g$	Коэффициент эффективности фотоизлучения	$10^{-6}$	

Табл. 2.20. Коэффициенты в системе уравнений (2.74). Приложение – см. приложение к главе «Компьютерное моделирование стримеров».

Коэффициент столкновительной ионизации

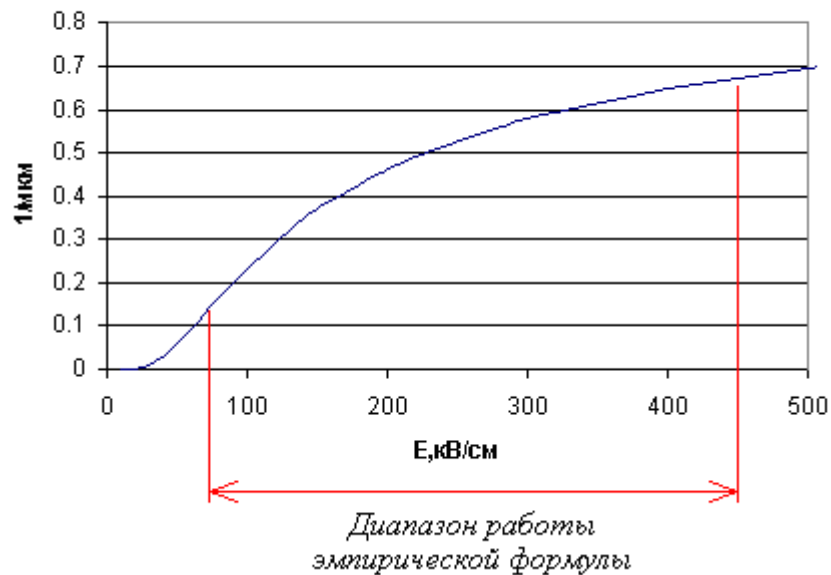


Рис. 2.290. Зависимость коэффициента столкновительной ионизации от напряженности поля в аргоне.

### Система уравнений в лоренцевом приближении

В данной системе используется кинетическое уравнение для электронов в лоренцевом приближении, которое было введено в главе 2 «Лавинный процесс».

$$\left\{ \begin{array}{l} V \frac{\partial f_0}{\partial t} - \nabla \cdot \left[ \chi \left( \nabla f_0 + \nabla \phi \frac{\partial f_0}{\partial E} \right) \right] - \frac{\partial}{\partial E} \left[ \chi \nabla \phi \cdot \left( \nabla \phi \frac{\partial f_0}{\partial E} + \nabla f_0 \right) \right] = VS \\ \vec{f}_1 = -\frac{V}{v} \nabla f_0 - (\nabla \phi) \frac{V}{v} \frac{\partial f_0}{\partial E} \\ \chi = \frac{V^3}{3v} \\ E = \frac{m_e V^2}{2e} \end{array} \right. \quad (2.84)$$

Частота упругих столкновений  $\nu$  рассчитывается исходя из функции распределения электронов по энергиям и концентраций тяжелых частиц, например, при учете столкновений лишь с частицами компонента №1:

$$\nu(E) = \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \sqrt{E} \sigma_{\text{упр}}(E) \frac{\rho_{\text{жк}} Y_1}{M_1} \quad (2.85)$$

Также в уравнении (2.84) фигурирует электрический потенциал  $\phi$ , рассчитываемый уравнением Пуассона (2.88).

Функция распределения  $f_0$  дает информацию о концентрации электронов:

$$n_e = \int_0^{\infty} f_0(E) dE \quad (2.86)$$

Первая поправка на анизотропность распределения по скоростям позволяет вычислить плотность электронного тока.

$$\vec{j}_e = q_e \frac{8\pi}{3} \int_0^{\infty} \vec{f}_1(E) \sqrt{\frac{E}{m_e}} dE \quad (2.87)$$

Электрическое поле описывается уравнением Пуассона, как и в дрейфово-диффузионном приближении:

$$\nabla \cdot \epsilon \epsilon_0 \nabla \phi = -e(n_+ - n_e - n_-) \quad (2.88)$$

Искомые функции  $-f_0$  и  $f_1$  – функция распределения электронов по пространству и энергии и первая поправка к ней, концентрации ионов, молекул разных типов, электрический потенциал  $\phi$ .

Газ считается многокомпонентным, состоящим из частиц различной массы и с различным зарядом. Поскольку все частицы, кроме электронов, достаточно тяжелые они активно обмениваются импульсом и энергией друг с другом, и их температура считается равной температуре среды  $T$ , а распределение по энергиям – Больцмановским. Поэтому они могут быть описаны уравнениями Нернста-Планка с источником, как и в дрейфово-диффузионном приближении. Отличие состоит в описании источника – коэффициенты скорости реакций  $k_j$  с участием электроном может существенно зависеть от формы распределения по энергиям, так что слагаемые источника записываются либо в обычной форме Аррениуса либо в форме сечения реакции:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial n_i}{\partial t} + \operatorname{div}(-z_i n_i \mu_i \nabla \varphi - D_i \nabla n_i) = \sum_j \omega_j \\ \omega_j = k_j \prod_m (n_m)^{\nu_{mj}} \\ k_j = c_i (|\nabla \varphi|) \text{ (форма Аррениуса) или} \\ k_j = \int \sqrt{E} \sigma_j(E) f_0(E) dE \text{ (сечение реакции)} \end{array} \right. \quad (2.89)$$

Здесь  $\mu_i$  – подвижность,  $D_i$  – коэффициенты диффузии,  $\nu_{ij}$  – стехиометрические коэффициенты,  $\sigma_j(E)$  – сечение  $j$ -й реакции в зависимости от энергии соударения  $E$ .

Форма Аррениуса более простая и требует меньше экспериментальных данных по реакции, но имеет один важный недостаток – скорость реакции зависит лишь от температуры, то есть от средней энергии компонентов и, не учитывается распределение компонентов по энергиям. Такой подход оправдан, когда частицы имеют Больцмановское распределение по энергиям. Однако распределение электронов, которые несут основную часть энергии столкновения, может сильно отличаться от такового, поэтому, задав сечение, мы учтем возможность различных распределений.

### Система электродов цилиндр-цилиндр

Коронный разряд развивается в газах при давлениях порядка атмосферного в сильно неоднородных электрических полях. Одна из простейших систем с таким распределением поля – пара электродов нить-цилиндр (рис. 2.17). Радиус внутреннего электрода должен быть много меньше радиуса внешнего. При достаточной высоте цилиндра можно пренебречь зависимостью решения от аксиальной координаты и искать решение, зависящее лишь от радиальной координаты  $r$ . Задача становится одномерной.

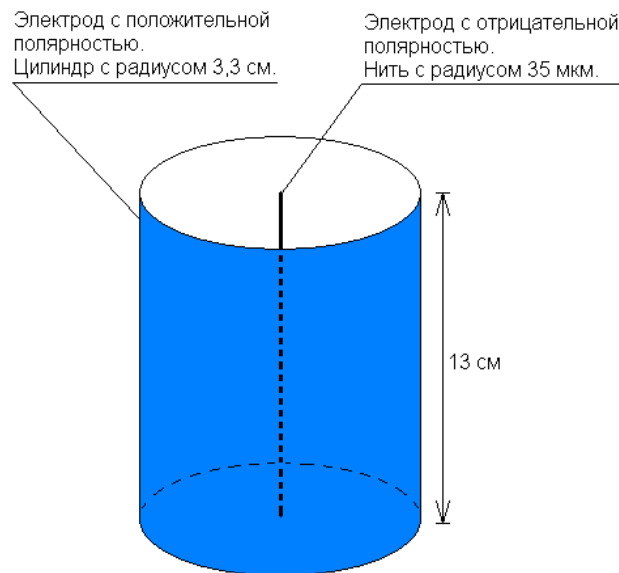


Рис. 2.291. Конфигурация электродов «нить-цилиндр». Размеры соответствуют экспериментальной установке используемой в высоковольтной лаборатории НОЦ «Электрофизика».

Далее, если особо не оговаривается, решается задача о коронном разряде в этой системе электродов с геометрическими размерами, указанными на рис. 2.17.

### Граничные условия

Специфическим для расчета коронного разряда отрицательной полярности условием является условие вторичной эмиссии электронов. Считается, что без него коронный разряд не может выйти на самостоятельную стадию. Условие формулируется как граничное условие на поток электронов  $j_e$  на отрицательном электроде (катоде):

$$j_e = \gamma j_+$$

Здесь  $j_+$  - поток ионов,  $\gamma$  – коэффициент вторичной эмиссии.

Условия на катоде и аноде типовые и перечислены в табл. 2.292. Помимо условий на катоде и аноде, задаются условия осевой симметрии, а также условия изоляции на линии, ограничивающей область модели в воздухе.

Искомая функция	На катоде	На аноде
Потенциал $\varphi$	$\varphi = -U$	$\varphi = 0$
Концентрация электронов $n_e$	$j_e = \gamma j_+$	Свободное прохождение
Концентрация положительных ионов $n_+$	Свободное прохождение	$j_+ = 0$
Концентрация отрицательных ионов $n_-$	$j_- = 0$	Свободное прохождение

Табл. 2.292. Граничные условия в задаче о коронном разряде отрицательной полярности.

### Начальные условия

В качестве начальных условий задается концентрация затравочных электронов в объеме. Поскольку в отличие от стримера рассматривается не одиночный нестационарный процесс, а коллективное движение, приводящее к образованию стационарной структуры, нет нужды задавать отдельный затравочный электрон – задается однородная концентрация  $10^6 \text{ м}^{-3}$ . Такая концентрация электронов присутствует в воздухе на поверхности Земли (см. главу 1 "Вольтамперная характеристика газового разряда").

Следует отметить, что если в качестве начальных условий задать локализованное облако с небольшим количеством электронов, система придет к тому же стационарному состоянию.

### **Аргон, дрейфово-диффузионное приближение.**

При расчете коронного разряда в воздухе необходимо учитывать сложный химический состав, а также большое количество разнообразных реакций. В частности, большую роль здесь играет прилипание. Поэтому, учитывая новизну подхода, в начале рассмотрим расчетную модель для аргона - инертного газа, где нет прилипания и число существенных для хода процесса коронного разряда реакций минимально.

Задача решается в дрейфово-диффузионном приближении.

### Анализ результатов

Рассмотрим результаты расчета. На рис. 2.293 представлена зависимость электрического тока с катода от времени. После использования затравочных электронов ток с поверхности катода обеспечивается реакцией вторичной ион-электронной эмиссии после прихода на катод положительных ионов, появившихся в результате первичной ионизации. Как видно по графику, кривые распадаются на две качественно разные

группы. При всех напряжениях вначале наблюдается рост тока – это приходят ионы от «первичной лавины», лавины, образованной электронами начальной концентрации. Затем при низких напряжениях (1,6 кВ и ниже) ток начинает падать – это означает, что ионы первичной лавины кончились, и на катод приходят ионы уже вторичных лавин, образованных электронами вторичной эмиссии, однако их слишком мало – в каждом последующем поколении электронов меньше, чем в предыдущем, и воспроизводства электронов не происходит. Со временем ток экспоненциально затухает.

При высоких напряжениях, превышающих пороговое значение (1,7 кВ и выше), картина качественно изменяется. Каждая вторичная лавины дает больше электронов, чем предыдущая, и с течением времени вместо затухания ток экспоненциально растет, причем наклон кривой тем больше, чем больше напряжение. В какой-то момент ток достигает максимума, а затем начинается его падение. После нескольких таких колебаний ток короны выходит на стационарный уровень.

Итак, можно сделать вывод, что при напряжениях выше некоторого порогового значения, в нашем примере оно равно 1,7 кВ, в системе загорается самостоятельный разряд, ведь через промежуток протекает стационарно ток, а для его поддержания не требуется внешнего источника ионизации.

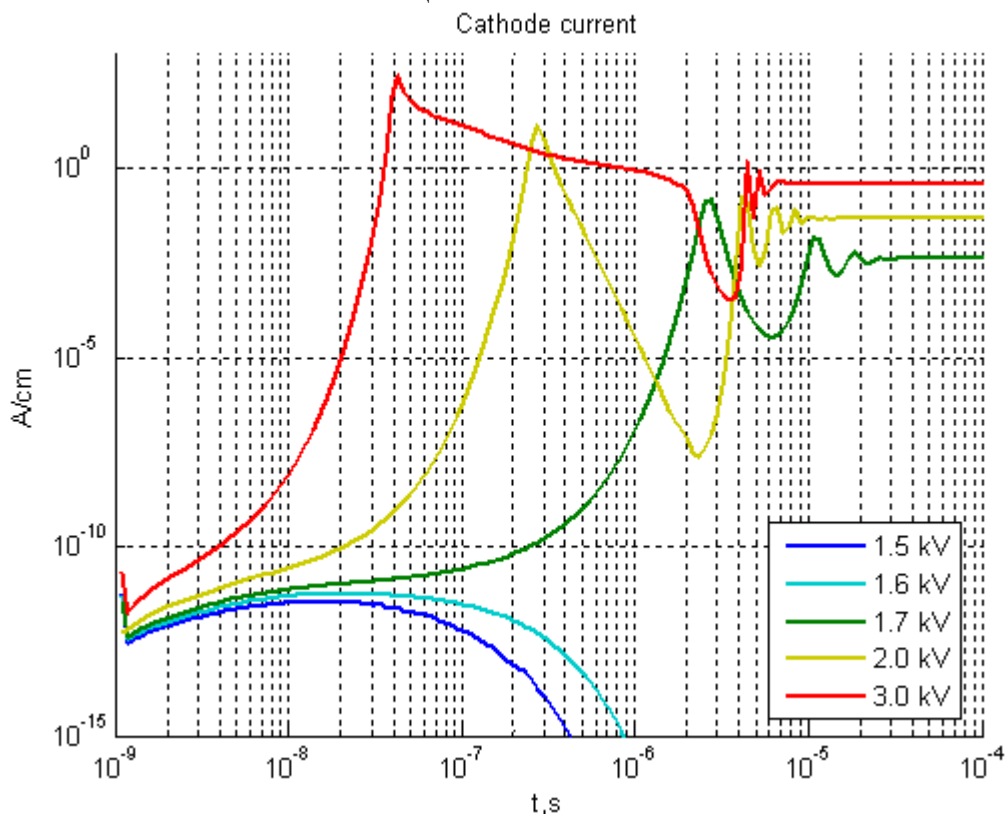


Рис. 2.293. Электрический ток с катода в зависимости от времени при разных напряжениях.

Анализ приэлектродных распределений напряженности поля в интервале времени около момента максимума тока с катода (рис. 2.294) позволяют определить причины падения тока: как раз в этот момент напряженность поля начинает искажаться появившемся в межэлектродном промежутке объемным зарядом: она падает вблизи катода; вследствие этого падает и интенсивность ионизации. На рис 2.294 зеленым цветом показано начальное распределение напряженности поля, а красным и голубым в моменты времени 0,24 и 0,26 мкс соответственно. Ситуация усугубляется тем, что частота ионизации зависит от напряженности поля экспоненциально, так что даже небольшое

снижение напряженности приводит к сильному падению частоты ионизации. Это подтверждают зависимости от времени этих двух параметров в выделенной точке пространства вблизи внутреннего электрода (рис. 2.295).

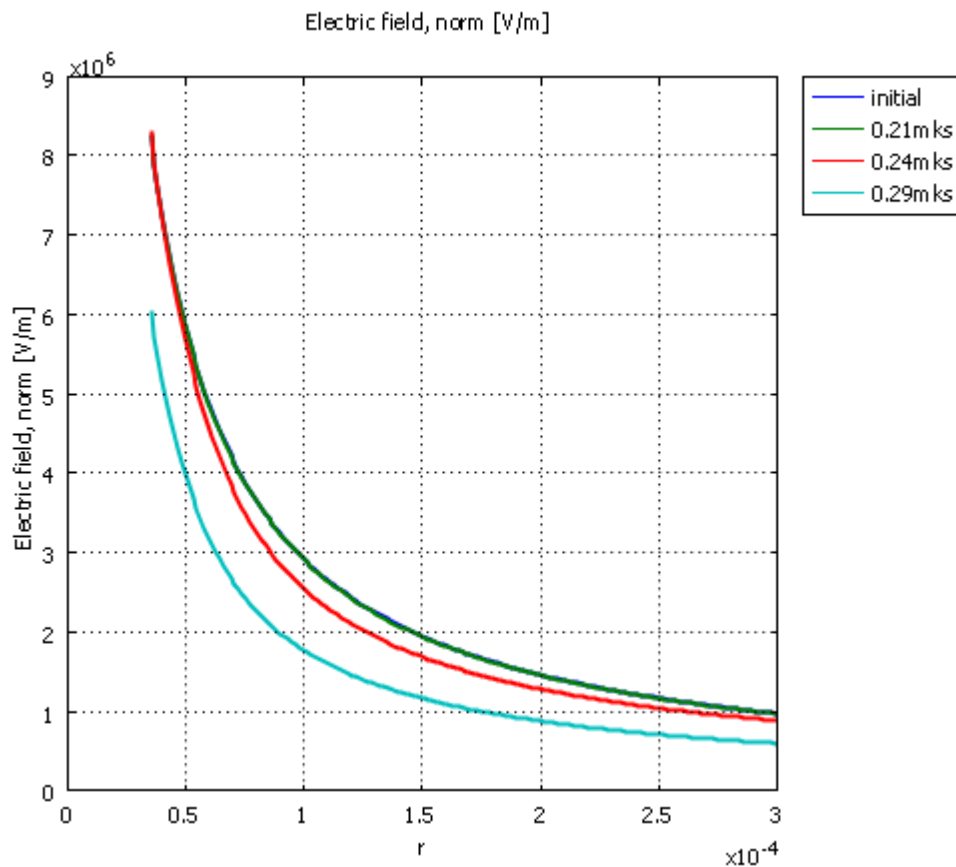


Рис. 2.294. Напряженность поля: начальная и в разные моменты времени. Напряжение 2 кВ.

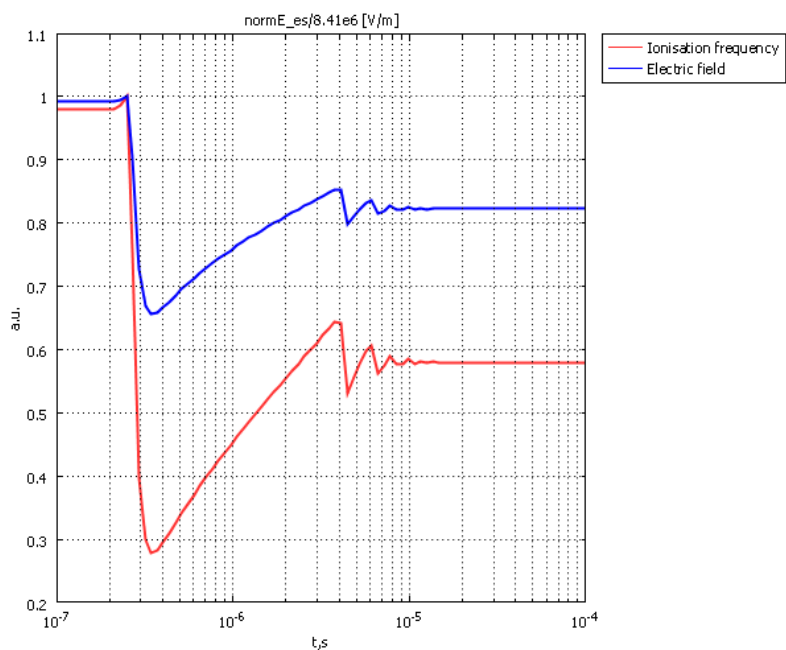




Рис. 2.295. Напряженность (синяя кривая) и частота ионизации (красная кривая) в зависимости от времени вблизи поверхности внутреннего электрода в точке  $r=100$  мкм. Напряжение 2 кВ.

Снижение поля вызвано накоплением сильного объемного заряда: электроны и ионы движутся в поле в разные стороны и вызывают разделение зарядов, у катода повышена плотность положительного заряда, а в остальной части межэлектродного промежутка плотность отрицательного заряда. (рис. 2.296). Поскольку ионы уходят на катод, а электронам до анода далеко, электронов в межэлектродном промежутке больше, чем ионов. Из-за этого суммарный заряд в воздухе отрицательный, и поле у катода, который также имеет отрицательную полярность, снижается.

Снижение поля прекращается, когда почти полностью прекращается воспроизводство электронов в прикатодной области. После этого количество электронов вблизи катода постепенно уменьшается, поскольку поле вытягивает их к аноду; заряд при этом также исчезает, и поле постепенно восстанавливается к начальному распределению. Таков физический механизм возникновения т.н. мигающей короны, соответствующей импульсному режиму тока, наблюдавшемуся в экспериментах. Этому режиму соответствуют т.н. импульсы Тритчеля [2]; процесс периодически повторяется, но в случае электроположительных газов, как будет показано далее, импульсный процесс быстро затухает, и остается лишь стационарная составляющая.

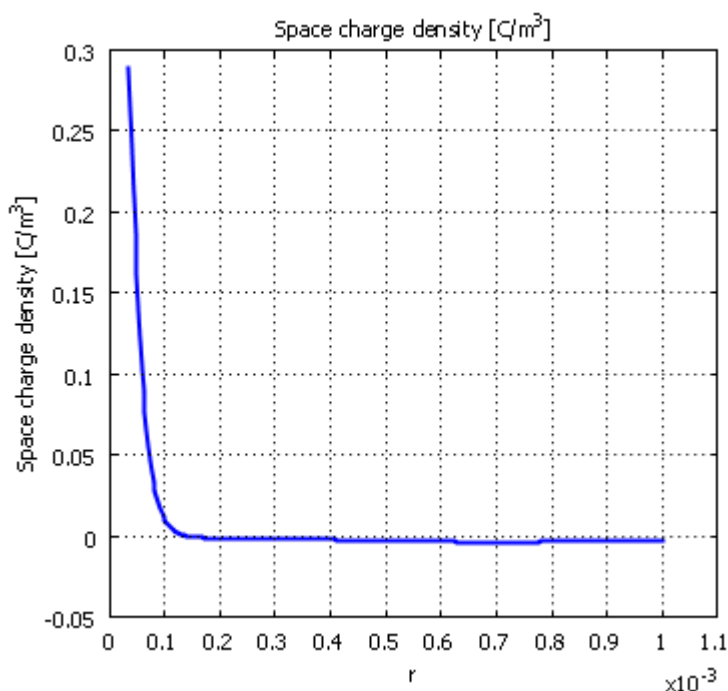


Рис. 2.296. Плотность объемного заряда в момент времени  $t=0.29$  мкс. Напряжение 2 кВ.

Рассмотрим стационарные распределения величин в режиме установившегося коронного разряда. Концентрация электронов на два порядка меньше концентрации ионов, но распределена почти во всем пространстве, тогда как ионы сосредоточены только на расстоянии 0,1 мм до катода (рис. 2.297).

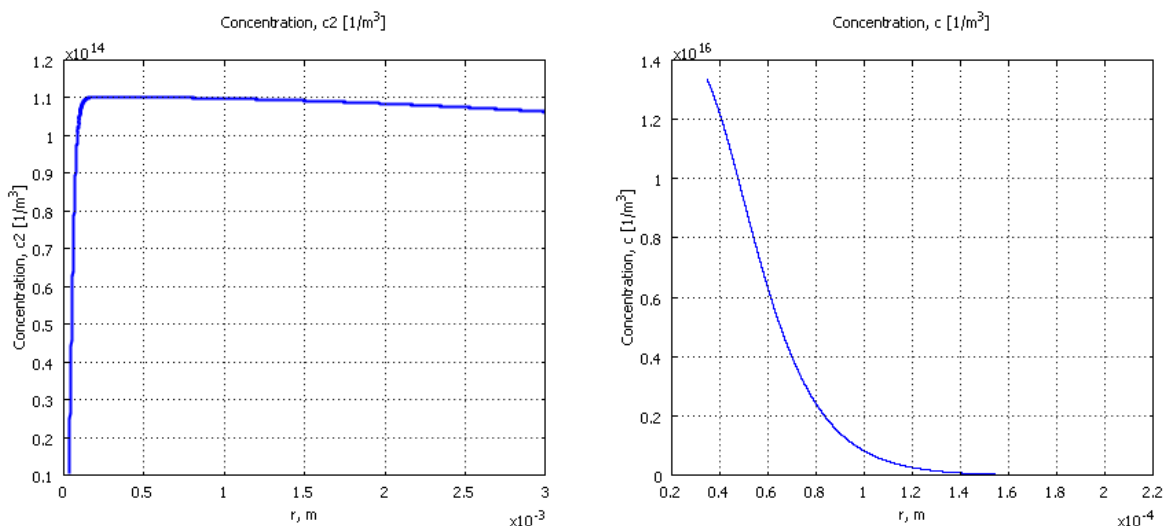


Рис. 2.297. Концентрация электронов (слева) и концентрация ионов (справа). Напряжение 2 кВ, стационарный режим.

В стационарном режиме плотность электрического тока обратно пропорциональна радиусу -  $1/r$ , поэтому помноженная на  $r$ , она должна давать константу, что мы и видим на графике (рис. 2.298). Электрические заряды переносятся электронами и ионами, причем у катода преобладает ионный ток, но уже на расстоянии 200 мкм от катода он практически исчезает, и остается только электронный ток. Плотности электронного и ионного тока имеют один порядок, поэтому концентрации электронов и ионов сильно отличаются – ведь подвижности электронов и ионов отличаются на 2 порядка (вспомним, что  $j = n\mu E$ ).

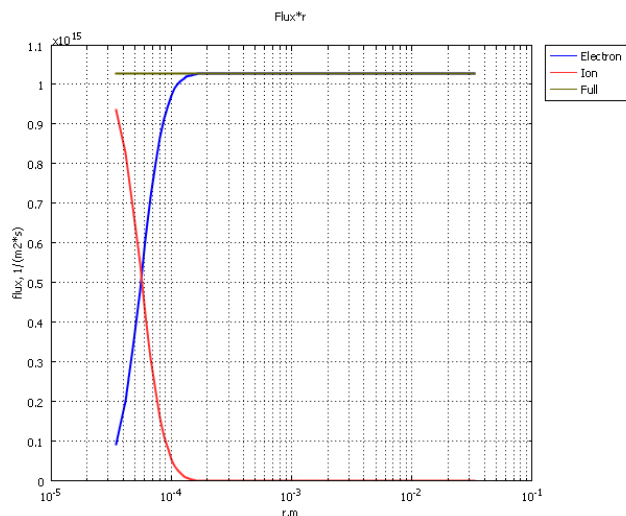


Рис. 2.298. Плотность электронного (синяя линия) и ионного (красная линия) тока, и суммарный (черная линия) ток, помноженные на радиальную координату  $r$ . Напряжение 2 кВ, стационарный режим.

Нормированные на максимум графики интенсивности ионизации (количество ионизаций в единицу объема в единицу времени) для различных напряжений на электродах полностью повторяют друг друга, таким образом, область ионизации с ростом напряжения не растет (рис. 2.299). Характерный размер зоны ионизации для данной

геометрии неизменен и составляет около 100 мкм (по уровню 10% от максимальной интенсивности).

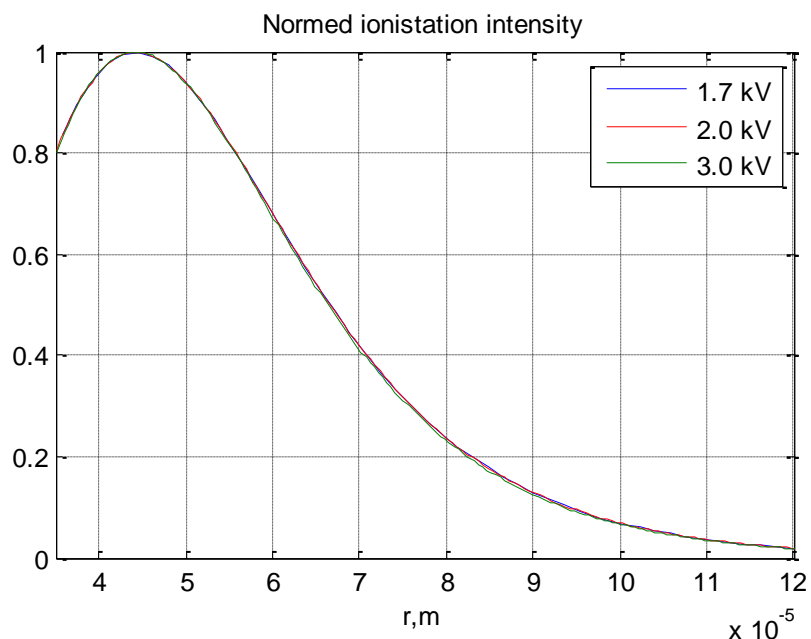


Рис. 2.299. Интенсивность ионизации в стационарном режиме, нормированная на максимум. При разных напряжениях: 1,7, 2, 3 кВ графики совпадают.

В стационарном режиме распределение напряженности поля сильно отличается от начальной (рис. 2.300) – при 3 кВ поле у катода в стационарном режиме в 1,8 раз ниже, чем начальное, а в дальней части межэлектродного промежутка поле повышено.

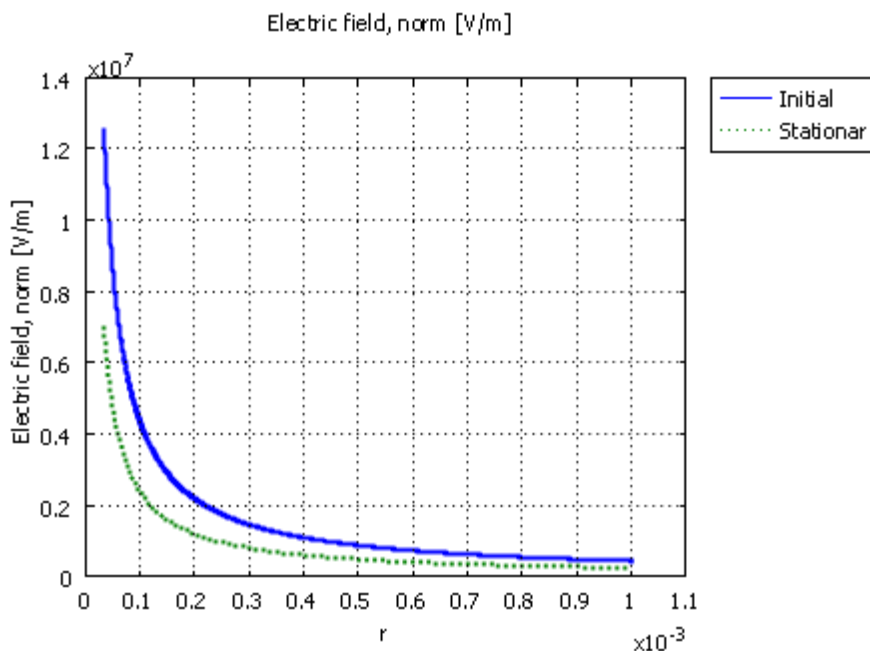


Рис. 2.300. Начальное и стационарное распределения напряженности поля. Напряжение 3 кВ.

В стационарном режиме ток через катод и анод одинаков и равен току в цепи источника. Измеряя зависимость тока от напряжения, получаем вольтамперную

характеристику разряда. В литературе приводится аппроксимация вольтамперной характеристики коронного разряда в произвольной системе электродов [2]:

$$I(U) = AU(U - U_k)$$

Здесь  $U_k$  – напряжение зажигания коронного разряда (по результатам компьютерного моделирования  $U_k=1650\pm 50$  В),  $A$  – некоторая постоянная. Выбирая постоянную  $A$ , можно получить хорошее соответствие аппроксимации с результатом Comsol (рис. 2.301).

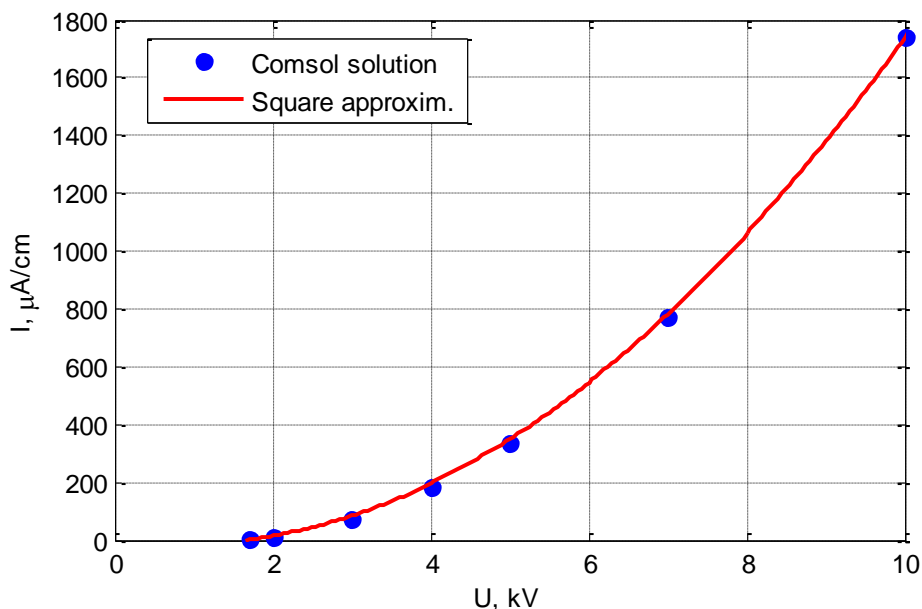


Рис. 2.301. Вольтамперная характеристика разряда. Красным показана квадратичная аппроксимация.

Рассмотрим распределения напряженности поля при разных напряжениях. Объемный заряд снижает напряженность поля у катода, затормаживая ионизацию. Более того, в литературе указывается, что поле вблизи катода при росте напряжения остается вообще неизменным и равным полю при напряжении зажигания разряда. Такое условие используется в качестве граничного условия на катоде в методе Дейча-Попкова. Моделирование подтверждает этот эффект для данной системы (рис. 2.302) – при росте напряжения более чем в 2 раза поле остается практически неизменным в пределах области 0,5 мм от катода. При росте напряжения с 1,7 кВ до 4,0 кВ поле непосредственно на катоде возрастает с 69,2 кВ/см до 69,9 кВ/см, т.е. всего на 1%.

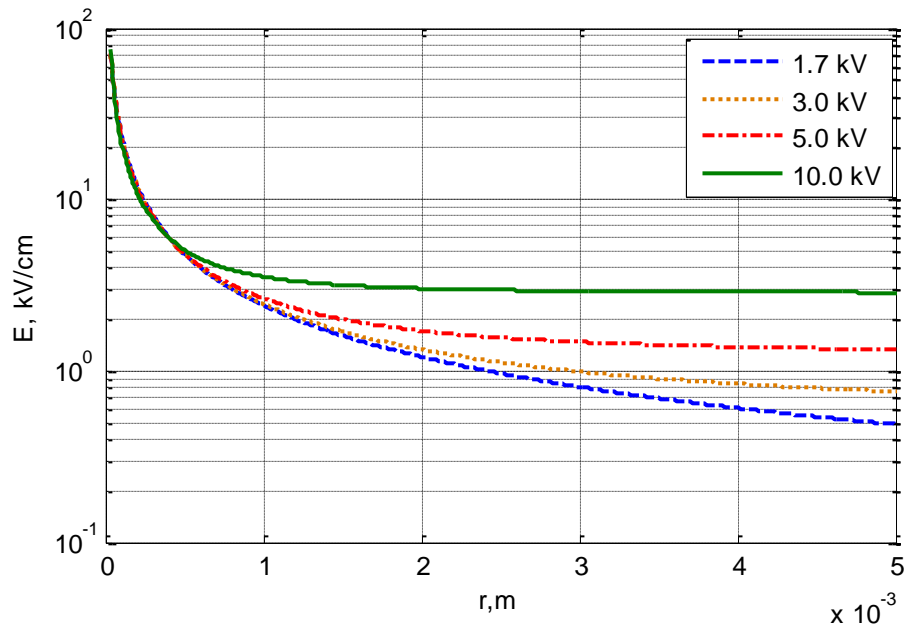


Рис. 2.302. Распределения напряженности поля при разных напряжениях.

Обычно в экспериментах чехол разряда идентифицируется по излучению, исходящему из зоны ионизации. Как показано в главе размеры чехла отрицательной короны растут с ростом напряжения. Чехол разряда в данной модели можно определить только по размеру зоны ионизации (около 100 мкм). Примерно тот же размер имеет зона, где присутствует ионный ток. Размеры этой зоны остаются неизменными с ростом напряжения. К сожалению интенсивность излучения в дрейфово-диффузионном приближении не рассчитывается.

### **Аргон, лоренцево приближение**

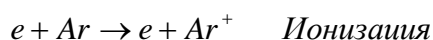
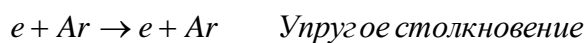
Задача решается в лоренцевом приближении. Система электродов цилиндр-цилиндр.

#### **Реакции в аргоне**

Химические компоненты, которые учитывались в задаче :

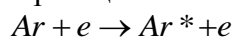
- Электрон. E.
- Нейтральный атом. AR.
- Положительный ион. AR+.

Количество микропроцессов, которые мы учитываем, минимально: упругое столкновение, ионизация, возбуждение электронным ударом, вторичная поверхностная эмиссия и рекомбинация. Упругое столкновение и ионизация имеют следующие формулы:



Реакций возбуждения рассматривается четыре – это уровни 11,5 эВ, 13,1 эВ, 13,15 эВ и 14,1 эВ. Как указывалось выше, малой количество уровней связано с тем, что вращательных и колебательных степеней свободы у атома нет, уровни – чисто электронные.

Формула, описывающая такие реакции:



Один из указанных уровней (11,5 эВ) является метастабильным, время жизни составляет около 1,3 с [2]. Этот факт важен для моделирования разряда, поскольку возбужденный атом имеет потенциал ионизации ниже, чем атом в невозбужденном состоянии. Долгоживущие возбужденные атомы с большой вероятностью встречают электрон и ионизируются. Тем не менее, поскольку формулировалась модельная задача, было решено не рассматривать такой процесс, несомненно, усложняющий анализ решения.

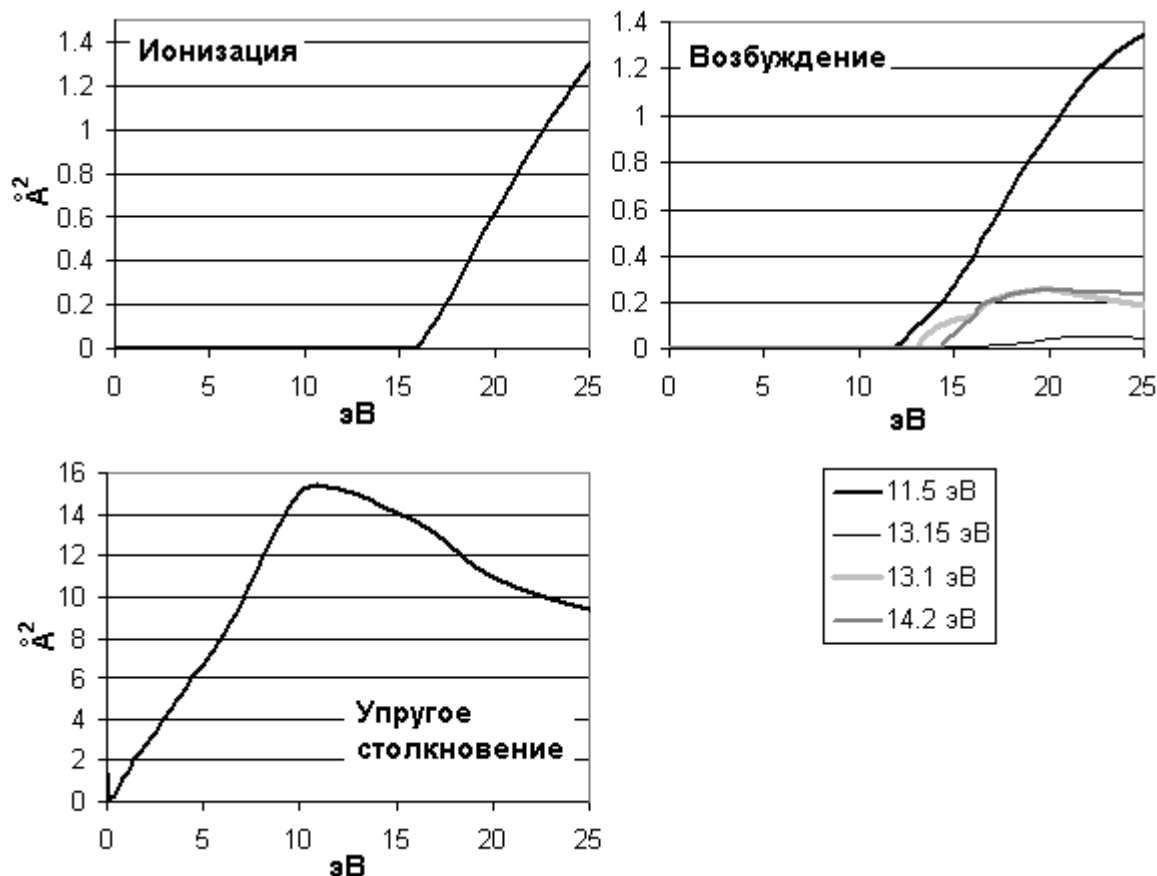
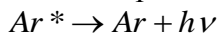
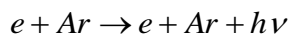


Рис. 2.303. Аргон. Опытные зависимости сечения реакций от энергии столкновения, использованные при решении задачи.

Все четыре уровня считались не метастабильными, возбужденный атом такого уровня возвращается в основное состояние за время  $10^{-8} - 10^{-7}$  с, испуская квант света.



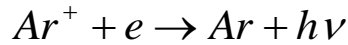
Вероятность столкновения возбужденного атома с электроном за такое время крайне мала, поэтому применяется упрощенная схема описания процесса. Обе реакции – возбуждения и снятия возбуждения – описываются одной формулой:



При этом возбужденные атомы не описываются как отдельные компоненты, а будущее испускание кванта света (что влечет потерю соответствующей энергии газом) учитывается сразу при столкновении.

Для возбуждения, ионизации и упругого столкновения заданы кривые зависимости сечения реакций от энергии столкновения (рис. 2.19).

В аргоне имеется несколько существенных механизмов рекомбинации, однако для простоты в данной задаче задана только фоторекомбинация – избыток энергии уносится квантом света. Процесс идет следующим образом:



Реакция задана в форме Аррениуса. Именно, считается, что скорость реакции  $\omega$  зависит от концентраций электронов  $n_e$  и ионов  $n_+$  следующим образом:

$$\omega = cn_e n_+$$

Здесь коэффициент  $c$  задан и равен  $10^{-6}$  м<sup>3</sup>/с. Это значение гораздо выше коэффициента рекомбинации с обычными ионами  $Ar^+$  ( $\sim 10^{-13}$  м<sup>3</sup>/с) и выше коэффициента рекомбинации с комплексными ионами  $Ar_2^+$  ( $\sim 10^{-13}$  м<sup>3</sup>/с). Задав такой высокий коэффициент рекомбинации, мы искусственно усилили ее роль, что отразилось на решении. Ниже будут рассмотрены примеры с реальными константами рекомбинации.

### Переходной процесс

Рассмотрим основные результаты моделирования.

Установление электронной температуры – самый быстрый переходный процесс. При включении поля электроны начинают разгоняться, их кинетическая энергия повышается, переходя в энергию теплового движения. При достижении значительной частью электронов порога возбуждения, энергия начинает расходоваться на неупругие столкновения. Устанавливается баланс между энергией, передаваемой электрическим полем и расходом на неупругие столкновения. Таким образом, характерное время  $\tau$  установления спектра можно определить как время, за которое от электрического поля электрону передается энергия, достаточная для преодоления порога возбуждения  $U$  [эВ].

$$U = V_d \tau E$$

Выражая дрейфовую скорость через подвижность  $\mu_e$ , получаем оценку:

$$\tau = \frac{U}{\mu_e E^2}$$

Как видно, характерное время существенно зависит от напряженности поля. Принимая для оценки  $\mu_e = 0,1$  м<sup>2</sup>/(В·с), получаем, что для напряженностей от 10 кВ/см до 100 кВ/см характерное время изменяется от  $10^{-12}$  с до  $10^{-10}$  с. Это характерные напряженности поля для чехла разряда. График на рис. 2.304 приведен для расстояния 1 мм, там напряженность составляет 4 кВ/см, и характерное время по оценке составляет  $5 \cdot 10^{-10}$  с, что неплохо подтверждается графиком.

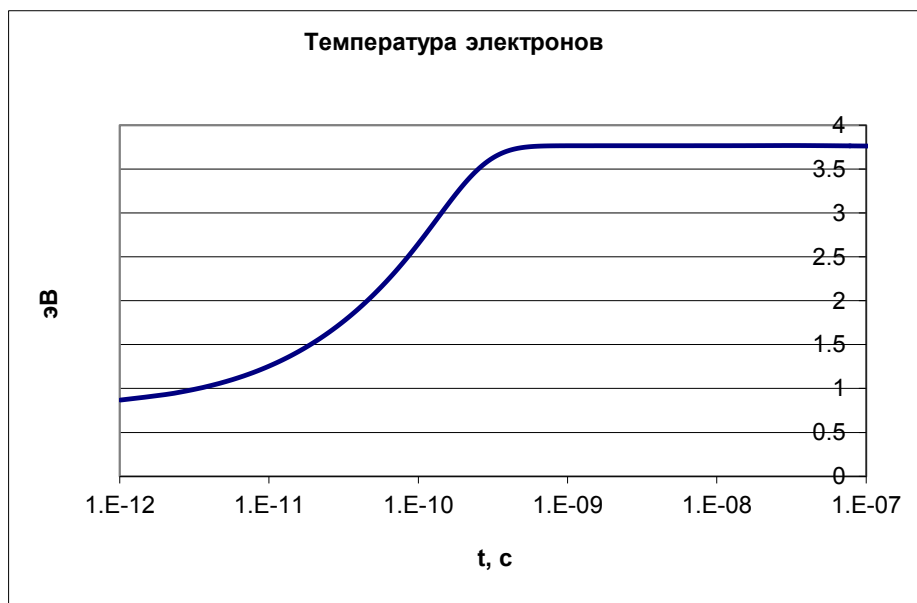


Рис. 2.304. Зависимость температуры от времени для равномерного шага  $\Delta t=5$  нс (*вверху*) и для экспоненциально нарастающего шага по времени (*внизу*). Стационарный уровень температуры и в том, и в другом случае, равен 3,76 эВ. Расстояние от катода – 1 мм.

Как видно из рисунка 2.304, при решении с логарифмическим шагом по времени можно отследить постепенный выход температуры на стационарный уровень. Характерное время переходного процесса составляет порядка  $10^{-10}$  с.

После включения напряжения электроны начинают двигаться от катода к аноду, на некотором расстоянии от катода в зоне повышенного поля они набирают энергию, необходимую для ионизации молекул газа, и производят его ионизацию. При распространении электронов далее вглубь межэлектродного промежутка напряженность поля падает, и энергии электронов становится недостаточно для ионизации газа. Поэтому на периферии процессы ионизации отсутствуют. Далее решение выходит в стационарный режим, который и представляет основной интерес – это должна быть картина реально наблюдаемого коронного разряда.

На рис. 2.305 показано, как меняется концентрация электронов в контрольной точке в зависимости от времени при различных напряжениях. При напряжениях выше 2 кВ она экспоненциально растет, а затем выходит на стационарный уровень. При меньших напряжениях концентрация экспоненциально падает до нулевого уровня. Таким образом, 2 кВ есть порог зажигания разряда.

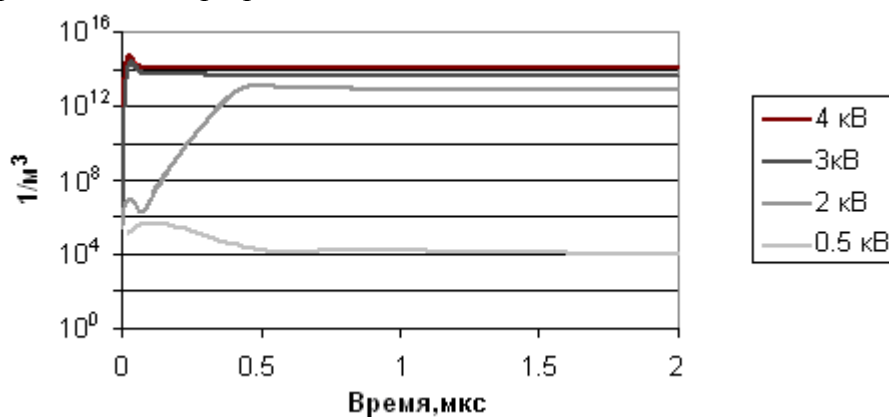


Рис. 2.305. Зависимость концентрации электронов от времени на расстоянии 1 мм от катода при различных напряжениях.

### Стационарное состояние

Рис. 2.306 демонстрирует интенсивность ионизации и рекомбинации в чехле короны при напряжениях 3 кВ и 6 кВ. Ионизация превышает рекомбинацию только в небольшой (100-200 мкм от катода) области. Здесь происходит размножение электронов, эту область называют чехлом разряда. Дальше от катода за границей чехла ионизация и рекомбинация скомпенсированы, кривые сливаются, т. е. размножение электронов отсутствует. Эта точка определяет внешнюю границу чехла короны.

На опыте коронный разряд обычно наблюдают по картине свечения, отождествляя область короны с областью свечения. Рассчитаем размер области свечения и сравним с размерами области размножения. Поскольку в базе данных численного решения содержатся распределения интенсивности реакций, в которых рождаются кванты света. Зная энергию кванта света для каждой реакции, мы получаем возможность исследовать выделение лучистой энергии в различных областях модели. Как показывает график на



рис. 2.307, основная часть световой энергии выделяется в реакции возбуждения с наименьшим порогом.

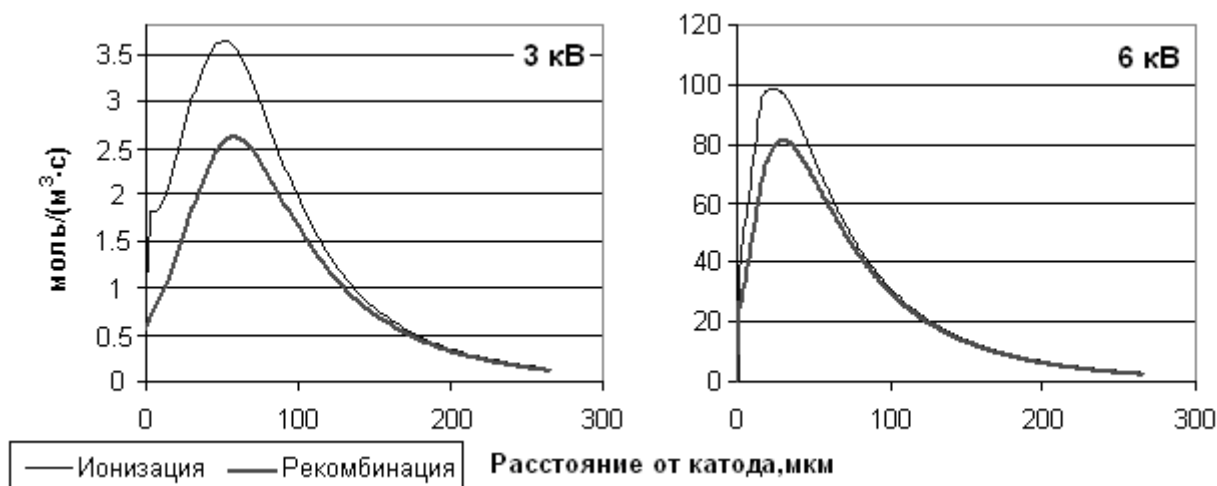


Рис. 2.306. Интенсивность ионизации и рекомбинации при различных напряжениях.

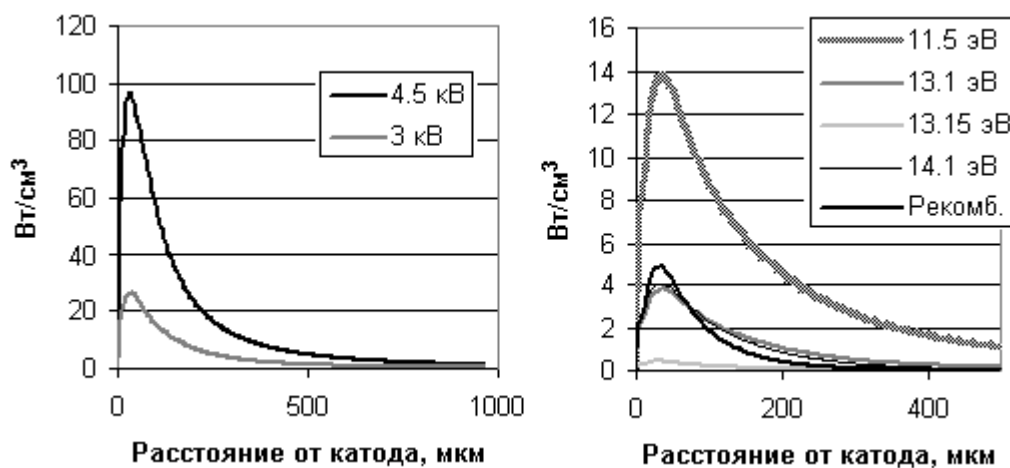


Рис. 2.307. Слева – интенсивность излучения в стационарном режиме при разных напряжениях; справа – интенсивность излучения по реакциям (4 реакции возбуждения и рекомбинация) в стационарном режиме при напряжении 3 кВ.

Решение показывает, что ширина области свечения превышает ширину области ионизации. Будем считать для определенности, что характерный размер области, где сосредоточена данная величина – радиус зоны, где значение величины составляет более 10% от максимума. При напряжении 3 кВ характерный размер области для интенсивности ионизации составляет 190 мкм, а характерный размер свечения - 350 мкм. Область ионизации оказывается существенно меньше, чем область свечения.

Как и в предыдущем примере в электрическом поле отрицательные и положительные заряды движутся в разные стороны, происходит так называемое разделение зарядов. Возникают области с положительным (у катода) и отрицательным (у анода) объемным зарядом (рис. 2.308). Подвижность электронов, которые формируют отрицательный заряд, значительно меньше подвижности ионов, поэтому абсолютная величина отрицательной плотности значительно меньше величины положительной плотности.

Наличие объемного заряда вносит возмущение в распределение электрического поля, уменьшая напряженность у катода (рис. 2.309). Однако это возмущение сравнительно мало и внешнее электрическое поле существенно во всем межэлектродном промежутке. В этом смысле, несмотря на существенную ионизацию газа, степень его ионизации остается недостаточной для образования «плазменных» образований.

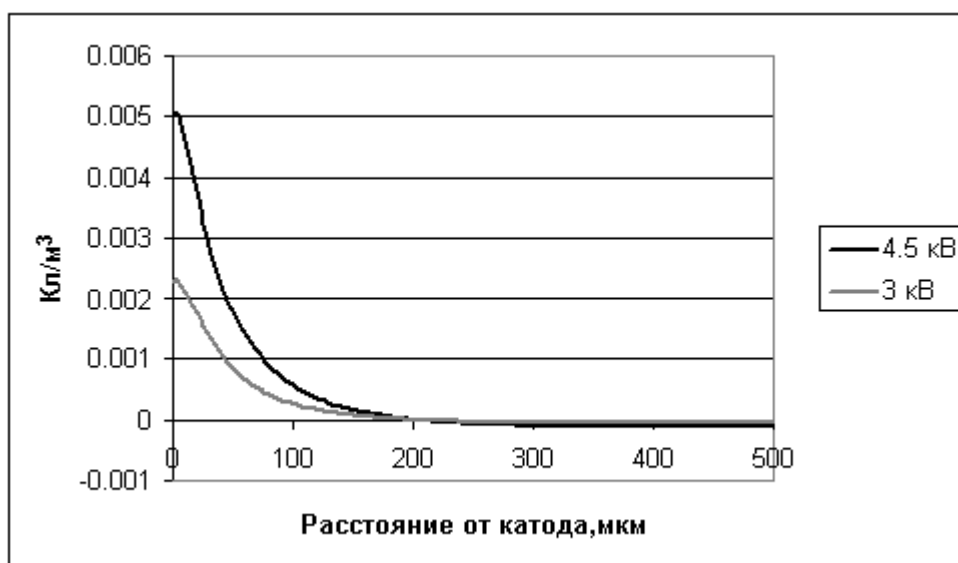


Рис. 2.308. Плотность электрического заряда при различных напряжениях.

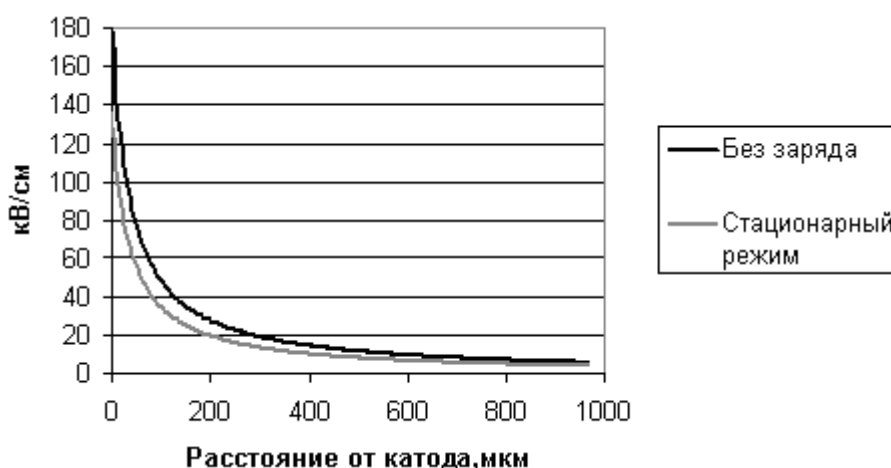


Рис. 2.309. Напряженность электрического поля в начальный момент времени и в стационарном режиме, возмущенная объемным зарядом.

Плотность электрического тока в стационарном режиме спадает обратно пропорционально расстоянию от оси симметрии задачи  $r$ , поэтому удобнее говорить о полном токе через условную цилиндрическую поверхность, ось которой совпадает с осью симметрии. Поскольку рассматривается задача о цилиндрических электродах бесконечной высоты, следует говорить о токе на единицу высоты системы  $I(r)$ . Поскольку все величины в задаче зависят только от радиальной координаты  $r$ , ток на единицу длины связан с плотностью тока  $j(r)$  простым соотношением:

$$I(r) = 2\pi r j(r)$$

В стационарном режиме ток через цилиндрическую поверхность  $I$  не зависит от радиальной координаты.

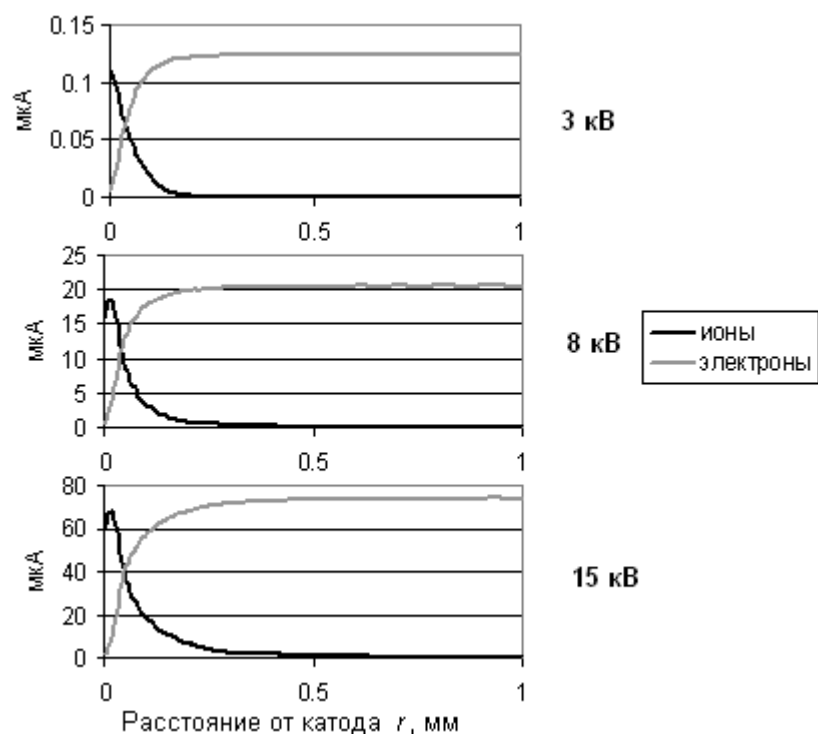


Рис. 2.310. Ток через цилиндрическую поверхность радиуса  $r$ , ось которой совпадает с осью симметрии задачи на 1 см высоты системы.

На рис. 2.310 показана зависимость тока на единицу длины  $I$  от радиальной координаты. На малом расстоянии от катода, в чехле разряда, ток переносится преимущественно ионами, а далее, за границами чехла, переходит в электронный ток. При этом сумма электронного и ионного токов постоянна, как и должно быть в стационарном режиме. Полный ток быстро растет с ростом напряжения, а область короны, где происходит размножение электронов, расширяется.

Поскольку в задаче ведется расчет функции распределения электронов по энергиям (ФРЭ), мы имеем возможность вывести спектр электронов в любой точке пространства. На рис. 2.311 приведена ФРЭ на различном расстоянии от катода. Несмотря на то, что температура электронов не превышает 6 эВ, в чехле разряда есть существенное количество электронов с энергией выше потенциала ионизации 15,8 эВ. Вне чехла во внешней области короны такие электроны отсутствуют. Здесь энергетический баланс поддерживается неупругими столкновениями с возбуждением, поэтому распределение обрывается на энергиях 11-14 эВ, соответствующим порогам этих реакций. Видно, как по мере удаления от катода уменьшается «хвост» распределения, позволяющий идти процессам ионизации.

Этот эффект демонстрирует, что в разрядных процессах ключевую роль играет конкуренция возбуждения и ионизации, именно возбуждение останавливает процесс ионизации и определяет внешнюю границу области размножения, не позволяет электрону накопить энергию для ионизации во внешней области разряда. Однако следует отметить, что этот вывод касается аргона, в молекулярных газах ситуация сложнее.

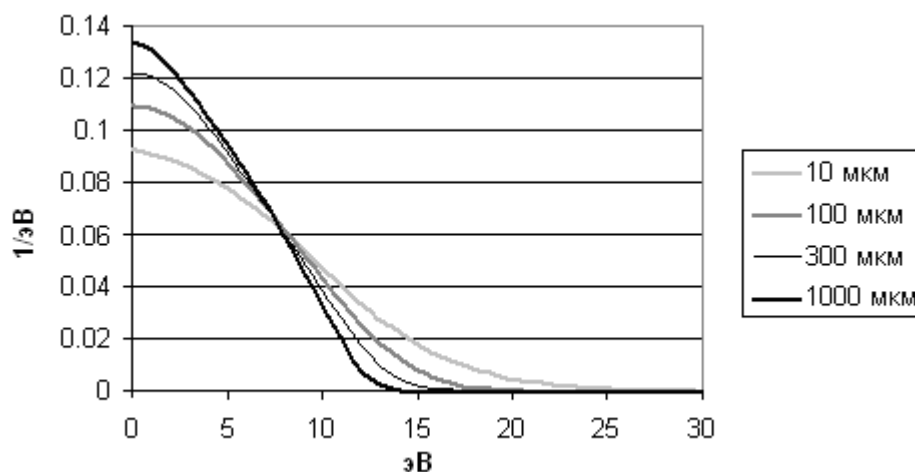


Рис. 2.311. Спектр электронов на различном расстоянии от катода.

## Азот, лоренцево приближение

### Реакции в азоте

Рассмотрим корону в азоте, который является составной частью воздуха

В модели учитываются частицы следующих типов:

Электроны (обозначение -  $e$ ). Задан заряд и масса. Такие свойства, как подвижность и диффузия не задаются – движение электронов рассчитывается через уравнение Фоккера-Планка.

$N_2$  ( $N_2$ ). Молекулярный азот.

$N$  ( $N$ ). Атомарный азот. Образуется в результате диссоциации азота.

$N_2^+$  ( $N_2^+$ ). Положительный ион молекулярного азота. Задана подвижность.

В объеме заданы следующие **реакции**.

6.  $N_2 + e \rightarrow N_2 + e$ . Упругое столкновение. Задано сечение реакции (рис. 2.47).

Опытная кривая взята из [2].

7.  $N_2 + e \rightarrow N_2^+ + 2e$ . Ионизация. Задано сечение реакции (рис. 2.47), порог – 15,6 эВ.

8.  $N_2 + e \rightarrow 2N + e$ . Диссоциация электронным ударом. Задано сечение реакции (рис. 2.47), порог – 9,5 эВ. Источник данных – [2].

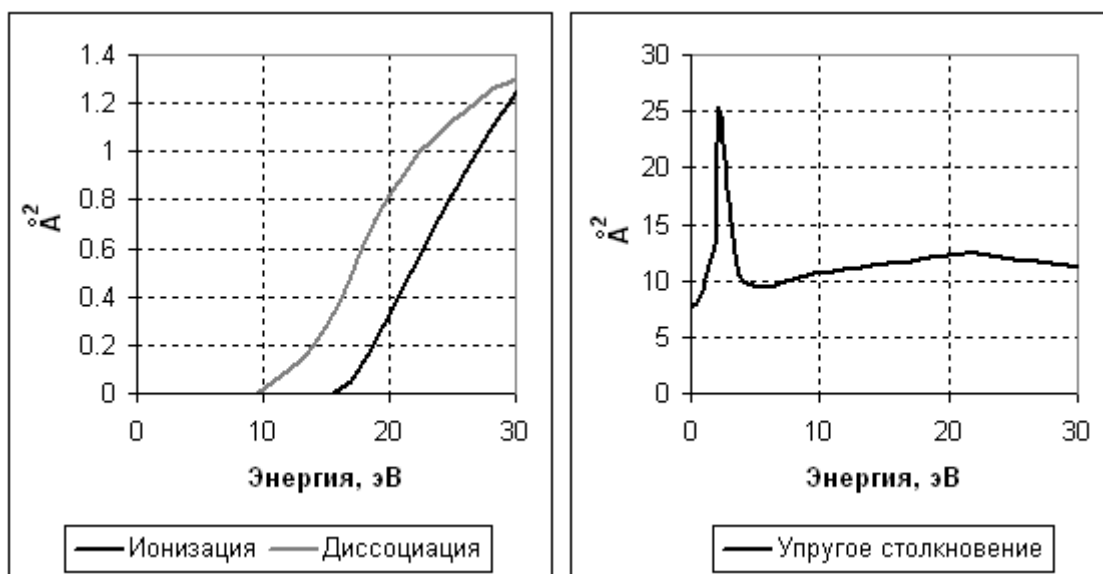


Рис. 2.312. Сечения реакций столкновения электрона с нейтральной молекулой азота в зависимости от энергии электрона. Слева – ионизация и диссоциация. Справа - упругое столкновение.

9.  $e + N_2 \rightarrow e + N_2 + h\nu$  (17 реакций). Возбуждение. Учитываются различные электронно-колебательные переходы из основного состояния (рис. 2.313). Заданы зависимости сечения реакций от энергии столкновения. Источник данных – база данных CFD-ACE и [2].

10.  $e + N_2^+ \rightarrow 2N + h\nu$  (15,6 эВ). Электрон-ионная диссоциативная рекомбинация. Считается, что появившийся в результате столкновения возбужденный атом  $N^*$  быстро переходит в основное состояние, излучив квант света. Скорость реакции описывается эмпирической формулой:

$$\omega = \beta T_e^\alpha n[N_2]n_e$$

Здесь  $\beta = 1.03 \cdot 10^{-12}$ , степень  $\alpha = -3,8$   $T_e$  – средняя кинетическая энергия электронов в электронвольтах. Источник данных – [2].

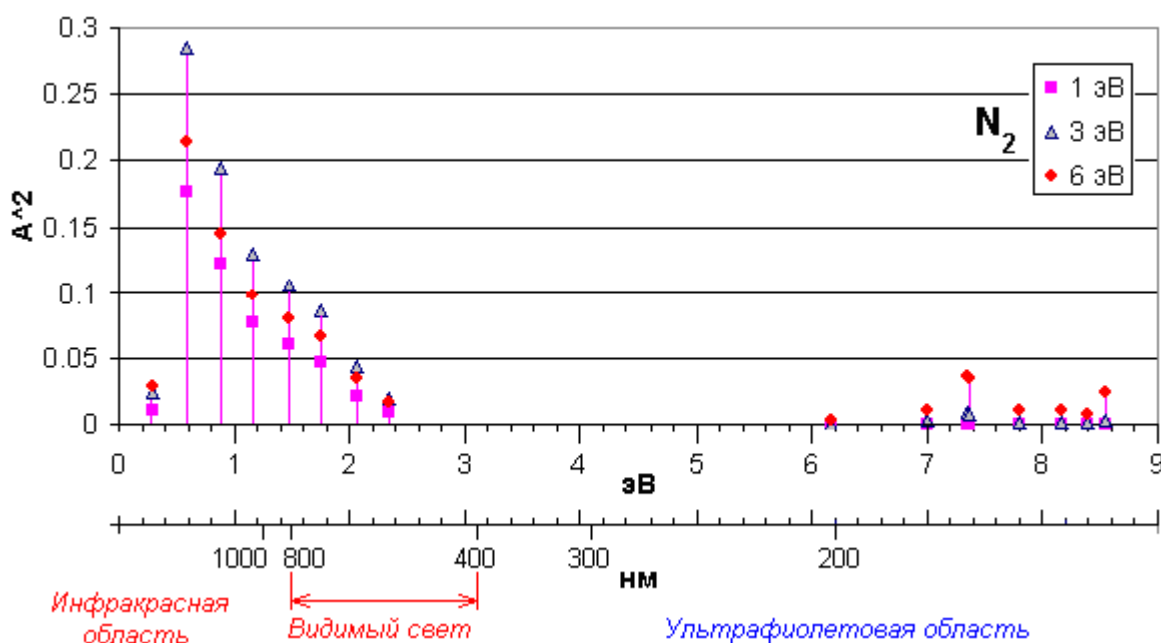


Рис. 2.313. Уровни возбуждения молекулы  $N_2$  электронным ударом. По оси абсцисс отложена энергия перехода, по оси ординат – сечение реакции, усредненное по распределению Больцмана с разной температурой электронов (1 эВ, 3 эВ, 6 эВ).

## Результаты решения

На рис. 2.314 представлен график зависимости концентрации электронов от времени на расстоянии 25 мкм от катода для разных напряжений.

На начальном этапе (до 10 нс) кривые ведут себя одинаково – происходит снос начальной однородной концентрации электрическим полем, затем после 1 нс становится заметен поток электронов, вызванных вторичной эмиссией. Далее поведение кривых различно. При напряжении 4,0 кВ электронов, вызванных вторичной эмиссией, слишком мало для поддержания процесса ионизации – поэтому концентрация электронов экспоненциально падает со временем, не достигая даже начального уровня.

При напряжении 4,2 кВ концентрация электронов растет достаточно долго, превышая начальный уровень, но примерно после 2,5 мкс начинается спадание концентрации и процесс затухает. Это импульсная фаза разряда – зависимость полного

тока от времени имеет импульсный характер (см. рис. 2.315). Образуются так называемые импульсы Тритчеля. Аналогично система ведет себя вплоть до напряжения 4,5 кВ – однако с ростом напряжения достигаются все более высокие концентрации, и происходит это все раньше, иными словами, зависимости  $n_e(t)$  становятся круче.

Наконец, при напряжениях 4,9 кВ и выше становится возможным выход в стационар.

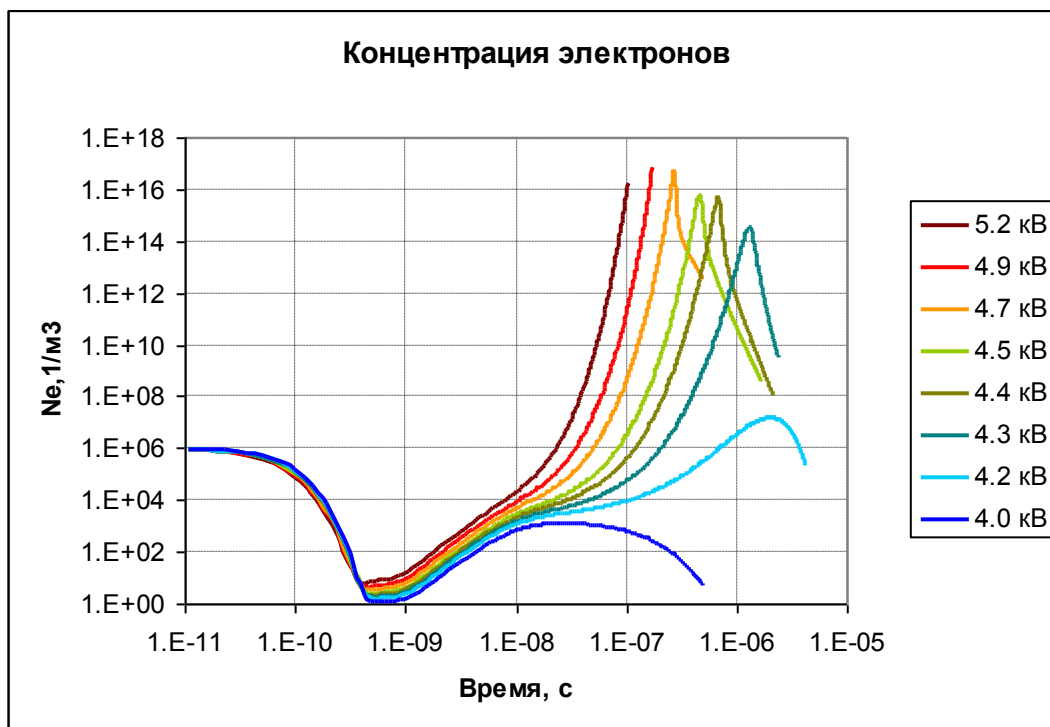


Рис. 2.314. Зависимость концентрации электронов от времени на расстоянии 25 мкм от катода. Различные напряжения.

С течением времени импульсный режим плавно переходит в стационарный режим (рис. 2.315). Из-за значительной диффузии электронов, импульсы становятся все более размытыми, перекрываются, и примерно за 14 мкс значение тока устанавливается.

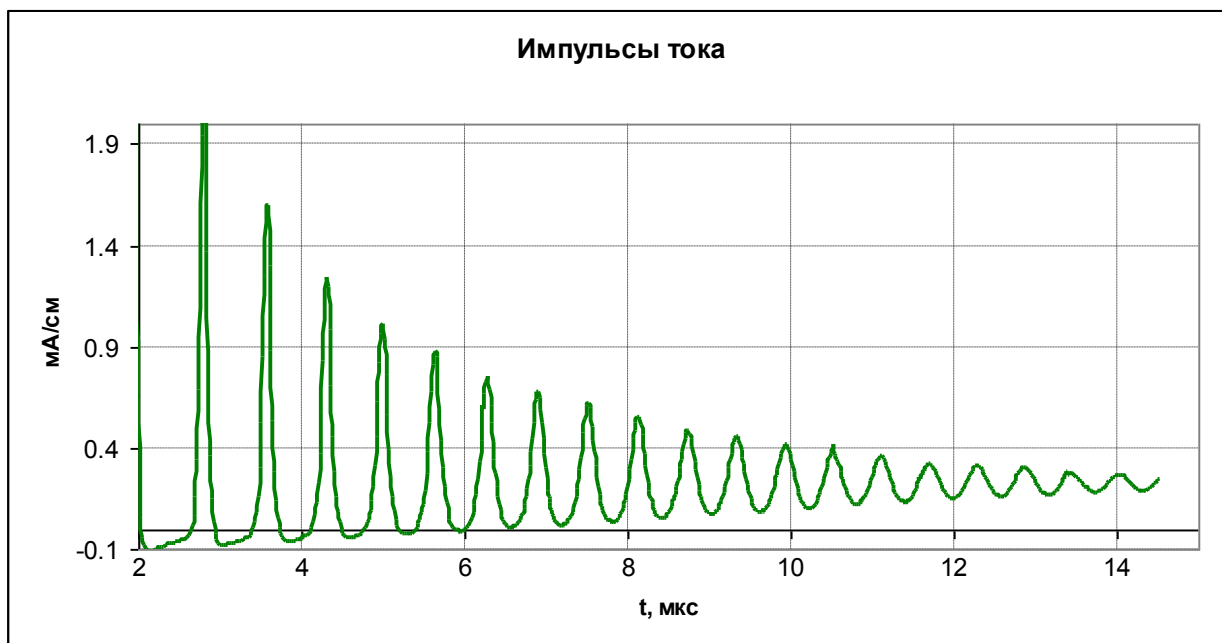


Рис. 2.315. Импульсы тока в цепи постепенно расширяются и перекрываются. Ток выходит на стационарное значение. Напряжение 5,5 кВ.

Рассмотрим основные черты стационарного распределения основных характеристик коронного разряда для напряжения 5,5 кВ. Поскольку затравочные электроны образуются на поверхности катода, то структура чехла коронного разряда имеет максимум ионизации, отстоящий от поверхности катода (рис. 2.103). Концентрация электронов на начальном участке возрастает, а затем падает вместе с падением поля.

Максимум концентрации электронов приходится на расстояние около 100 мкм от поверхности катода (рис. 2.100).



Рис. 2.316. Концентрация электронов. Напряжение 5,5 кВ.

Ионы возникают только в области ионизации и движутся к катоду. Поэтому концентрация ионов на два порядка выше концентрации электронов и сосредоточена в

области до 200 мкм от катода (рис. 2.101). По рисункам 2.100 и 2.101 видно, что плазмы ни в чехле разряда, ни во внешней зоне не возникает, т.к. степень ионизации газа недостаточна для экранирования электрического поля.



Рис. 2.317. Концентрация ионов. Напряжение 5,5 кВ.

Температура электронов, также как и напряженность поля, максимальна непосредственно у поверхности катода (7,0 эВ) и падает при удалении от него (рис. 2.110). Впрочем, во внешней области она не падает ниже 0,5 эВ из-за того, что реакция возбуждения с минимальной затратой энергии имеет существенный энергетический порог - 0,3 эВ.

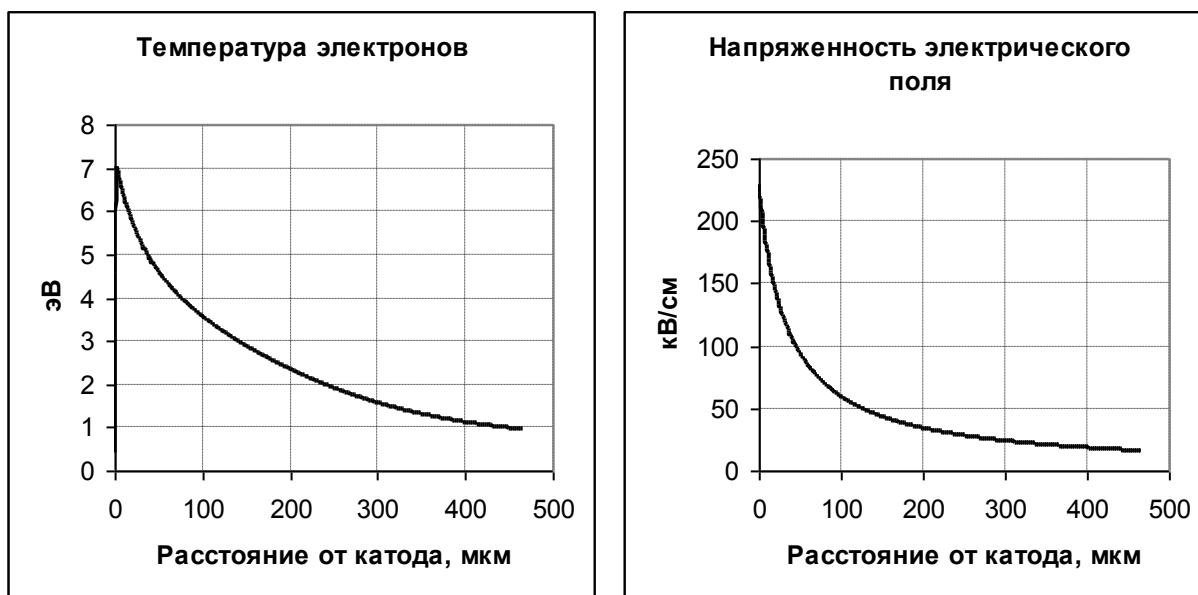


Рис. 2.318. Зависимость температуры электронов от радиальной координаты. Напряжение 5,5 кВ.

Рассмотрим реакции, которые идут в системе.



Диссоциация идет интенсивнее, чем ионизация, и в более широкой области. Ионизация сосредоточена в области до 100 мкм от катода (рис. 2.103).

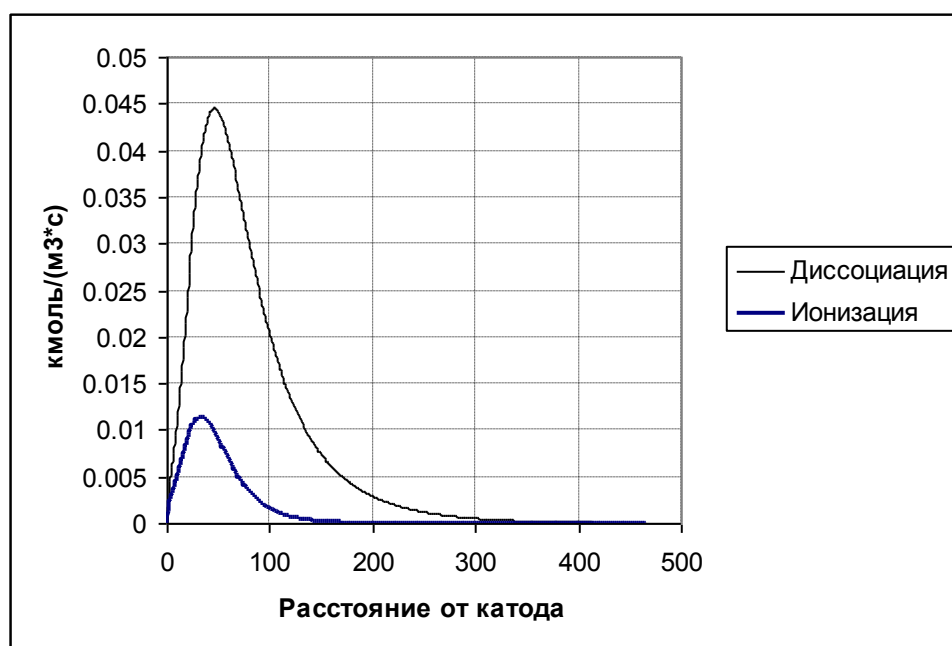


Рис. 2.319. Интенсивности ионизации и диссоциации.

Интенсивно идут реакции возбуждения, в результате которых кинетическая энергия электронов переходит в конечном счете в энергию квантов света. Поскольку интенсивность рекомбинации пренебрежимо мала, переход возбужденных электронами молекул в основное состояние – единственный источник излучения в нашем решении.

В чехле разряда на расстоянии до 200 мкм основная доля излучения приходится на ультрафиолетовую область, дальше – на инфракрасную и видимый свет. Мощность излучения света в оптическом диапазоне составляет до  $17 \text{ Вт/см}^3$ , максимум приходится на расстояние 114 мкм от катода, мощность падает в два раза по сравнению с уровнем на расстоянии 290 мкм.

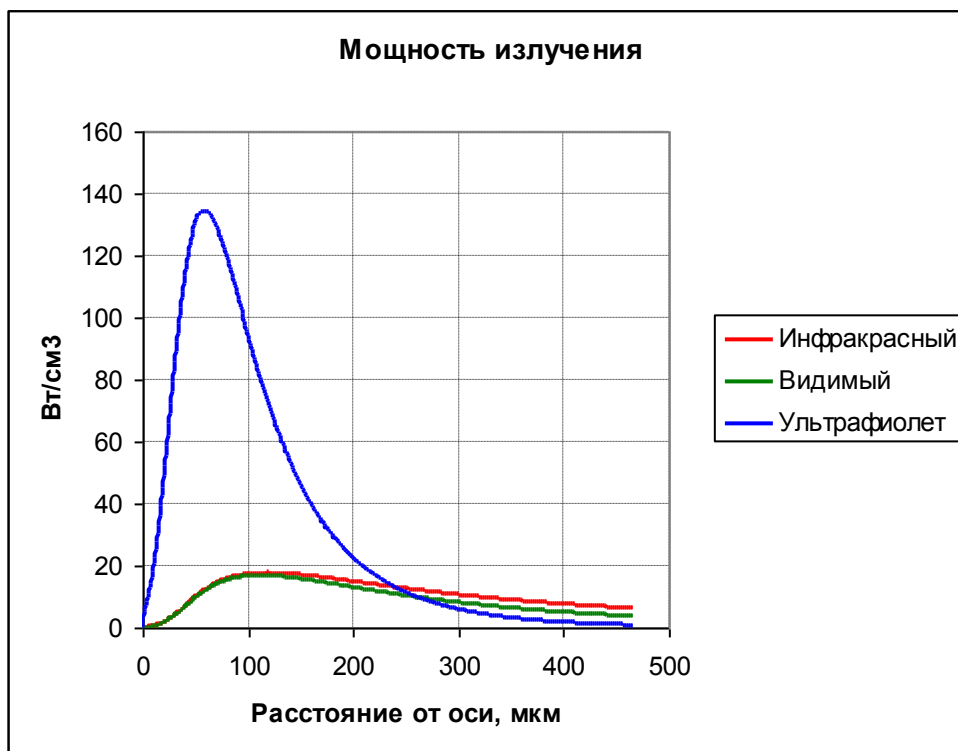


Рис. 2.320. Мощность излучения света в разных частотных диапазонах. Напряжение 5,5 кВ.

Рассмотрим каналы потери энергии электроном (рис. 2.113). В прикатодной области наиболее существенны с точки зрения затрат энергии потери на ультрафиолетовое излучение – они доходят до 65%. Ионизация существенна лишь до 100 мкм от катода, ее доля не превышает 25%, диссоциация значительна в более широкой области и ее доля доходит до 30% у катода. Уже на расстоянии 200 мкм более 50% всех затрат энергии приходится на излучение в видимом и инфракрасном диапазонах.

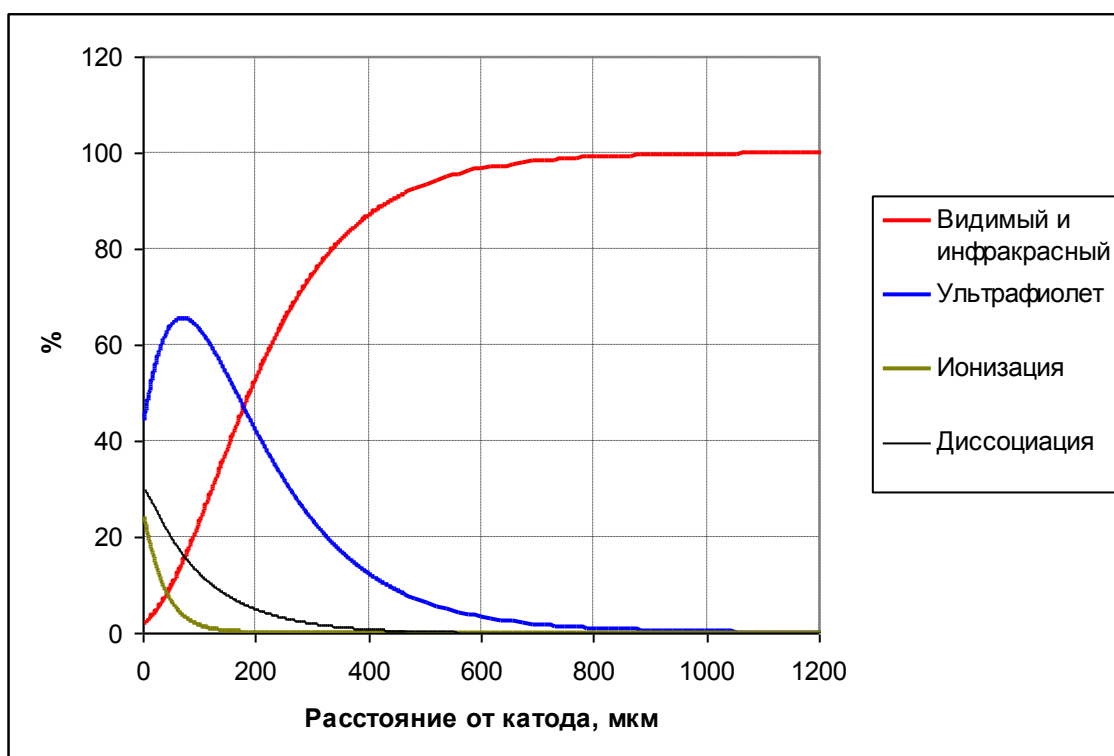


Рис. 2.321. Доля разных реакций в затратах энергии электроном.

Структура зоны ионизации при разных напряжениях на электродах приведена на рис. 2.322. Зависимости имеют типовой характер кривых с горбом, причем максимум лежит практически на одном расстоянии от катода. Интенсивность ионизации растет с ростом напряжения, однако «полуширина» кривых, то есть радиус, на котором интенсивность составляет 50% от максимума, почти не меняется – составляет около 70 мкм. По сути дела именно это расстояние и определяет размеры чехла короны. Однако светящаяся область имеет иные размеры (рис. 2.323). Зависимости интенсивности излучения в видимом диапазоне также имеют вид кривых с горбом, однако полуширина кривых значительно больше и составляет для всех напряжений около 300 мкм.

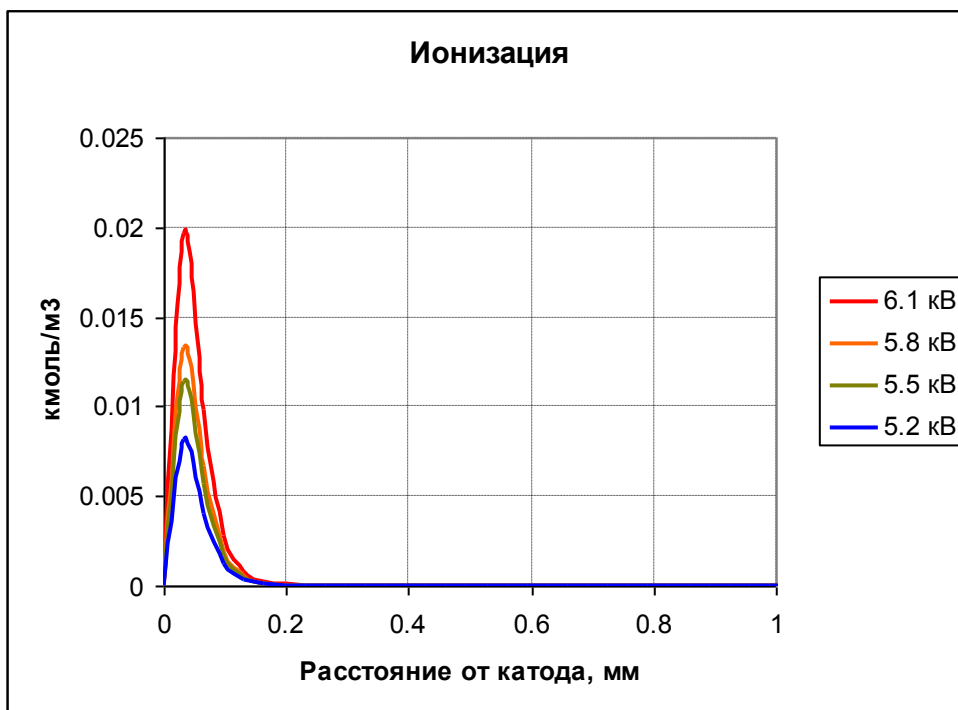


Рис. 2.322. Интенсивность ионизации при разных напряжениях. Ширина зоны ионизации не меняется с ростом напряжения.

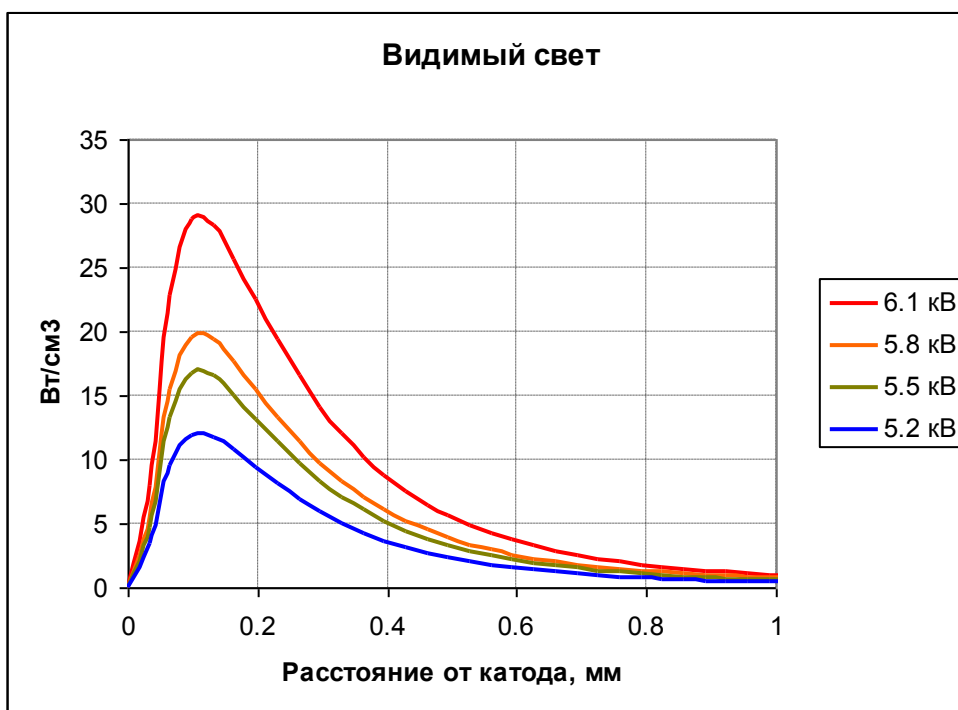


Рис. 2.323. Интенсивность излучения в видимом диапазоне при разных напряжениях. Ширина зоны свечения не меняется с ростом напряжения.

При расчете в лоренцевом приближении соотношение между интенсивностями реакций определяются спектром электронов, или функцией распределения по энергии (ФРЭ). Поскольку температура электронов падает при удалении от катода, то и спектр имеет разную форму в зависимости от расстояния от катода (рис. 2.324).

Вне чехла энергии электронов сконцентрированы в области 0-3,5 эВ, причем в районе энергий 3-3,5 эВ функция распределения терпит излом. В чехле, где энергии электронов высоки, излом сглаживается, хотя остается заметным. Здесь присутствует много энергичных электронов способных ионизировать газ, с энергией, превышающей 10 эВ.

Вне чехла в форме кривых проявляется барьер, который реакции возбуждения образуют для электрона на пути к ионизации. Во внешней области электроны не успевают набрать энергию выше, чем 3-3,5 эВ, т.к. они отдают свою энергию на возбуждение атомов.

Специфическую форму кривым ФРЭ придает необычная зависимость сечения реакций возбуждения от энергии – кривые быстро возрастают у порога реакции, но затем быстро спадают. На рис. 2.325 сравниваются ФРЭ электронов и суммарное сечение возбуждения нижних уровней молекул азота. Как видно, изломы функций распределения электронов лежат как раз в области, где сечение реакций возбуждения существенно. Если при разгоне электрон проходит диапазон 2-3,5 эВ, он разгоняется дальше почти беспрепятственно вплоть до следующих порогов реакций возбуждения, и функция распределения электронов спадает полого, без изломов.

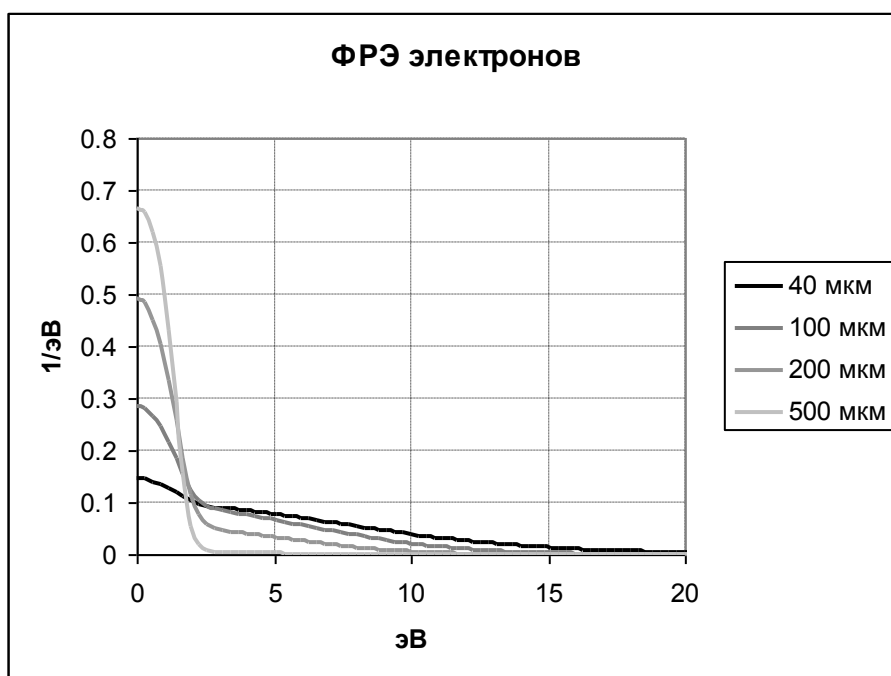


Рис. 2.324. Функции распределения электронов по энергии на различном расстоянии от катода. Момент времени  $t=367$  нс.

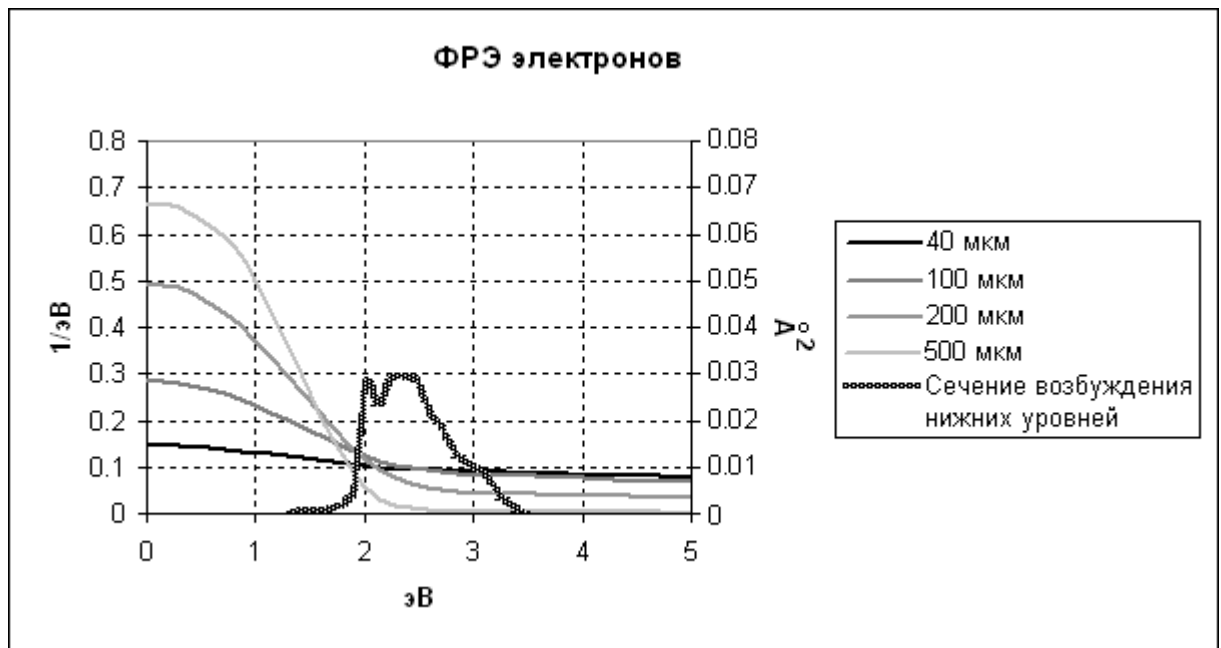


Рис. 2.325. Функции распределения электронов по энергии и суммарное сечение возбуждения нижних уровней молекулы азота (пороги от 0,2 эВ до 2,4 эВ).

На рис. 2.102 приведены зависимости электронного, ионного и полного токов от расстояния. Видно, что вне чехла разряда на расстоянии 200 мкм электронный ток сменяет ионный. Сумма токов практически постоянна, это еще одно подтверждение стационарности решения (рис. 2.102).

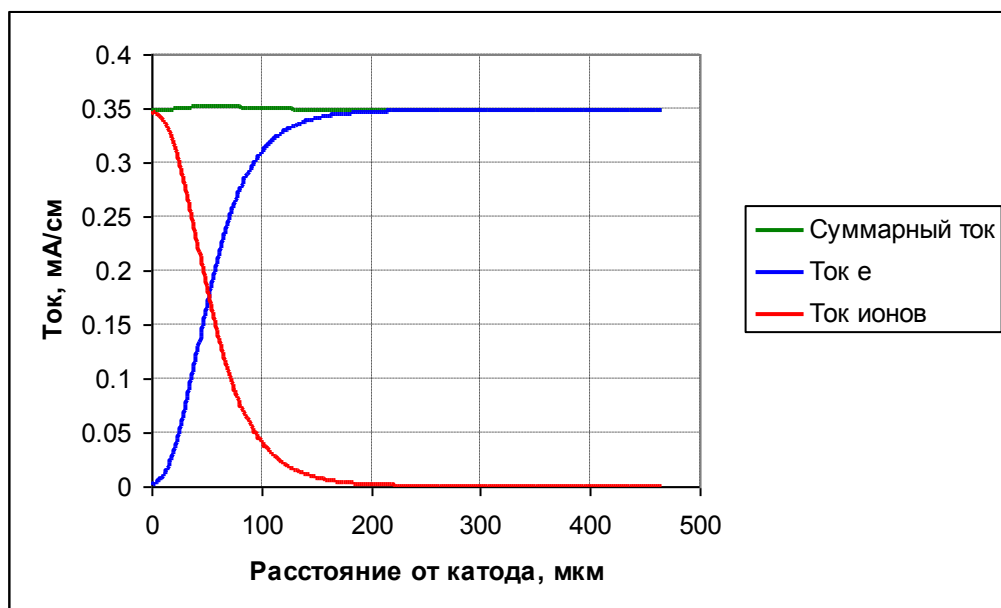


Рис. 2.326. Ток через цилиндрическую поверхность переменного радиуса. В стационарном режиме ток через любую такую поверхность должен быть одинаковым. Напряжение 5,5 кВ.

### Искажение картины поля

Почти вся внешняя область коронного разряда заряжена отрицательно (рис. 2.106), смена знака плотности происходит на границе чехла, на расстоянии 200 мкм от

катода. У катода сосредоточен мощный положительный ионный заряд, его плотность достигает  $0.03 \text{ Кл/м}^3$ .

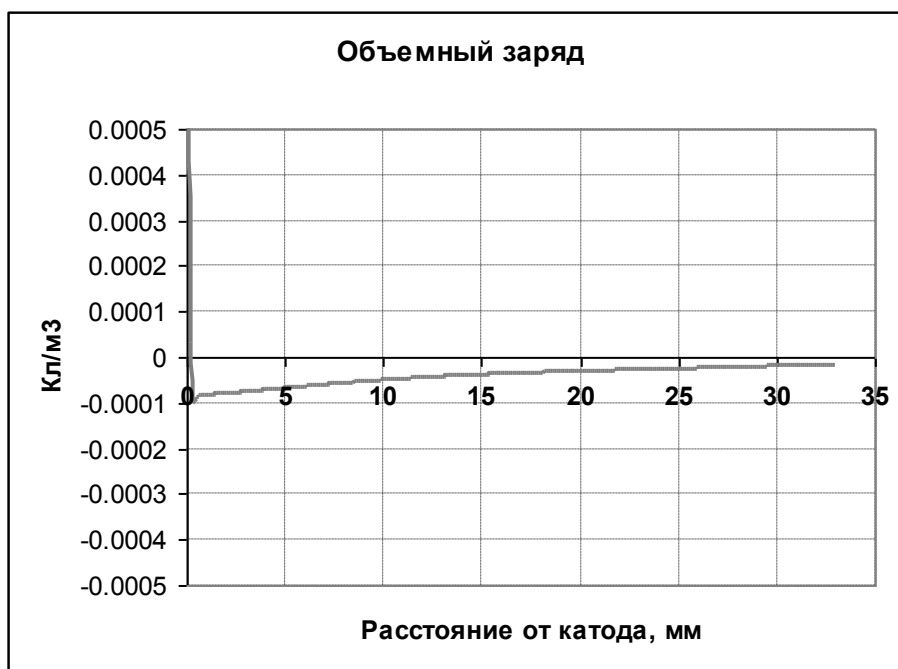


Рис. 2.327. Плотность электрического заряда во внешней зоне. Напряжение 5,5 кВ.

Концентрация ионов в пределах внутренней части чехла до расстояния 100 мкм от катода на два порядка выше концентрации электронов, а после 200 мкм ничтожно мала. Система находится в состоянии, которое можно назвать «слабоионизованный газ». Это состояние, при котором квазинейтральность не устанавливается благодаря высокому внешнему полю. Интересно, что при этом объемный заряд отнюдь не мал и существенно искажает поле, именно благодаря ему блокируется рост поля в чехле разряда.

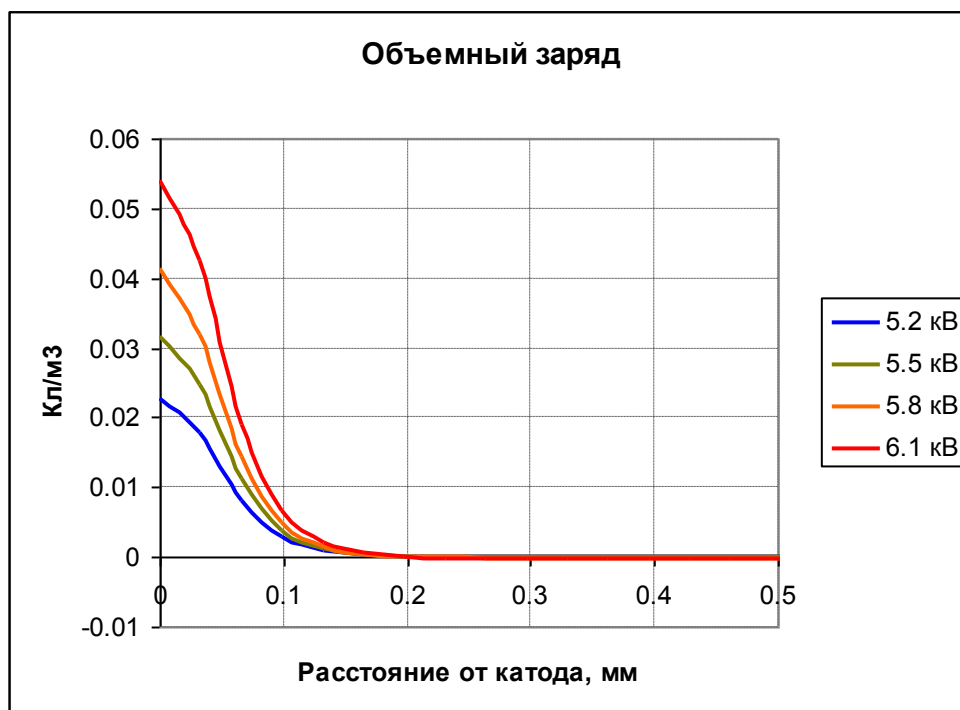


Рис. 2.328. Плотность объемного заряда при разных напряжениях.

Напряженность поля значительно искажена (рис. 2.329 вверху). Во внешней зоне она близка к однородной и в несколько раз выше невозмущенных значений, за счет этого происходит снижение напряженности у поверхности катода (рис. 2.329 внизу).

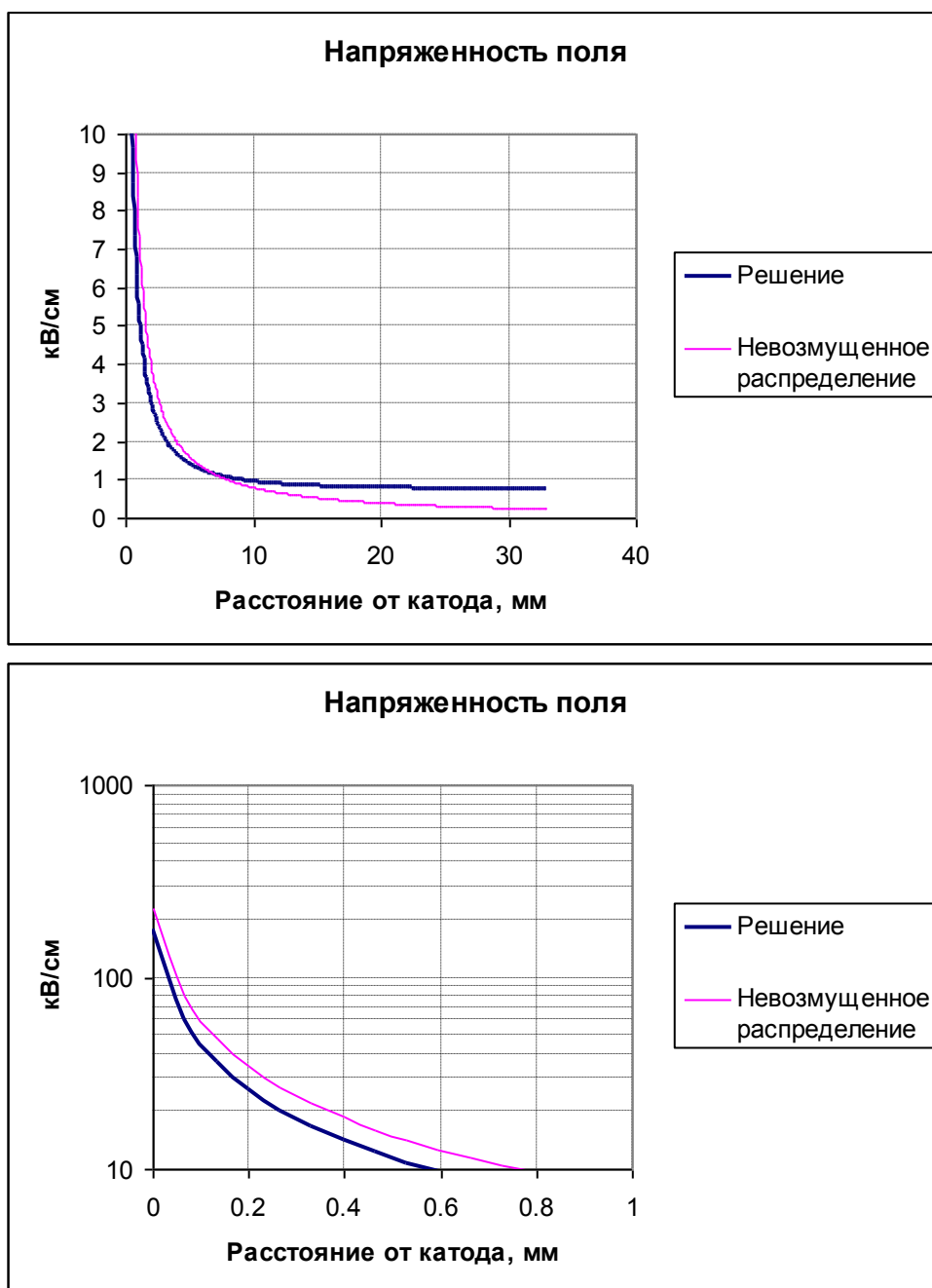


Рис. 2.329. Напряженность поля и невозмущенное распределение напряженности. Отдельные графики для внешней зоны и прикатодной области. Напряжение 5,5 кВ.

Именно изменение распределения напряженности из-за объемного заряда является механизмом ограничения тока разряда. При усилении тока увеличивается отрицательный объемный заряд и падает напряженность поля. Именно этот процесс является причиной импульсов тока на начальной стадии разряда, описанной в начале документа. В стационарном режиме достигается баланс.



Действие механизма ярко демонстрирует рис. 2.111. Рост напряжения приводит к росту напряженности поля во внешней зоне разряда. Так, при изменении напряжения с 5,2 кВ до 6,1 кВ рост достигает 17%. При этом у катода в относительно дальней области 20-33 мм от катода рост напряженности составляет не менее 40%. В то же время в ближней области до 1,8 мм рост напряженности не столь существенен и составляет не более 1,8%. На поверхности катода напряженность поля остается неизменной. Именно в области слабого изменения напряженности поля и происходит ионизация, причем сравнивая ту же пару напряжений, мы видим, что ток возрастает в 2,7 раза – с 0,22 А/см до 0,59 А/см. Такая чувствительность тока возможна благодаря резкой зависимости скорости ионизации от температуры электронов, а значит, и от напряженности поля. Таким образом, объемный заряд сдерживает процессы ионизации в чехле коронного разряда.

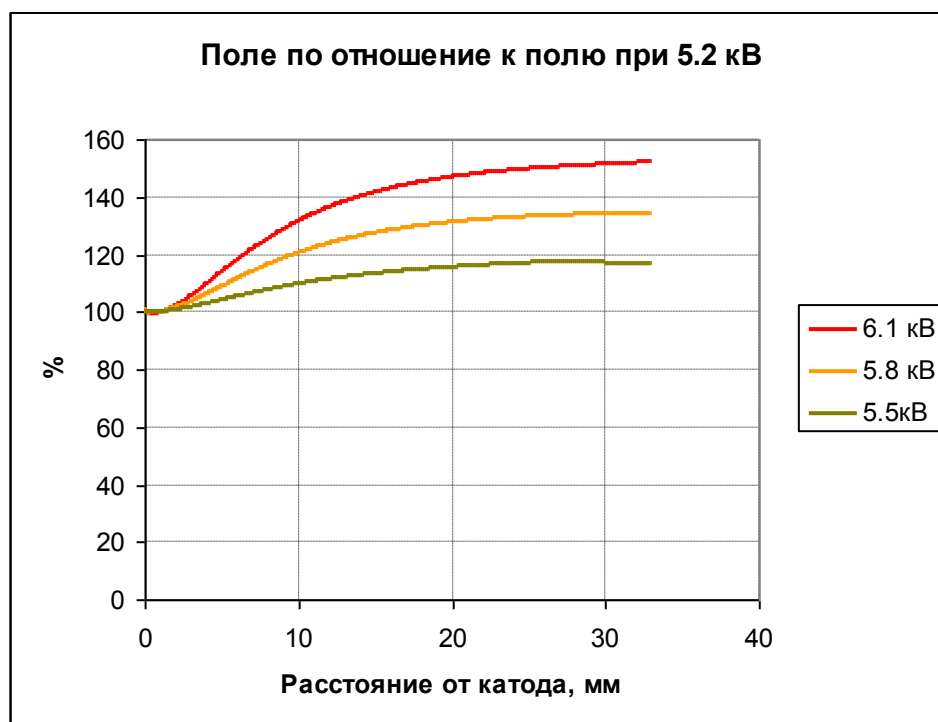


Рис. 2.330. Напряженность поля при разных напряжениях, взятая по отношению к напряженности при 5,2 кВ. Рост напряженности происходит в дальней области, у катода поле практически не растет.(граничное условие Дейча-Попкова)

Резюмируя результаты анализа можно утверждать, что основные отличия от короны в аргоне таковы:

- Рекомбинационная гибель мала, электрон, появившийся в чехле разряда, с высокой вероятностью пересечет межэлектродный промежуток.
- Весьма высока роль объемного заряда, существенно влияющего на поле, как в чехле, так и во внешней зоне. Именно объемный заряд обеспечивает возникновение импульсов тока (импульсов Тритчеля), которых не было в решении для аргона.
- У аргона каналы потери энергии электронами – ионизация и возбуждение «высоких» уровней (с энергией перехода 10 эВ и выше, это глубокий ультрафиолет). Азот – молекулярный газ, поэтому у азота имеются другие каналы потери энергии, которые забирают больше энергии, чем «верхние уровни» - это низкие, «колебательные» уровни возбуждения.

Границы чехла короны определяются не балансом между ионизацией и рекомбинацией, а размером области, где происходит ионизация. Границы светящейся области существенно выше границ зоны ионизации.

### **Воздух, дрейфово-диффузионное приближение**

Рассматривается система электродов цилиндр-цилиндр, коронный разряд в воздухе, рассчитывается в дрейфово-диффузионном приближении.

Решено две задачи – с внешним радиусом цилиндра 5 мм и 15 мм. Радиус внутреннего цилиндра в обеих задачах равен 35 мкм.

#### **Радиус внешнего цилиндрического электрода 5 мм**

Начальная концентрация во всём объёме равна  $n_e=10^6 \text{ м}^{-3}$ . В момент включения электрического поля электроны начинают своё движение от катода к аноду, встречая на пути молекулы. Электроны при столкновении с молекулами образуют положительные ионы и электроны, которые прилипая к ним, образуют отрицательные ионы. Положительные ионы двигаются к катоду и могут вызывать вторичную эмиссию.

Рассмотрим результаты расчёта. На рис. 2.331 представлена зависимость электрического тока вблизи катода от времени. Как видно по графику, кривые распадаются на две качественно разные группы. При всех напряжениях в начале наблюдается рост тока – это приходят ионы от «первичной лавины», лавины, образованной электронами начальной концентрации. Затем при напряжениях (2,7 кВ и ниже) ток начинает падать – это означает, что ионы первичной лавины кончились, и на катод приходят ионы уже вторичных лавин, образованных электронами вторичной эмиссии, однако их слишком мало – в каждом последующем поколении электронов меньше, чем в предыдущем, и воспроизводства электронов не происходит. Со временем ток экспоненциально затухает.

При высоких напряжениях (2,8 кВ и выше) картина качественно иная. Каждая вторичная лавины дает больше электронов, чем предыдущая, и ток экспоненциально растет, причем крутизна кривой тем больше, чем больше напряжение. В какой-то момент достигает максимума, а затем начинает падение. После нескольких таких колебаний он выходит на стационарный уровень.

Итак, можно сделать вывод, что при 2,8 кВ и выше в системе загорается самостоятельный разряд, ведь через промежуток протекает стационарно ток, а для его поддержания не требуется внешний источник ионизации. Порог зажигания самостоятельного разряда находится между 2,7 кВ и 2,8 кВ.

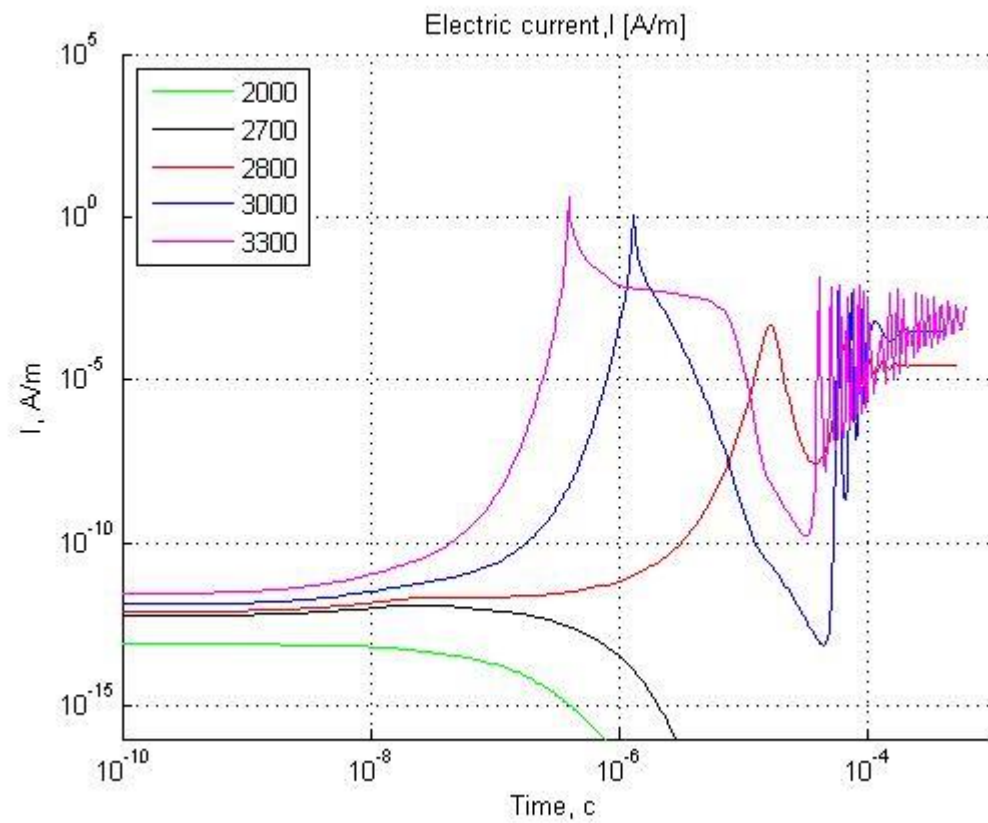


Рис. 2.331. Зависимость электрического тока от времени при различных напряжениях в точке  $r = 50$  мкм.

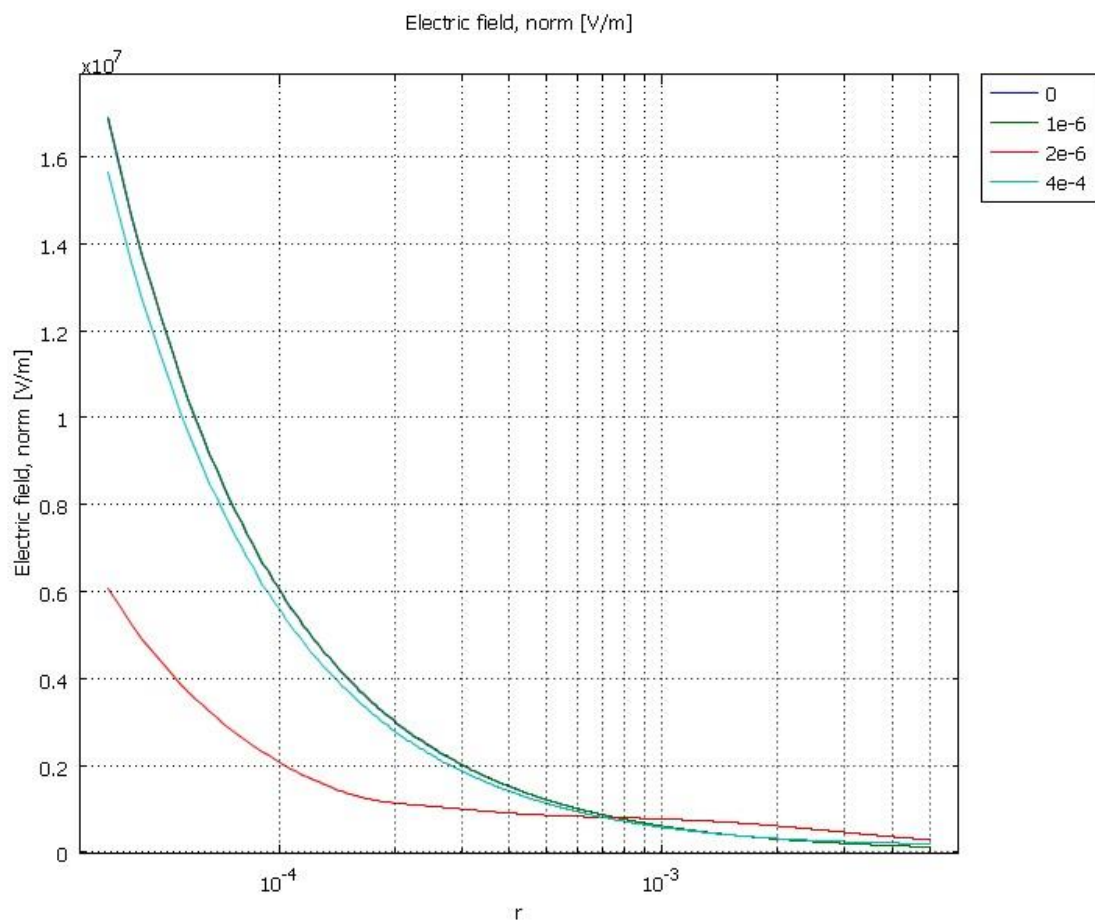


Рис. 2.332. Зависимость напряженности поля от координаты в разные моменты времени.

В стационарном режиме напряженность поля отличается от начальной (рис. 2.332). При 3 кВ поле у катода в стационарном режиме на 10% меньше, чем в начальный момент времени. С увеличением напряжения эта разница растёт.

Распределения напряженности поля (рис. 2.332) позволяют определить причины падения тока: как раз в этот момент напряженность поля начинает искажаться: она падает вблизи катода; вследствие этого падает и ионизация. Ситуация усугубляется тем, что частота ионизации зависит от напряженности поля экспоненциально, так что даже небольшое снижение напряженности приводит к сильному падению частоты ионизации. Это подтверждают зависимости от времени этих двух параметров в выделенной точке (рис. 2.333).

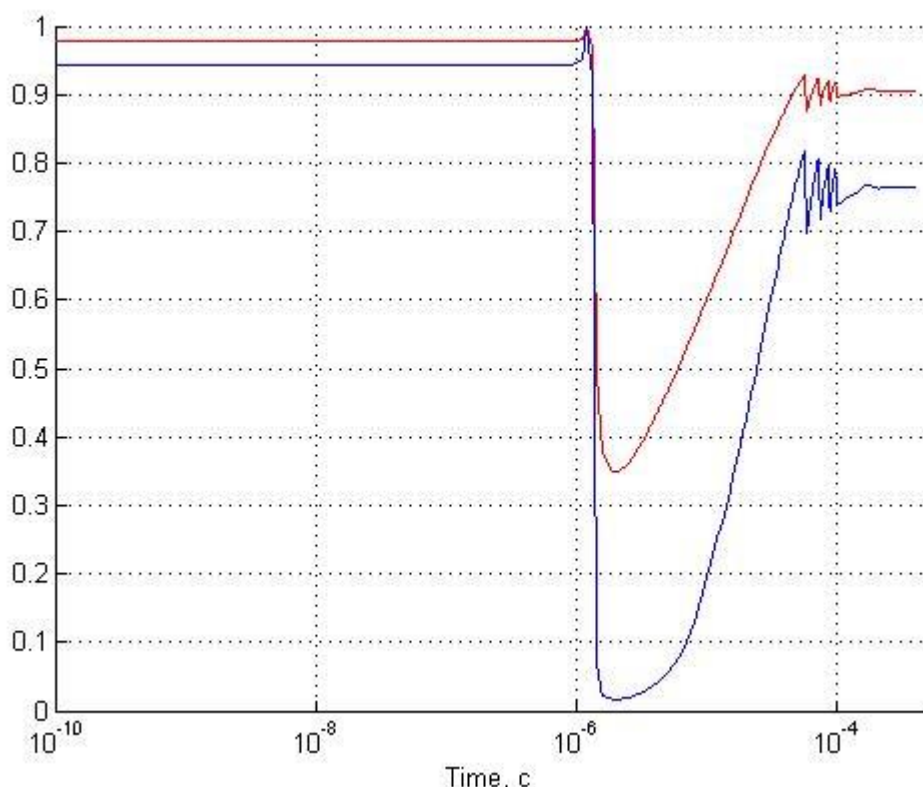


Рис. 2.333. Зависимость напряженности электрического поля (красный) и частоты ионизации (синий) от времени в точке  $r = 50$  мкм. Напряжение 3 кВ.

Снижение поля вызвано накоплением сильного объемного заряда: электроны и отрицательные ионы движутся в поле к аноду, а положительные ионы – к катоду, что вызывает разделение зарядов (рис. 2.334). Поскольку положительные ионы уходят на катод, а электронам и отрицательным ионам до анода далеко, отрицательных частиц в межэлектродном промежутке больше, чем положительных. Из-за этого суммарный заряд в воздухе отрицательный, и поле у катода, который также имеет отрицательную полярность, снижается.

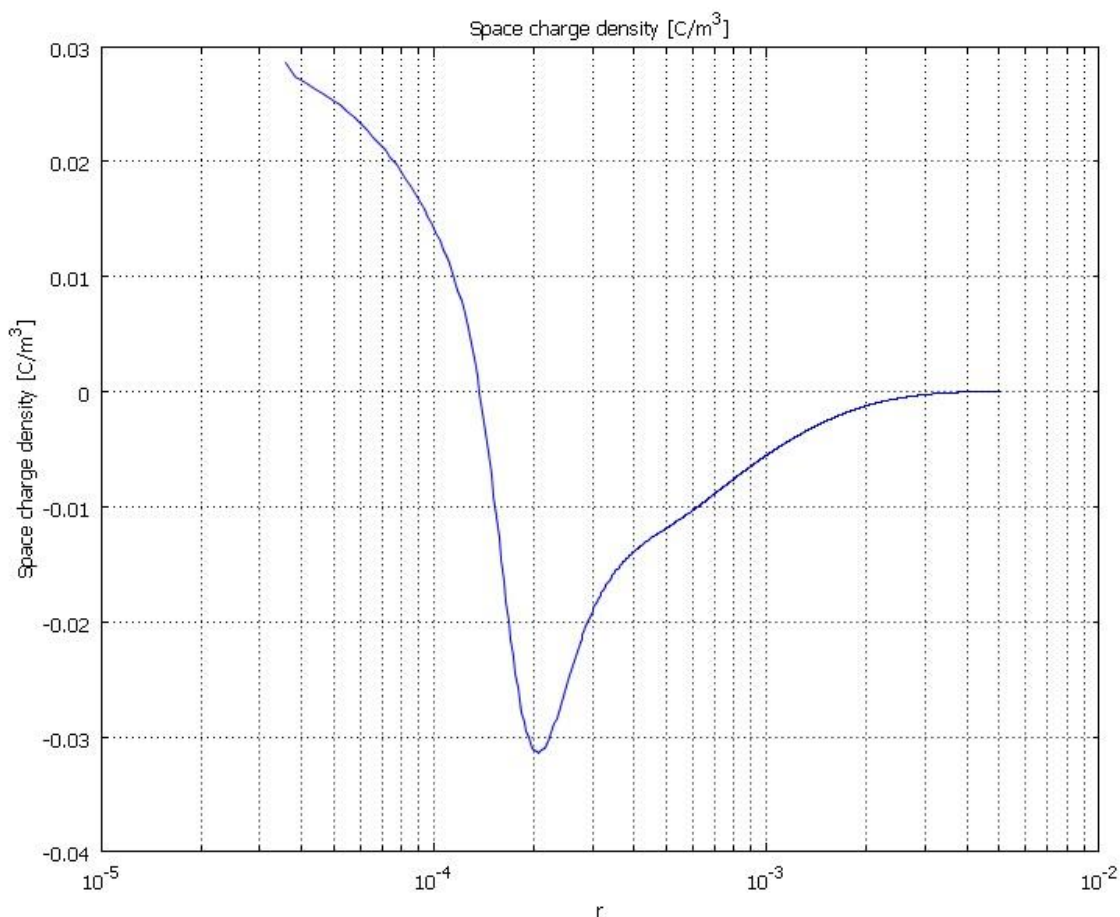


Рис. 2.334. Плотность объёмного заряда в момент времени 2 мкс. Напряжение 3 кВ.

Снижение поля прекращается, когда почти полностью прекращается воспроизводство электронов в прикатодной области. После этого количество электронов вблизи катода постепенно уменьшается, поскольку поле вытягивает их к аноду; заряд при этом также вытягивается, и поле постепенно восстанавливается. Таков механизм возникновения одного импульса Тритчеля; процесс повторяется, но импульсный процесс быстро затухает, и остается лишь стационарная составляющая.

По результатам моделирования построим импульсы Тритчеля в случае, когда напряжение на катоде составляет 2,8 кВ. Для этого необходимо определить, какой ток протекает через цепь, соединяющую электроды – именно этот ток может быть измерен в эксперименте. Ток включает себя т.н. ток смещения (вызванный изменением заряда поляризации на электроде) и ток проводимости, вызванный непосредственным переносом заряда из объема на электрод:

$$j_c = j_A - \varepsilon_0 \cdot \frac{\partial E_A}{\partial t}$$

где  $j_A$  – ток из объема на электрод,  $E_A$  – напряжённость электрического поля. Результат расчета представлен на рис. 2.335. Как видно, в начале происходят резкие колебания, затем они быстро размываются и система переходит в стационарное состояние.

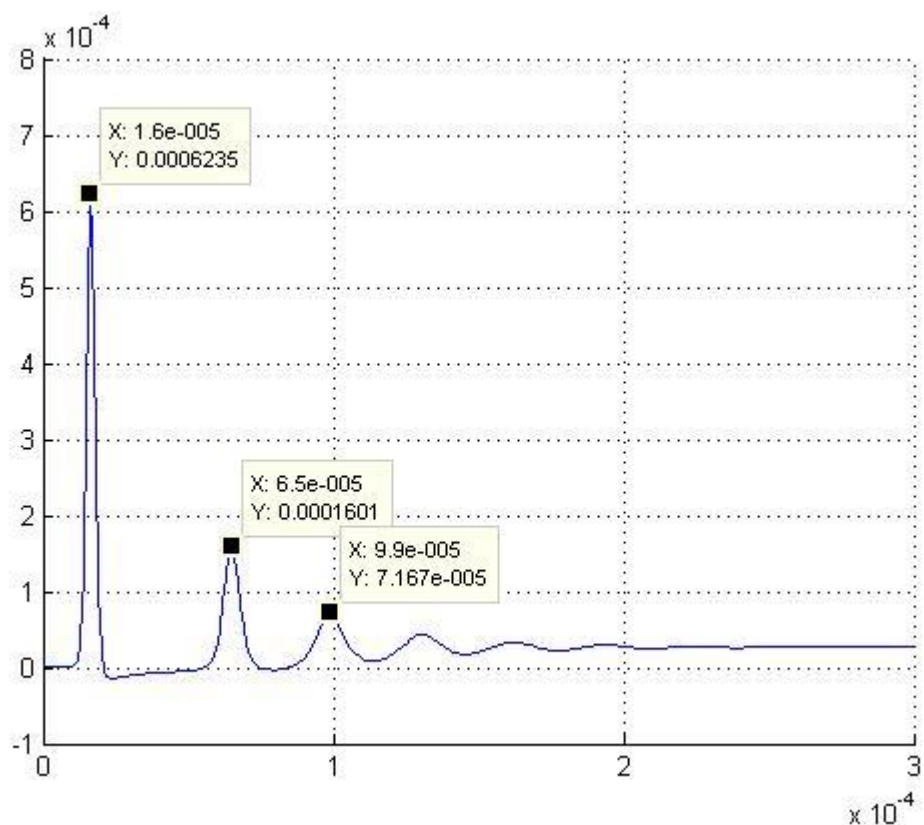


Рис. 2.335. Импульсы Тритчела – зависимость тока в цепи, соединяющей электроды, от времени. Напряжение 2.8 кВ.

Рассмотрим стационарные распределения величин. Концентрация электронов на два порядка меньше концентрации отрицательных ионов и на три порядка меньше концентрации положительных. Но концентрации отрицательных частиц распределены почти во всем пространстве, тогда как положительные ионы сосредоточены на расстоянии 0,5 мм до катода (рис. 2.336).

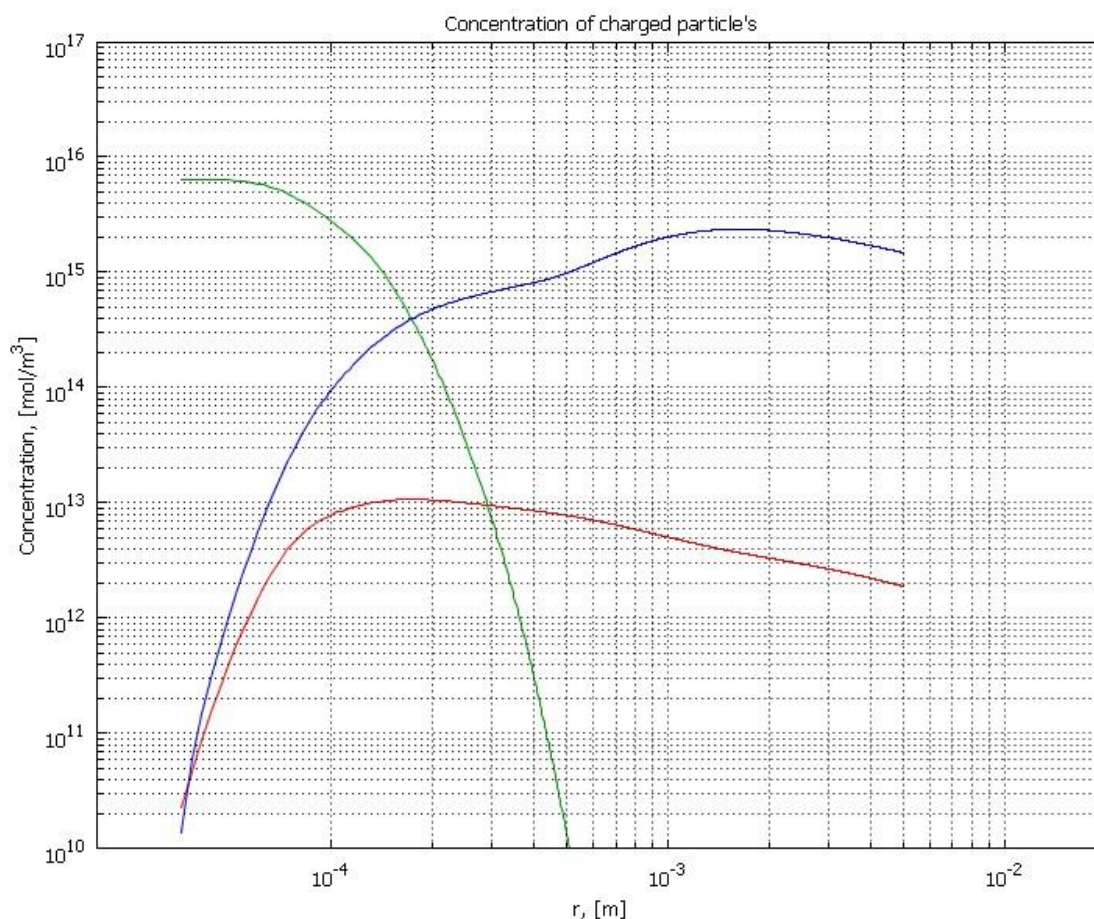


Рис. 2.336. Концентрация электронов (красная), положительных ионов (зелёная) и отрицательных ионов (синяя). Напряжение 3 кВ, стационарный режим.

В стационарном режиме по закону сохранения заряда плотность электрического тока ведет себя как  $1/r$ , поэтому помноженная на  $r$ , она должна давать константу, что мы и видим на рис. 2.337. Электрические заряды переносятся электронами и ионами, причем у катода преобладает ионный ток, но уже на расстоянии 50 мкм от катода он практически исчезает, остаётся электронный ток и ток отрицательных ионов. Плотности электронного и ионного тока имеют один порядок, поэтому концентрации электронов и ионов сильно отличаются – ведь подвижности электронов и ионов отличаются на 2 порядка (вспомним, что миграционный ток  $j=n\mu E$ ).

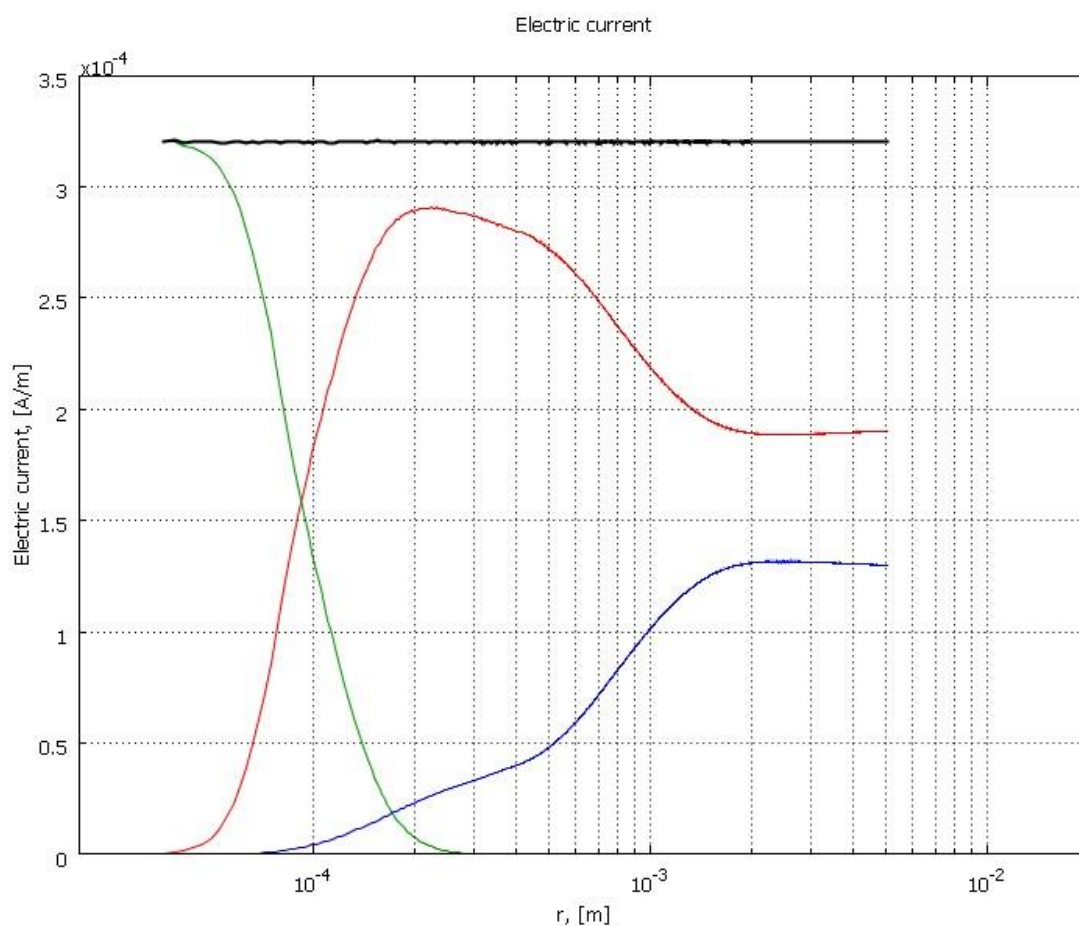


Рис. 2.337. Плотность тока, умноженная на  $2\pi r$ : электронный ток (красный), ток положительных ионов (зеленый), ток отрицательных ионов (синий), суммарный ток (чёрный). Напряжение 3 кВ, стационарный режим.

Рассмотрим распределения напряженности поля при разных напряжениях. Объемный заряд снижает напряженность поля у катода, затормаживая ионизацию. Более того, в литературе указывается, что поле вблизи катода при росте напряжения остается вообще неизменным и равным полю при напряжении зажигания разряда. Такое условие используется в качестве граничного условия на катоде в методе Дейча-Попкова. Моделирование подтверждает этот эффект для данной системы (рис. 2.338) – при росте напряжения более чем на 500 В поле остается практически неизменным в пределах 0,7 мм от катода.



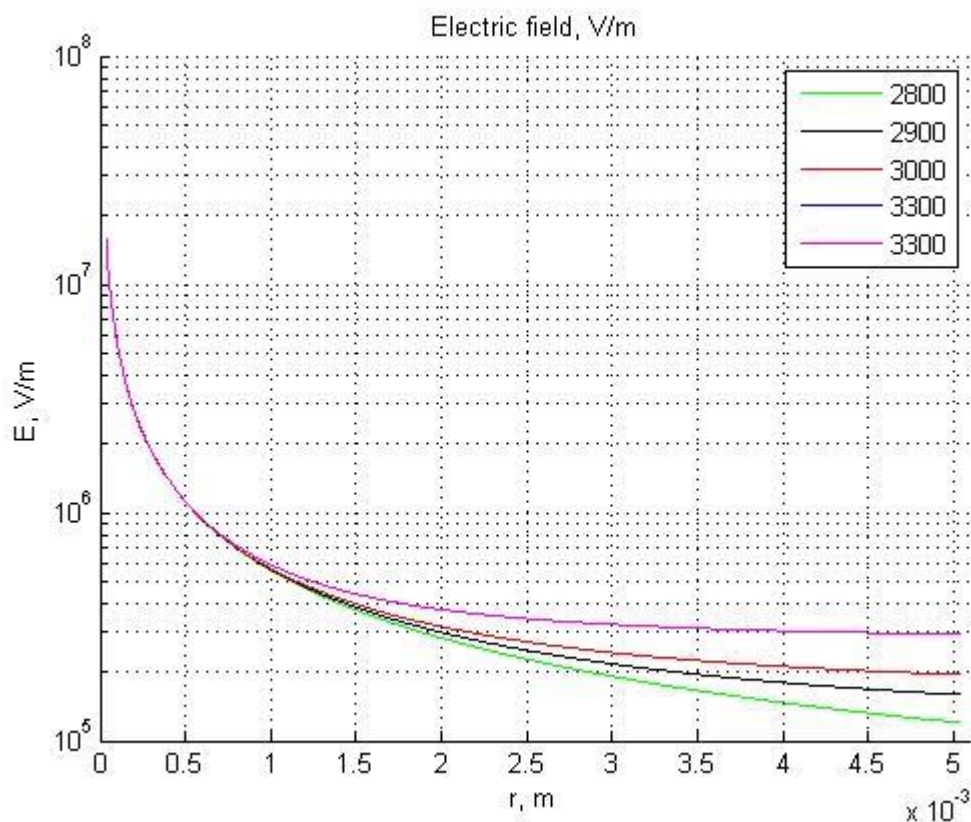


Рис. 2.338. Распределение напряжённости поля при различных напряжениях.

Интересно, что нормированные на максимум графики интенсивности ионизации (количество ионизаций в единицу объема в единицу времени) полностью повторяют друг друга, таким образом, область ионизации с ростом напряжения не растет (рис. 2.339). Характерный размер зоны ионизации неизменен и составляет около 150 мкм (по уровню 10% от максимальной интенсивности).

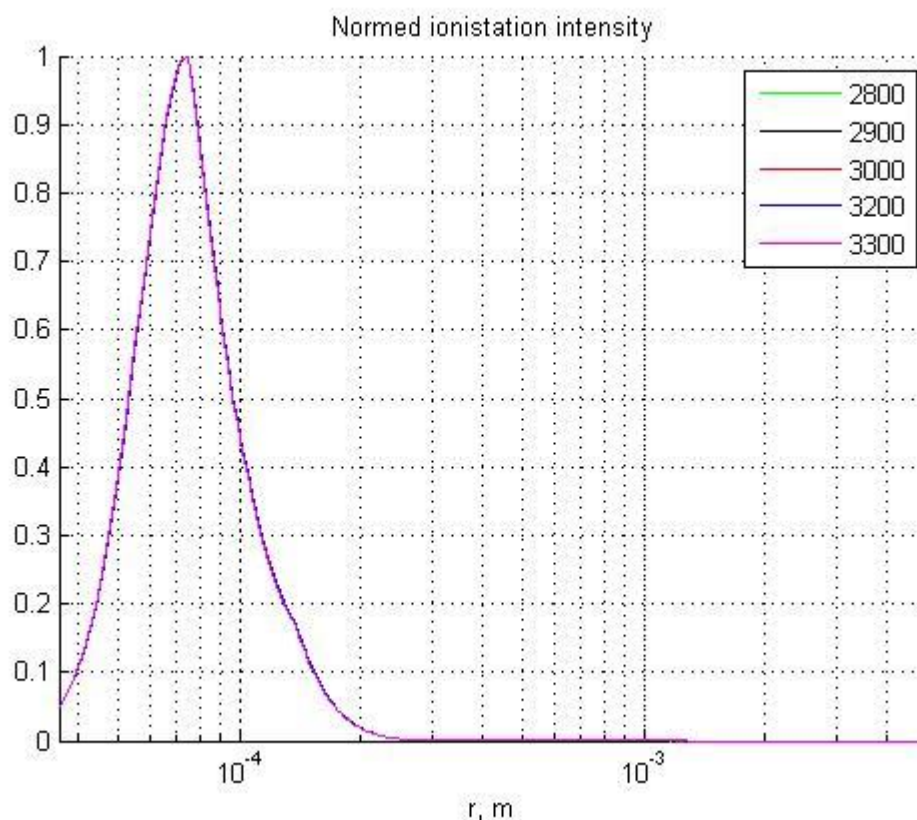


Рис. 2.339. Интенсивность ионизации в стационарном режиме нормированная на максимум. При разных напряжениях графики совпадают.

На рис. 2.340 приведены распределения интенсивности свечения при разных напряжениях. Максимальная интенсивность свечения сосредоточена в зоне ионизации, как и следовало ожидать. Но с увеличением напряжения интенсивность свечения в зоне дрейфа растёт относительно максимума. С чем связан рост свечения во внешней зоне? Интенсивность свечения определяется концентрацией электронов и напряженностью поля. Как было показано выше, из-за отщипания во внешней зоне присутствует существенная концентрация электронов (рис. 2.336), а напряженность поля во внешней зоне постепенно растет, поскольку остается постоянной у катода (рис. 2.338).

Это объясняет причины возникновения диффузного свечения коронного разряда, которое наблюдается в эксперименте (см. главу 6 «Экспериментальное исследование коронного разряда»).

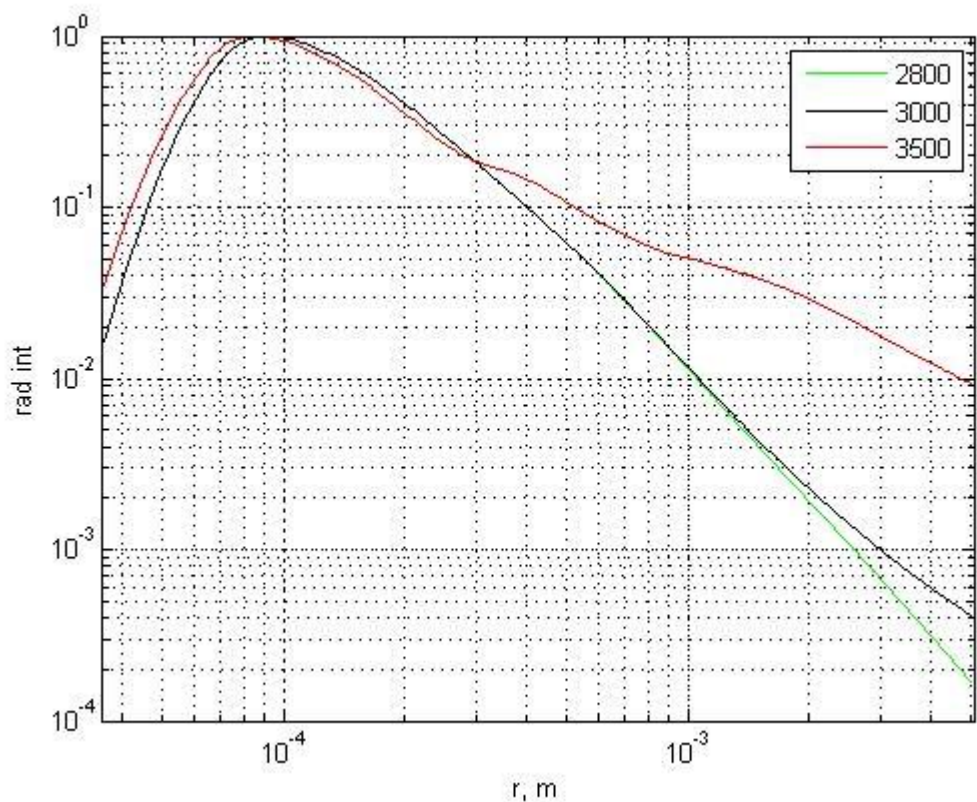


Рис. 2.340. Интенсивность свечения в межэлектродном промежутке.

### Радиус внешнего цилиндрического электрода 15 мм

Увеличив расстояние между электродами, посмотрим, как изменятся напряжение зажигания коронного разряда, электрическое поле между электродами, распределение заряженных частиц, зона ионизации и свечение межэлектродного промежутка.

По 2.341 видно, что напряжение зажигания короны равно  $3,4 \pm 0,1$  кВ (при радиусе внешнего цилиндра 5 мм напряжение зажигания составляло  $2,7 \div 2,8$  кВ). При больших напряжениях наблюдаем резкий скачок тока и затухающие колебания. Как и ожидалось, с увеличением межэлектродного расстояния напряжение зажигания короны увеличилось.

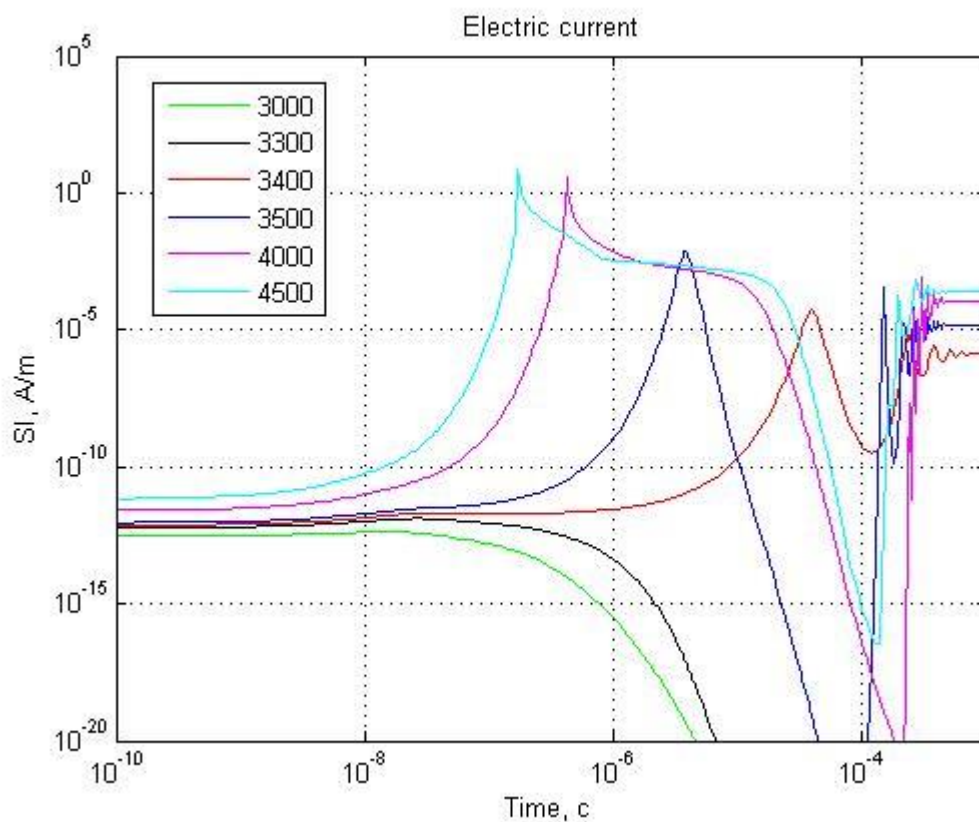


Рис. 2.341. Зависимость электрического тока от времени при различных напряжениях в точке  $r = 50$  мкм.

Поле вблизи катода при росте напряжения остается неизменным на расстоянии около 1 мм и равным полю при напряжении зажигания разряда (рис. 2.342).

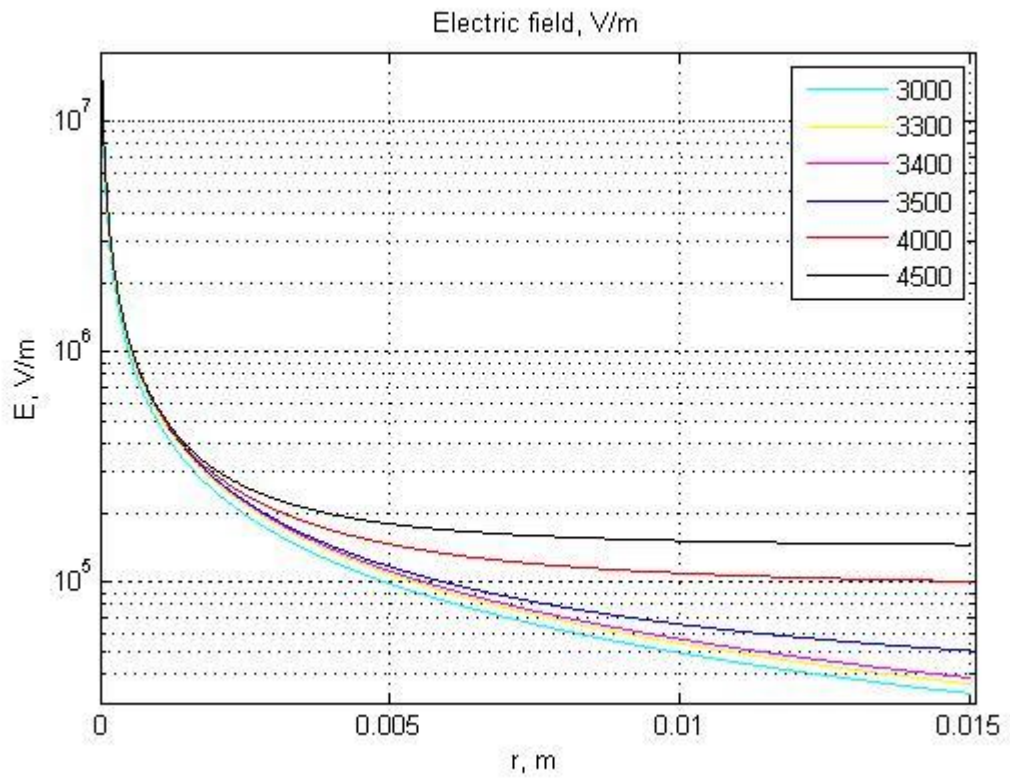


Рис. 2.342. Распределение напряжённости поля при различных напряжениях.

Зона ионизации не зависит не только от напряжения на катоде, но и от межэлектродного расстояния (рис. 2.343). Характерный размер зоны ионизации составляет около 150 мкм (по уровню 10% от максимальной интенсивности).

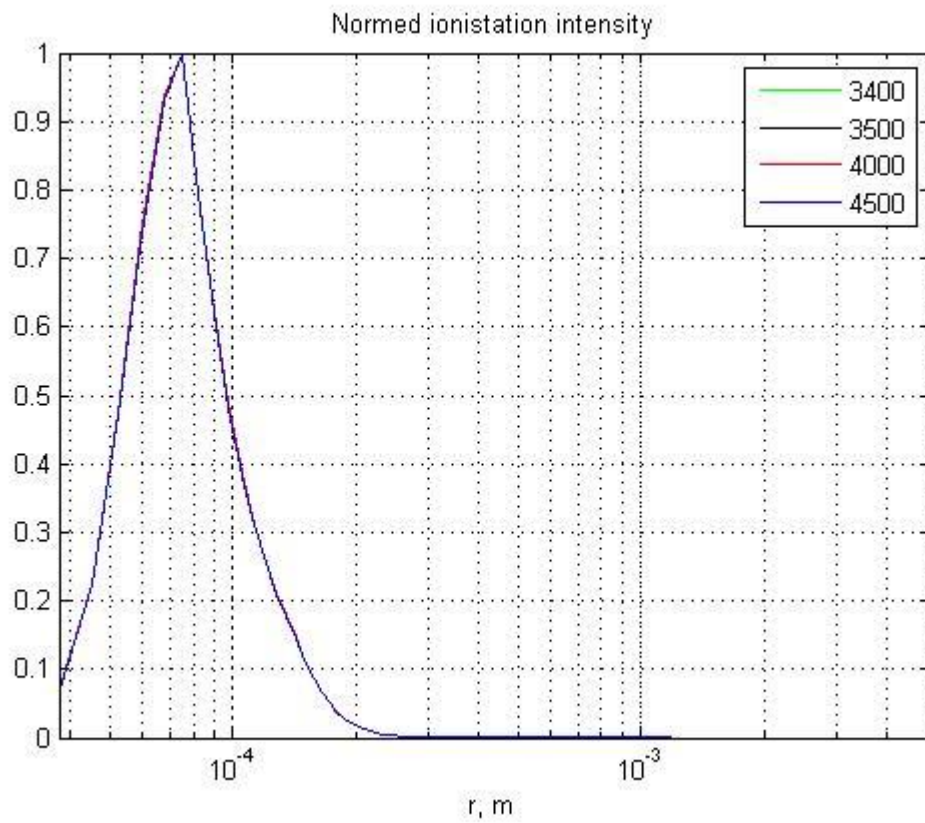


Рис. 2.343. Интенсивность ионизации в стационарном режиме нормированная на максимум. При разных напряжениях графики совпадают.

Также наблюдаем увеличение интенсивности свечения в зоне дрейфа относительно максимума с увеличением напряжения (рис. 2.344). Но для достижения диффузного свечения необходимо более высокое напряжение, чем в системе с меньшим межэлектродным расстоянием. Аналогичная закономерность наблюдается и в эксперименте. Это связано с тем, что в модели с внешним радиусом 5 мм напряженность поля во внешней зоне достигает 3 кВ/см, а в модели с внешним радиусом 15 мм – только 1,5 кВ/см (сравните рис. 2.338 и 2.342).

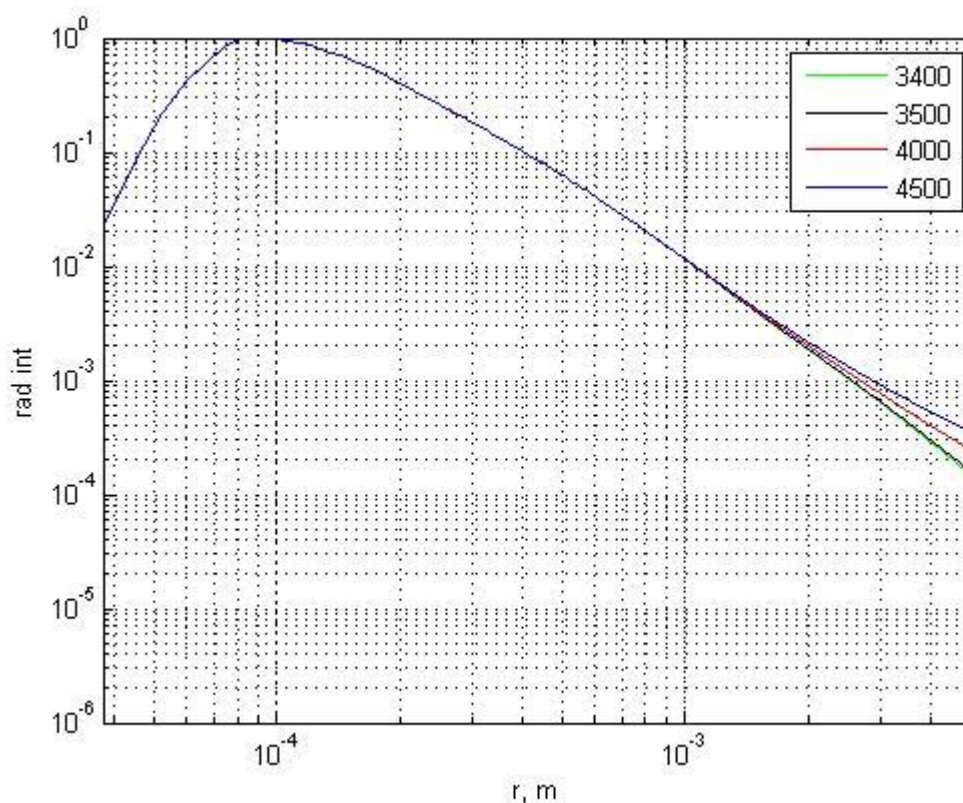


Рис. 2.344. Интенсивность свечения в межэлектродном промежутке.

### Вольтамперная характеристика

В стационарном режиме ток через катод и анод одинаков и равен току в цепи источника. Измеряя зависимость тока от напряжения, получаем вольтамперную характеристику разряда (рис. 2.335). Сравним полученные ВАХ в моделировании с аналитическим расчетом по методу Дейча-Попкова [80, с. 54].

$$\left(\frac{U_0}{U} - 1\right) \cdot \ln(R/r_0) = \left(1 + \frac{I}{I_b}\right)^{0.5} - 1 - \ln\left(0.5 \cdot \left(\sqrt{1 + \frac{I}{I_b}} + 1\right)\right)$$

где  $I_b = 2 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot b_i \cdot r_0^2 \cdot E_0^2 / R^2$  - базисное значение,  $b_i$  - подвижность ионов.

$r_0$  - радиус проволоки;

$R$  - внешний радиус цилиндра;

$U_0$  - напряжение зажигания коронного разряда (используем данные из моделирования);

$E_0$  - напряженность поля у катода (используем данные из моделирования).

Ток в компьютерной модели получается меньше из-за отмеченного выше влияния электронной проводимости во внешней области – метод Дейча-Попкова предполагает, что проводимость во внешней зоне обеспечивается только ионами.

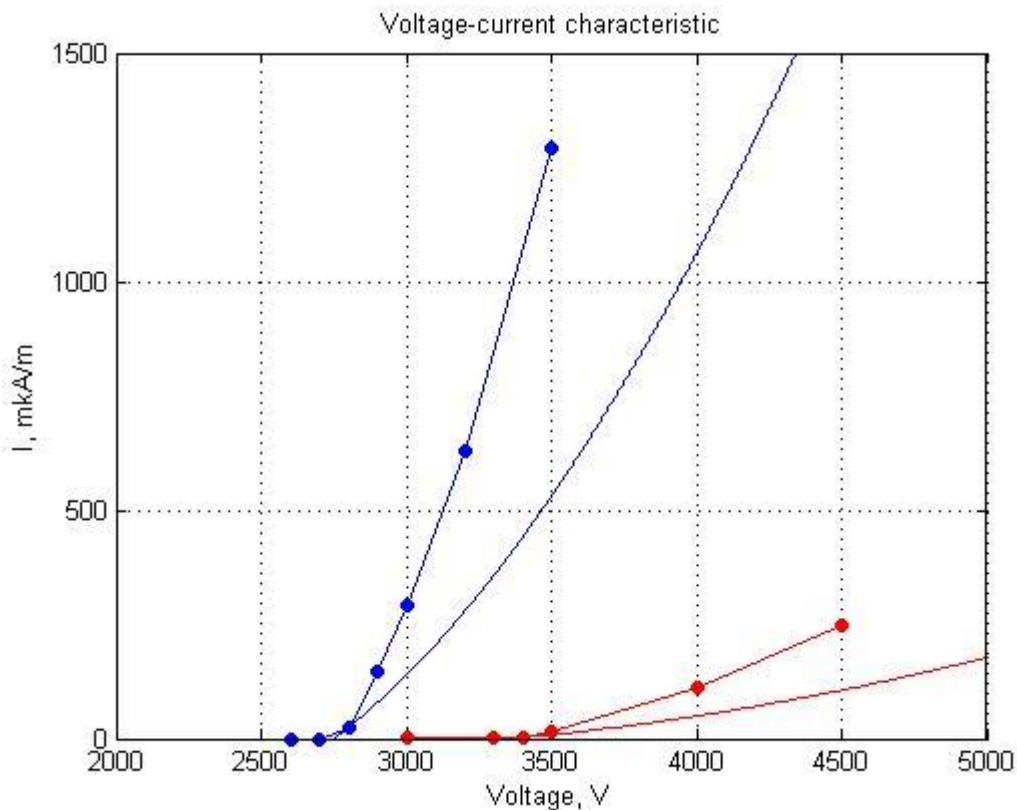
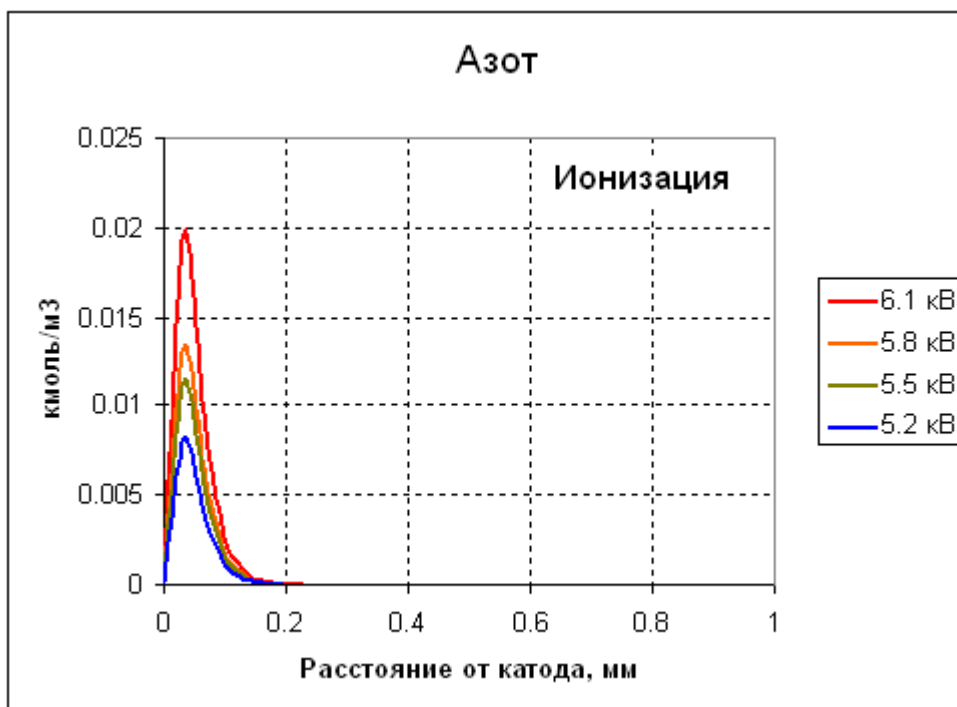
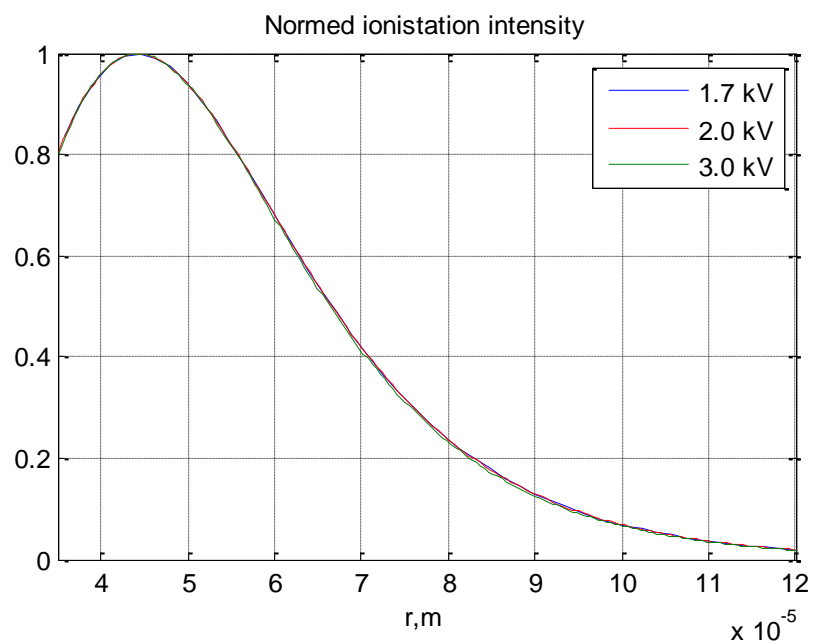


Рис. 2.345. Вольтамперная характеристика разряда. Синяя кривая – радиус внешнего цилиндра 5 мм, красная кривая – радиус внешнего цилиндра 15 мм.

### ***Сравнение разрядов отрицательной полярности в разных газах***

Сопоставим некоторые из полученных выше результатов, чтобы выявить влияние газа, заполняющего межэлектродный промежуток, на характер коронного разряда.





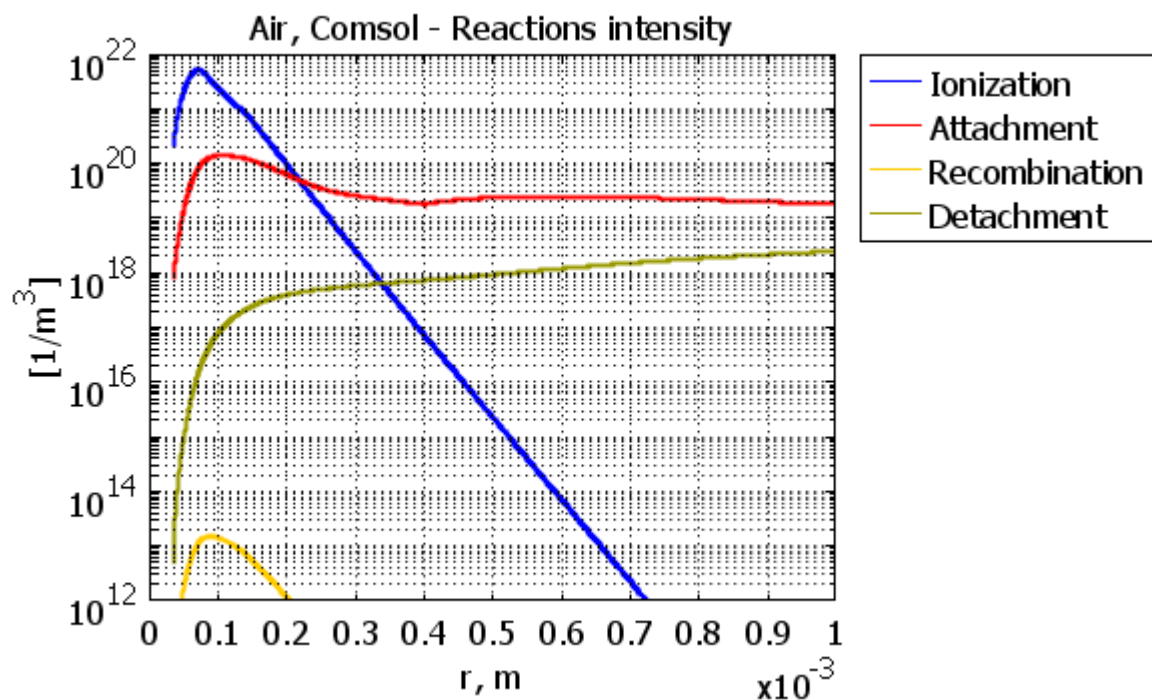
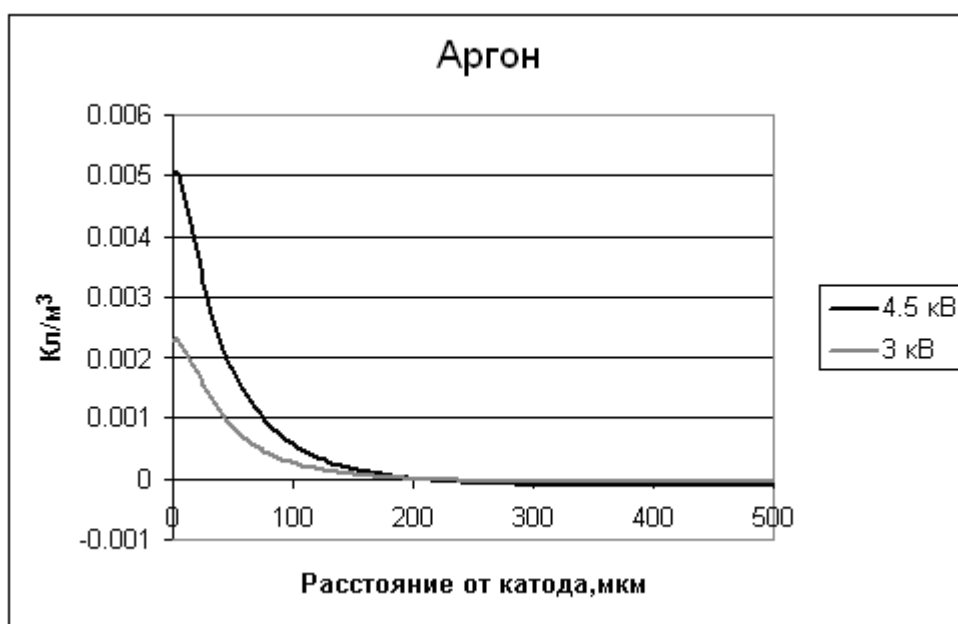


Рис. 2.346. Рождение и гибель электронов в разных газах.

На рис. 2.346 сопоставляются процессы рождения и гибели. В аргоне и азоте рекомбинация ничтожно редка, а других каналов гибели электронов нет – в результате электрон пересекает весь межэлектродный промежуток. В этих газах можно выделить характерную зону, за пределами которой ионизация ничтожно редка. В воздухе электроны гибнут во внешней области из-за прилипания, и можно четко выделить границу, на которой коэффициент прилипания равен коэффициенту ионизации.

Во всех зонах границу чехла можно определить как расстояние, на котором мощность излучения вдвое меньше максимума. Разумеется, таким образом определенная граница чехла не будет совпадать с границей области ионизации.



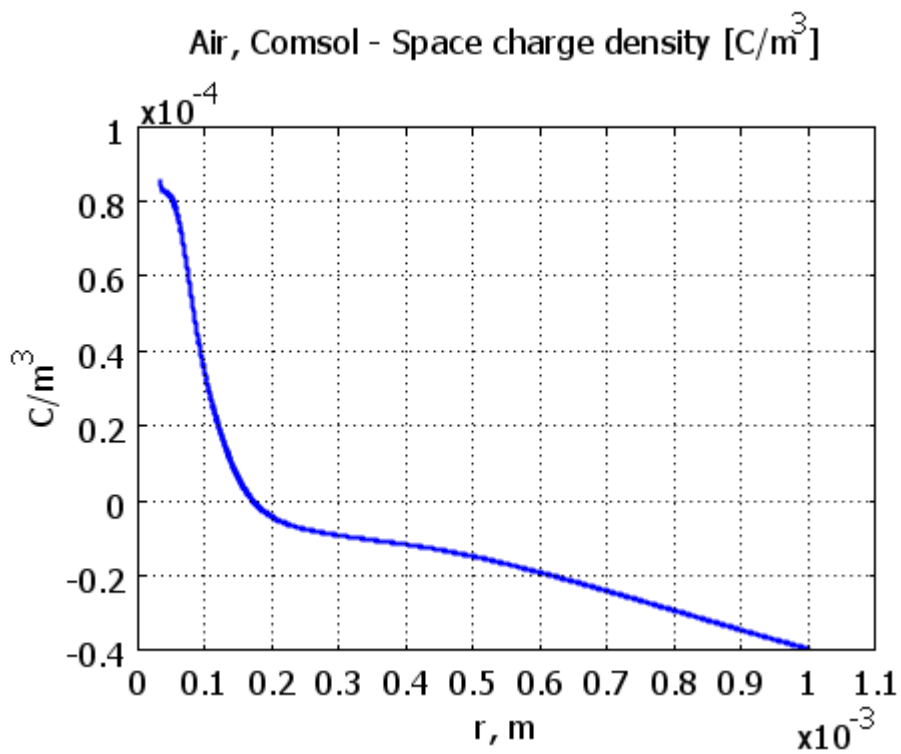
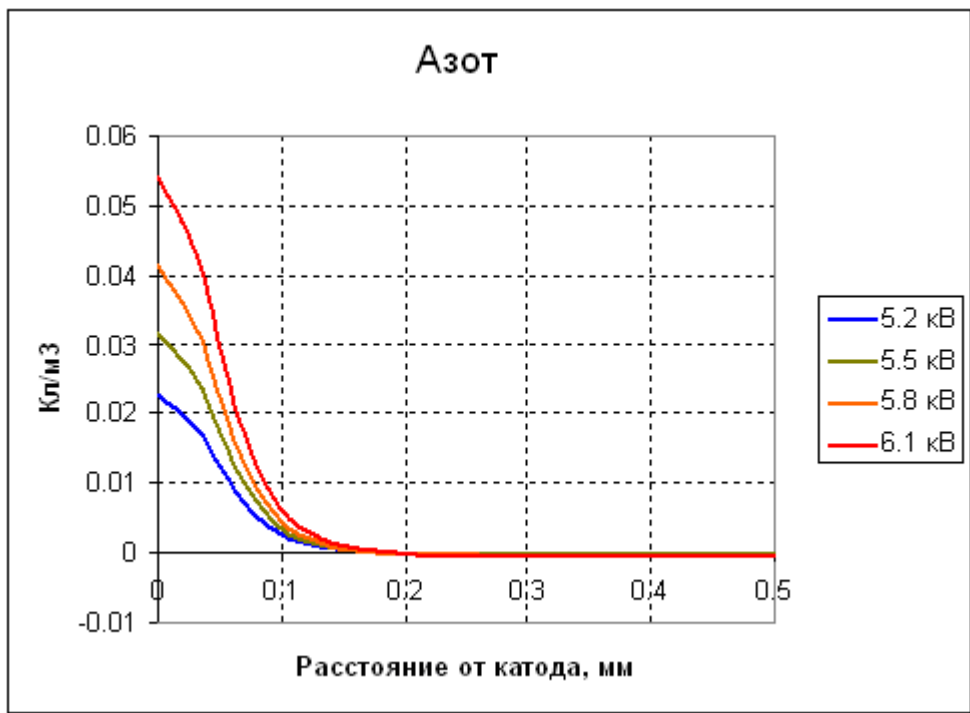
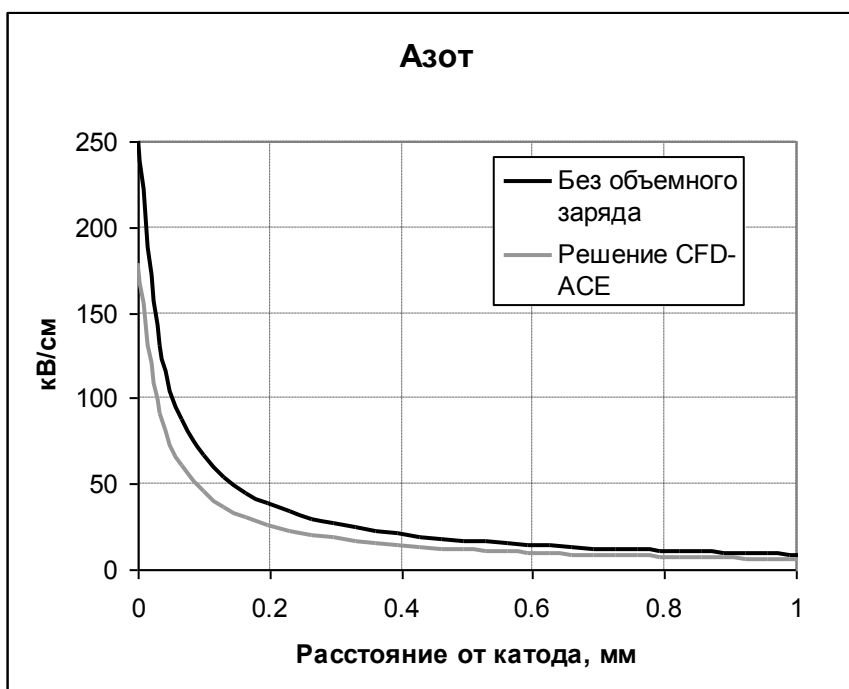
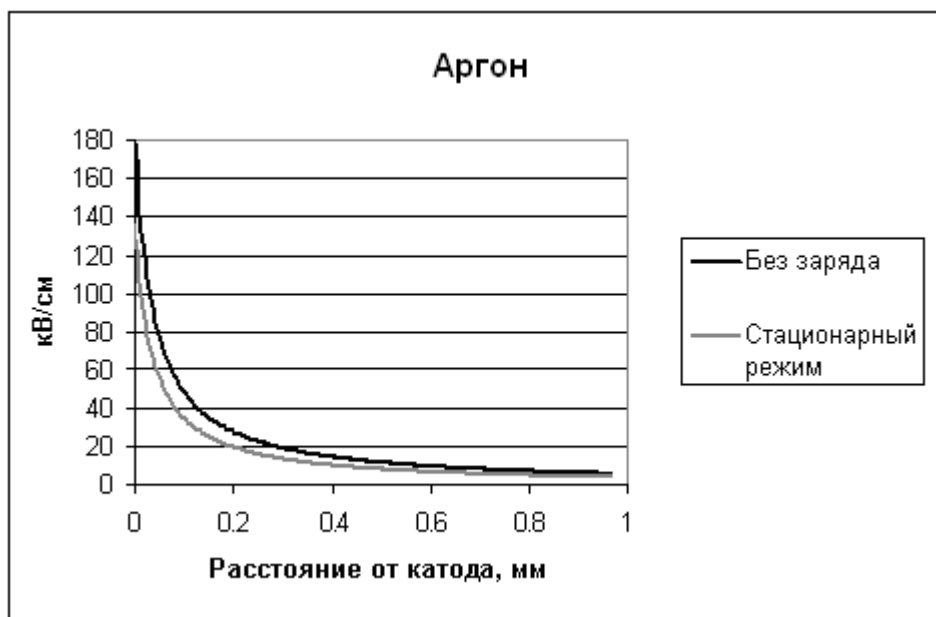


Рис. 2.347. Объемный заряд.

На рис. 2.347 сравниваются распределения объемного заряда. В воздухе, благодаря отрицательным ионам, величина отрицательного заряда сравнима с величиной положительного заряда у катода. У азота и аргона отрицательный заряд, который формируется электронами, много меньше положительного. Во всех газах объемный заряд существенно влияет на напряженность электрического поля (рис. 2.348), характер

искажения напряженности поля схожий, и во всех газах наблюдается фиксация напряженности поля на катоде вне зависимости от напряжения (см. напр. рис. 2.342).



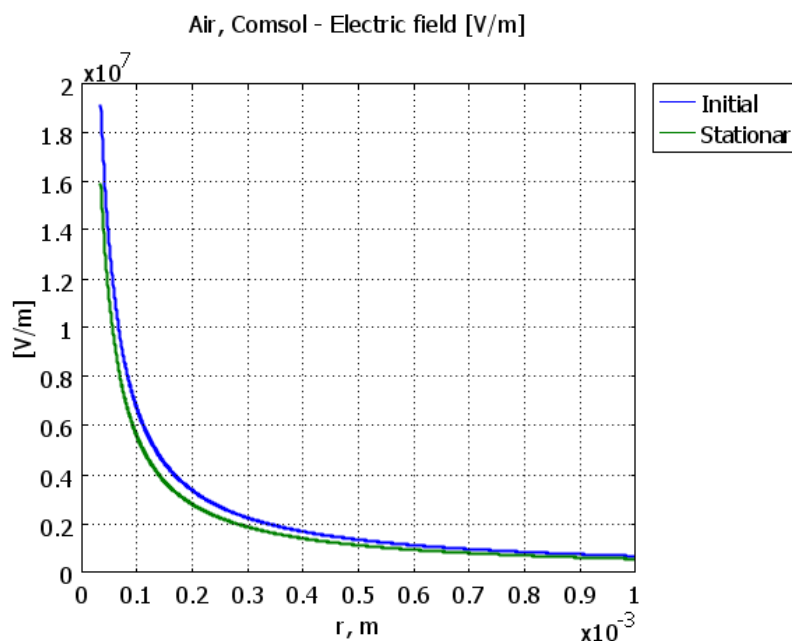


Рис. 2.348. Напряженность электрического поля.

В области неоднородного поля происходит ионизационный процесс. Вспомним условие возникновения самостоятельного разряда: обратный коэффициент вторичной эмиссии  $1/\gamma$  равен числу электронов, производимых в результате ионизации одним электроном, вылетевшим с катода:

$$\frac{1}{\gamma} = \exp \left[ \int_{\text{катод}}^{\text{анод}} \alpha_{\text{эфф}}(x) dx \right] - 1 \quad (2.90)$$

Это условие обеспечивает воспроизводство электронов через вторичную эмиссию. Равенство (2.90) определяет порог зажигания самостоятельного разряда. Но как только система переходит через порог, равенство превращается в неравенство:

$$\exp \left[ \int_{\text{катод}}^{\text{анод}} \alpha_{\text{эфф}}(x) dx \right] > \frac{1}{\gamma} - 1$$

Неравенство означает, что поток электронов с катода постоянно возрастает. И механизм остановки роста может быть разным.

Во-первых, важнейшим механизмом может оказаться рекомбинация. С ростом концентрации электронов вероятность рекомбинации растет (в отличие от вероятности ионизации, которая не зависит от концентрации электронов). Это приводит к появлению дополнительного канала гибели электронов.

Во-вторых, объемный заряд, растущий с ростом концентрации электронов, может исказить электрическое поле, это приведет к уменьшению коэффициента ионизации  $\alpha$  в чехле короны.

Конечно, эти механизмы могут сочетаться. Прилипание также усложняет ситуацию. Само по себе прилипание не может остановить рост потока электронов, поскольку вероятность прилипания не зависит от концентрации электронов (ведь сталкиваются электрон и нейтральная молекула). Однако электроны превращаются в отрицательные ионы. Ионы более медленные и создают более значительный объемный заряд, а ион-ионная рекомбинация как правило идет активнее чем электрон-ионная.

В **аргоне** и **азоте** в чистом виде реализуется механизм искажения поля, рекомбинация там ничтожно редка.

В **воздухе** также работает механизм искажения поля, но также работает ионная рекомбинация.

### **Коронный разряд положительной полярности**

Рассматривается коронный разряд в воздухе положительной полярности в системе электродов цилиндр-цилиндр. Расчет произведен в дрейфово-диффузионном приближении.

#### **Особенности постановки задачи**

В случае разряда положительной полярности вторичным процессом, обеспечивающим появление новых затравочных электронов и, в конечном счете, самостоятельность разряда, может быть только фотоионизация. В настоящем исследовании используется упрощенная модель фотоионизации (5.2), описанная в главе 5 «Компьютерное моделирование стримеров».

Решаемое уравнение на концентрацию фотонов  $n_{ph}$  имеет следующий вид:

$$-\Delta n_{ph} = -\lambda^2 n_{ph} + \frac{5\lambda}{c} q_{ph}$$

Здесь  $q_{ph}$  – источник рождения фотонов в результате возбуждения электронным ударом. Его зависимость от напряженности поля задана подобной зависимости коэффициента ионизации от напряженности, поскольку энергия перехода для этих двух процессов близка (ведь ионизирующие фотоны испускаются с самых верхних энергетических уровней молекулы):

$$q_{ph} = 10^{-6} \nu_{ion}(E) n_e$$

А для электронов добавляется источник, связанный с фотоионизацией:

$$S_e = \dots + \lambda c n_{ph}$$

На границах для электронов задаются условия нулевого потока:

$$\frac{\partial n_{ph}}{\partial n} = 0$$

Из экспериментальных данных известен только диапазон, в котором находится коэффициент эффективности фотоионизации  $q$ , это  $10^{-6} - 10^{-3}$ . Результаты моделирования показали, что корона горит при  $q > 10^{-5}$ .

Произвол в выборе коэффициента эффективности фотоионизации приводит к смещению вольтамперной характеристики короны, но не меняет ее характерной формы, таким образом, сравнивая теоретические и смоделированные ВАХ можно достаточно точно определить  $q$ .

В данной работе был выбран  $q = 10^{-5}$ .

### **Анализ результатов**

На рис. 2.349 приведена зависимость тока разряда от времени.

Колебания тока объясняются изменениями поля, которые в свою очередь связаны с появлением объемного заряда. Образующиеся положительные ионы сравнительно медленно летят к катоду и снижают поле у анода, поскольку частота ионизации зависит от

поля экспоненциально то это сильно сказывается на ионизации уменьшая ее. По мере того как волна положительных ионов удаляется от анода, напряженность поля возрастает, и ионизация вновь увеличивается, этот процесс повторяется несколько раз, после чего ток выходит на стационар.

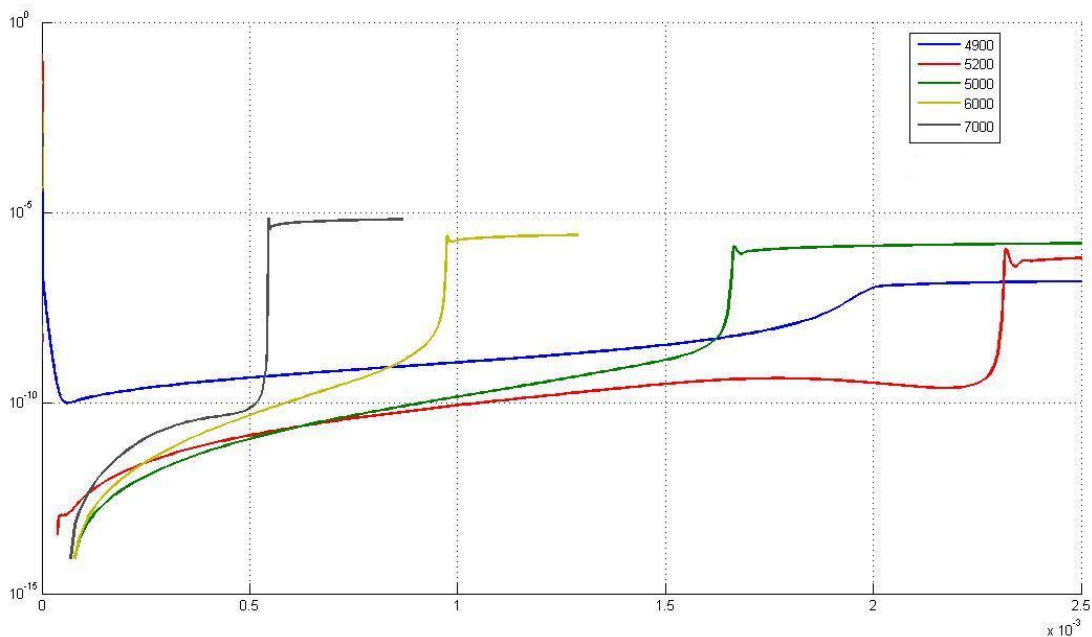


Рис. 2.349. Зависимость тока вблизи катода ( $r=50$  мкм) от времени. Выход тока на стационар для различных напряжений.

На рис. 2.350 представлены распределения радиальной компоненты электрического поля. Видно, что в момент времени  $t=2.4 \cdot 10^{-3}$  с поле резко снижается, что соответствует падению тока на графике 1. Остальные изменения тока имеют такое же объяснение.

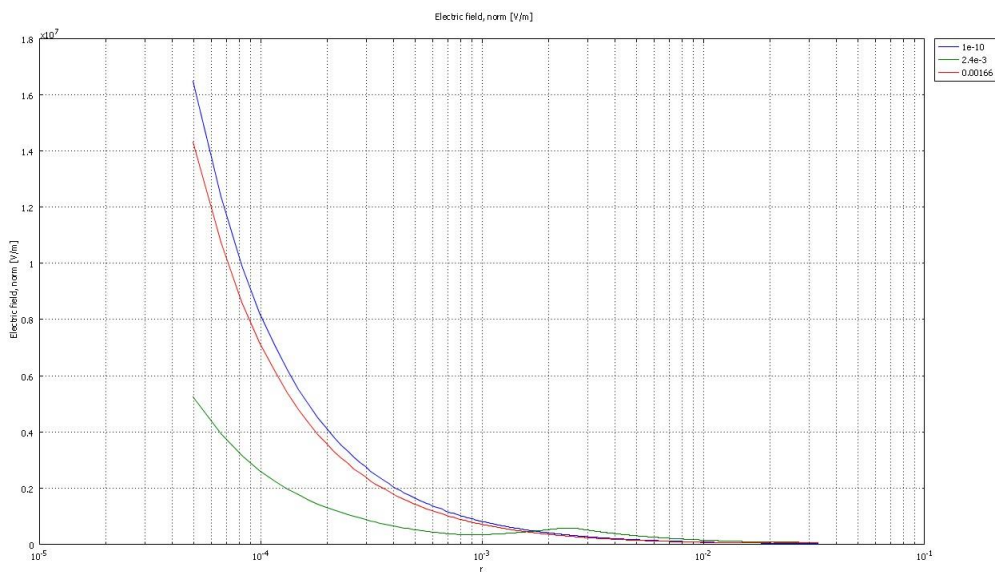


Рис. 2.350. Распределение радиальной компоненты напряженности электрического поля в различные моменты времени, для напряжения 5500 В.

Интенсивные процессы ионизации происходят только в малой прианодной области, так называемом чехле коронного разряда. Остальная область межэлектродного промежутка называется зоной дрейфа, в которой преобладает концентрация положительных ионов, сравнительно медленно движущихся к катоду (рис. 2.351). Отрицательные ионы и электроны сосредоточены у анода.

Такое распределение заряженных частиц и образует пространственный заряд, который ограничивает рост тока и приводит его в стационарный режим.

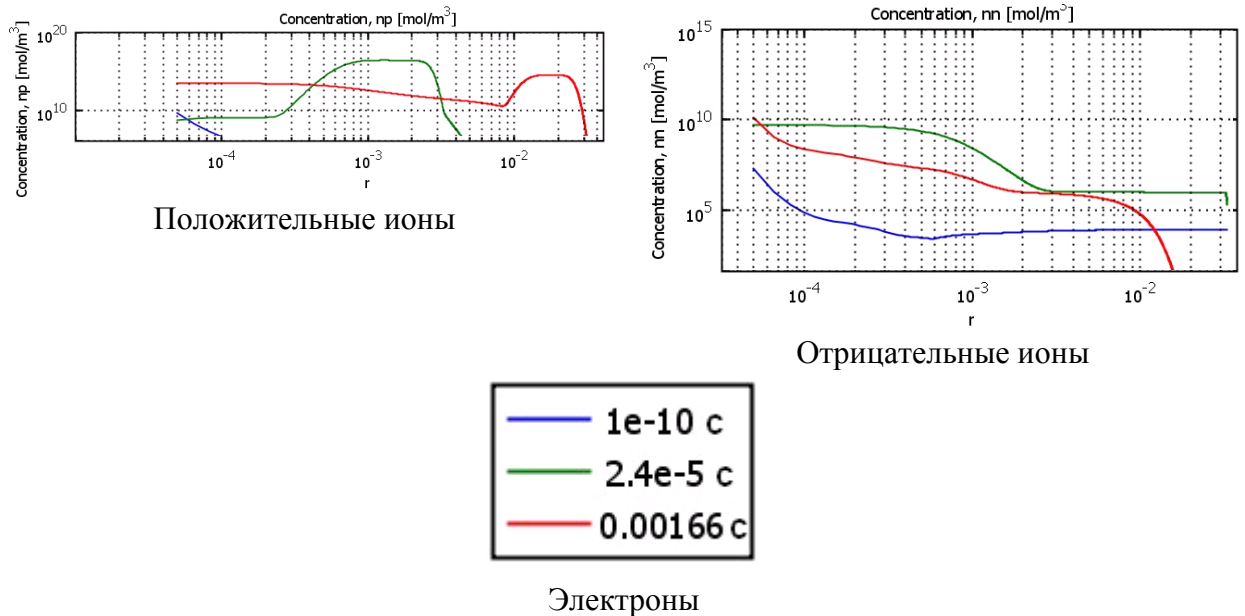


Рис. 2.351. Концентрации заряженных частиц в различные моменты времени для напряжения 5,5 кВ.

Как показывает рис. 2.352, объемный заряд в межэлектродном промежутке положителен. Это связано с тем, что все электроны и отрицательные ионы быстро уходят на анод, а положительные ионы долго двигаются к катоду.

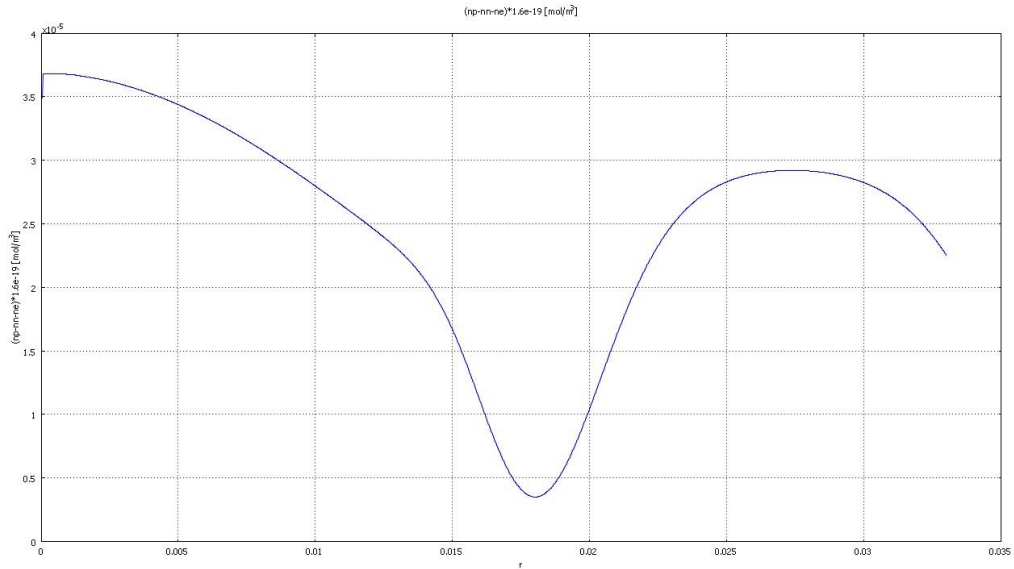


Рис. 2.352. Распределение объемного заряда в стационарном режиме, напряжение 5,5 кВ.

Вся ионизация сосредоточена в небольшой области прианодного пространства, в т. н. зоне ионизации. Характерные размеры зоны ионизации можно оценить по графику интенсивности ионизации (рис. 2.353).

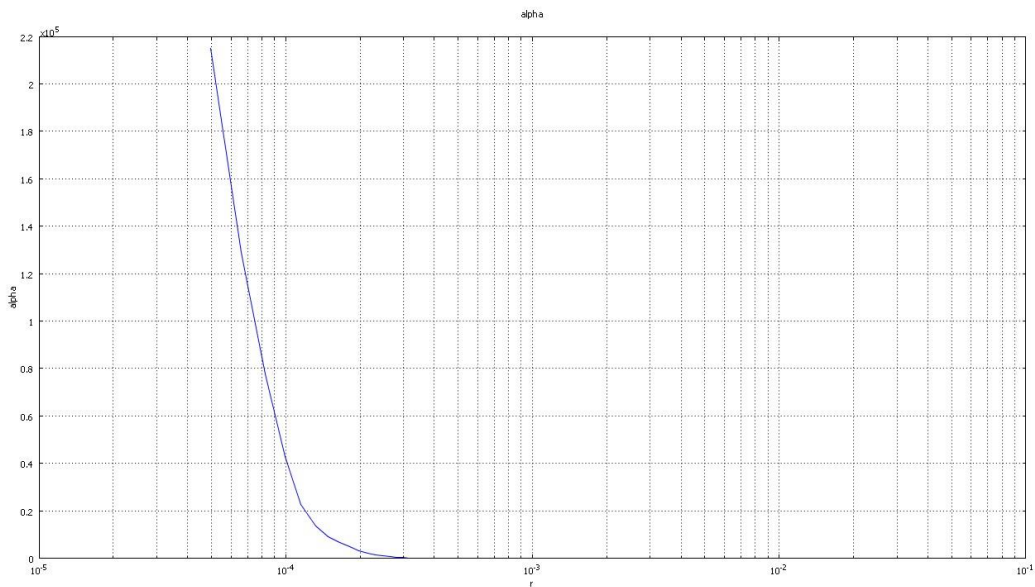


Рис. 2.353. Интенсивность ударной ионизации (произведение концентрации электронов на частоту ионизации) в стационарном режиме. Напряжение 5,5 кВ.

Характерный размер зоны ионизации (по уровню 10% от максимума)  $\sim 70$  мкм. В случае отрицательной короны размер зоны ионизации  $\sim 150$  мкм. Таким образом, моделирование показывает, что положительная корона принимает облегчающую электрод форму и соответственно имеет меньший размер по сравнению с отрицательной короной.

Кроме того, вблизи анода наблюдается свечение. Область свечения называется чехлом коронного разряда. Распределения интенсивности свечения в межэлектродном



промежутке представлены на рис. 2.354. Как видно по графикам, из-за нехватки электронов во внешней области интенсивность свечения быстро падает с расстоянием, опускаясь на расстоянии 1 мм от анода на 8-9 порядков по сравнению с максимумом. Таким образом, при положительной полярности короны не возникает предпосылок к возникновению диффузного свечения во внешней области.

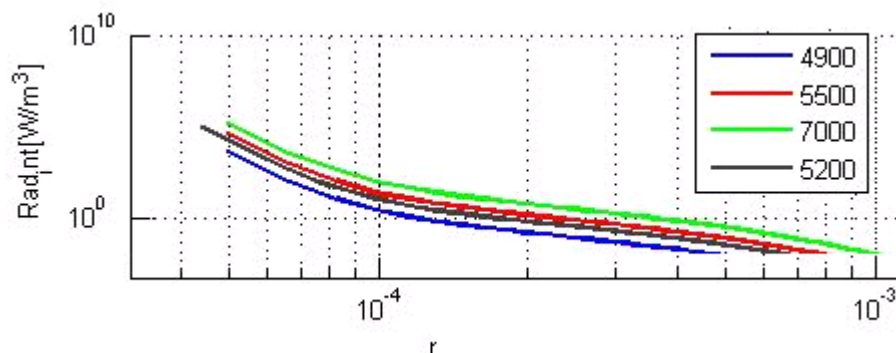


Рис. 2.354. Распределение интенсивности свечения (в Вт/м<sup>3</sup>) в видимом диапазоне в стационарном режиме для различных напряжений.

Максимум интенсивности излучения приходится на поверхность анода, поэтому свечение принимает облегающую форму. В случае отрицательной короны максимум интенсивности приходится приблизительно на середину чехла короны. Различие связано с тем, что при положительной короне лавинный процесс (т.е. рост концентрации электронов) направлен к активному электроду, а при отрицательной короне – от него.

Как и в случае отрицательной короны, размер зоны ионизации не зависит от прикладываемого на анод напряжения и составляет около 70мкм. Область чехла короны свечения превосходит область ионизации по размеру приблизительно в 2 раза независимо от напряжения, в случае отрицательной короны это соотношение примерно равно 3.

На рис. 2.355 представлена вольтамперная характеристика коронного разряда в воздухе при атмосферном давлении в системе электродов нить-цилиндр с радиусом внешнего цилиндра 33мм.

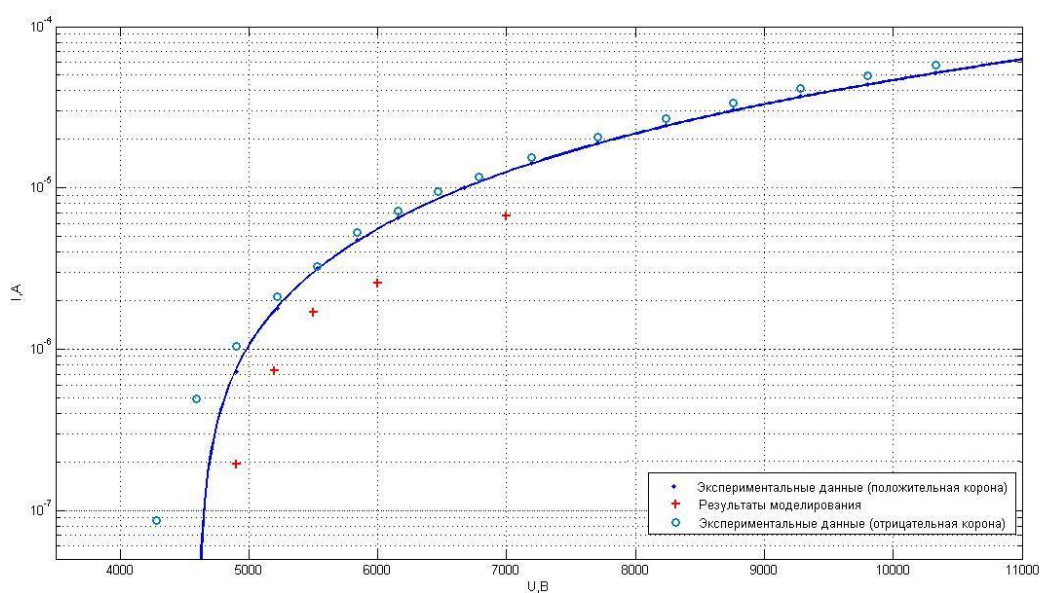


Рис. 2.355. Модельная и экспериментальная вольтамперная характеристика.

Как отмечалось выше, сдвиг вольтамперной характеристики построенной по результатам моделирования относительно экспериментальных точек обусловлен неточным выбором коэффициента эффективности фотоионизации  $q$ . Напомним, что был выбран  $q=10^{-5}$ . Варьируя коэффициент  $q$ , можно определить его значение, добившись совпадения точек. Общий вид кривой достаточно хорошо совпадает с экспериментальными данными.

Сравнение проводилось только в области самостоятельного горения разряда, поскольку в области низких напряжений плотность тока характеризуется мощностью внешней ионизации (например, космического излучения либо специального ионизатора), и этот тип разряда уже не относится к коронному.

### Сопоставление положительного и отрицательного коронного разряда

Из компьютерных моделей коронного разряда в системе электродов цилиндр-цилиндр следуют следующие выводы об отличии разрядов разных полярностей (табл. 2.21). Разряд отрицательной полярности имеет более широкую область свечения, может также возникать диффузное свечение в межэлектродном промежутке.

Имеются и схожие черты – у разрядов обеих полярностей наблюдается постоянство характерного размера зоны ионизации от напряжения. В обоих случаях при переходном процессе возникают импульсы Тритчела.

	Положительный коронный разряд	Отрицательный коронный разряд
Размер зоны ионизации	около 70 мкм	около 150 мкм
Отношение размера чехла (области свечения) к зоне ионизации	около 2	около 3
Возможность возникновения диффузного свечения во внешней области	Нет	Есть
Наличие электронов во внешней области	Нет	Есть

Табл. 2.21. Различия коронных разрядов разных полярностей в системе электродов цилиндр-цилиндр с радиусами цилиндров 35 мкм и 33 мм.

### Литература

77. Райзер Ю.П. Физика газового разряда.- М.: Наука. 1992.
78. Jones D.B., Campbell L., Bottema M.J., Teubner P.J.O., Cartwright D.C., Newell W.R. and Brunger M.J. Electron-driven excitation of O<sub>2</sub> under night-time auroral conditions: excited state densities and band emissions // Planetary and Space Science, Vol. 54, issue 1 (2006), pp. 45-59
79. Michael J. Brunger, Stephen J. Buckman Electron–molecule scattering cross-sections. I. Experimental techniques and data for diatomic molecules // Physics Reports, Vol. 357 (2002), pp. 215-458
80. Верещагин И.П. Коронный разряд в аппаратах электронно-ионной технологии. М. Энергоатомиздат, 1985. 160 С.



## Глава 8. Влияние изолирующих покрытий электродов на стримерно-лидерные процессы в воздухе.

### **Проводимость и пробой твердых диэлектриков**

Под действием невысокого приложенного постоянного напряжения через диэлектрик протекает ток утечки, который состоит из объемного и поверхностного токов. Объемный ток проходит через внутренние области диэлектрика и обусловлен величиной объемного сопротивления  $R_v$ . Поверхностный ток утечки проходит через поверхностные слои диэлектрика и обусловлен величиной поверхностного сопротивления диэлектрика  $R_s$ . Понятие поверхностного сопротивления вводят применительно к твердым и жидким диэлектрикам, так как в результате воздействия внешних загрязнений, например, влаги, электропроводность наружных слоев диэлектрика может быть значительно большей по сравнению с проводимостью внутренних областей. В таких случаях низкое значение электрического сопротивления диэлектрика определяется большим поверхностным током утечки.

Для оценки качества диэлектриков с точки зрения их способности препятствовать прохождению через них электрического тока пользуются такими характеристиками как удельное объемное сопротивление  $\rho$  и удельное поверхностное сопротивление  $\sigma$ .

Измерение удельных сопротивлений производится согласно методике, изложенной в [81].

Измерение удельного объемного сопротивления образцов осуществляется сначала без защиты от влияния поверхностных токов, а затем с защитой от погрешностей, связанных с поверхностными эффектами. Для защиты от поверхностных токов использовался дополнительный электрод (рис. 2.356), соединенный с «землей» в измерительной установке.

Пример расположения электродов на плоском образце

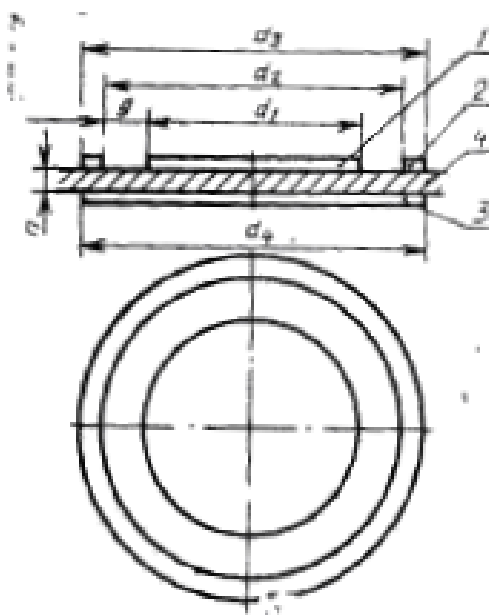


Рис. 2.356. Измерение сопротивления диэлектрика. 1- защищенный электрод; 2 – защитный электрод; 3 – незащищенный электрод.

Измерение удельного поверхностного сопротивления всегда производится с защитой от погрешности, связанной с объемными эффектами. Сопротивление зазора на поверхности между электродами 1 и 2 измеряется непосредственно электродом 1 в качестве защищенного электрода, электродом 3 как защитным и электродом 2 в качестве незащищенного. Измеренное таким образом сопротивление включает поверхностное сопротивление между электродами 1 и 2 и объемное сопротивление между этими двумя электродами. При условии придания электродам соответствующих размеров, можно достичь пренебрежимо малой величины влияния объемного сопротивления.

Измерение удельного объемного сопротивления производится в зависимости от времени воздействия напряжения с интервалами времени: 1, 2, 5, 10, 50, 100 мин. Если два последующих измерения дают одинаковые результаты, испытание прекращается, и определенное таким образом значение используется в расчетах объемного сопротивления.

Поверхностное сопротивление определяют через одну минуту после включения напряжения.

Удельное объемное сопротивление  $\rho$  (измеряется в Ом·м) рассчитывается по формуле:

$$\rho = R_x \frac{A}{h}$$

Здесь  $R_x$  – объемное сопротивление (измеряется в Ом);  $A$  – эффективная площадь защищенного электрода, в м<sup>2</sup> (см<sup>2</sup>);  $h$  – средняя толщина образца, м (см).

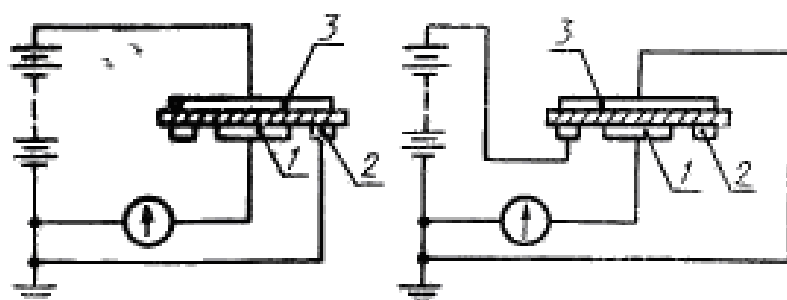
Удельное поверхностное сопротивление  $\sigma$ , Ом, рассчитывают по формуле:

$$\sigma = R_x \frac{p}{g}$$

Здесь  $R_x$  – поверхностное сопротивление, Ом;  $p$  – эффективный параметр защищенного электрода для конкретно используемого размещения электродов, в м (см);  $g$  – ширина зазора между электродами м (см).

Схемы измерения сопротивления образцов диэлектриков представлены на рис. 2.357.

Принципальная схема соединения защищенных электродов



а) для измерения удельного объемного сопротивления

1 – защищенный (измерительный) электрод; 2 – защитный (огражденный) электрод; 3 – незащищенный электрод (электрод напряжения)

б) для измерения удельного поверхностного сопротивления

1 – защищенный (измерительный) электрод; 2 – незащищенный электрод (электрод напряжения); 3 – защитный (огражденный) электрод

Рис. 2.357. Схемы измерения сопротивления образцов диэлектриков.

Далее в качестве твердых диэлектриков использовались парафин, воск, битум и этиленвинилацетат (ЭВА). Результаты измерений удельного объемного сопротивления этих диэлектриков (без защиты от поверхностных токов) приведены на рис. 2.358.

Удельное объемное сопротивление диэлектриков

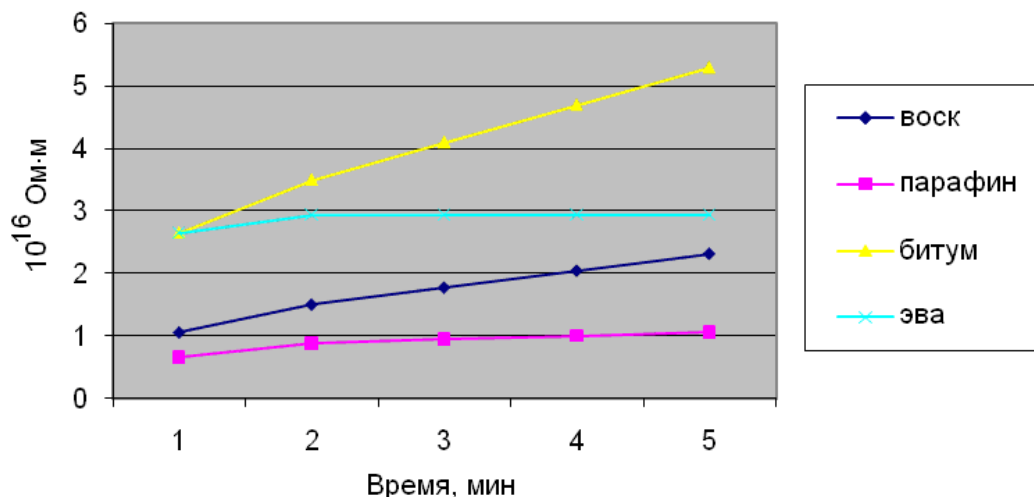


Рис. 2.358. Измеренное удельное объемное сопротивление диэлектриков.

Результаты измерения стационарного удельного поверхностного сопротивления диэлектриков приведены в табл. 2.22.

воск	$1,1 \cdot 10^{14}$
парафин	$3,0 \cdot 10^{15}$
битум	$1,5 \cdot 10^{16}$
ЭВА	$1,2 \cdot 10^{15}$

Табл. 2.22. Удельное поверхностное сопротивление диэлектрических материалов, Ом.

Стандартным изолирующим покрытием для высоковольтных кабелей является поливинилхлорид (ПВХ) (табл. 2.23).

Удельная проводимость	$\sigma = 10^{-14} \div 10^{-12} \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$
Диэлектрическая проницаемость	$\epsilon = 3.1 \div 3.5$
Электрическая прочность	$E_{пр} = 15 \div 35 \text{ кВ/мм}$

Табл. 2.23. Основные характеристики ПВХ.

В сильных электрических полях проводимость диэлектриков повышается и зависимость проводимости от напряженности поля становится нелинейной в соответствии с теорией Френкеля. Однако, если величина электрического поля не превышает порогового значения, изменения электрических свойств диэлектриков остаются обратимыми. Напротив, если величина электрического поля превышает это пороговое значение, то в диэлектрике происходят необратимые изменения свойств - электрическое старение и пробой.

Электрический пробой - это резкое уменьшение электрического сопротивления диэлектрика и увеличение силы тока, проходящего через него, когда напряженность электрического поля достигает критической величины  $E_{пр}$ , называемой электрической

прочностью диэлектрика. При пробое образуется токовый канал (или шнур), удельное электрическое сопротивление в котором меньше, чем в окружающем веществе [83]. Почти весь пробойный ток течет по этому шнуру, в материале твердого диэлектрика образуется каверна. Существует несколько теорий, предлагающих различные механизмы инициации и развития пробоя твердого диэлектрика.

Теория электростатической ионизации предполагает существенное увеличение электронной проводимости твердого диэлектрика в следствие перехода электронов в зону проводимости за счет туннельного эффекта как из нормальной зоны, так и из зоны проводимости; здесь ширина запрещенной зоны (потенциальный барьер) обратно пропорциональна напряженности внешнего электрического поля и уменьшается с увеличением напряженности, при этом растет угол наклона уровней зон.

В теории ударной ионизации при достаточно большой величине напряженности внешнего электрического поля электроны перемещаются в зоне проводимости с нижнего уровня на верхний или в нормальной зоне с верхнего на нижний уровень. Тогда, растет их энергия и при частичных потерях ее при взаимодействии с кристаллической решеткой возникает лавинный процесс.

Выделяют два типа пробоев твердого диэлектрика - электронный и тепловой.

Электронный пробой происходит в результате разрушения диэлектрика электронной лавиной, образующейся при взаимодействии потока электронов с элементами структуры диэлектрика при высоком значении напряжения. При электронном пробое происходит, грубо говоря, разрыв материала электрическими силами.

При тепловом пробое разрушение диэлектрика по одному из направлений ( в слабом месте) происходит в результате плохого отвода из данного участка тепла, образующегося за счет диэлектрических потерь. Образование теплового пробоя более вероятно при высоких температурах и при длительном воздействии напряжения. При кратковременном воздействии напряжения и относительно низких температурах более вероятен электронный пробой. При тепловом пробое электрическая прочность зависит лишь косвенно от химической природы материала - через величину диэлектрических потерь, проводимость, теплопроводность.

В окрестности некоторой критической длины время развития пробоя скачком изменяется на два порядка. При больших и малых толщинах характер зависимости напряжения пробоя от толщины отличается. Причина в том, что при малой толщине диэлектрика электронный пробой, как правило, является многолавиновым, в то время как при больших толщинах преобладает однолавиновый механизм.

На рис. 2.359 приведены результаты исследования высоковольтной проводимости тонких пленок из парафина вплоть до пробоя при подаче постоянного напряжения. Исследования показали, что в предпробойной области наблюдается рост проводимости в пределах двух порядков, затем следует пробой, пробивное напряжение соответствует табличному значению и лежит в диапазоне 20-30 кВ/мм.

Эксперимент, в котором на поверхность одного электрода нанесен слой твердого диэлектрика-парафина, а в качестве второго электрода использована проводящая жидкость - соляной раствор. Полученная ВАХ в диапазоне до пробоя показана на рис. 2.359.

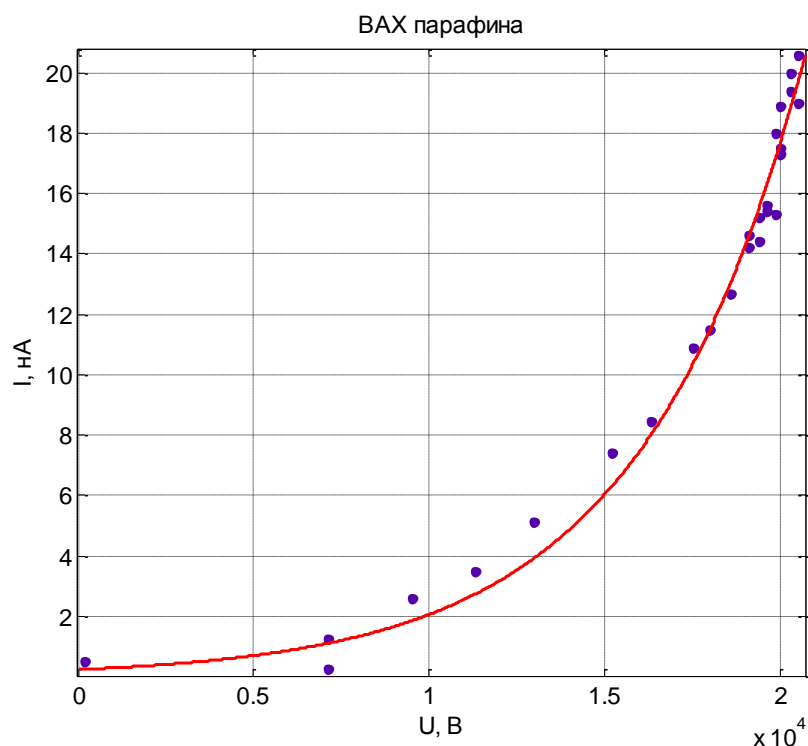


Рис. 2.359. ВАХ парафина. Толщина покрытия 0,8 мм. Напряжение пробоя 20,7 кВ.

### ***Влияние изолирующего покрытия на коронный разряд постоянного напряжения***

Нанесение диэлектрического покрытия на электрод, создающий повышенную напряженность поля, может привести к существенному изменению условий возникновения и протекания лавинно-стримерных процессов. Наиболее просто эти изменения исследовать в постоянном электрическом поле, на примере коронного разряда. В настоящей главе приведены результаты оригинальных исследований, проведенных в НОЦ «Электрофизика».

#### **Постановка эксперимента**

Коронный разряд – это характерная форма самостоятельного газового разряда, возникающая в резко неоднородных полях. Подробное описание коронного разряда приведено в главе 6 "Экспериментальное исследование коронного разряда" и главе 7 "Компьютерное моделирование коронного разряда".

В работе использовано несколько типов изоляции с различным удельным сопротивлением. Наибольшее внимание уделено повышению пробивной прочности воздушных промежутков в случае, когда на поверхность коронирующего электрода для подавления стримерной формы разряда нанесена изолирующая пленка. В качестве наиболее хорошего изолятора использовался чистый воск. В экспериментах использованы стальные шарики диаметрами 0.5мм, 0.7мм, 1.5мм, 2мм, 2.5мм, 3мм, 3.5мм, 4мм. В качестве механического крепления шариков и для подачи на них высокого напряжения использовался намагниченный металлический стержень (игла). Она полностью изолировалась воском, чтобы избежать зажигания коронного разряда на её поверхности.



Высокое напряжение подавалось от источника высокого напряжения ВИДН-30. Измерение напряжения проводилось при помощи делителя напряжения (с коэффициентом деления  $1:10^4$ ).

Напомним, что без покрытия при положительной полярности наблюдается облегаящая форма коронного разряда во всем диапазоне существования, нет предначального стримера и нет перехода к стримерной форме, которые наблюдаются у игольчатого электрода. Чехол коронного разряда имеет форму тонкого слабосветящегося приэлектродного слоя толщиной порядка 0,1 мм. При отрицательной полярности картина иная: с порога, равного в этом случае 11 кВ, на полюсе шарового электрода возникает очаг – катодное пятно, размерами 0,1-0,2 мм, из которого исходит расширяющийся светящийся пучок радиальными размерами порядка 1 мм с диффузно затухающими внешними границами. С ростом напряжения (17 кВ) на околополюсной поверхности катода появляется сначала второй очаг и два конусообразно расходящихся пучка. При повышении напряжения появляются лишь новые катодные пятна. При этом радиальные размеры коронного разряда растут относительно слабо, а поперечные, за счет сливания пучков, исходящих от разных очагов более существенно. Следует отнести обе формы коронного разряда к лавинным формам коронного разряда. Такая картина наблюдается во всем исследуемом диапазоне напряжений от 11 до 31 кВ.

Вольтамперная характеристика имеет характерный для коронного разряда вид квадратичной параболы.

### **Коронный разряд на изолированном шаре**

Рассмотрим данные экспериментов по изучению влияния электроизолирующих покрытий на процессы в чехле коронного разряда. Известно, что одним из лучших электроизоляторов является пчелиный воск. Он применяется для изготовления электретов, имеет собственную проводимость не выше  $0,01 \text{ пкОм}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$  (что подтверждается приведенными в отчете выше собственными измерениями) и высокую пробивную прочность. Исходя из этих данных можно предположить, что покрытие коронирующего электрода воском должно остановить процессы ион-электронной эмиссии и препятствовать прохождению стационарного тока и развитию короны.

В качестве коронирующего электрода использовались шарики разного диаметра, которые покрывались расплавом воска. Одновременно с видеозаписью снималась вольтамперная характеристика.

Установлено, что наличие изоляции не приводит к исчезновению коронного разряда, а лишь несколько увеличивает порог его зажигания.

Возможны два качественно разных пути развития короны. В некоторых случаях поверхность может сохранить свою целостность, однако в цепи появляется ток, а на поверхности зажигается корона (рис. 2.360), что говорит о том, что возможно повышение проводимости изоляции, при которой микроамперный ток короны проходит сквозь диэлектрик, не нарушая его структуры. Такая картина характерна для относительно тонких покрытий (менее 1 мм).

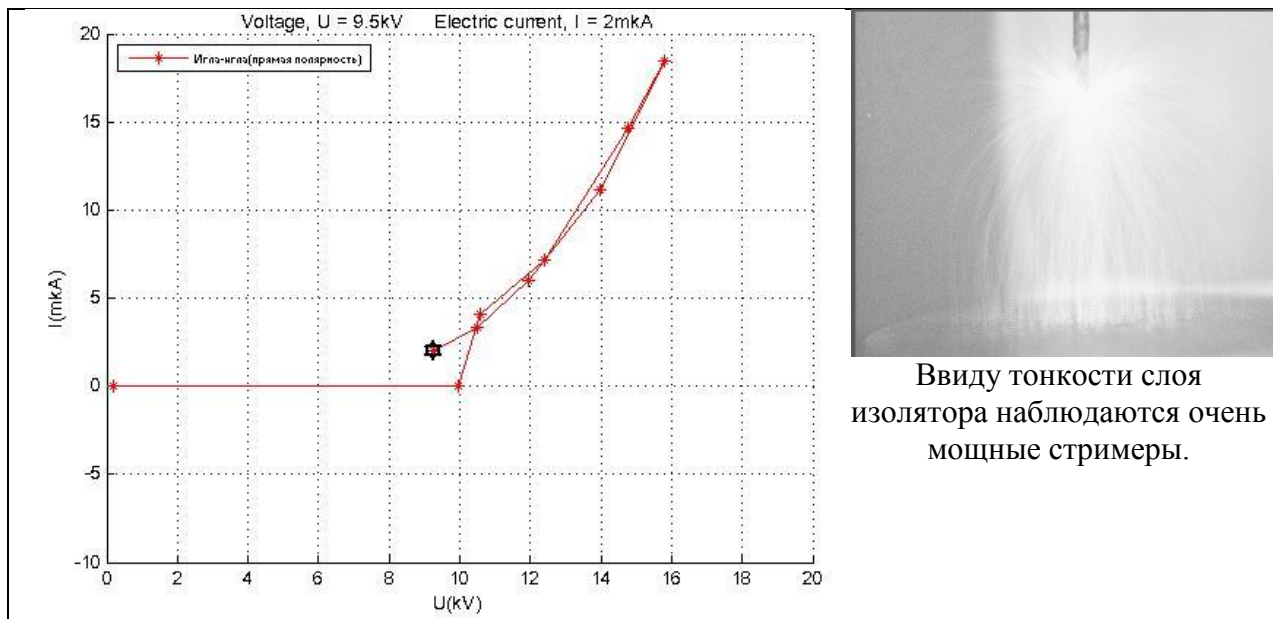


Рис. 2.360. Слой воска 0.03мм. Стримеры образуются по всей поверхности электрода, не повреждая покрытие из воска.

Возможен и другой путь. Целостность воскового покрытия может нарушиться, и на его поверхности возникает каверна (отверстие), что происходит наиболее часто (рис. 2.361-2.363). В случае поврежденного покрытия корона при повторном опыте будет гореть по-другому и будет несколько другая вольтамперная характеристика. Это показывает и опыт, когда при повышении напряжения ВАХ имеет пороговый характер, а при уменьшении напряжения – порог пропадает (рис. 2.361-2.362).

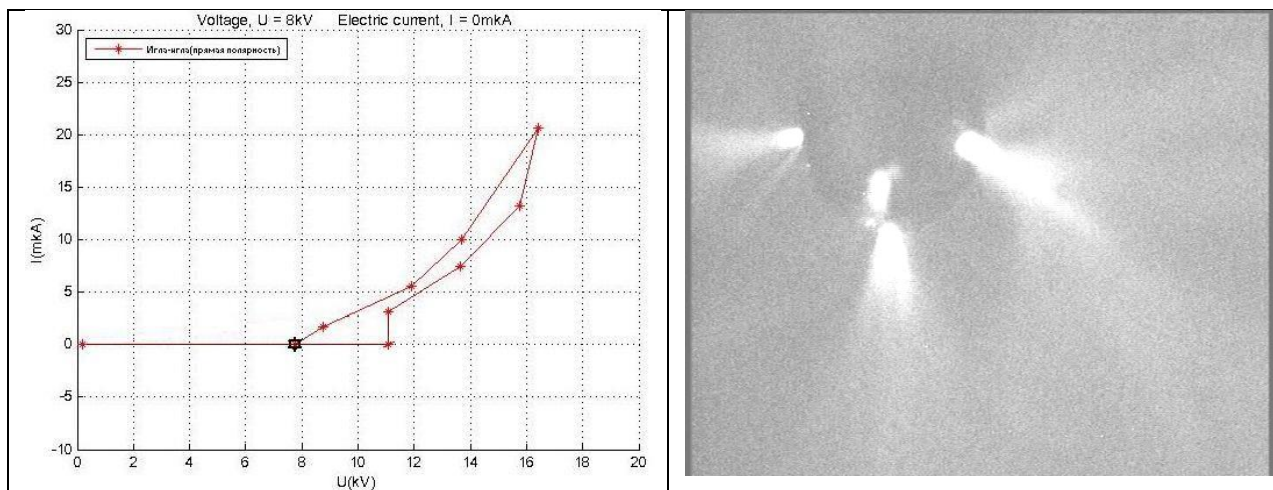


Рис. 2.361. Слой воска 0,2 мм. Слева - ВАХ, справа – соответствующий вид короны. Стример создал отверстие в покрытии в нескольких точках.

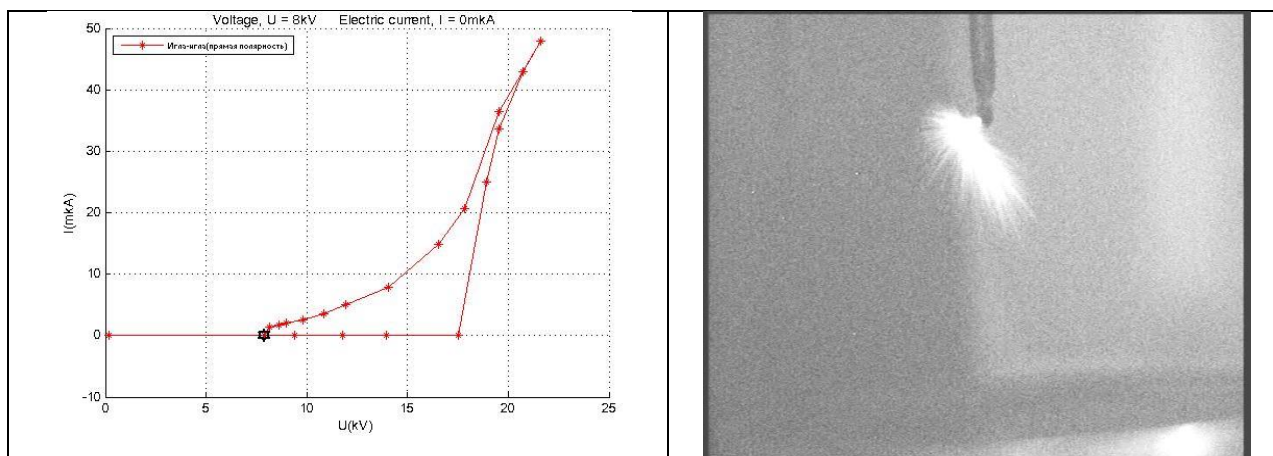


Рис. 2.362. Слой воска 0,25 мм. Слева - ВАХ, справа – соответствующий вид короны. Стример создал отверстие в покрытии в одной точке.

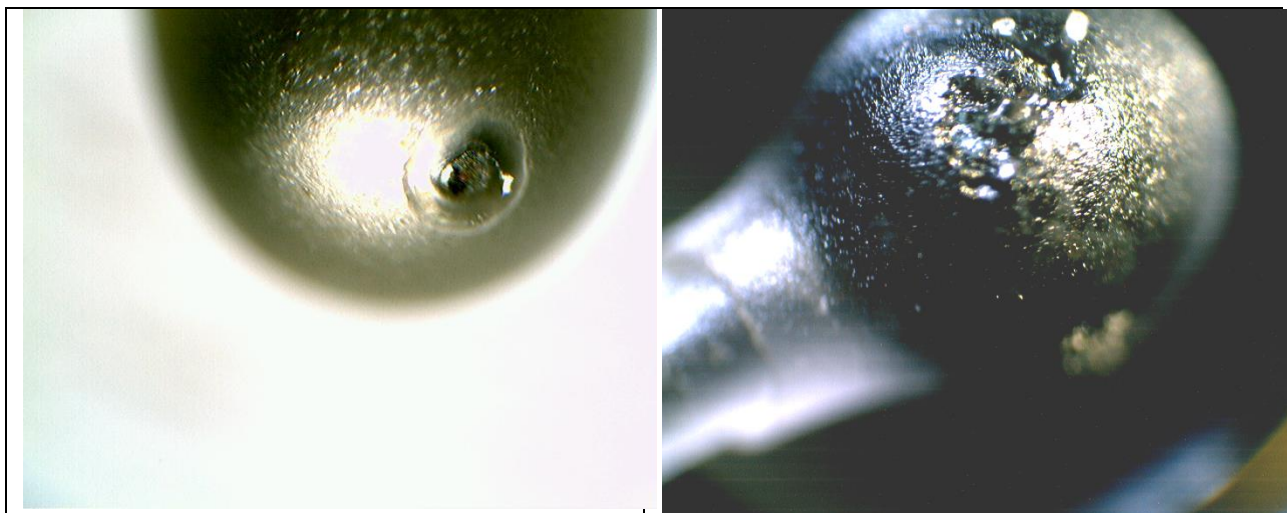


Рис. 2.363. Два типа повреждений на восковом покрытии в результате возникновения стримеров. Слева: скол; справа: проплавление покрытия.

В процессе исследования установлено, что при достаточно тонком покрытии воском (в подавляющем большинстве случаев) поверхность воска не повреждается, и ВАХ имеет практически беспороговый вид как при увеличении напряжения, так и при его уменьшении. Это может говорить о том, что при тонком слое покрытия заряд способен преодолеть барьер из диэлектрика, не производя необратимых изменений его структуры. Опыт показывает, что заряд проходит сквозь воск при покрытии не толще 0.15-0.20 мм, при более толстом покрытии на его поверхности в некоторых случаях возникает каверна. В экспериментах зарегистрированы два типа каверн: сколы и проплавления покрытия (см. рис. 2.363).

Как видно по вольтамперным характеристикам, наличие изоляции на электроде не препятствует возникновению стационарного тока коронного разряда на уровне десятков мкА. Вольтамперная характеристика качественно напоминает квадратичную характеристику классического коронного разряда. При относительно тонкой изоляции корона развивается, не повреждая изоляцию, при толстом слое – в изоляции возникают отверстия.

## Обратимое нарушение диэлектрических свойств изоляции

Как уже отмечалось, в области высоких напряжений можно выделить две стадии процесса проводимости: появление добавочной электрической проводимости, зависящей от напряженности электрического поля и искровой пробой, сопровождающийся разрушением материала [83, С. 129]. Разрушение может происходить по причине нарастания температуры в процессе стримерно-лидерного перехода либо механического разрушения материала под действием электрических сил. Росту температуры обязательно предшествует стадия появления высоковольтной проводимости. Без нее невозможно закачать в диэлектрик необходимое для разрушения количество энергии, которая выделяется в виде джоулева тепла.

Появление высоковольтной проводимости – появление добавочных носителей зарядов – может быть связано с эффектом автоэлектронной эмиссии, ударной ионизацией электронами либо с туннелированием электронов в свободную зону из-за искажения потенциала сильным электрическим полем. В обоих случаях оказывается, что проводимость экспоненциально зависит от электрического поля – после некоторого порога по напряженности поля проводимостью уже нельзя пренебрегать, и далее она резко растет с напряженностью. Если в системе типа металл-твердый диэлектрик-металл (МДМ) фиксируется некоторое высокое напряжение на образце, то в результате регистрируется появление заметного тока, вызывающего перегрев диэлектрика, что еще более повышает проводимость (поскольку она растет и с температурой, и с напряженностью) – процесс разгоняется, пока температура не достигнет критического значения, при котором структура твердого тела нарушится (например, произойдет плавление изоляции). В такой схеме за стадией появления проводимости обязательно следует стадия разрушения, но как ясно из рассуждения, необходимым условием этого является «фиксация» некоторого высокого напряжения.

В коронном разряде напряжение на слое твердой изоляции не фиксировано – фиксировано напряжение на всем слое изоляции, включающем твердый слой и воздушный промежуток (рис. 2.364). Твердая изоляция и воздушный представляют собой *последовательно* соединенные слабопроводящие участки, так что для тока короны можно записать соотношение:

$$U = I(R_{ins} + R_{cor})$$

Здесь  $U$  - напряжение,  $I$  - ток,  $R_{ins}$  - сопротивление твердой изоляции,  $R_{cor}$  - сопротивление воздушного промежутка (короны).

Сопротивление изоляции в предпробойных условиях сильно зависит от напряженности поля – при низких полях оно велико, но при  $E \sim E_{проб}$  начинает быстро падать. Однако в суммарное сопротивление входит также сопротивление воздушного промежутка, которое при возникновении коронного разряда, также падает и ограничивает ток на уровне, соответствующем короне – 1-100 мкА и не дает ему расти дальше. В результате, как видно из экспериментов с коронным разрядом, может установиться баланс – через систему будет протекать невысокий ток порядка 1-10 мкА, а напряженность поля в твердой изоляции устанавливается на уровне, обеспечивающем этот ток. Поскольку ток течет небольшой, мощность джоулева нагрева в изоляции остается относительно невысокой. Однако, как видно из экспериментов, при использовании пластичных покрытий типа воска и парафина прохождение стримера способно вызвать и сколы, и проплавления покрытия.

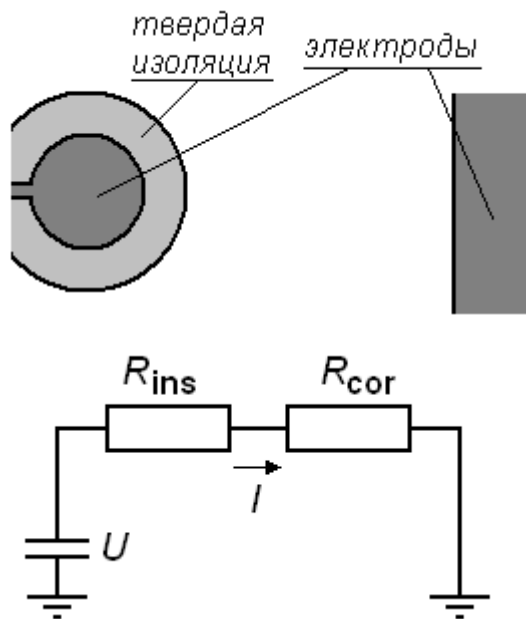


Рис. 2.364. Эквивалентная схема протекания тока в коронном разряде с изоляцией на электроде.

Сделаем оценки, позволяющие подтвердить возможность такой ситуации. Номинальная электрическая прочность для воска и парафина указывается в разных источниках на уровне около  $E_{\text{проб}} \approx 3 \cdot 10^7$  В/м, что подтверждается нашими измерениями. Можно ожидать, что именно при такой напряженности начинает существенно падать сопротивление изолирующего материала. Если падение достаточно резкое (экспоненциальное), можно считать, что широкий диапазон токов обеспечивается в узком диапазоне напряженностей – около  $3 \cdot 10^7$  В/м. Таким образом, можно приблизительно считать, что на изоляции вне зависимости от тока будет падать потенциал  $U_{\text{ins}} = E_{\text{проб}} \cdot d$ , где  $d$  – толщина изоляции.

Пусть толщина изоляции 0,2 мм, тогда для обеспечения протекания тока на изоляции падает потенциал  $U_{\text{ins}} = 3 \cdot 10^7 \text{ В/м} \cdot 0,2 \text{ мм} = 6$  кВ. Тогда из всего напряжения 6 кВ падает на изоляции, остаток – на коронном разряде. Мощность нагрева при токе в 10 мкА будет составлять 0,6 Вт. Как видно из фотографий процесса стримерной короны, ток протекает в области малого электродного пятна площадью порядка  $1 \text{ мм}^2$ .

Хватит ли мощности нагрева, чтобы расплавить воск? Проведем простейшую оценку. Теплопроводность воска составляет около  $k = 4 \cdot 10^{-5}$  Вт/(мм·К). Будем учитывать только отток тепла через электрод, поскольку слой изоляции тонкий, и по изоляции тепло будет растекаться слабо. Поскольку теплопроводность металла существенно больше, чем теплопроводность воска, будем считать температуру металла равной комнатной температуре. Приравнивая поверхностную мощность тепловыделения  $j = 0,6$  Вт/мм<sup>2</sup> потоку за счет теплопроводности, получаем выражение для перегрева изоляции по сравнению с комнатной температурой:

$$\Delta T = \frac{hj}{k} = \frac{0,2 \text{ мм} \cdot 0,6 \frac{\text{Вт}}{\text{мм}^2}}{4 \cdot 10^{-5} \frac{\text{Вт}}{\text{мм} \cdot \text{К}}} = 3 \cdot 10^3 \text{ К}$$

Таким образом, выделяемого тепла хватает, чтобы вызвать расплавление воскового покрытия. Как будет показано далее, качественно схожие процессы

наблюдаются и при прохождении одиночных стримеров в режиме импульсной подачи напряжения. И так, при анализе предпробойных процессов нельзя игнорировать возможность перехода твердого диэлектрика в слабопроводящее состояние.

### **Влияние покрытий на импульсную стримерную корону (U-образный электрод)**

Далее приведены результаты оригинальных исследований стримерной короны от электродов, покрытых твердой изоляцией. Технология нанесения диэлектрических покрытий - это предмет отдельного изучения, поэтому начальная серия исследований проведена с промышленным электродом, покрытым слоем изоляции. В качестве такого электрода использовался промышленный провод марки АПВ с изоляцией из поливинилхлорида. Это определило форму исследованного электрода - U-образный профиль, расположенный над плоскостью. Эта система с неоднородным электрическим полем. В качестве эталонных рассмотрим картины стримеров для U-образного электрода без изоляционного покрытия.

#### **Постановка эксперимента**

Фотография оголенного U-образного электрода приведена на рис. 2.365, размеры приведены в табл. 2.24.

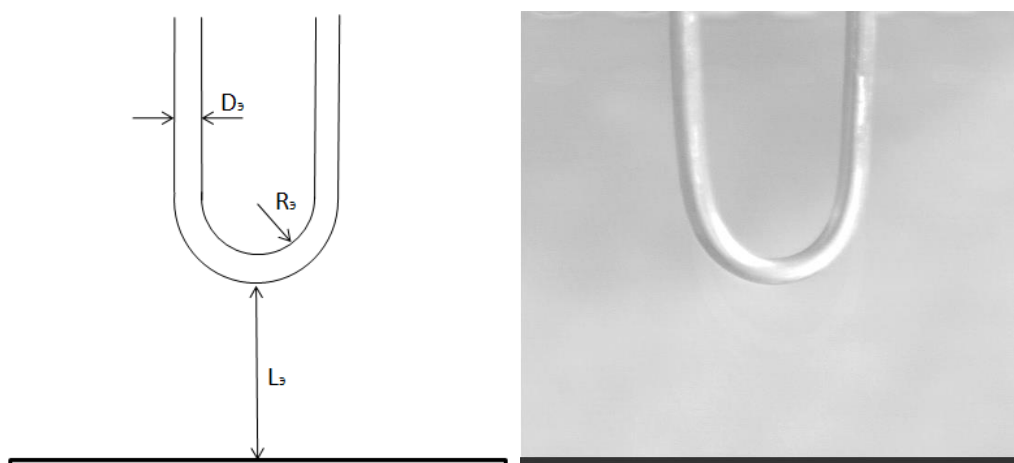


Рис. 2.365. Схема (слева) и фотография (справа) системы электродов U-образный электрод-плоскость без изоляции.

Радиус скругления электрода $R_3$ , см	$4.21 \pm 0.01$
Диаметр электрода $D_3$ , см	$0.72 \pm 0.01$
Межэлектродное расстояние, $L_3$	Варьировалось от эксперимента к эксперименту

Табл. 2.24. Геометрические размеры U-образного электрода.

Схема системы электродов с изолированным активным электродом приведена на рис. 2.366, геометрические размеры в табл. 2.25.

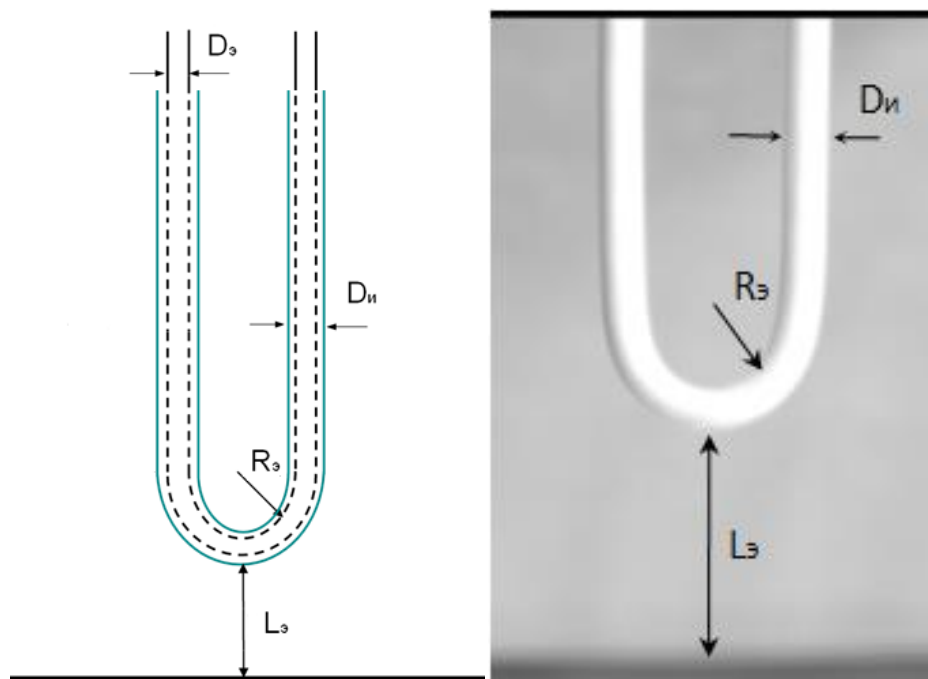


Рис. 2.366. Схема (слева) и фотография (справа) системы электродов U-образный электрод-плоскость с изоляцией.

Радиус скругления электрода $R_э$ , см	$4.21 \pm 0.01$
Диаметр электрода $D_э$ без изоляции, см	$0.72 \pm 0.01$
Межэлектродное расстояние, $L_э$	Варьировалось от эксперимента к эксперименту
Диаметр электрода $D_и$ , с изоляцией, см	$0.94 \pm 0.01$
Толщина изоляции $(D_и - D_э)/2$ , см	$0.11 \pm 0.02$
Проводимость изоляции $\sigma_и$ , $(\text{Ом} \cdot \text{см})^{-1}$	$> 10^{-14}$
Диэлектрическая проницаемость, $\epsilon$	$3 \div 5$

Табл. 2.25. Геометрические размеры U-образного электрода с изоляцией.

На оголенном электроде U-образной формы наблюдается типовая картина стримерных процессов, возникающих при подаче на электроды грозового импульса. Стримеры возникают на нижней части U-образного электрода из алюминия при напряжениях существенно ниже напряжений пробоя, при повышении напряжения стримеры сначала пересекают межэлектродный промежуток (рис. 2.367), при напряжении несколько выше напряжения касания происходит искровой пробой. Структура положительных и отрицательных стримеров существенно различна: отрицательные слаборазветвленные и следуют преимущественно по силовым линиям поля, положительные имеют толстые короткие основания и сильноразветвленную структуру. Напряжение пробоя существенно зависит от межэлектродного расстояния (рис. 2.368), таким образом, мы имеем дело с сильнонеоднородным полем, степень неоднородности более 15.

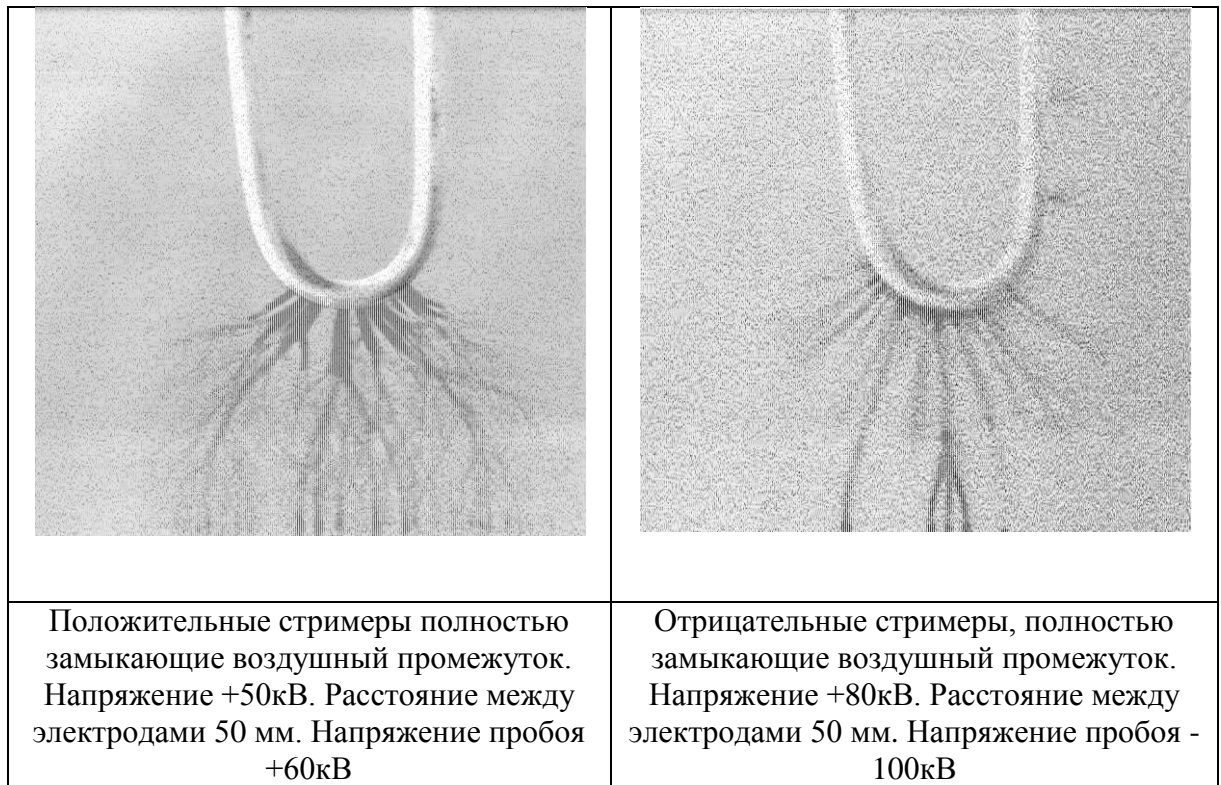


Рис. 2.367.

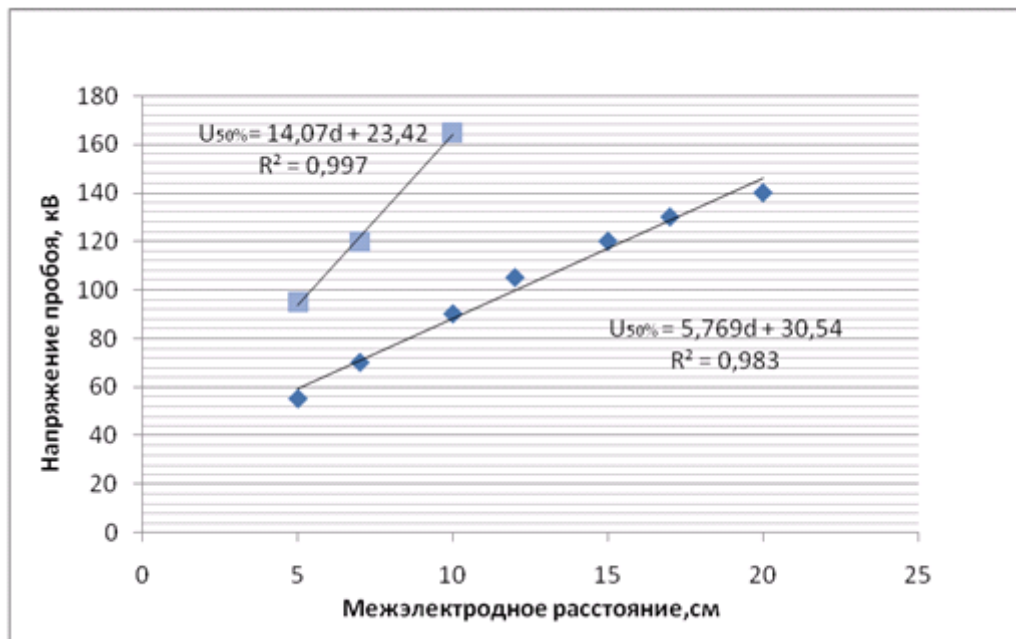


Рис. 2.368. Усредненная по 10 сериям экспериментов зависимость напряжения пробоя от межэлектродного расстояния. Квадратами отмечено напряжение пробоя при отрицательной полярности U-образного электрода. Ромбами – напряжение пробоя при положительной полярности U-образного электрода.

На рис. 2.369 приведено распределения электрического поля в изучаемой системе электродов, рассчитанное в программном пакете ANSYS методом конечных элементов. Как видно из графика, поле внутри диэлектрика, покрывающего поверхность U-образного электрода, резко снижается из-за поляризации диэлектрика, а за слоем диэлектрика поле



резко возрастает, т.е. испытывает скачок. Однако в целом слой диэлектрика приводит к небольшому снижению поля в воздухе. Как видно из рис. 2.370 стримеры появляются при напряжении +80 кВ.

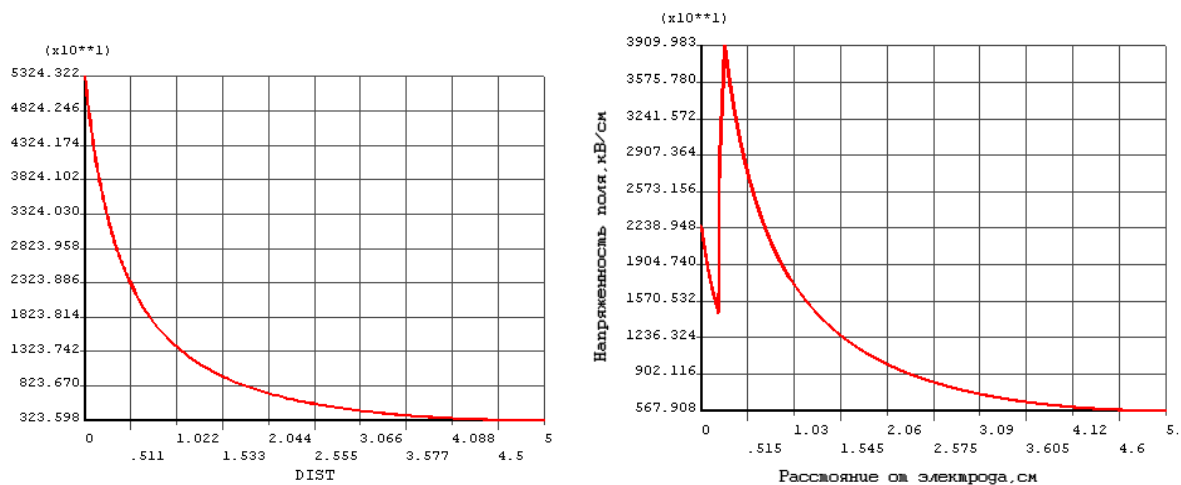


Рис. 2.369. График зависимости напряженности от расстояния до активного электрода – без изоляции (слева), с изоляцией (справа). Межэлектродное расстояние 50 мм. Напряжение +50кВ

Итак, до напряжения 80кВ, стримеры в межэлектродном промежутке отсутствуют. А начиная с 80 кВ появляются при всех значениях межэлектродного расстояния от 5 до 15 см (это связано с тем, что степень неоднородности поля большая, так что напряженность поля вблизи активного электрода слабо зависит от межэлектродного расстояния).

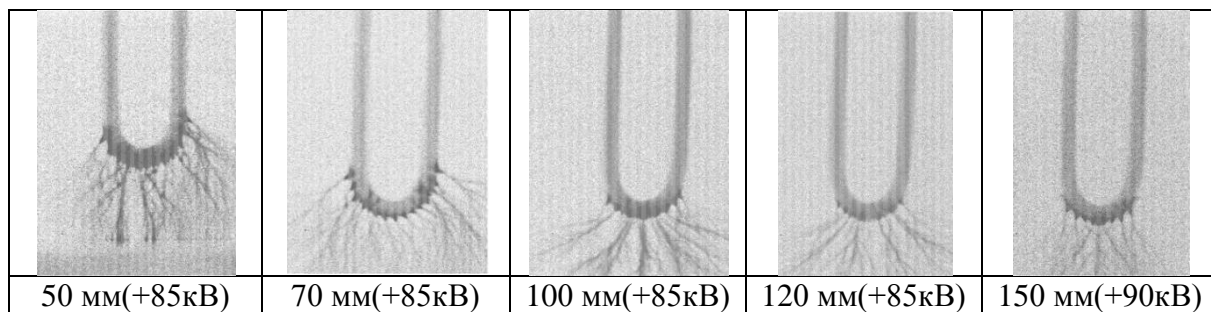


Рис. 2.370. Вид стримеров вблизи изолированного U-образного электрода при разном межэлектродном расстоянии. Напряжение выше +80 кВ

На рис. 2.370 приведены фотографии положительных стримеров при пороговом напряжении возникновения. Основным отличием стримеров с поверхности диэлектрического покрытия является отсутствие электрического контакта с поверхностью электрода. Как показывает рис. 2.371, стримеры с поверхности диэлектрического покрытия значительно тоньше у основания, чем с оголенного электрода. Стримеры с изоляции не имеют столь выраженного сильно светящегося начального неразветвленного участка – стебля. Вместо него на поверхности покрытия наблюдаются стартовые пятна повышенного диаметра, затем диаметр канала очень быстро спадает и каналы сильно ветвятся. Наличие изоляционного покрытия сдвигает величину порога лавинно-стримерного перехода в область более высоких значений. Стримеры с поверхности

покрытия на пороге своего возникновения имеют достаточно большую длину, сопоставимую с размерами межэлектродного промежутка.

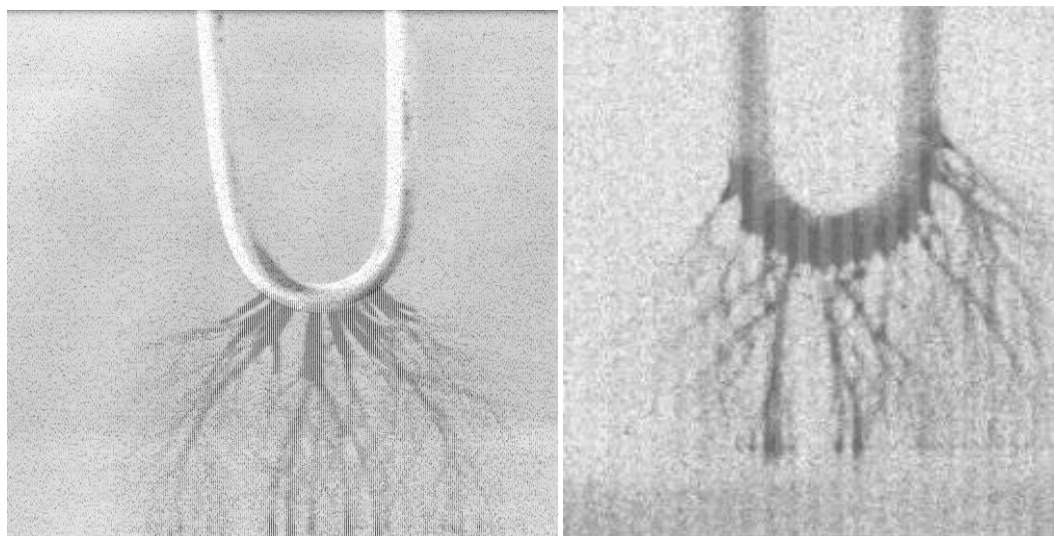


Рис. 2.371. Положительные стримеры с оголенного электрода при напряжении +50 кВ (слева) и стримеры с изолированного электрода при напряжении +85 кВ (справа). Межэлектродное расстояние в обоих случаях 50 мм.

### Появление поверхностного заряда на изоляционном покрытии и его влияние на стримерные процессы.

Следует отметить, что при подаче на электроды серии импульсов картина стримеров на покрытии резко меняется от импульса к импульсу (рис. 2.372). Из фотографии видно, что при подаче начального импульса распределение стримеров по поверхности покрытия однородно, последующие импульсы либо вообще не вызывают стримеров, либо стримеры появляются крайне несимметрично в разных областях покрытия электрода. Распределения на симметричном электроде в некоторых случаях далеко не симметрично.

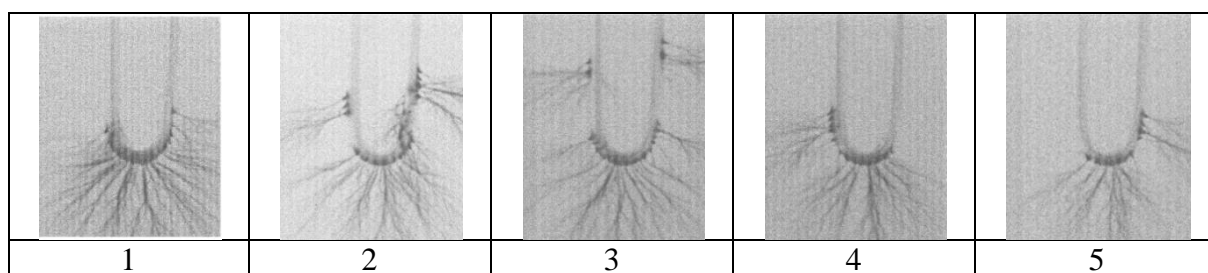


Рис. 2.372. Динамика развития стримеров от импульса к импульсу. Межэлектродное расстояние 100 мм. Напряжение +100кВ

Причиной взаимовлияния экспериментов может служить поверхностный заряд, создающий некоторое дополнительное поле, меняющееся от импульса к импульсу. Заряд остается на поверхности покрытия после распространения стримеров от первого импульса. Это связано с отсутствием контакта стримерных каналов с поверхностью электрода. При распространении положительного стримера отрицательные заряды двигаются вдоль канала в поле по направлению к аноду. Отрицательный заряд, достигая поверхности изоляции, может оседать на ней. Из-за наличия хоть малой, но конечной проводимости диэлектрика этот заряд может с течением времени стечь через покрытие на

электрод, либо же перетечь вдоль поверхности диэлектрика за счет поверхностной проводимости диэлектрика. Однако время релаксации заряда достаточно велико и его можно зарегистрировать. Для проверки наличия заряда на поверхности диэлектрика использовался метод визуализации специальным порошком (тонером). Результаты визуализации представлены на рис. 2.373.



Рис. 2.373. Визуализация заряда на поверхности диэлектрика после серии экспериментов по наблюдению стримеров тонером лазерного принтера. Межэлектродное расстояние 70 мм. Напряжение 100 кВ. Количество поданных импульсов: 10.

Степень почернения и характерный узор свидетельствуют о наличии поверхностного заряда. Так же как и распределение стримеров по поверхности диэлектрика, распределение поверхностного заряда изменяется от импульса к импульсу. Собственное поле поверхностного заряда достаточно велико. Об этом свидетельствуют следующие наблюдения.

Было замечено, что после того как электрод с диэлектрическим покрытием подвергся серии импульсов, на его поверхности можно наблюдать остаточные самопроизвольные вспышки микроразрядов вблизи поверхности диэлектрического покрытия. При этом напряжение поданного импульса уже спадало до нулевого значения (рис. 2.374 и 2.375). Это свидетельствует о большом уровне локальной напряженности поля, создаваемого поверхностным зарядом вблизи поверхности диэлектрика, ведь разрядные процессы возможны, если напряженность поля превышает, по крайней мере, значение  $E_{ст}=24,5$  кВ/см. Как будет показано ниже, это соотносится с физическими представлениями о разряде в присутствии изоляции – расчет показывает, что собственное поле напыляемого заряда примерно равно приложенному полю.

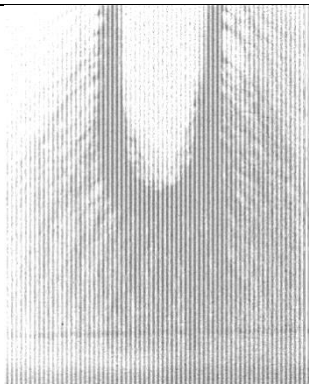
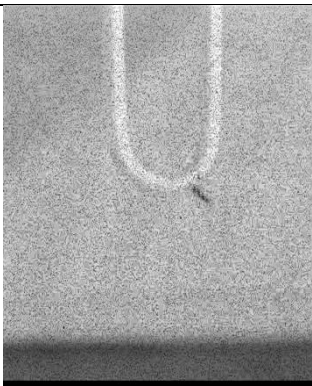
Импульс, предшествующий разряду	Фотография разряда
 <p style="text-align: center;">а</p>	 <p style="text-align: center;">б</p>

Рис. 2.374. Стримеры с поверхности диэлектрика при подаче грозового импульса(а) и

микроразряды с поверхности диэлектрика при отсутствии напряжения на электродах (б).

а) Межэлектродное расстояние 50 мм. Напряжение +150кВ.

б) Кадр сделан через 0,1 с после подачи импульса.

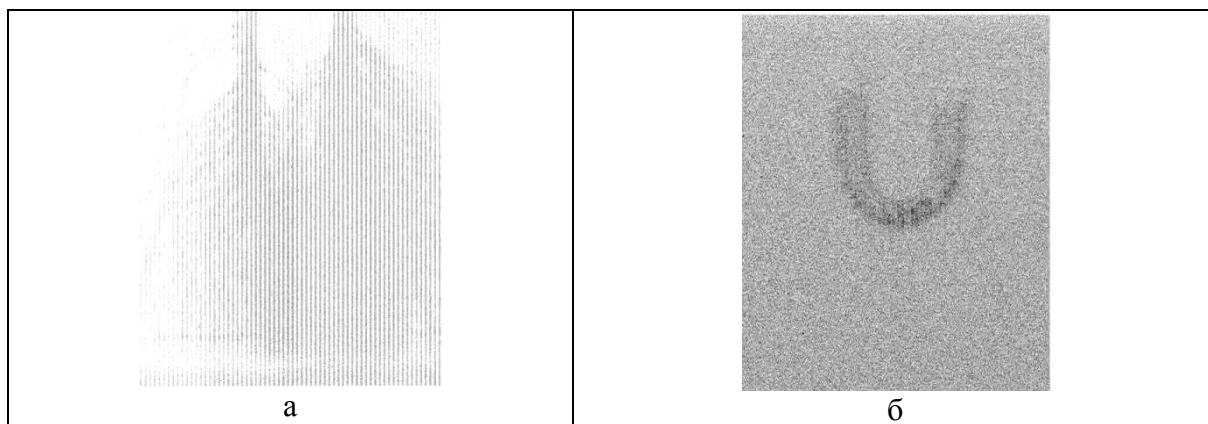


Рис. 2.375. Разряд с поверхности диэлектрика после стримерного разряда(а) при отсутствии напряжения на электродах(б).

а) Межэлектродное расстояние 50 мм. Напряжение +160кВ.

б) Кадр сделан через 0,1 с после подачи импульса.

Для измерения величины поверхностного заряда использовался прибор ИПЭП-01, однако приведенные выше данные о саморазряде говорят о том, что нельзя считать, что мы таким образом измеряем весь напыленный во время импульса заряд – существенная его часть нейтрализовалась в ходе саморазряда до напряженности, не превышающей  $E_{cr}$  (24,5 кВ/см). Также следует учесть, что ИПЭП-01 дает усредненное по площади примерно в  $1 \text{ см}^2$  значение поля, так что для величины поля мы получаем оценку снизу.

На рис. 2.376 приведена зависимость измеренного поля на диэлектрике, индуцированного запасенным зарядом. Характерное время разрядки (в  $e$  раз) составляет около  $6 \cdot 10^3$  с, что существенно превышает обычно приводимое для воздуха время разрядки около  $10^3$  с. Это говорит о том, что в данном случае заряд хорошо удерживается твердым телом. Скорее всего, он находится в объеме твердого тела (хотя, возможно, и недалеко от поверхности), и для оценки времени разрядки надо тогда использовать не проводимость воздуха, а проводимость изоляции. При  $\epsilon=2,5$ ,  $\rho=2,7 \cdot 10^{14}$  Ом·м как раз получаем максвелловское время релаксации  $\tau=\epsilon\epsilon_0\rho=6 \cdot 10^3$  с.

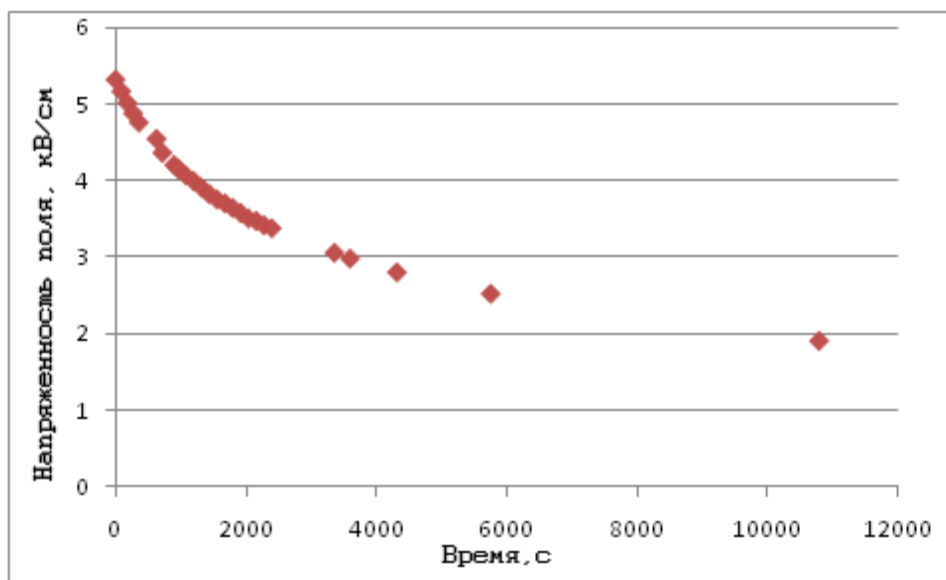


Рис. 2.376. Усредненная по 5 экспериментам зависимость среднего поля на расстоянии 20 мм от вершины электрода от времени.

### Стримерные и лидерные процессы вблизи частично изолированного электрода

Рассмотрим случай, когда поверхность электрода покрыта диэлектриком не полностью, а лишь частично (рис. 2.377), а именно, покрыта лишь часть электрода, на которой напряженность поля наиболее высока и возникновение стримерных процессов на этой части поверхности наиболее вероятно.

Как показывают эксперименты, стримерные процессы вблизи поверхности активного электрода выглядят схоже со случаем, когда электрод был полностью покрыт диэлектриком. Однако при скоплении заряда на изоляции места зарождения стримеров поднимаются по ней вверх и могут достигнуть оголенной его части. На срезе изоляции имеется особая область, т.н. тройная точка. Это область контакта изоляционного покрытия, металла и воздуха. Это особая область, в которой поле повышено. Как показывают фотографии на рис. 2.378, при постоянной амплитуде напряжения, после нескольких импульсов стримеры поднимаются существенно выше по электроду, и становится возможным старт стримеров из области тройной точки. Конечно, здесь также присутствует некоторый статистический разброс, но результат воспроизводится (в данном случае после первых двух импульсов стримеры с точки обрыва диэлектрика наблюдались в 16 из 20 импульсов).

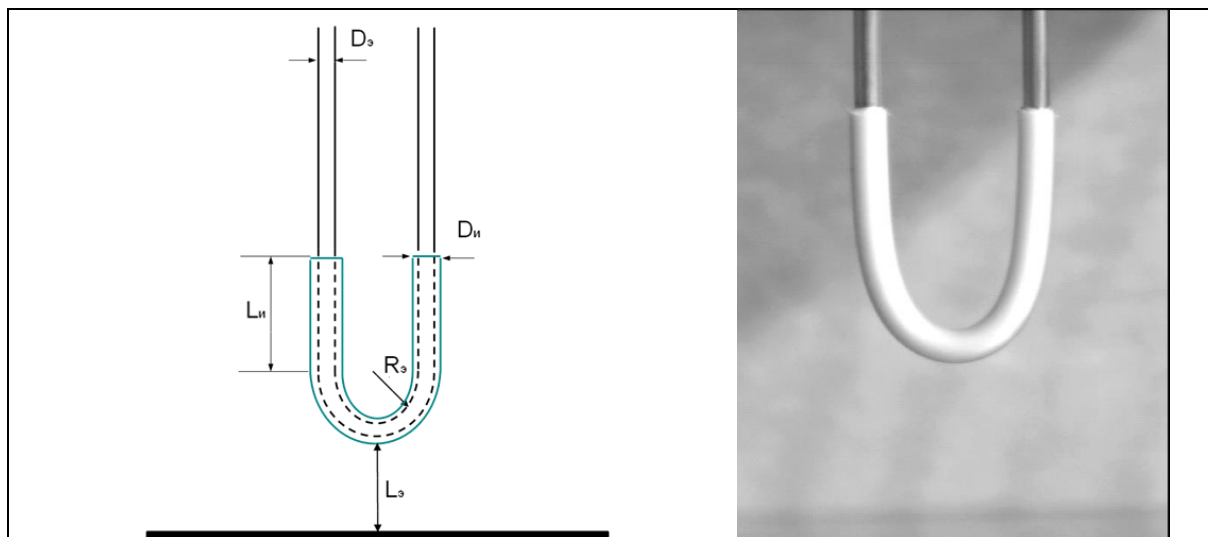


Рис. 2.377. Схематичный вид (слева) и фотография (справа) U-образного электрода, частично покрытого диэлектриком.

$L_э=50$  мм; радиус скругления  $R_э=39.5$  мм; диаметр электрода  $D_э=7$  мм; толщина изоляции  $0.5 \cdot (D_э - D_и) = 1.1$  мм.

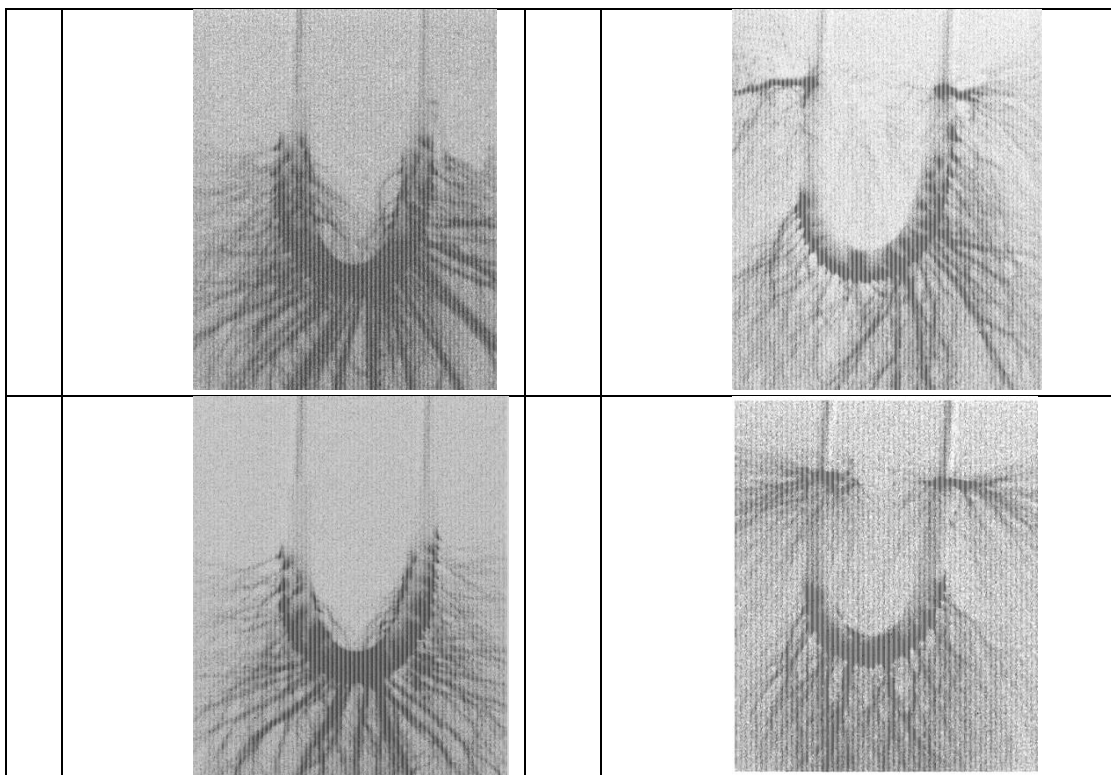


Рис. 2.378. Динамика развития стримерных разрядов вблизи поверхности частично заизолированного электрода. Межэлектродное расстояние 70 мм, Напряжение +100кВ, длина изоляции выше закругления электрода 40 мм

Повышение напряжения также ведет к появлению стримеров все дальше от противоиэлектрода – в какой-то момент уже на первом импульсе возникают стримеры с тройной точкой (рис. 2.379). Структура стримеров, следующих из тройной точки, отличается от стримеров с поверхности изоляции. Их стартовые ветви существенно интенсивнее обычных стримеров.

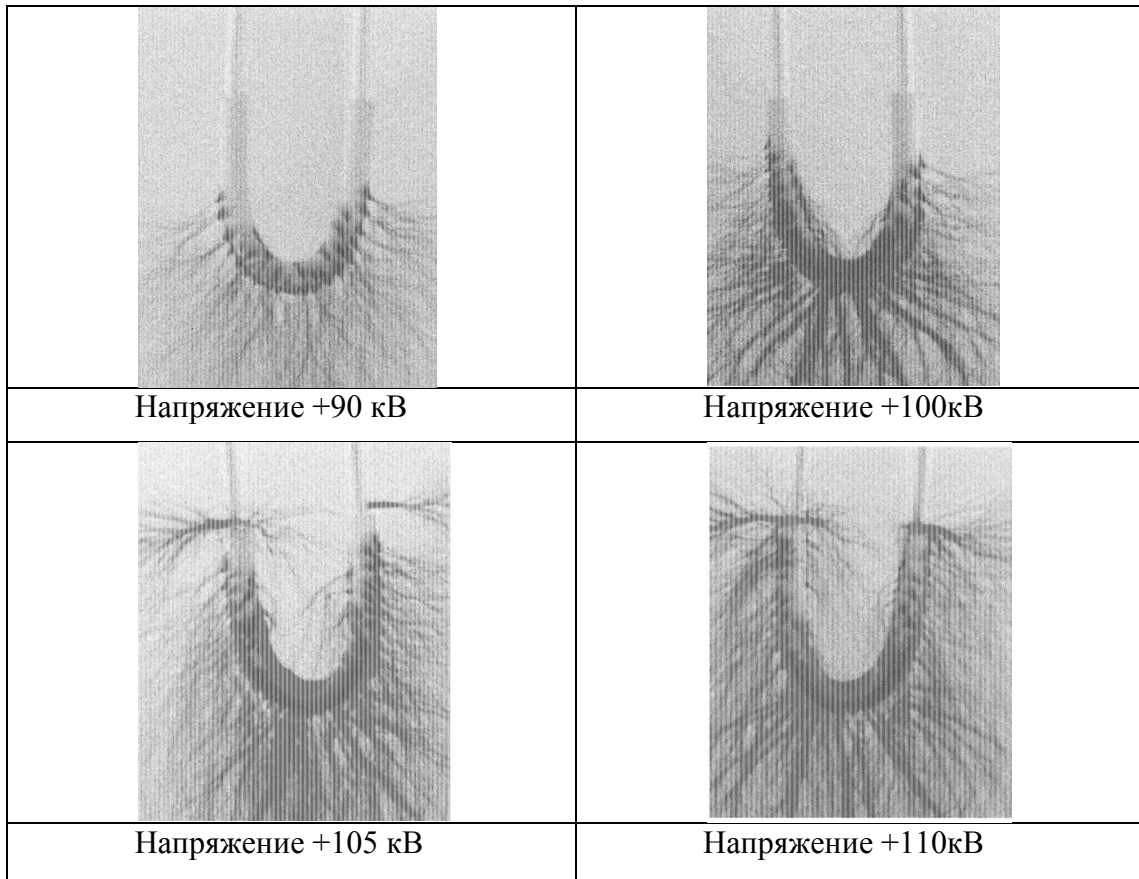


Рис. 2.379. Стримерные процессы вблизи предварительно освобожденной от поверхностного заряда изоляции. Межэлектродное расстояние 70 мм, длина изоляции выше закругления электрода 40 мм.

В данной системе электродов повышение напряжения приводит к пробоем газового промежутка не сквозь изоляцию, а из области тройной точки, т.е. лидер, стартуя из нее, в большинстве случаев распространяется по поверхности изоляции и далее замыкает межэлектродный промежуток по пути, близком к кратчайшему. Типичная картина лидерного пробоя при частичной изоляции представлена на рис. 2.380.

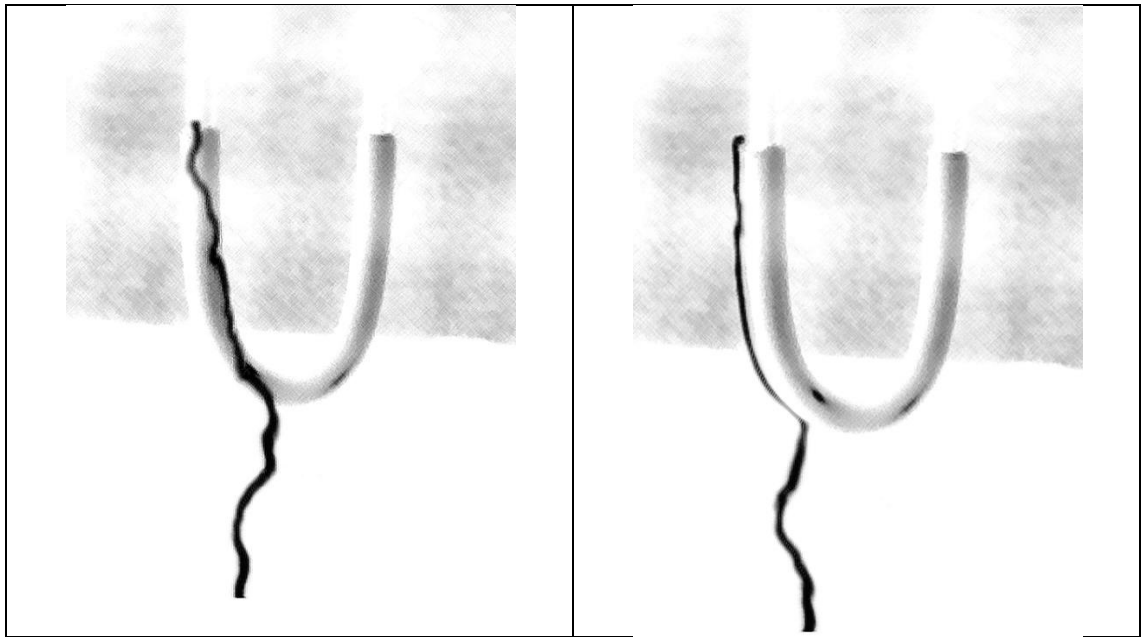
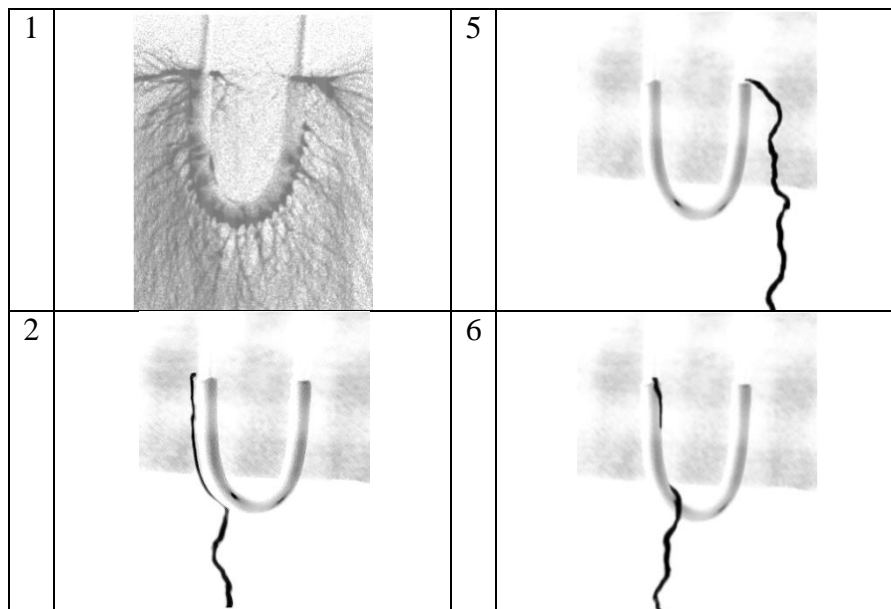
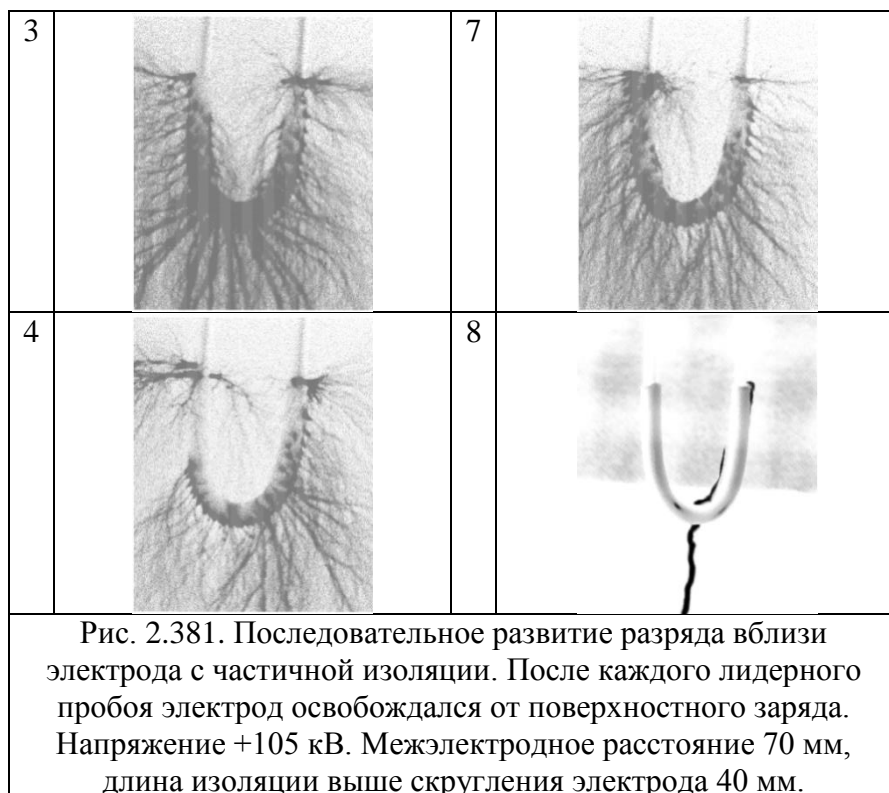


Рис. 2.380. Лидер вдоль поверхности изолятора. Напряжение +105кВ  
 Межэлектродное расстояние 70 мм,  
 длина изоляции выше закругления электрода 40 мм

Из приведенной ниже серии фотографий (рис. 2.381) видно, что лидерный пробой вдоль диэлектрика происходит только после предварительного стримерного разряда. Если и возможен случай нескольких следующих друг за другом лидеров, то они как правило начинаются с противоположных концов изоляции (кадры 5-6 на рис. 2.381). Это еще раз подтверждает, что нанесенный на поверхность заряд играет важную роль в процессе возникновения и распространения стримеров и лидеров.







Следует отметить, что существенный поверхностный заряд остается только после стримерного разряда, а после прохождения лидера поверхностный заряд, как правило, пропадает. Так, значения поля поверхностного заряда, измеренного после лидерного пробоя, составляет не более 0.5 кВ/см, в то время, как при том же напряжении, только после стримерного разряда, средняя напряженность составляла более 10 кВ/см.

Чтобы удостовериться в правильности вывода, были проведены 10 испытаний при данной конфигурации электродов и напряжении +105 кВ, с заведомо освобожденным от поверхностного заряда диэлектрическим покрытием. При этом не было выявлено ни одного лидерного пробоя без предшествовавших ему стримерных разрядов.

Причина подобного влияния поверхностного заряда состоит, видимо, в том, что наносимый заряд стремится «выровнять» неоднородность поля. При первом импульсе стримеры идут с центральной части электрода, и заряд наносится туда же, но этот заряд уменьшает поле в воздухе вблизи центральной части (экранируя поле электрода) и «выталкивает» его в области тройной точки, усиливая неоднородность поля там.

Таким образом, для ряда диэлектрических материалов нанесенный стримерами поверхностный заряд способен в течение долгого времени ( $\sim 10^3$ – $10^4$  с) оставаться на изоляции. Это приводит к существенному влиянию поверхностного заряда на результаты последующих экспериментов. Характер влияния – усиление развития стримеров с удаленных от противоиэлектрода областей и уменьшение пробойного напряжения.

Также можно сделать вывод о том, что частичное покрытие электрода повышает пробивное напряжение с 60 до 105 кВ, однако это несколько заниженное значение, т.к. пробой идет не сквозь изоляцию, а с точки окончания изоляции. Следует отметить, что увеличение высоты покрытия до 20 см не привело к сквозному пробую покрытия. Пробои шли из области тройной точки.

### «Полностью» покрытый диэлектриком электрод

Если же U-образный электрод покрыть диэлектриком на достаточную высоту (не менее 25 см) и тщательно заизолировать подводящие провода и места креплений, то в некоторых экспериментах удалось достичь сквозного пробоя изоляционного покрытия, и пробивное напряжение воздушного промежутка значительно (более чем в два раза) возросло.

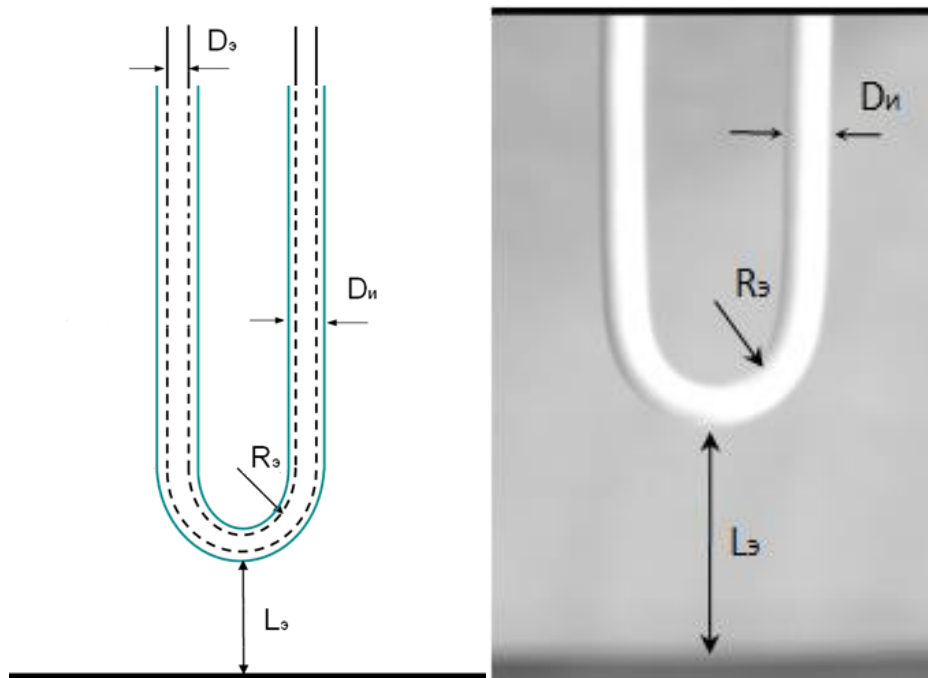


Рис. 2.382. Полностью изолированный электрод.

Измерения проводились после подачи одиночного импульса, при котором был зафиксирован стример. Перед каждым последующим импульсом производилось снятие заряда с поверхности с помощью промывания электрода поверхностно активным веществом. Наличие поверхностного заряда как правило повышает напряжение возникновения стримеров.

Так например, если подавать серию импульсов при фиксированном околопороговом напряжении без предварительного снятия зарядов, то если при подаче первого импульса проходил стримерный разряд, последующие импульсы все были без стримеров. Т.е. поле, создаваемое зарядом, препятствует формированию последующих стримеров. При увеличении напряжения и межэлектродного расстояния стримеры от последующих импульсов могут возобновляться, однако расположение стартовых точек на поверхности изолирующего покрытия, как и для частично изолированного электрода, становится существенно асимметричным, и форма стримерных каналов искажается (рис. 2.383, второй столбец).

+60 кВ, межэлектродное расстояние 2 см	+80 кВ, межэлектродное расстояние 5 см
--	--

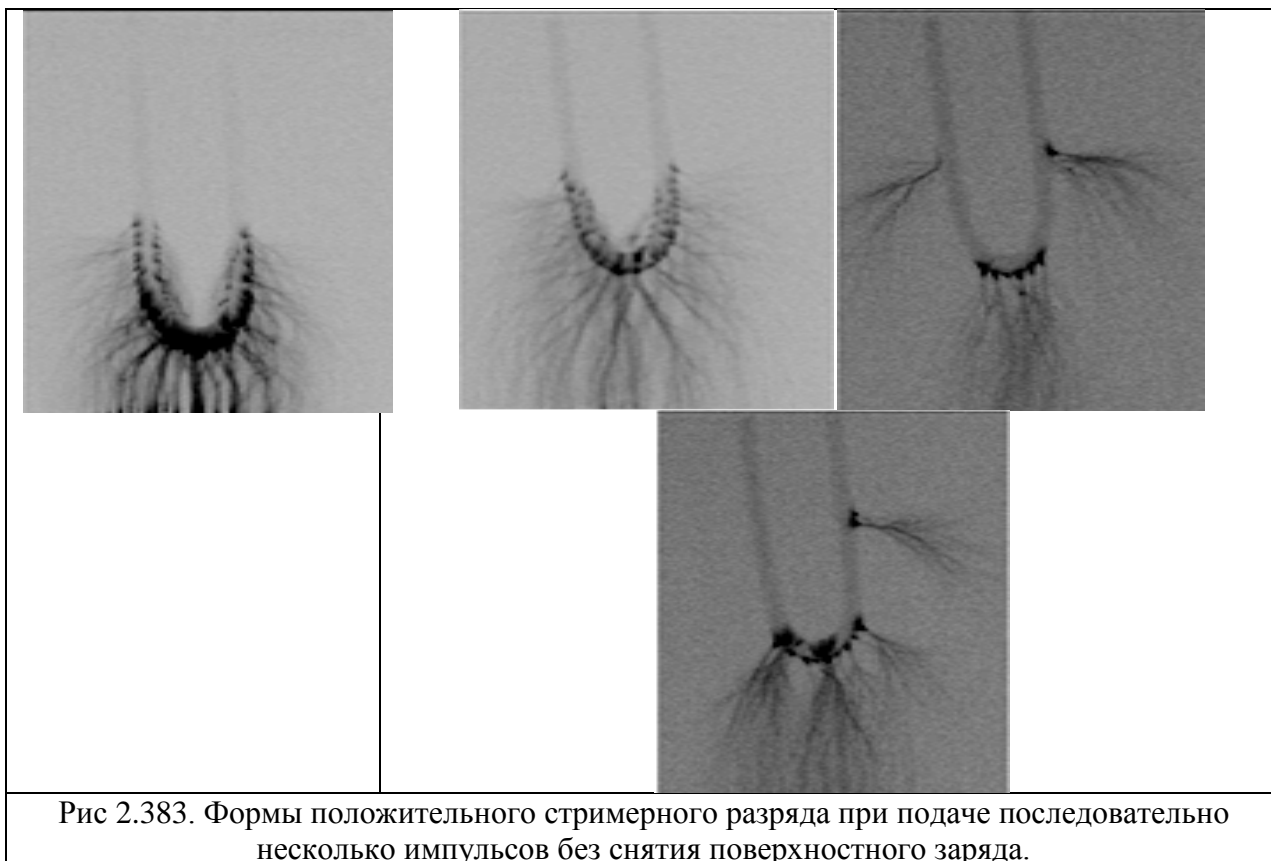


Рис 2.383. Формы положительного стримерного разряда при подаче последовательно несколько импульсов без снятия поверхностного заряда.

Стримерные каналы при наличии изоляции значительно слабее, чем при ее отсутствии. На рис. 2.384-2.385 продемонстрирована эволюция положительных стримеров при повышении напряжения для различных межэлектродных расстояний: 2 и 5 см. Наличие изолирующего покрытия существенно расширяет диапазон существования стримерной активности и повышает пробивную прочность межэлектродного промежутка: при межэлектродном расстоянии 2 см до 150 кВ, а при 5 см более чем до 180 кВ. В околопороговой области в диапазоне малых напряжений 50-60 кВ стримеры, как и в отсутствие изоляции, стартуют с нижних частей U-образного электрода, толщина отдельных стартовых участков стримеров значительно меньше 1 мм. С повышением напряжения стримеры стартуют со все более высоких точек изолированной поверхности электрода, а их количество существенно возрастает. В предпробойной области стримеры прорастают практически по всей изолированной поверхности электрода. Общее число стримеров при малых напряжениях относительно невелико, порядка 10, а с повышением напряжения существенно возрастает и в предпробойной области напоминает густую бороду. При этом толщина стримеров, стартующих с нижних частей электрода, т.е. из областей повышенной напряженности электрического поля, несколько возрастает. Тщательное исследование поверхности изолированного электрода не выявило повреждений поверхности изолирующего покрытия после прохождения стримеров во всем диапазоне предпробивных напряжений. Изоляционные свойства покрытия не изменялись, а на его поверхности, как и при частично изолированном случае появлялся поверхностный долгоживущий заряд.

+50 кВ	+70 кВ	+90 кВ	+120 кВ	+140 кВ
--------	--------	--------	---------	---------

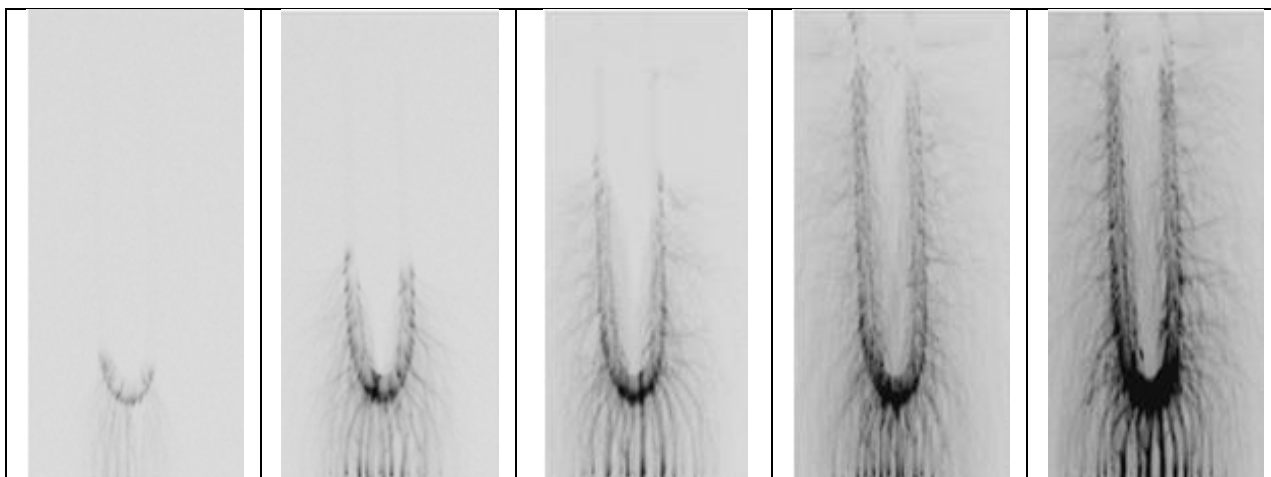


Рис. 2.384. Фотографии стримеров. Система электродов U-образный электрод, покрытый ПВХ, плоскость. Межэлектродное расстояние 2 см. Пробой изоляции при +150 кВ.

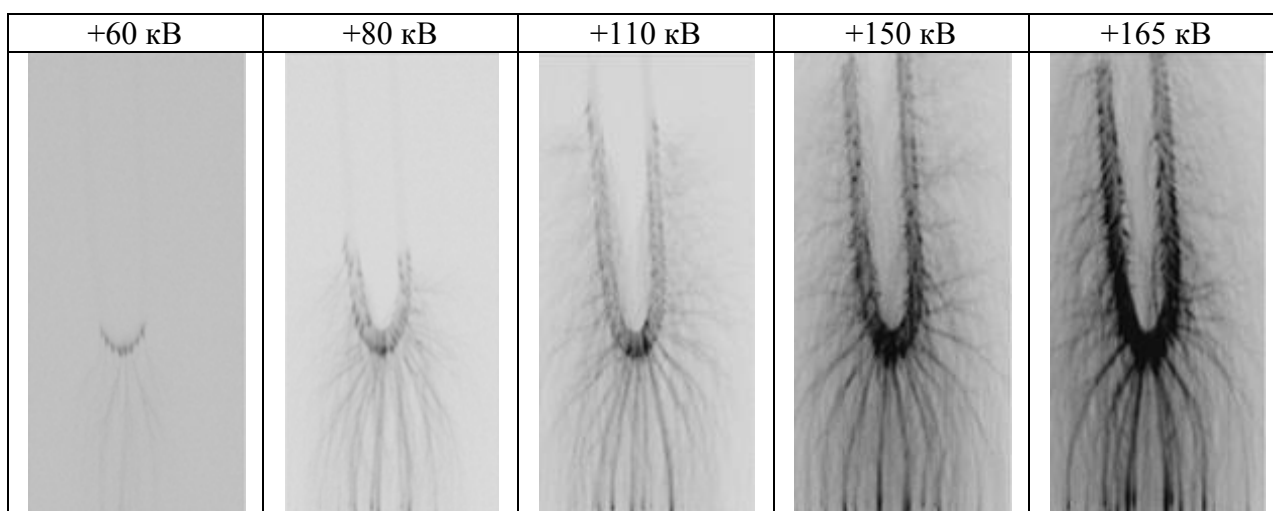
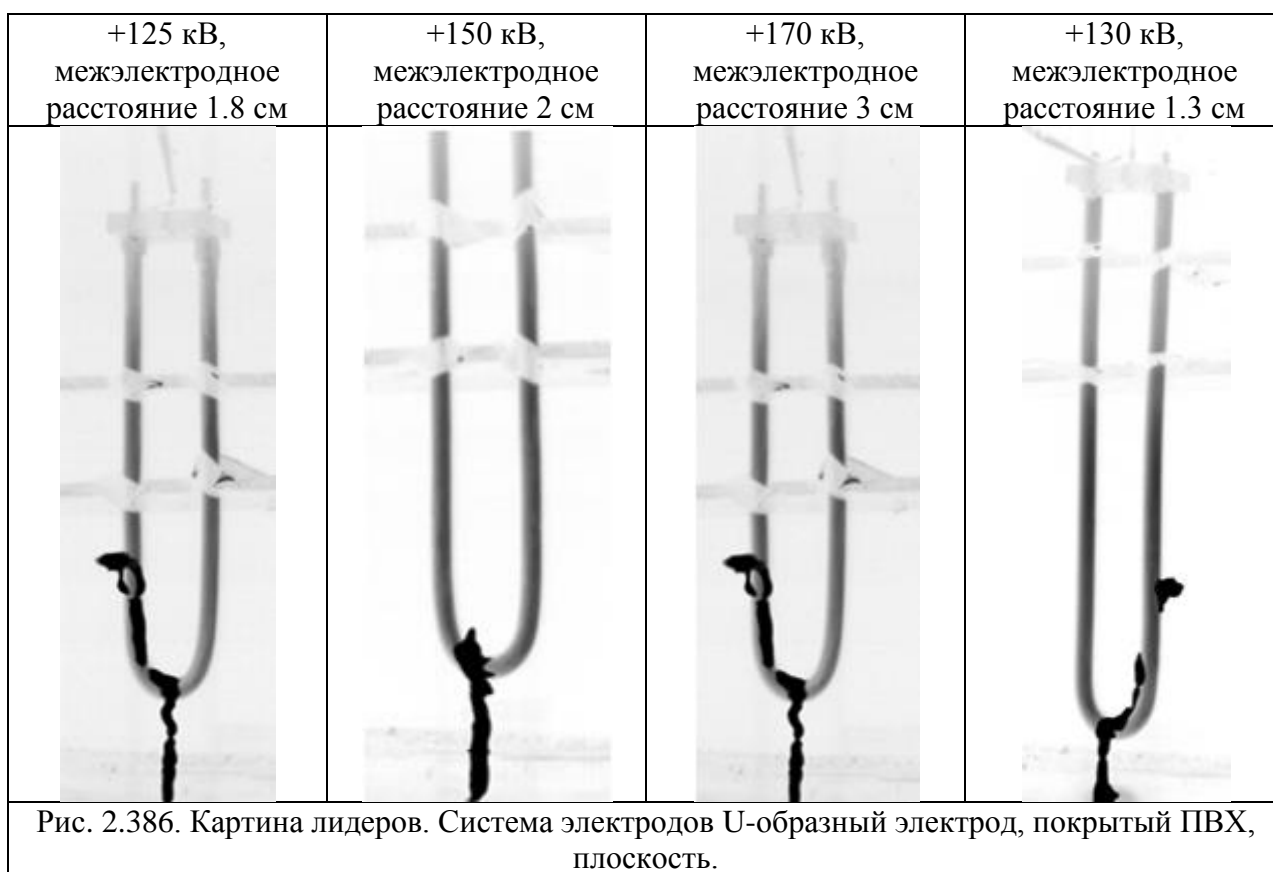


Рис 2.385. Картина стримеров. Система электродов U-образный электрод, покрытый ПВХ, плоскость. Межэлектродное расстояние 5 см. Пробой изоляции >180 кВ.

Если в случае частичной изоляции лидерный канал стартовал из тройной точки и замыкался на оголенную часть U-образного электрода, то в случае «полностью» заизолированного электрода, канал лидера замыкается непосредственно через изоляцию (рис. 2.387), происходит прямой пробой твердой изоляции.

На рис. 2.386 продемонстрированы искровые пробои при различных расстояниях, изображение - негатив. Лидерные каналы стартуют из наиболее ослабленных мест изоляционного покрытия (иногда это маркеры, нанесенные на покрытие), расположенных не только в нижних частях изолированного электрода, а по всей его поверхности. Искровой пробой всегда сопровождается нарушением механической целостности изолирующего покрытия: в месте пробоя возникает каверна: сквозное отверстие. Электрическое сопротивление в месте прохождения лидерного канала резко падает и не восстанавливается с течением времени. Лидерные пробои не всегда стартуют с нижнего закругления U-образного электрода. В случае старта лидерного канала с боковой поверхности U-образного электрода лидерный канал стелется до нижней точки вдоль

поверхности изолирующего электрода, не оставляя заметных следов и не прожигая поверхность изоляции.



Для серии из 7 экспериментов, при постепенном увеличении положительного напряжения (начиная с 60 кВ и шагом в 5 кВ и межэлектродном расстоянии 5 см) для импульсов отрицательной полярности в интервале амплитуд 60-175 кВ пробоя зарегистрировано не было, для положительной полярности пробой происходит в интервале 165-175 кВ (рис. 2.387). Причем, после каждого пробоя в диэлектрическом покрытии образовывалась отверстие (рис. 2.387), т.е. пробой газового промежутка совпадает с пробоем диэлектрического покрытия. Следует заметить, что отверстие в полимерном покрытии имеет очень малые размеры и его чрезвычайно трудно обнаружить.

Таким образом, за счет покрытия поверхности высоковольтного электрода слоем диэлектрика мы получаем многократное повышения напряжения пробоя воздушного промежутка от 60кВ без изоляции до 160-170 кВ с изоляцией. Это эффект связан с тем, что диэлектрическое покрытие препятствует прямому контакту стартовых точек положительного лидера с поверхностью металлического электрода, а подпитка стримера в процессе его движения происходит только за счет емкостного тока. В этом случае ток стримеров существенно ограничен, и стримерно-лидерный переход, предшествующий искровому пробоем межэлектродного промежутка становится возможным только после пробоя твердого изолирующего покрытия.

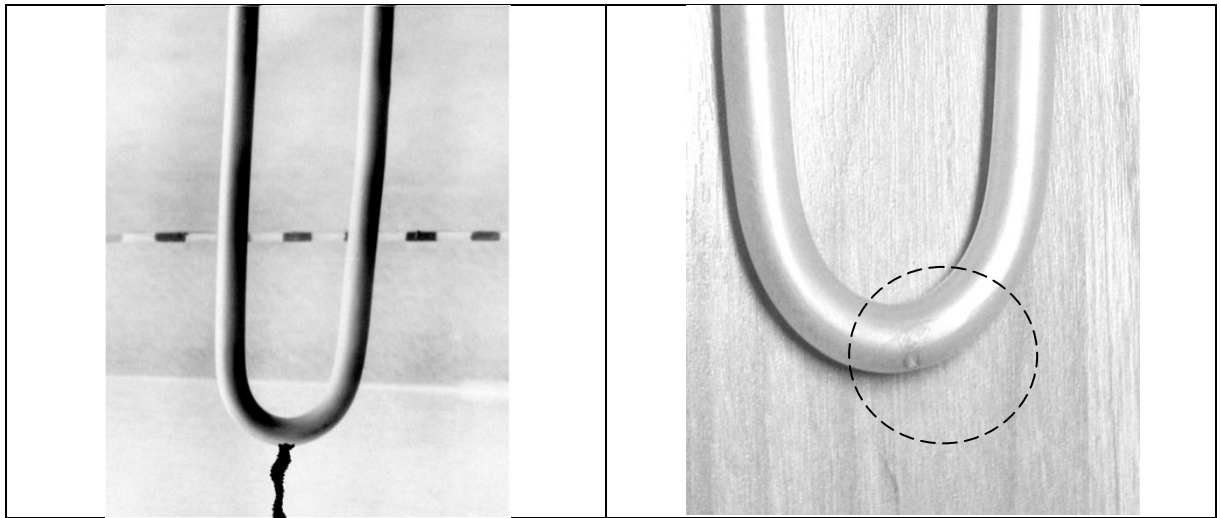


Рис. 2.387. Фотография лидера (слева) и пробитого им отверстия в изоляторе (справа)

Обычно пробой твердых диэлектриков наблюдается при средней напряженности поля 30-40 кВ/мм. В нашем же случае, расчет без учета влияния поверхностного заряда дает более низкие оценки. (см. рис. 2.388). Как видим эти значения поля ниже, чем необходимые для пробоя твердой изоляции.

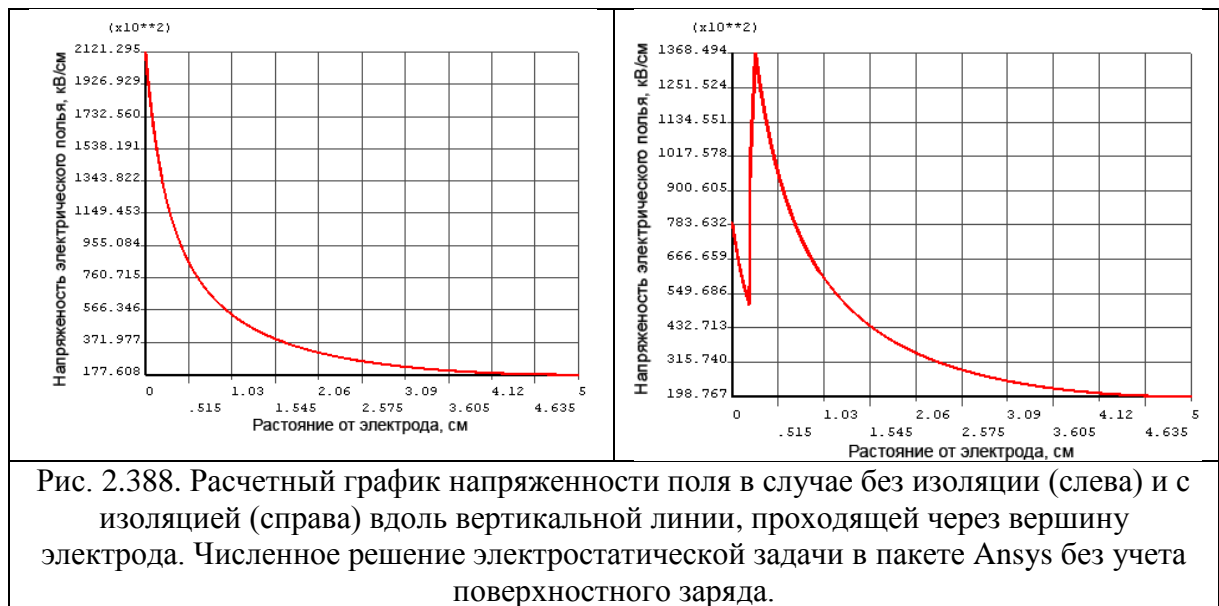


Рис. 2.388. Расчетный график напряженности поля в случае без изоляции (слева) и с изоляцией (справа) вдоль вертикальной линии, проходящей через вершину электрода. Численное решение электростатической задачи в пакете Ansys без учета поверхностного заряда.

Поскольку пробой изолирующего покрытия нами зарегистрирован, рассмотрим возможные причины его появления.

Возможно, пробой происходит внутри диэлектрика, в котором неизбежно, \ есть некие дефекты и газовые включения. И пробой зарождается и развивается именно в них. Тогда напыляемый на поверхность заряд локально очень сильно увеличивает поле и доводит его до необходимого пробивного значения. Оценка времени «стекания» заряда с поверхности значительно превышает интервал между импульсами, которое в нашем случае, составляло 7 с. Т.е. заряд оставшейся на поверхности не успевает значительно ослабнуть и при последующей подаче импульса поле внутри диэлектрика увеличивается на значения создаваемого этим зарядом поля, а поле перед поверхностью покрытия наоборот снижается. Это снижает вероятность появления стримеров при подаче последующего импульса напряжения, как и наблюдается в экспериментах. И на

поверхности аккумулируется заряд до тех пор, пока он не создаст нужное поле для увеличения поля внутри диэлектрика настолько, чтобы возник его частичный пробой, т.е. пошел ток высоковольтной проводимости. Поэтому пробивная прочность промежутков с покрытиями должна зависеть от электрофизических свойств покрытия и особенно крутизны его высоковольтного нелинейного предпробойного участка вольтамперной характеристики.

### Влияние материала диэлектрического покрытия на стримерно-лидерные процессы в воздушной изоляции.

Для изучения влияния материала покрытия использован электрод простейшей геометрии – стержнеобразный с полусферическим окончанием (см. рис. 2.389), а в качестве покрытий были выбраны следующие диэлектрические материалы: парафин, воск и этиленвинилацетат (ЭВА). Это диэлектрики, обладающие достаточно низкой температурой плавления, при помощи которых можно создавать тонкие покрытия на поверхности металлических электродов. Технология нанесения тонких покрытий состояла в обмакивании металлического электрода в расплавленный диэлектрик с последующим медленным извлечением. Этим методом удавалось нанести равномерные тонкие диэлектрические покрытия на стержневые электроды с полусферическим окончанием. Нанесение равномерного покрытия на U-образные электроды в лабораторных условиях представляется затруднительным. Этим обосновано применение системы электродов стержень-плоскость. Для исследования стримерных процессов использовалась система электродов *стержень плоскость* (рис 2.389), параметры *стержневого электрода* приведены в табл. (табл. 2.26).

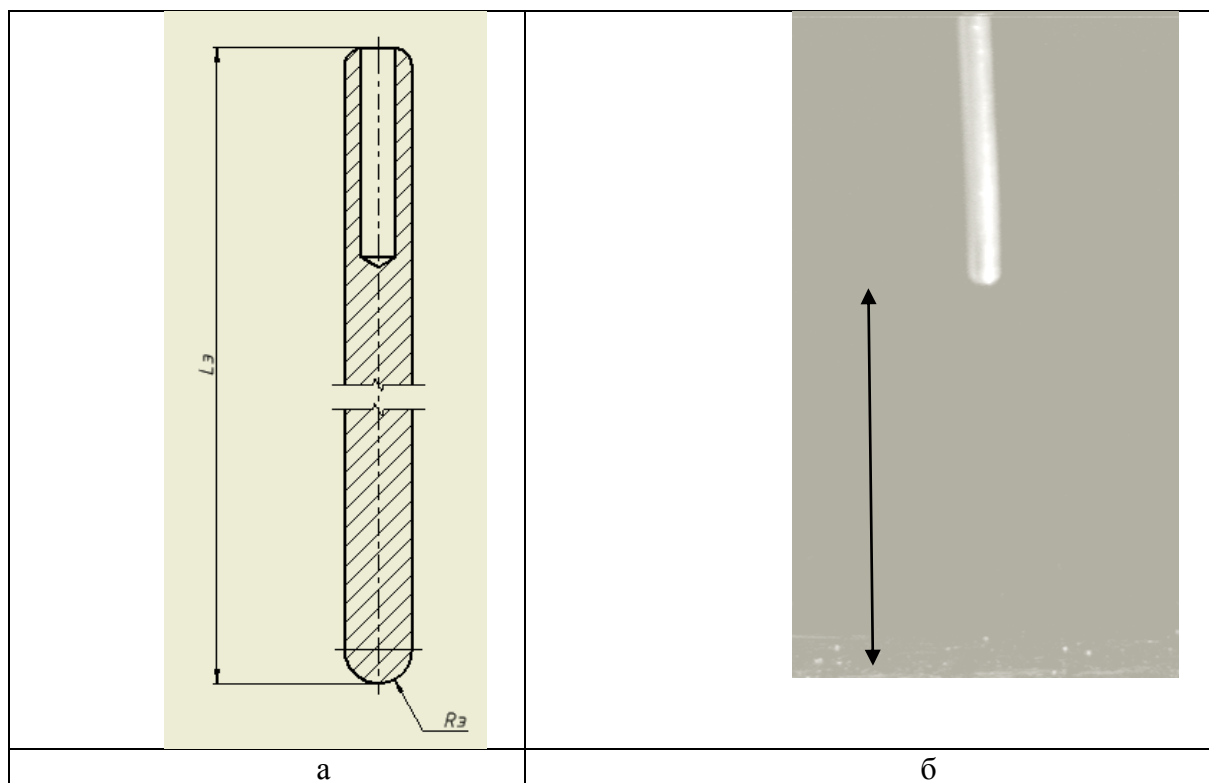


Рис. 2.389. Схематический вид (а) и фотография (б) стержневого электрода без изоляции

$H$  - межэлектродное расстояние,  $R_3$  - радиус электрода,  $L_3$  – длина электрода

Радиус электрода $R_3$ , см	$0.40 \pm 0.02$
-----------------------------	-----------------

Длина стержня $L_3$ , см	22.2±0.1
Межэлектродное расстояние $H$ , см	10

Табл. 2.26. Параметры стержневого электрода без изоляции.

Электростатический расчет напряженности электрического поля в данной системе электродов при напряжении +50 кВ продемонстрирован на рис. 2.391. Коэффициент неоднородности поля равен 11, для системы U-образный электрод – плоскость он принимает значение 5-6. В связи с этим напряжение пробоя воздушного промежутка для оголенного электрода при межэлектродном расстоянии 5 см лежит ниже +50 кВ, что является нижней границей нормальной работы ГИН (для системы U-образный электрод – плоскость оно составляло +60 кВ). Для исследования картины развития стримеров с порога их возникновения и до пробоя основные измерения проводились при межэлектродном расстоянии 10 см. Напряжение пробоя для оголенного электрода при данном расстоянии происходили в диапазоне +80÷+90 кВ.

На рис. 2.390 приведена динамика развития стримера при повышении напряжения от порога до пробоя при межэлектродном расстоянии 10 см для оголенного стержня. Видно, что стримеры образуются преимущественно на закругленной головке электрода. Т.к. имеем дело с сильно (рис. 2.391) неоднородным полем, то замыкание межэлектродного промежутка далеко не всегда означает развитие искрового пробоя. Как видно из фотографий рис. 2.390, замыкание стримерных каналов происходит при напряжении 75 кВ, а пробой при 90 кВ.

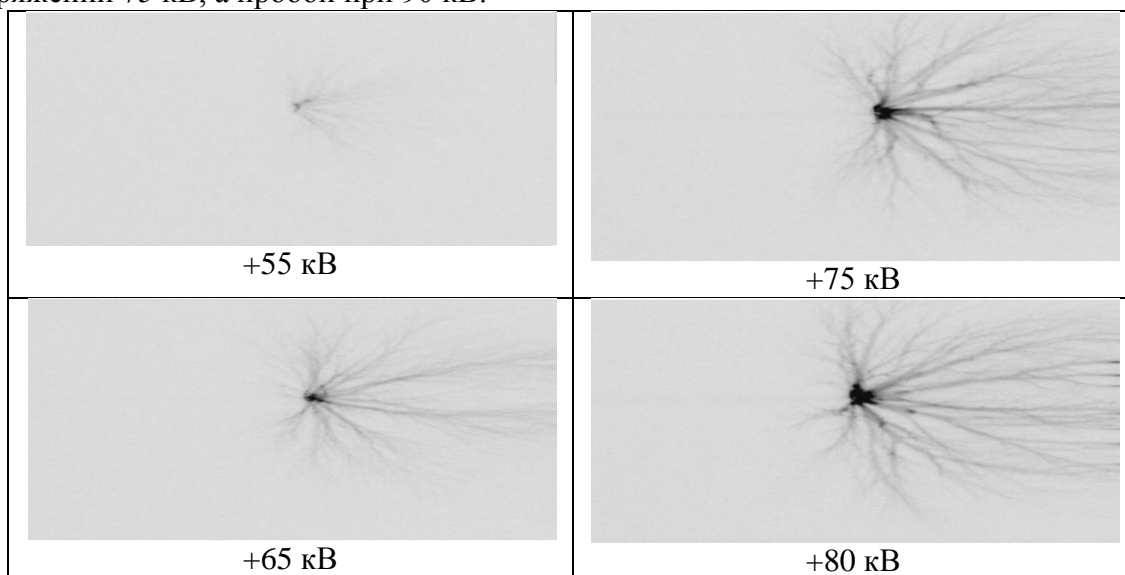


Рис. 2.390. Динамика развития стримеров от оголенного электрода для системы электродов стержень плоскость при повышении напряжения.



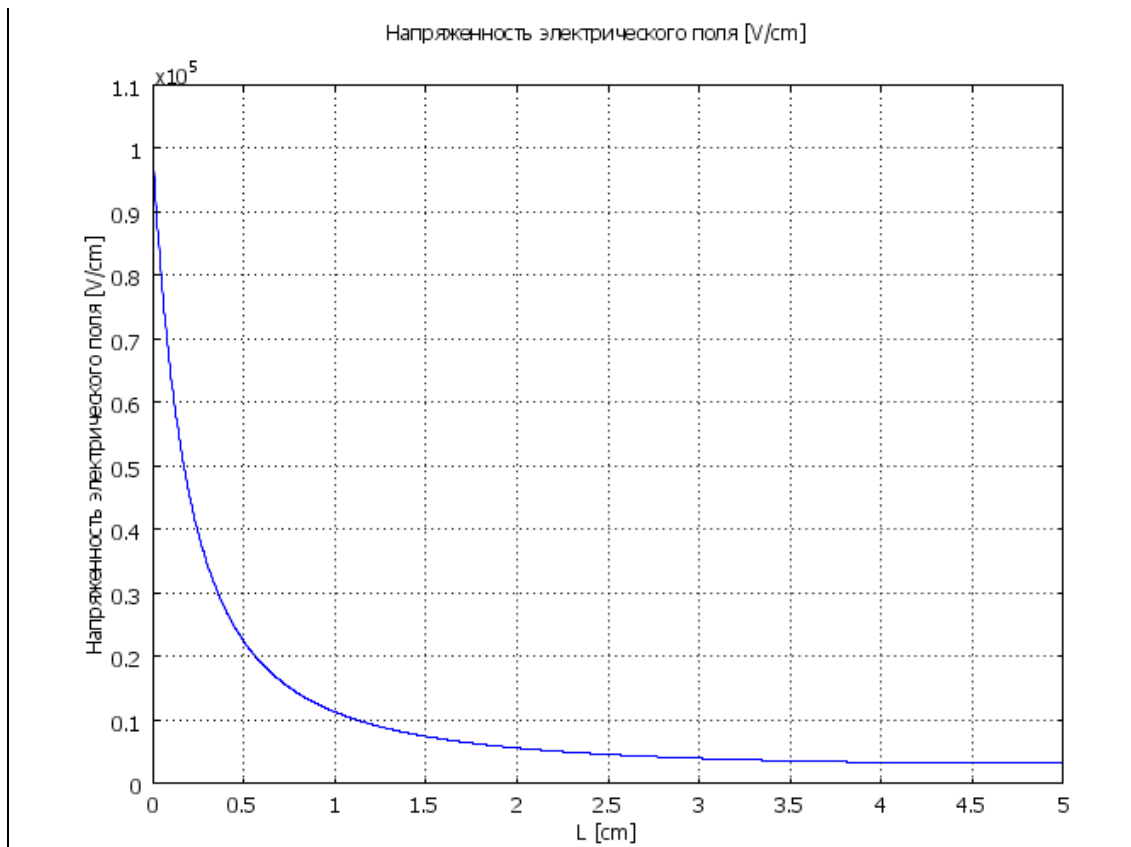


Рис. 2.391. График зависимости напряженности от расстояния до электрода, не покрытого слоем твердого диэлектрика. Межэлектродное расстояние 5см. Напряжение +50кВ

Лидерный канал в случае оголенного электрода всегда контактирует с областью закругления стержневого электрода, т. е. с местом наибольшей напряженности электрического поля.

**Влияние покрытия из парафина на стримерные процессы и напряжение пробоя.**

Технология нанесения покрытия следующая: парафин расплавлялся в водяной бане, после чего наносился на поверхность стержня путем окунания стержня в расплав. При нанесении температура парафина поддерживалась постоянной на уровне 50-55°C, чтобы избежать влияния возможных температурных эффектов.

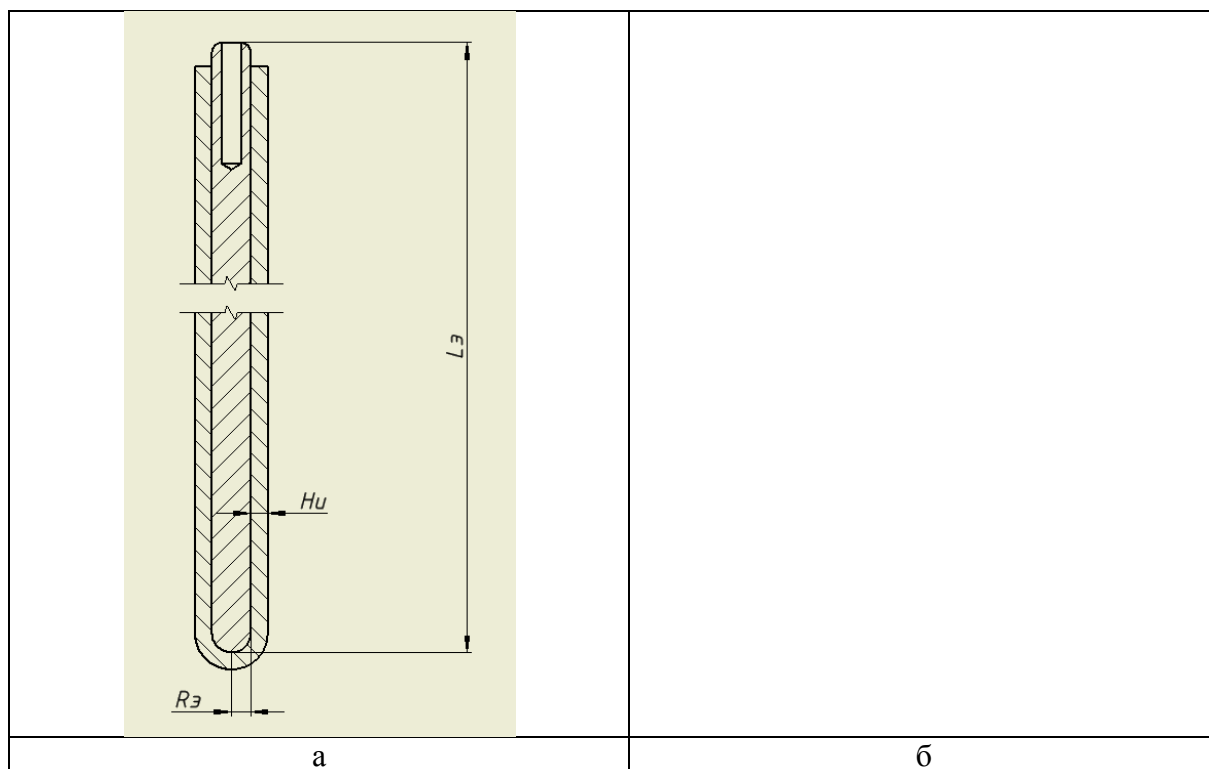


Рис. 2.392. Схематический вид (а) и фотография (б) стержневого электрода, покрытого изоляцией,  $L_э$  – длина стержня,  $R_э$  – радиус электрода,  $H_и$  – толщина изоляции,  $H$  – межэлектродное расстояние

Радиус электрода $R_э$ , см	$0.40 \pm 0.02$
Длина стержня $L_э$ , см	$22.2 \pm 0.1$
Толщина изоляции $H_и$ , мм	Изменяется по ходу эксперимента
Межэлектродное расстояние $H$ , см	10
Диэлектрическая проницаемость, $\epsilon$	2.8

Табл. 2.393. Параметры стержневого электрода с изоляцией

Расчет электрического поля для такой системы электродов при толщине изоляции в 1 мм приведен на рис. 2.394. Поле внутри парафина снижается, а на границе с воздухом имеет скачок, вызванное поляризацией диэлектрика.

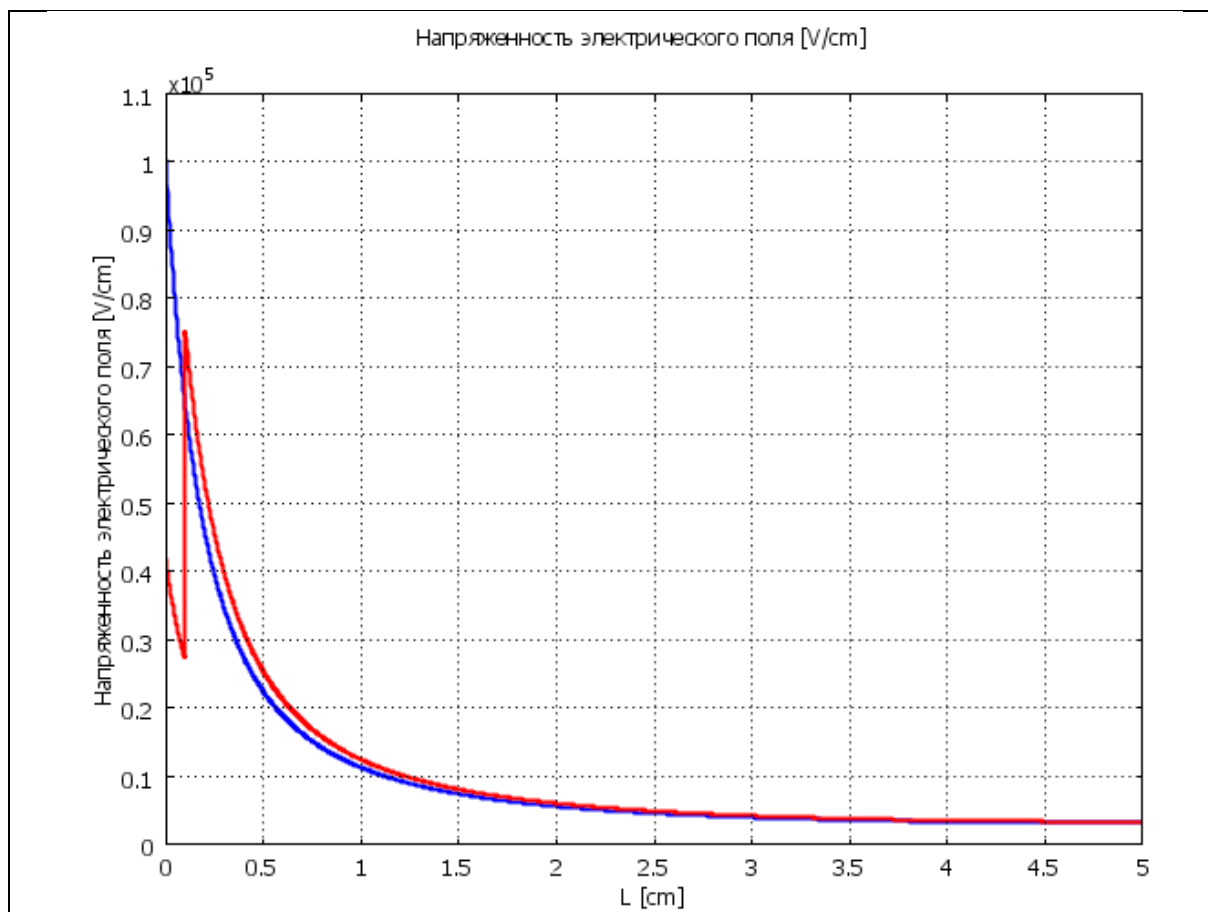
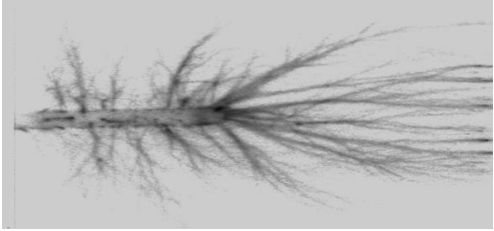
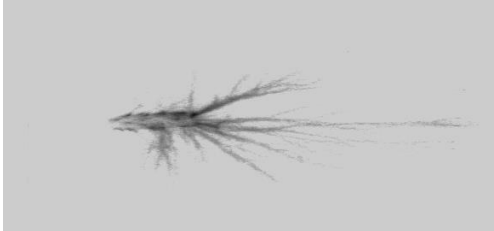


Рис. 2.394. График зависимости напряженности от расстояния до электрода, не покрытого слоем твердого диэлектрика(синий) и покрытого слоем парафина толщиной 1 мм(красный). Межэлектродное расстояние 5 см. Напряжение +50кВ

Нанесение парафина снижает напряженность поля у поверхности изолирующей пленки на 25%. В связи с тем, что после прохождения стримера на поверхности диэлектрика остается поверхностный заряд, влияющий на локальное поле, которое может сильно исказить вид разряда при последующем приложении напряжения, после каждого импульса парафин освобождался от заряда с помощью средств ПАВ. Активные вещества увлекают за собой заряды, скопившиеся на поверхности, тем самым очищая ее. Таким образом мы исключаем влияние поверхностного заряда на стримерные процессы возникающие при подаче следующего импульса. Импульсы подавались последовательно с шагом 5 кВ до возникновения искровой пробой.

На рис. 2.395 приведены характерные картины стримеров при повышении напряжения для различных толщин покрытия из парафина.

Фотографии стримеров. Толщина изоляции из парафина 1.85 мм. Напряжение пробоя +185 кВ	Фотографии стримеров. Толщина изоляции из парафина 1 мм. Напряжение пробоя +115 кВ
	

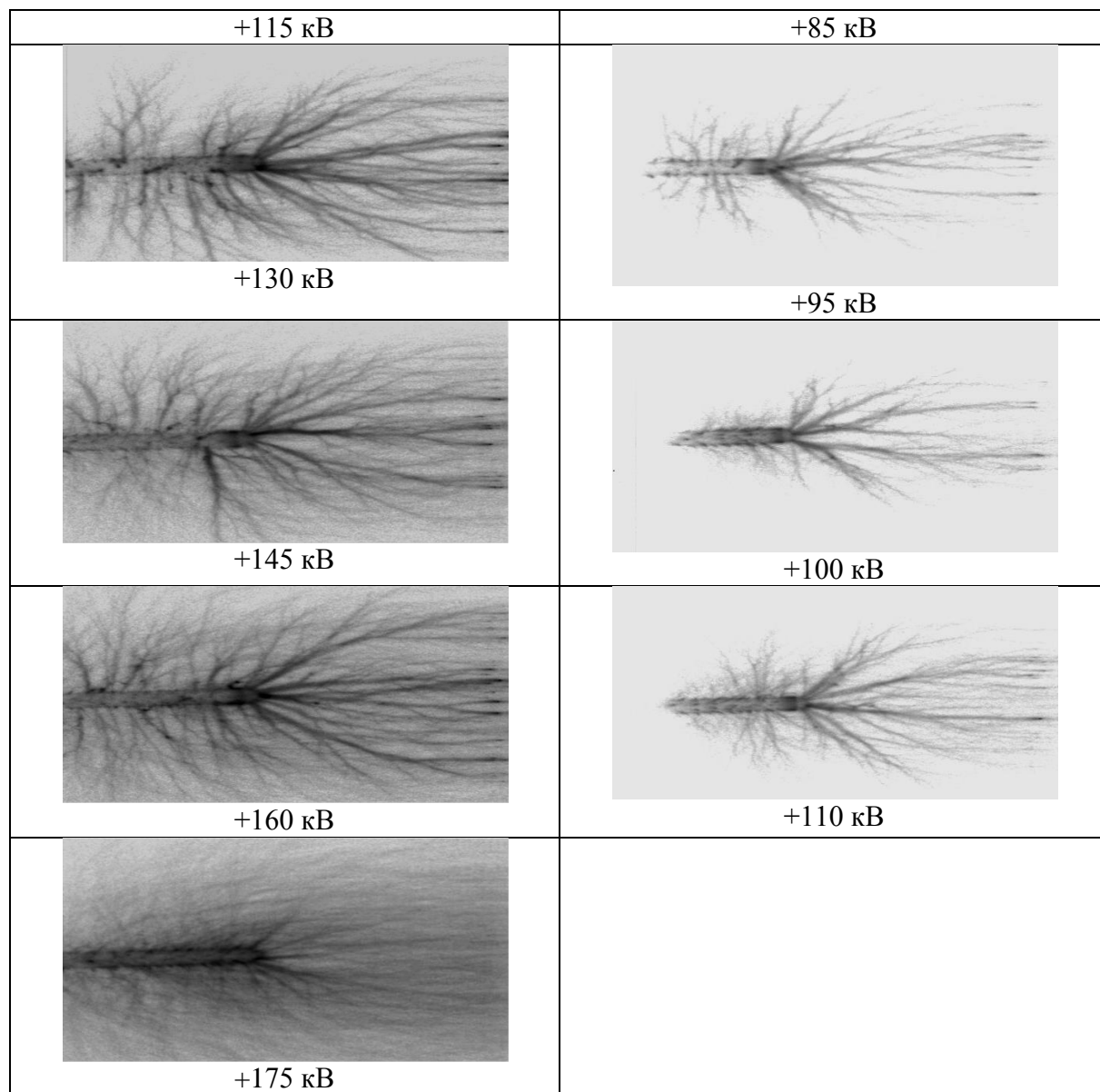


Рис. 2.395. Характерные изображения стримеров для системы электродов [стержень, покрытый изоляцией]-плоскость при повышении напряжения. Толщина покрытия из парафина 1.85 мм (слева) и 1 мм(справа)

Также как и для покрытия из воска, диапазон между напряжением возникновения стримеров и искровым пробоем существенно расширяется. Отличительной особенностью от случая оголенного электрода является то, что стримеры образуются не только на закруглении стержня, но и вдоль большей части боковой поверхности всего стержня. С повышением напряжения стартовые точки стримерных каналов появляются все выше и выше от места закругления стержня и при предпробойных напряжениях занимают всю боковую поверхность стержня. Уже при самых низких напряжениях, близких к порогу возникновения стримеров, часть каналов замыкает межэлектродный промежуток без возникновения искрового пробоя. С ростом напряжения количество стримерных каналов существенно повышается, а их толщина падает. Начальное утолщение каналов сменяется сильным ветвлением стримеров. Данная последовательность может повторяться несколько раз вплоть до пробивного напряжения. Помимо этого, увеличение толщины изоляции приводит к увеличению порогового напряжения, при котором начинают

регистрироваться стримеры. Пробивное напряжение зависит от толщины покрытия и тем выше, чем толще покрытие. Пробивное напряжение существенно выше, чем напряжение образования стримеров. Диапазон напряжений между напряжением замыкания стримеров и напряжением искрового пробоя достаточно велик. Появление стримеров никак не влияет на внешний вид поверхности изолирующего покрытия и его объемную проводимость. Искровой пробой происходит из наиболее слабых точек изолирующего покрытия, расположенных по всей поверхности стержнеобразного электрода, в том числе на его боковой поверхности. В ряде случаев эти точки расположены достаточно далеко от полусферической головки стержня.

Пробой парафина всегда сопровождается всегда появлением сквозной каверны в покрытии и отслоением покрытия от поверхности электрода в окрестности места пробоя (рис. 2.396).



Рис. 2.396 Изображение последствий пробоя изоляции из парафина. Слева толщина изоляции 1.85 мм, справа 1 мм.

На рис. 2.397 приведена полученная зависимость напряжения пробоя для данной системы электродов в зависимости от толщины покрытия парафином. Можно отметить два характерных участка: пологий рост до толщины 1.4 мм, затем резкий подъем напряжения пробоя при увеличении толщины. По-видимому, это связано с изменением механизма пробоя, о котором упоминалось выше. С помощью изоляции из парафина толщиной 1.7 – 1.8 мм можно достигнуть двукратного увеличения напряжения пробоя в подобной системе электродов, а значит и электрической прочности конструкции.

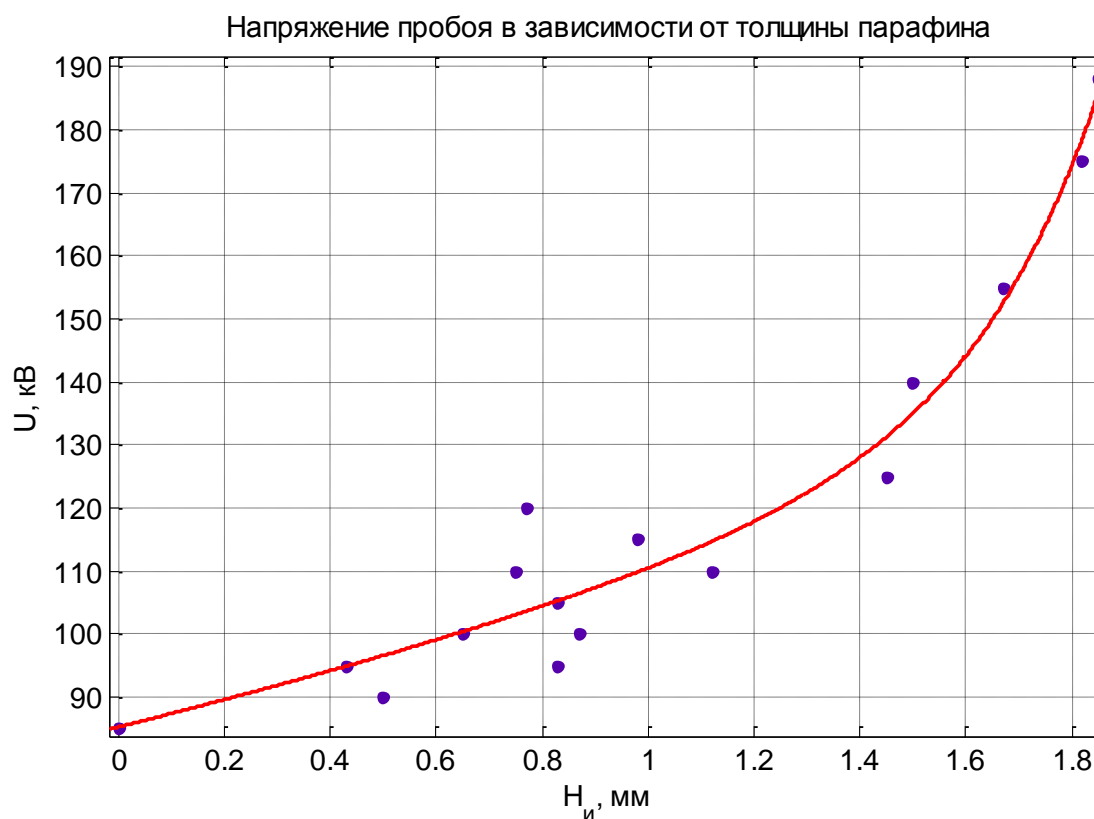


Рис. 2.397. Общая зависимость напряжения пробоя в зависимости от толщины покрытия парафином в системе электродов стержень-плоскость.

### **Влияние покрытия из воска на стримерные процессы и пробивную прочность воздушной изоляции.**

Воск и парафин имеют достаточно схожие физические свойства. Так, диэлектрическая проницаемость чистого пчелиного воска лежит в диапазоне 2,5-3. Рассчитанное электрическое поле соответствует зависимости, показанной на рис. 2.394. Температура плавления воска находится в интервале 60-65 °С. Поверхностный заряд после каждого импульса, при котором были обнаружены стримеры, смывается поверхностно активными средствами. Однако существенным отличием от парафина является слоистость покрытия. Слоистость существенно влияет на изолирующие свойства. Так, при многослойном покрытии при толщине воска 3.33 мм пробой наступает при таком же напряжении, что и при однослойном покрытии в 2.33 мм. Притом, для однослойного покрытия с толщиной 2.5 мм пробой до 210 кВ включительно не был достигнут.

<p>Фотография пробоя. Толщина многослойной изоляции из воска 3.33 мм. Напряжение пробоя +190 кВ</p>	<p>Фотография пробоя. Толщина однослойной изоляции из воска 2.33 мм. Напряжение пробоя +190 кВ</p>
---	--

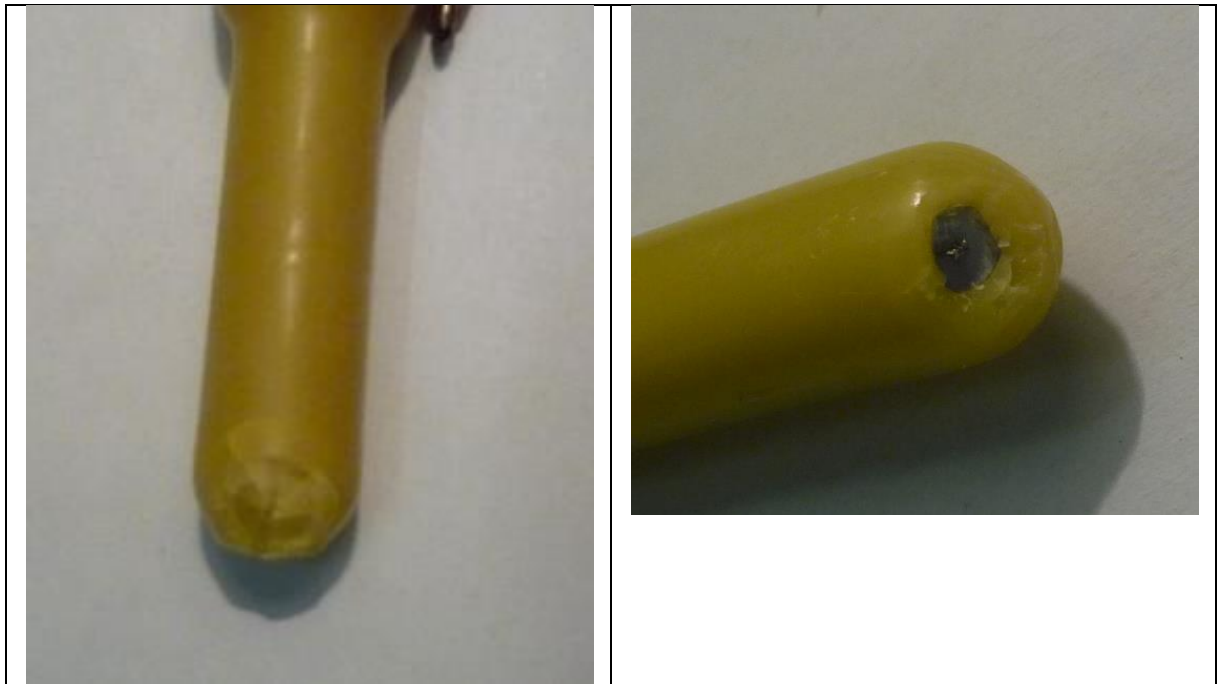


Рис. 2.398. Изображение последствий пробоя изоляции из воска. Слева многослойное покрытие, толщина изоляции 3.33 мм; справа однослойное покрытие 2.33 мм.

После пробоя многослойной изоляции заметны характерные отслоения одного слоя воска от другого. Т.е. вторичный слой воска после застывания недостаточно плотно ложится на первый слой. В многослойной изоляции образуются микрополости, которые могут служить очагами лавинной активности и приводить к нарушению его целостности.

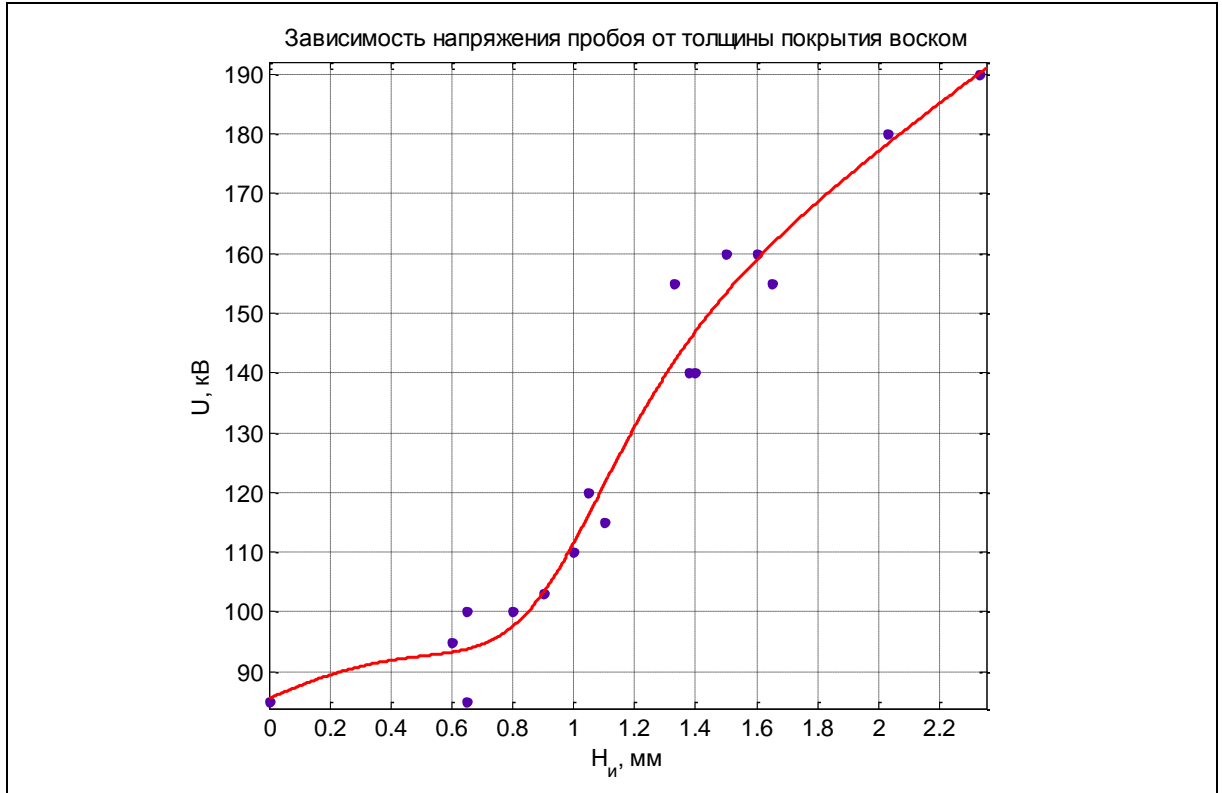


Рис. 2.399. Общая зависимость напряжения пробоя в зависимости от толщины покрытия воском в системе электродов стержень-плоскость.

Поэтому многослойное покрытие может иметь более низкую пробивную прочность. Была разработана технология нанесения однослойных покрытий в которых толщина покрытия определялась температурой расплава и временем погружения стержня в расплавленный воск. В экспериментах с однослойными покрытиями была получена зависимость пробивного напряжения от толщины однослойного покрытия из воска (рис. 2.399).

В случае покрытия из воска также обнаружено два участка зависимости пробивного напряжения от толщины покрытия: участок "тонких покрытий" (до толщины 1 мм), где напряжение пробоя слабо зависит от толщины покрытия и участок «толстых» покрытий. Отличительной особенностью этого участка является то, что при толстом

$$\text{покрытии } (H_{и} > 2 \text{ мм}) \left( \frac{\partial U_{np}}{\partial H_{и}} \right)_{\text{воск}} < \left( \frac{\partial U_{np}}{\partial H_{и}} \right)_{\text{парафин}}$$

При постепенном повышении напряжения, в ходе одного из экспериментов обнаружено разрушение поверхности изоляции (рис. 2.400), но искрового пробоя не было зафиксировано (измеренное напряжение на выходном конденсаторе ГИН меняется плавно (рис. 2.400)). В данном случае до момента разрушения изоляции было произведено более 25 импульсов при повышении напряжения. Таким образом, есть вероятность того, что разрушение поверхности происходит уже на стримерной фазе разряда. На фотографии каверны не заметно следов оплавления, а видны рваные края каверны, характерные для скола покрытия. Возможно внутренний стример, возникший под поверхностью покрытия привел к появлению каверны. Известно, что воск обладает невысокой механической прочностью. Поэтому был проведен ряд экспериментов с покрытиями, обладающими повышенной пробивной прочностью.

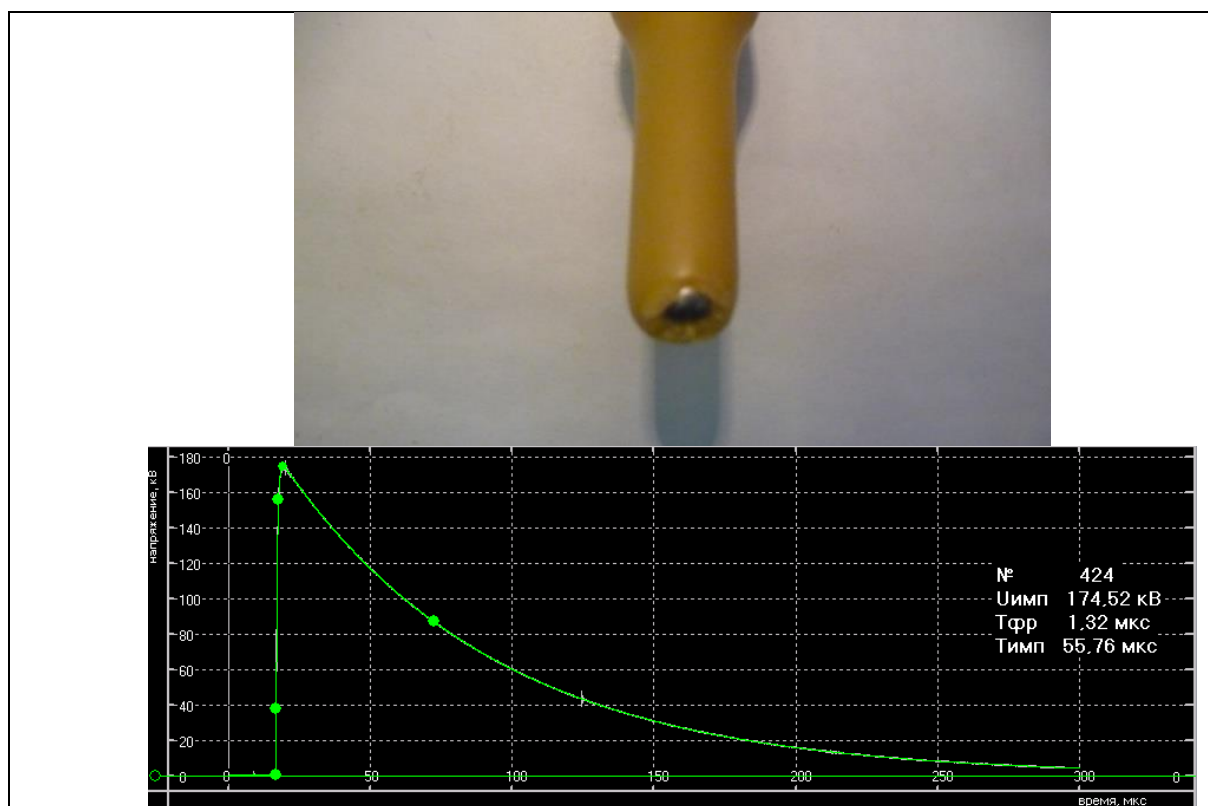


Рис. 2.400. Разрушение поверхности изоляции при повышении напряжения до напряжения +180 кВ(вверху), осциллограмма напряжения(внизу). Толщина изоляции из воска 2.1 мм. Общее число импульсов при повышении напряжения составило 26, из которых



## Влияние покрытия из этиленвинилацетата на стримерные процессы и пробивную прочность

Выше отмечено, что наиболее вероятной представляется гипотеза о механической природе разрушения покрытия – кулоновские силы вызывают импульсную деформацию изоляции, что может привести к образованию трещин (либо развитию существующих микротрещин) и сколу покрытия. Поэтому можно предположить, что увеличенной пробивной прочностью будет обладать покрытие с повышенной механической прочностью. Этиленвинилацетат (ЭВА) относится к полимерам (в нем случайным образом перемешаны мономеры этилена и винилацетата). Он плавится при температуре 160-180°C, а при остывании затвердевает. В частности, ЭВА широко применяется в составе термокля.

Диэлектрическая проницаемость ЭВА  $\epsilon=2.65$ . Распределение внешнего электрического поля при покрытии электрода с помощью ЭВА не отличается от случая с парафином. Помимо существенно меньшей объемной и поверхностной проводимости, что осложняет снятие поверхностного заряда после стримерного разряда, отличием ЭВА от воска и парафина является более высокая температура плавления (160-180°C). После плавления, расплав ЭВА представляет из себя более вязкую жидкость, чем воск и парафин. Данный факт сильно осложняет нанесение равномерного слоя на всю поверхность стержня в лабораторных условиях. Поэтому использовалась комбинированная изоляция из парафина и эва. С помощью эва покрывалась только часть стержня у закругления, остальная часть стержня покрывалась толстым слоем парафина во избежание пробоя с непокрытого участка. Т.к. диэлектрические проницаемости парафина и эва имеют близкие значения, то возникновение пробоя с места стыковки изоляций (тройная точка) не наблюдалось.

Выявлен также ряд факторов, снижающих напряжение пробоя.

- Неполное покрытие твердым диэлектриком высоковольтного электрода.
- Слоистость и качество покрытия – если покрытие наносилось слоями путем неоднократного окунания, то пробивное напряжение снижалось на 10% и более.
- Отслоение покрытия от поверхности электрода. Образование тонких полостей между покрытием и электродом приводит к снижению напряжения пробоя.
- Наличие в покрытии пузырьков воздуха приводит к снижению напряжения пробоя.

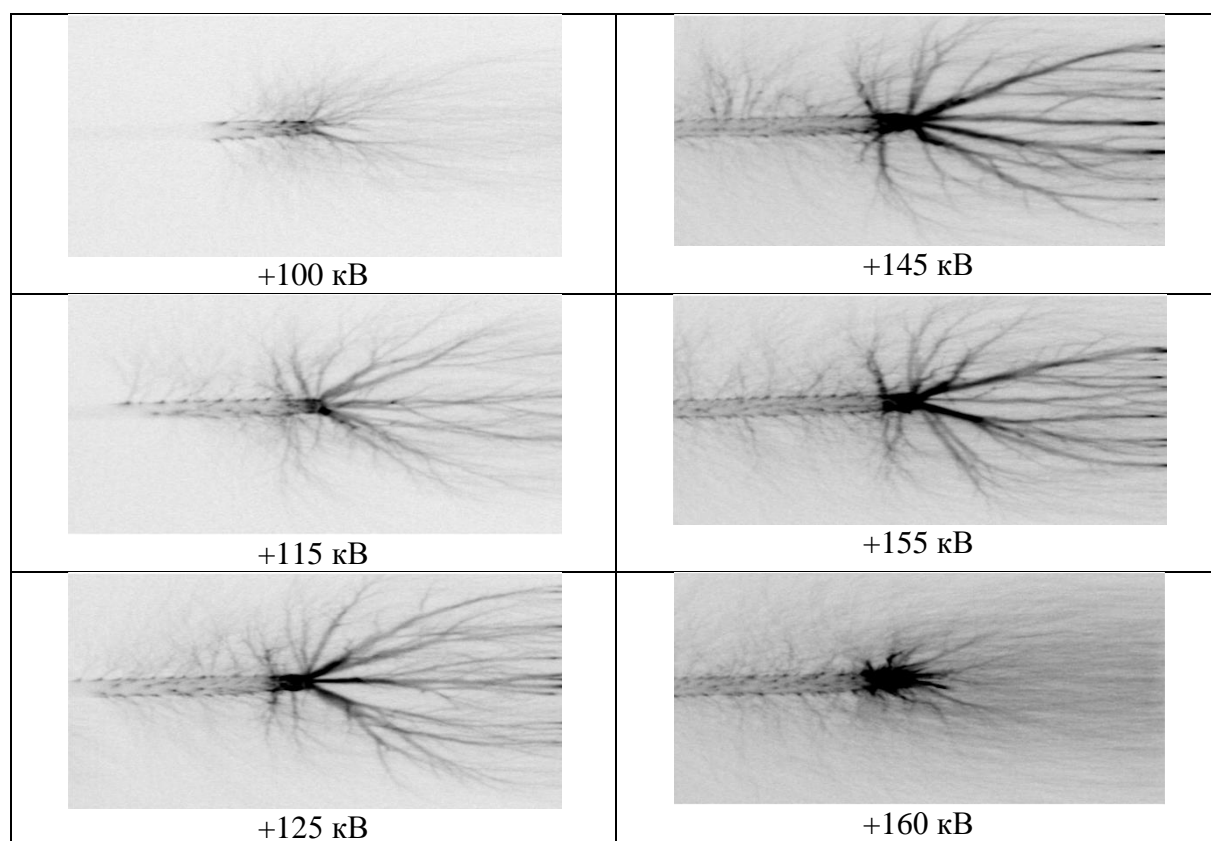
Также обнаружен фактор, приводящий к увеличению пробивной прочности: эффект тренировки покрытия, заключающийся в постепенном повышении напряжения подаваемых импульсов, сопровождающийся нанесением остаточного поверхностного или объемного заряда в диэлектрическом покрытии. Если заряд поверхностный, он может быть снят при помощи поверхностно активных веществ, что было проверено на воске и парафине. Если он сосредоточен в объеме (в электретах), убрать его не удастся, что наблюдалось в случае ЭВА. В последнем случае напряжение пробоя при постепенном подъеме амплитуды напряжения в последовательности импульсов может быть существенно повышено, чем при воздействии однократным импульсом.

Все эти факторы необходимо учитывать при разработке и изготовлении поверхностной изоляции высоковольтных электродов, а также при экспериментальных испытаниях.

Следует также отметить, что наличие пузырьков после застывания ЭВА приводило к снижению пробивного напряжения.

Даже незначительное изменение толщины покрытия из ЭВА (0.1-0.2 мм) способно увеличить напряжение пробоя на 30-40 кВ. С помощью окунания стержня в расплавленный ЭВА получить равномерный слой изоляции вдоль всего стержня не представляется возможным. Толщина покрытия спадает с места закругления вдоль стержня, образуя грушевидную форму. В данном случае пробой мог развиваться с места более тонких участков изоляции, не смотря на существенно меньшую напряженность поля в данной точке (рис. 2.402а). При дополнительном покрытии парафином верхней части стержня пробой всегда развивается с места закругления (рис. 2.402б).

Стримеры при данной изоляции имеют схожую структуру со случаем воска и парафина. Основным отличием является значительно расширенный интервал напряжений существования стримеров, связанный с увеличением пробивного напряжения для покрытий из ЭВА. На рис. 2.401 изображена динамика развития стримеров при увеличении напряжения. При напряжениях близких к порогу появления стримеров - 100-115 кВ, стримерные каналы еле заметны, очень тонки и слабо светятся. В диапазоне напряжений 120-155 кВ стримерные каналы существенно утолщаются и светимость их возрастает. Интенсивные стримерные каналы стартуют с нижней части стержня, а их количество невелико, порядка 10. Затем в области предпробойных напряжений, количество ветвей стримеров существенно возрастает, а сами каналы в дальней части сильно ветвятся. Хорошо заметны, как начальные утолщения каналов стримера сменяется обильным ветвлением (155 кВ – 160 кВ). Напряжение пробоя +175 кВ.



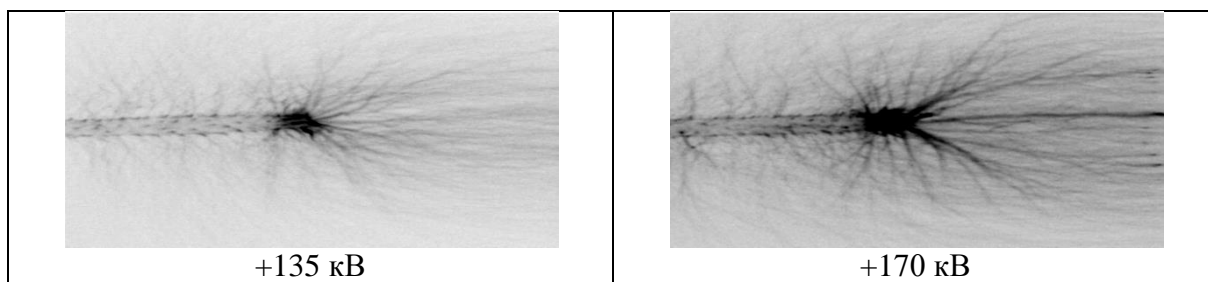


Рис. 2.401. Характерные изображения стримеров для системы электродов стержень, покрытый изоляцией, плоскость при повышении напряжения. Толщина покрытия из ЭВА 0.78 мм. Напряжение пробоя +175 кВ.

Как показали эксперименты, с помощью ПАВ-средств удается нейтрализовать только часть заряда. Повторные смывания не приводили к нейтрализации заряда, возникшего после прохождения стримера. Данный заряд сохранялся в течение продолжительного времени по ходу эксперимента (более 12 часов). По-видимому, ЭВА проявляет электретные свойства. Электрет – диэлектрик, который продолжительное время сохраняет поляризованные свойства после снятия внешнего воздействия. В нашем случае поляризация, видимо, обусловлена инжекцией электронов непосредственно с поверхности электрода. Электроны, проходя через слой ЭВА, локализуются в центрах захвата. Образующееся в результате поляризации такого типа поле, создаваемое данными носителями заряда, имеет то же направление, что и приложенное.





Рис. 2.402. Пробой изоляции из ЭВА: а) вид пробоя с места меньшей толщины изоляции (0.5 мм) при толщине ЭВА у закругления 1 мм при напряжении + 180 кВ; б) вид пробоя с закругления при увеличении зоны покрытия парафином. Толщина ЭВА 0.68 мм, напряжение пробоя +160 кВ.

На рис. 2.403 приведена зависимость пробивного напряжения от толщины покрытия из ЭВА. Напряжение пробоя регистрировалось путем поднятия напряжения от 85 кВ с шагом 5 кВ, поверхностные заряды после каждого импульса снимались. Напряжение пробоя для толщин изоляции из ЭВА больше 1 мм оказалось выше 200 кВ. При таком напряжении пробой обычно происходит не с поверхности стержня, а из места крепления подводящего высоковольтного провода, поэтому напряжение сквозного пробоя покрытия не было достигнуто. Искровые сквозные пробои изолирующего покрытия оставляли на его поверхности каверны, расположенные в различных местах боковой поверхности стержневого электрода. Каверны имели сколы, участков оплавления покрытия не отмечено.

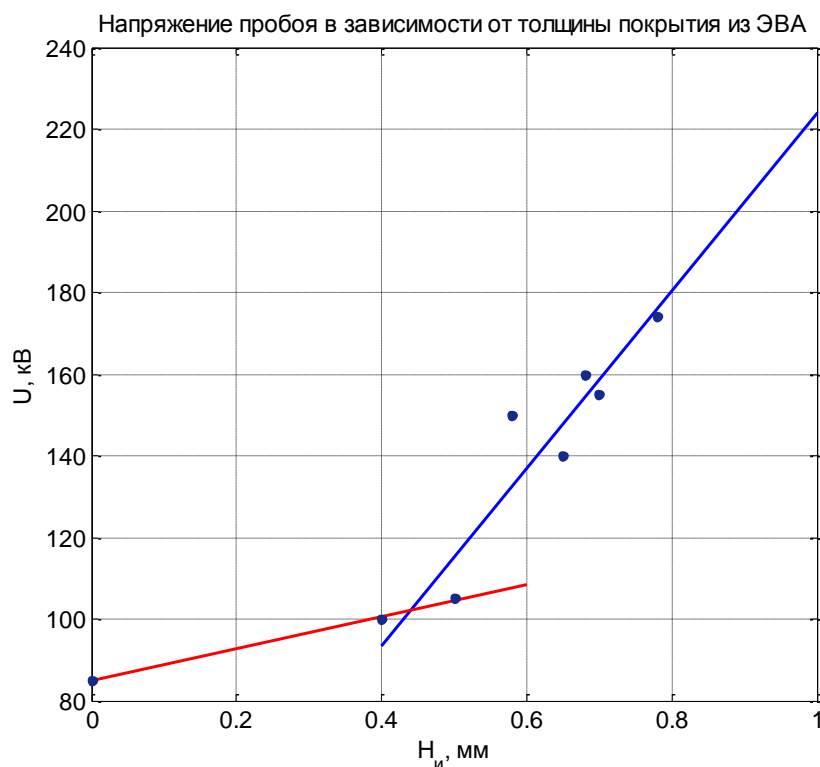


Рис. 2.403. Вид зависимости напряжения сквозного пробоя покрытия ЭВА в системе электродов стержень плоскость от толщины покрытия ЭВА при межэлектродном расстоянии 10 см

На рис. 2.403 приведена зависимость напряжения пробоя воздушного промежутка, сопровождающаяся нарушением целостности покрытия. При покрытии из ЭВА двукратное увеличение напряжения пробоя в системе электродов стержень-плоскость при межэлектродном расстоянии 10 см достигается при толщине изоляции всего 0.7 – 0.8 мм. Увеличение механической прочности материала покрытия приводит к значительному увеличению электрической прочности.

Сравним теперь характеристики покрытий из разных материалов для одного радиуса электрода (4 мм), одного межэлектродного расстояния (100 мм) (рис. 2.404). Как видно, первый участок в пределах погрешности имеет один и тот же уклон для всех материалов. Второй участок имеет для разных материалов существенные отличия. Различаются как толщина, на которой меняется уклон, так и уклон на втором участке. В случае ЭВА второй участок начинается раньше всего и имеет максимальную крутизну, для парафина и воска поведение зависимости на втором участке также различно, причем, кривые, судя по всему, пересекаются.

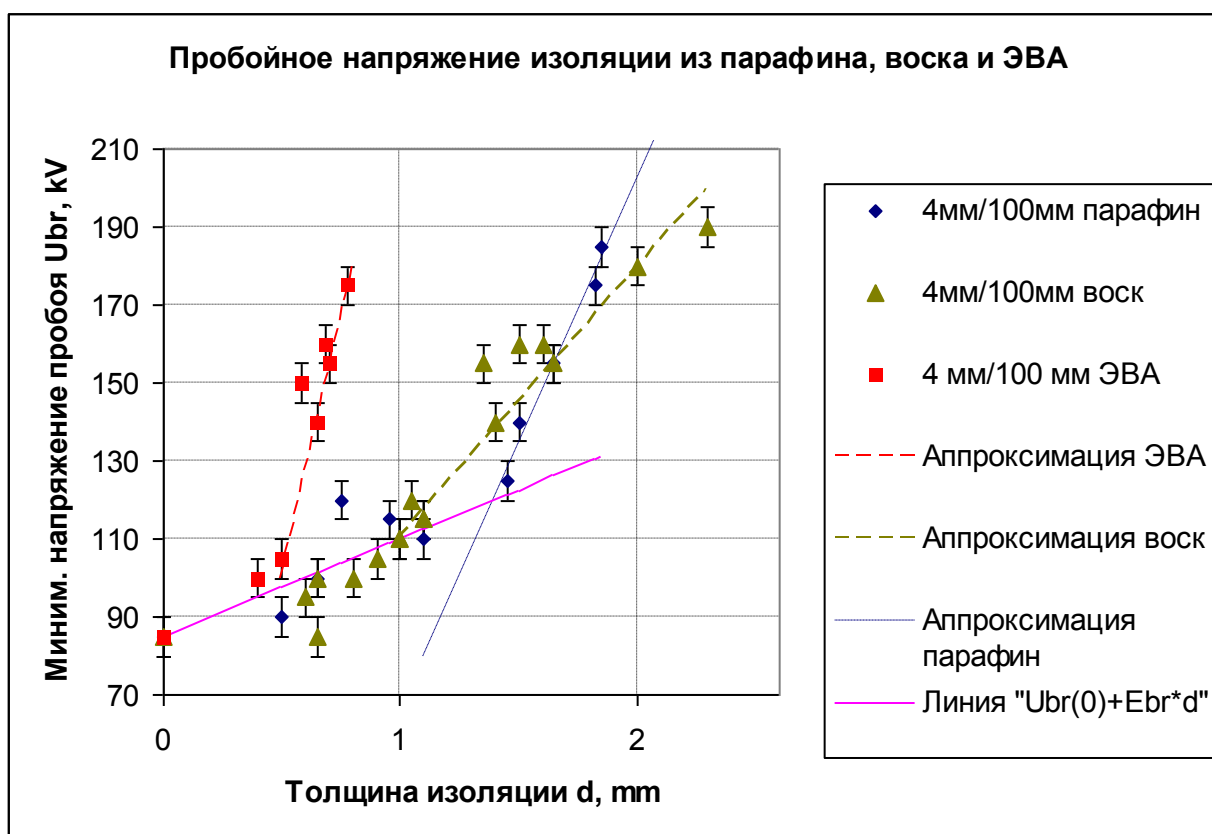


Рис. 2.404. Зависимость напряжения пробоя в системе электродов (стержень, покрытый слоем изоляции из различных материалов-плоскость от толщины покрытия при межэлектродном расстоянии 100 мм. Активный электрод - стержень с полусферическим окончанием радиусом 4 мм. Сплошной линией показана аппроксимация для первого участка кривой, с уклоном, равным номинальной электропрочности – в пределах погрешности аппроксимация одна для всех трех материалов. Пунктирной линией показана аппроксимация второго участка кривой для каждого материала.

Для иллюстрации высокой эффективности изоляции на втором участке приведем полученные из аппроксимации значения уклона зависимости напряжения пробоя от толщины диэлектрика (табл. 2.27). Отмечу, что номинальная электропрочность (при подаче постоянного во времени напряжения) у всех трех исследованных веществ лежит в диапазоне 25-30 кВ/мм, что соответствует наклону первого участка.

Материал	Начало второго участка – толщина покрытия $d$	Уклон зависимости напряжения пробоя от толщины покрытия
Парафин	1,3-1,5 мм	140 кВ/мм
Воск	1,0-1,2 мм	70 кВ/мм
Этиленвинилацетата (ЭВА)	0,7-0,8 мм	270 кВ/мм

Табл. 2.27. Характеристики второго участка зависимости напряжения пробоя от толщины диэлектрического покрытия, полученные из аппроксимации экспериментальных данных.

Итак, применение ЭВА позволило достичь существенного увеличения электрической прочности по сравнению с парафином и воском (рис. 2.404), хотя диэлектрическая проницаемость и номинальная электропрочность находится у этих трех веществ примерно на одном уровне – в диапазоне 25-30 кВ/мм. Оказалось, что при равном

напряжении пробоя толщина покрытия ЭВА может быть вдвое меньше толщины покрытия парафина или воска. Таким образом, при большой толщине изоляции (более 1,5 мм) рекомендуется выбирать диэлектрическое покрытие с максимальной механической прочностью.

Для оценки напряжения пробоя на втором участке (большой толщины покрытия) методика оценки пробивной прочности при помощи моделирования упрощенного стримера требует доработки, так как на этом участке диапазон напряжений между касанием стримером противоэлектрода и напряжением искрового пробоя существенно возрастает с увеличением толщины покрытия. На этом участке необходимо выработать иные критерии. Возможно, здесь имеет смысл подойти к оценке с другой стороны, поскольку, видимо, напряжение пробоя зависит в основном от свойств материала покрытия, а не от свойств стримера. Сопоставление данных для межэлектродных расстояний 100 мм и 200 мм для покрытия из парафина позволяет предположить, что кривая зависимости напряжения пробоя от толщины покрытия носит универсальный характер и слабо зависит от межэлектродного расстояния и радиуса электрода, хотя для проверки этого предположения требуются дополнительные эксперименты.

Чем можно объяснить резкий рост пробивной прочности? Следует обратить внимание, что при разной толщине изоляции межэлектродное расстояние поддерживалось на одном уровне – 100 мм, стример и при тонкой, и при толстой изоляции, при напряжении, скажем, 140 кВ, достигал противоэлектрода. Но при толщине изоляции 1 мм это приводило к пробую, а при толщине изоляции 1,7 мм – нет. Даже если учесть разницу в падении напряжения на изоляции (через ту же пробивную прочность  $3 \cdot 10^7$  В/м), все равно остается существенное различие в поведении. С точки зрения состояния стримера ситуации представляются близкими – имеется стримерный канал между изоляцией и противоэлектродом, радиусы каналов при тонкой и толстой изоляции близки, напряжение на канале также примерно одинаковое (если оценивать падение напряжения на изоляции через номинальную пробивную прочность). Следовательно, разные участки кривой зависимости напряжения пробоя от толщины изоляции связаны с различием в поведении тонкой и толстой изоляции. В связи с этим возникают следующие вопросы: чем определяется граница между «тонкой» и «толстой» изоляцией (между двумя участками кривой зависимости напряжения пробоя от толщины изоляции)? Чем определяется уклон второго участка кривой? Наиболее часто используются две модели процессов, способных произвести разрушение твердого диэлектрика:

1. Причина разрушения изоляции – нагрев, а значит, напряжение пробоя определяется удельным тепловыделением в изоляции во время стримерного разряда.
2. Причина разрушения изоляции – механическая, следовательно, напряжение пробоя определяется деформациями, которые вносят в изоляцию кулоновские силы.

### **Электромеханический механизм разрушения изоляционного покрытия**

Мы видели, что при воздействии постоянным напряжением в восковой изоляции регистрировались проплавленные отверстия. В случае импульсного воздействия картина иная. Ряд фактов указывает на то, что в этом случае основная причина необратимого разрушения изоляции – механическая. Прежде всего, это наличие сколов на образованных в ходе разряда отверстиях и отсутствие оплавленных участков. Второе – влияние многослойности покрытия и отслоения твердого покрытия на пробивную прочность: очевидно, это облегчает механический отрыв покрытия.



Рис. 2.405. Типичный скол на краях каверны - отверстия в изоляции, образованном искровым разрядом. Толщина однослойной изоляции из воска 2.33 мм. Напряжение пробоя +190 кВ

Рассмотрим характер механического воздействия стримера на изоляционное покрытие. Как было показано в моделях выше, стример напыляет на поверхность твердой изоляции заряд, увеличивающий поле в твердой изоляции и уменьшающий поле в стримере. Опыты, описанные выше, показали, что заряд хорошо удерживается изоляцией, а значит, он плотно закреплен в твердом теле, а не остается в воздухе вблизи поверхности. На заряд действует кулоновская сила (рис. 2.406). Нанесение поверхностного заряда приводит к тому, что поле в твердой изоляции повышается до значения порядка номинальной электропрочности  $E_{\text{проб}}$ , а в стримере, поскольку это проводящий канал, снижается до малой по сравнению с  $E_{\text{проб}}$  величины.

С одной стороны, по теореме Гаусса, имеем для поверхностной плотности заряда  $\sigma$ .

$$E_{\text{проб}} - 0 = \frac{\sigma}{\epsilon_0}$$

На поверхностный заряд действует поверхностная сила  $P$ , равная произведению заряда на среднюю напряженность поля между напряженностями с одной и другой стороны заряда. Отсюда:

$$P = \sigma \frac{(E_{\text{проб}} + 0)}{2} = \frac{\epsilon_0 (E_{\text{проб}} - 0)(E_{\text{проб}} + 0)}{2} = \frac{\epsilon_0 E_{\text{проб}}^2}{2}$$

Так, для  $E_{\text{проб}}=30$  кВ/мм, характерной для воска, парафина и этиленвинилацетата, мы имеем  $P=4000$  Па. Механические напряжения, возникающие под действием такой поверхностной силы, будут иметь тот же порядок.



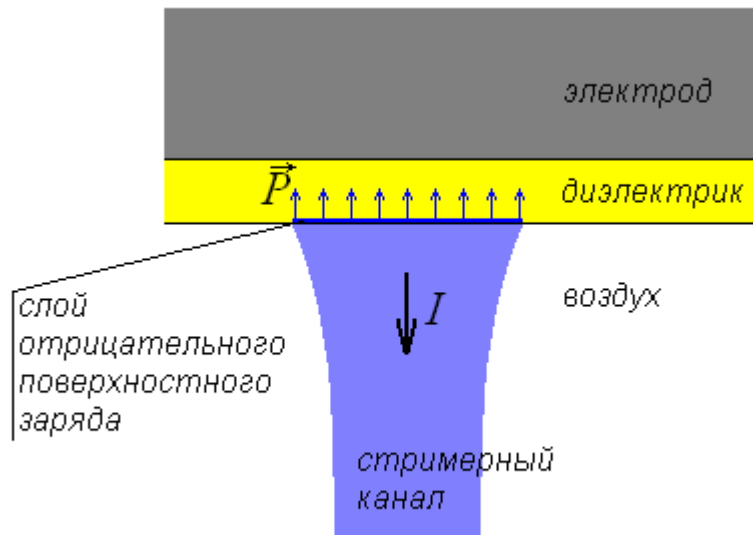


Рис. 2.406. Деформация диэлектрика под действием поверхностного заряда. Стрелками показано направление действия кулоновской поверхностной силы  $\mathbf{P}$ .

Однако поверхностная кулоновская сила – не единственная, действующая в данной системе. Поле в диэлектрике из-за наличия стримера сильно неоднородно – как показано на рис. 2.407. Неоднородное поле в диэлектрике создает кулоновскую объемную силу  $\mathbf{f}$ , равную [86, С. 147]:

$$\vec{f} = \frac{\varepsilon_0(\varepsilon - 1)}{2} \nabla E^2 \quad (2.91)$$

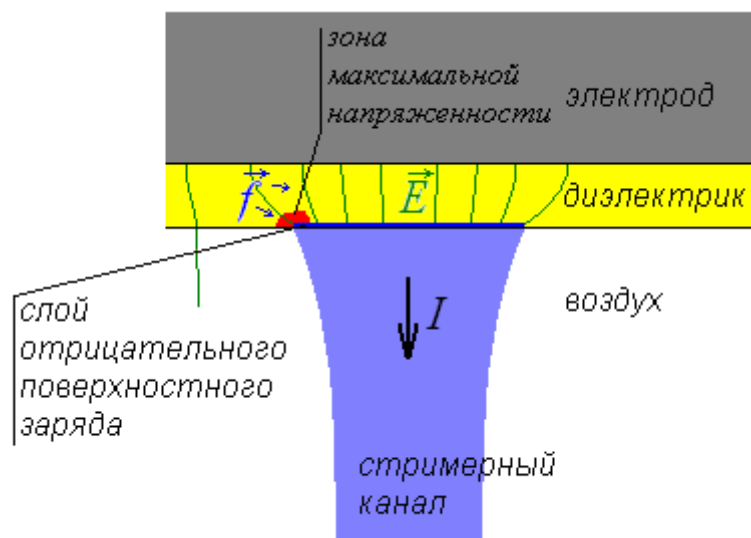


Рис. 2.407. Деформация диэлектрика под действием объемной кулоновской силы, связанной с неоднородностью распределения поля. Зеленым показаны силовые линии напряженности поля  $\mathbf{E}$ , синими стрелками – направление действия кулоновской объемной силы  $\mathbf{f}$ .

Сила (2.91) действует по направлению к области максимальной напряженности. Напряженность в области контакта стримера с поверхностью диэлектрика составляет

порядка  $E_{\text{проб}} \sim 3 \cdot 10^7$  В/м, а на окружности контактного пятна должна превышать ее, поскольку силовые линии там должны изгибаться, как показано на рис. 2.407. С другой стороны, на расстоянии от контакта стримера с диэлектриком поле опускается до значений, близких к невозмущенной напряженности, а она в разы меньше, чем  $E_{\text{проб}}$ . Таким образом, в районе контакта стримера с диэлектриком возникают значительные градиенты модуля напряженности, что может дать существенные значения силы (2.91). На рис. 2.407 показано направление действия силы  $\vec{f}$  – она «подтягивает» диэлектрик к контактному пятну, создавая в этой области предпосылки для возникновения трещин.

Оценим деформации, к которым может привести сила (2.91). Заметим, что характерный размер контактного пятна  $r \sim 0,5 \div 1$  мм (радиус стримера в модели и восстановленный по фотографиям), а значит, характерный масштаб области сильной напряженности на окружности контактного пятна еще меньше  $l \sim 10^{-4}$  м. Скорость звука в парафине  $c = 1460$  м/с [85, С. 148], так что возмущения распространяются на расстояние  $L$  за время порядка  $L/c \sim 10^{-6}$  с. За расстояние  $L$  – характерный размер зоны распределения механических напряжений разумно взять толщину изоляции  $L \sim 1$  мм. Запишем уравнение теории упругости для деформации  $\alpha$  (здесь нас интересуют оценки по порядку величины, так что запишем его не в тензорном, а в скалярном виде):

$$\rho \frac{\partial^2 \alpha}{\partial t^2} = \Delta \sigma + \nabla \cdot \vec{f}$$

На малых временах ( $t < L/c$ ) можно для оценки пренебречь центральным слагаемым (волновой процесс здесь еще не успел развиваться, идет локальное накопление деформации), так что получаем следующую оценку:

$$\rho \frac{\partial^2 \alpha}{\partial t^2} \approx \nabla \cdot \vec{f} = \frac{\epsilon_0 (\epsilon - 1)}{2} \Delta E^2$$

Интегрируя по времени до  $L/c$ , до которого справедливо приближение, мы получаем:

$$\alpha \sim \frac{\epsilon_0 (\epsilon - 1)}{2\rho} \Delta E^2 \left( \frac{L}{c} \right)^2$$

На более больших, чем  $L/c$  временах начнется волновое распространение деформаций в другие области, и энергия перестанет накапливаться в данной узкой области. Оценивая лапласиан как  $1/l^2$ , получаем:

$$\alpha \sim \frac{\epsilon_0 (\epsilon - 1)}{2\rho} \frac{E^2}{c^2} \frac{L^2}{l^2}$$

Так, для парафина получаем  $\alpha \sim 10^{-3}$ , т.е. существенные деформации, которые, в принципе могут вызвать появление трещин.

Конечно, данный анализ не претендует на точность, но показывает, что в принципе высокая концентрация напряженности поля в малой области может вызвать существенные механические деформации.

### **Термический механизм разрушения изоляционного покрытия.**

Рассмотрим возможность нагрева изоляции. Нагрев, в принципе, неизбежен, если учесть, что проводимость изолирующего покрытия возрастает в предпробойной области. Рассмотрим механизм термического разрушения – в результате нагрева изоляция расплавляется, начинает хорошо проводить ток и далее происходит образование лидера.

Оценим сверху перегрев изоляции. Анализ осциллограмм напряжения показывает, что ток, проходящий сквозь изоляцию в стримерном режиме, не превышает 1

А (скорее всего он меньше, но погрешность определения тока по осциллограмме напряжения не дает сделать более точную оценку). Допустим, стримерный канал дошел до противоэлектрода, в результате образовалась цепь анод-изоляция-(стримерный канал)-(заземленная плоскость). Пусть сечение пятна контакта стримера с изоляцией имеет площадь  $\pi r^2$ , где  $r=1$  мм. Протекающий ток оценим сверху в  $I=1$  А, напряженность поля в изоляции для обеспечения проводимости должна быть порядка  $E_{\text{проб}} \approx 3 \cdot 10^7$  В/м. Если толщина изоляции  $d$ , мы имеем джоулевы потери в течение времени  $t$ :

$$Q = UIt = E_{\text{проб}} dIt$$

Удельные джоулевы потери на единицу объема в изоляции составляют:

$$Q = \frac{UIt}{\pi r^2 d} = \frac{E_{\text{проб}} It}{\pi r^2}$$

Оценивая сверху, берем  $t=10$  мкс, получаем:  $10^8$  Дж/м<sup>3</sup>. Для того чтобы понять, много это или мало, определим, каковы должны быть удельные затраты тепла  $Q_{\text{плав}}$  для расплавления изоляции. Возьмем для примера парафин как легкоплавкий материал. Его температура плавления составляет 50-60 градусов, т.е. его надо нагреть не менее чем на  $\Delta T=30$  градусов. Удельная теплоемкость 3,2 кДж/кг/градус, удельная теплота плавления 150 кДж/кг. Плотность 900 кг/м<sup>3</sup>. Получаем:

$$Q_{\text{плав}} = \left( 3,2 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{град}} \cdot 30 \text{град} + 150 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}} \right) \cdot 950 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3} = 2,2 \cdot 10^8 \frac{\text{Дж}}{\text{м}^3}$$

Оценка показывает, что даже для парафина тепла едва хватило бы на расплавление изоляции, для более тугоплавких материалов это еще менее реально. Да и само по себе расплавление изоляции при таких коротких временах воздействия недостаточно для пробоя (стечь она за 50 мкс не успеет), необходимо ее испарение, для чего нужно в несколько раз больше тепла. Локальный перегрев изоляции не превышает нескольких десятков градусов.

Помимо высказанных соображений изложенный сценарий представляется маловероятным еще и из-за наблюдавшегося на опыте сколе изоляции в результате воздействия незамкнувшихся стримеров – такие стримеры проводят ток только в течение времени своей жизни, которое составляет менее 100 нс, т.е. в 100 раз меньше использованного в оценке выше значения. Раз время воздействия тока меньше, уменьшается и переданная изоляции теплота, достаточная уже для нагрева лишь на доли градуса.

Итак напряжение пробоя изолирующего покрытия зависит от материала покрытия, его толщины и геометрических размеров системы электродов. Выявлено, что в последнем случае зависимость напряжения пробоя  $U$  от толщины изоляции  $d$  имеет два характерных участка. На первом участке (малая толщина изоляции) зависимость аппроксимируется прямой:

$$U(d) = U(d=0) + E_{\text{проб}} d$$

Здесь  $E_{\text{проб}}$  – номинальная электропрочность (напряженность пробоя твердого диэлектрика при постоянном во времени напряжении),  $U(d=0)$  – напряжение пробоя при отсутствии изоляции. На этом участке порог возникновения стримеров лежал на 10-20 кВ ниже напряжения пробоя. Результат имеет прозрачную физическую трактовку – при падении номинального напряжения на диэлектрическом покрытии через него проходит ток, достаточный для развития стримера, и тогда на воздушной части изоляции для реализации пробоя должно падать то же напряжение, что и при отсутствии изоляции.

## **Влияние покрытий плоского противоэлектрода на стримерно-лидерные процессы в воздушной изоляции**

Анализ экспериментальных данных о распространении положительных стримеров от оголенного и тем более изолированного электрода показывает, что в большом диапазоне напряжений достижение головкой стримера противоэлектрода не приводит к замыканию стримерным каналом межэлектродного промежутка и тем более не приводит к искровому пробою. Приведем результаты некоторых экспериментов, посвященных выявлению механизма стримерно-лидерного перехода в этих случаях. Эксперименты проведены с высоковольтным электродом положительной полярности, с системой электродов стержень-плоскость (рис. 2.408). Цель эксперимента: изучение процесса замыкания головки положительного стримера на плоский противоэлектрод. В данном случае от стержня распространяются положительные стримеры (на головке стримера расположен положительный заряд). Известно, что основным механизмом при распространении такого типа стримеров является фотоионизация объема газа перед головкой. Ранее с помощью численного моделирования было установлено, что при приближении головки стримера к катоду основным механизмом при замыкании канала на электрод является матлеровская либо автоэлектронная эмиссия (АЭЭ) с поверхности катода.

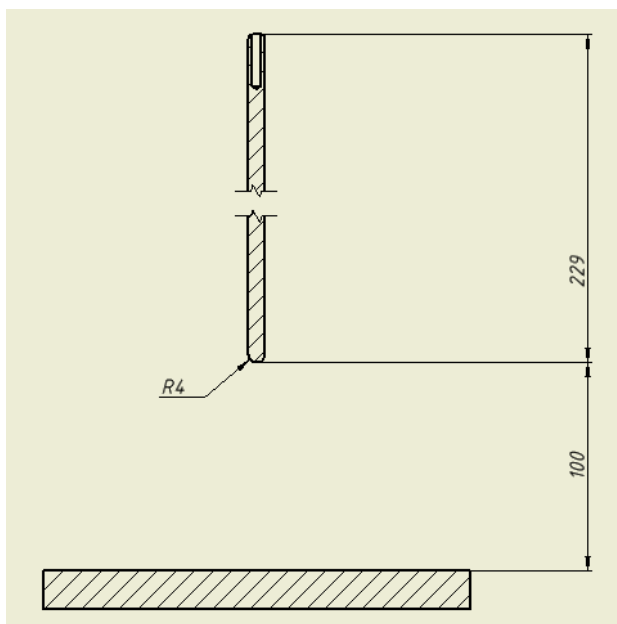


Рис. 2.408. Геометрия системы электродов стержень-плоскость. Размеры указаны в миллиметрах.

Дело в том, что при приближении стримера к катоду, стример из-за понижения концентрации затравочных электронов притормаживается, пока поле на головке не возрастет до значений, способных вызвать согласно закону Фаулера-Нордгейма ток АЭЭ. Этот ток и обеспечивает необходимый уровень затравочных электронов. Пороговый характер включения АЭЭ может играть основополагающую роль при прогревании канала стримера током проводимости. В результате прогрева наиболее интенсивного стримера, образуется искровой канал. В модели показано, что эффект возникает при сближении головки стримера с поверхностью катода на расстояние порядка 30 мкм.

Для исследования эффекта замыкания головки положительного стримера на катод поверхность катода покрывалась полиэтиленовой пленкой толщиной 70 и 140 мкм.

Пленка препятствовала подходу головки положительного стримера на малые расстояния, а следовательно существенному уменьшению эффекта АЭЭ. Эксперименты проведены как для положительной, так и для отрицательной полярности стержня.

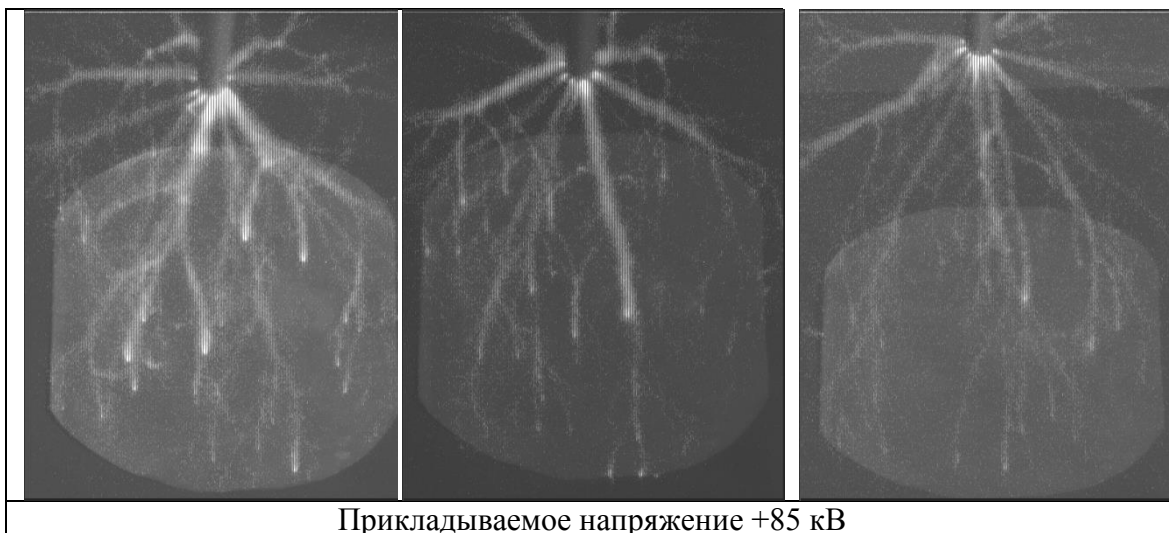
На рис. 2.409 приведены картины стримеров в данной системе электродов для оголенного плоского электрода, электрода покрытого пленкой толщиной 70 и 140 мкм. Видеозапись велась сверху под углом. На фотографиях в левом углу стержневой электрод с полусферической головкой, от которой стартуют стримеры, справа внизу светлый плоский противоэлектрод.

Стримеры от поверхности закругления стержневого электрода разлетаются под некоторым острым телесным углом и подлетают к поверхности плоского противоэлектрода в пределах области диаметром 10 см, случайно распределяясь по ее поверхности. Различные головки имеют различные размеры и различную напряженность поля перед головкой, обеспечивающую различную интенсивность ионизации перед каждой головкой. Вследствие ветвления, изначально интенсивная головка стримера подходит к поверхности значительно ослабленной.

Можно заметить, что на активном электроде, а также в области контакта головок стримеров с поверхностью плоского катода, имеются яркие пятна. Усиление интенсивности свечения в месте контакта с катодом может быть объяснено по результатам компьютерного моделирования стримерного канала (см. главу 5 "Компьютерное моделирование стримеров"): показано, что в области, близкой к поверхности катода, возникает локальное увеличение напряженности поля до значений, необходимых для поддержания тока АЭЭ.

Различия в интенсивности свечения отдельных стримерных каналов хорошо видны на фотографиях. Поэтому далеко не каждая головка стримера может усилить поле в прикатодной области до значений, необходимых для формирования сильной автоэлектронной эмиссии, необходимой для разогрева контактного пятна и формирования обратной тепловой волны, необходимой для организации стримерно-лидерного перехода. Это условие выполняется только для одной, наиболее интенсивной головки, находящейся в передней части наиболее интенсивного стримерного канала, по которому и распространяется возникающий лидер. Как видно из рис. 2.409, покрытие пленкой противоэлектрода, как и ожидалось, приводит к существенному снижению интенсивности свечения мест контакта головок положительных стримеров с плоским противоэлектродом, ослабевает также и светимость самих стримерных каналов. Это особенно отчетливо заметно для пленки толщиной 140 мкм. Для столь толстой пленки головки стримеров не могут подойти к поверхности противоэлектрода ближе чем на 140 мкм, поэтому напряженность наведенного поля у поверхности существенно ниже и не может вызвать ощутимого эффекта АЭЭ.

Прикладываемое напряжение +80 кВ		
Без покрытия	Покрытие – 1 слой полиэтилена(70 мкм)	Покрытие – полиэтилена(140 мкм)



Прикладываемое напряжение +85 кВ

Рис. 2.409. Изображение стримеров. Сводная табл. стримеров в системе электродов стержень-плоскость. Межэлектродное расстояние 10 см. Радиус закругления стержня 4 мм.

1 столбец – оголенная плоскость (катод); 2 столбец – катод покрыт слоем полиэтилена, толщина 70 мкм; 3 столбец – катод покрыт пленкой полиэтилена, общая толщина покрытия 140 мкм.

На рис. 2.410 приведены фотографии отрицательных (для сравнения) и положительных стримеров при предпробойном напряжении и лидера, распространяющегося к поверхности плоского изолированного электрода. Отрицательные стримеры имеют диффузные границы и не достигают поверхности противоэлектрода, на ней не регистрируются светящиеся области. Лидерный канал распространяется по пути близком к кратчайшему и подходит к плоскости по нормали. В области контакта с противоэлектродом наблюдается светящееся пятно повышенной яркости. В изолирующей пленке, как правило, возникает сквозная каверна.

В случае положительного цилиндрического электрода (рис. 2.410 снизу) картина существенно иная. С цилиндрического электрода стартует группа стримеров, головки которых достигают поверхности противоэлектрода. На фотографиях отчетливо видны просветленные пятна в области касания положительных головок с плоским противоэлектродом, покрытым толстой полиэтиленовой пленкой толщиной 140 мкм. Хорошо видно, что различные стримерные каналы имеют различную интенсивность. Справа приведена фотография лидера, идущего от положительного стержневого электрода к плоскому. Структура положительного лидера напоминает структуру биполярного лидера, возникающего в симметричной системе электродов с барьером. На фотографии по центру расположен основной канал лидера, распространяющийся от стержневого электрода к плоскому и подходящий к поверхности противоэлектрода под прямым углом. В месте касания с противоэлектродом на поверхности изолирующей пленки возникает пятно повышенной светимости, от которого вдоль поверхности пленки в радиальных направлениях распространяется несколько ветвей. В опытах с открытым плоским электродом лидерный канал замыкался на плоский электрод в месте касания наиболее интенсивной головки. Теперь, при наличии толстой пленки в месте касания центральной ветви лидера с полиэтиленовой пленкой, в большинстве случаев не образуется отверстий и не заметно эффектов проплавления пленки. Часть ветвей стелющегося лидера имеет небольшую длину и толщину и заканчивается на поверхности покрытия в окрестности места касания. Однако отдельные ветви распространяются вдоль

всей поверхности покрытия до края противоэлектрода, а затем распространяются вдоль пленки и по противоположной поверхности плоского электрода и замыкаются на провода заземления, находящиеся в центре нижней поверхности противоэлектрода. Механических повреждений и проплавлений поверхности пленки после прохождения положительного лидера не обнаружено.

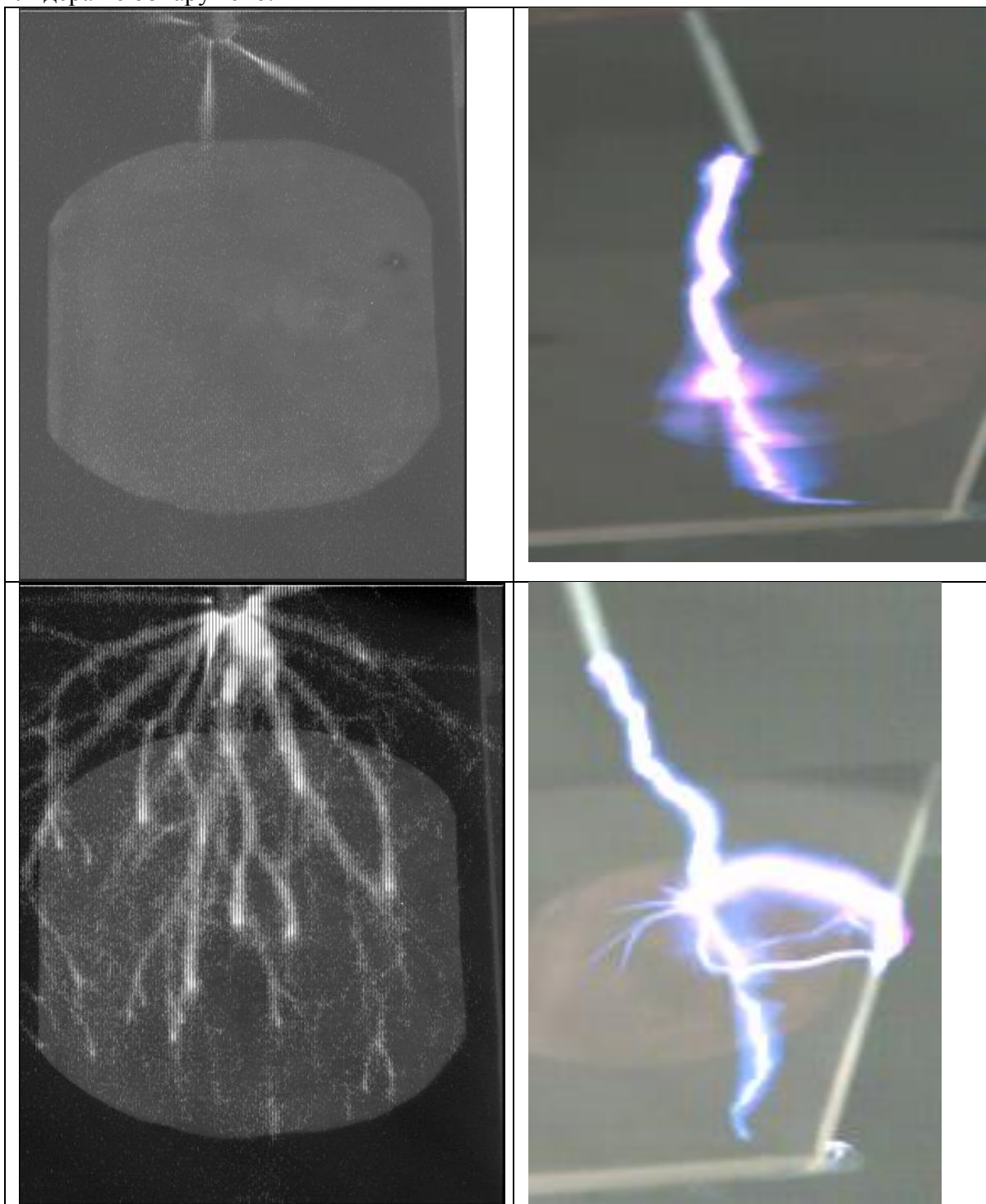


Рис. 2.410. Стримерные (слева) и лидерные (справа) каналы в системе электродов стержень-плоскость при отрицательной (вверху) и положительной (внизу) полярности стержня.

На рис. 2.411 приведена фотография прожженного отверстия, обнаруженного в области контакта отрицательной стримерной головки с покрытием.

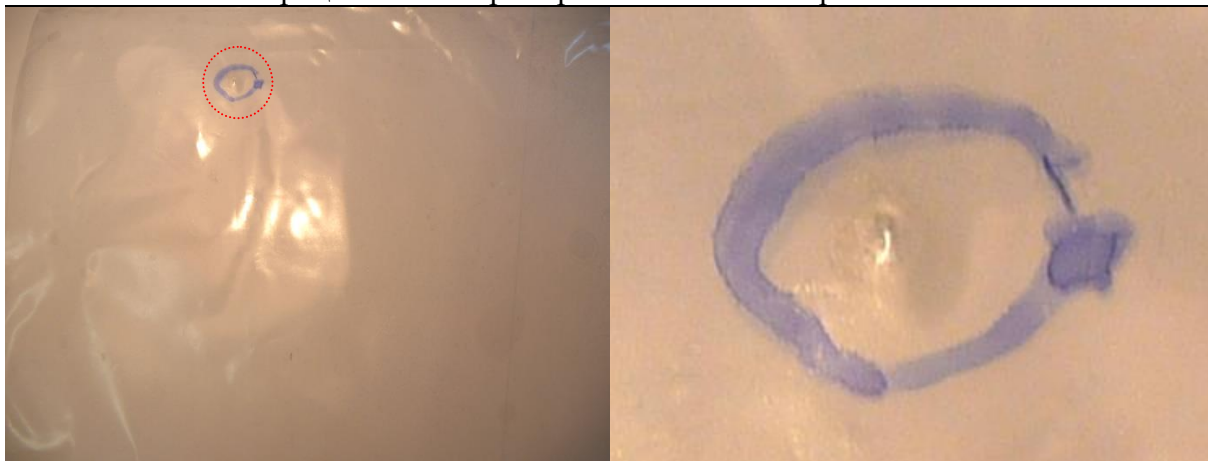


Рис. 2.411. Фотография полиэтиленовой пленки после пробоя. Справа на фотографии изображена увеличенная область пробоя.

## **Выводы**

Стримерно-лидерные процессы в системах с комбинированной изоляцией изменяются при наличии диэлектрических покрытий как на высоковольтном, так и на заземленном электродах.

Изолирующее покрытие на поверхности высоковольтного электрода повышает как напряжение возникновения стримеров, так и напряжение искрового пробоя. Стримеры, стартующие с поверхности изолированного электрода, менее интенсивны, толщина стримерных каналов мала, а количество стартовых точек стримеров велико.

В предпробойной области стримеры прорастают практически по всей изолированной поверхности электрода. Общее число стримеров при малых напряжениях относительно невелико, порядка десяти, а с повышением напряжения существенно возрастает.

Стримеры оставляют на поверхности покрытия долгоживущий поверхностный заряд, существенно изменяющий свойства покрытий. Это приводит к существенному влиянию поверхностного заряда на результаты последующих экспериментов.

При использовании *частично изолированных* электродов искровой разряд происходит преимущественно из области тройной точки, т.е. области контакта твердой и воздушной изоляции с поверхностью электрода. Структура стримеров, следующих из тройной точки, отличается от стримеров с поверхности изоляции. Их стартовые ветви существенно интенсивнее обычных стримеров.

В случае *полной изоляции* высоковольтного электрода в предпробойной области стримеры прорастают практически по всей изолированной поверхности электрода. За счет полного покрытия поверхности высоковольтного электрода слоем диэлектрика можно получить *многократное (до четырех раз и более) повышение напряжения* пробоя воздушного промежутка.

Исследована зависимость стримерно-лидерных процессов от толщины покрытия. Изучено два участка толщин: тонкие и толстые покрытия, имеющие разный характер зависимости пробивной прочности от напряженности поля.

Исследовано влияние покрытий на заземленном электроде. Показано, что изолирующее покрытие на поверхности заземленного противоэлектрода затрудняет контакт головок положительного стримера с противоэлектродом и в конечном итоге препятствует образованию положительного лидера, а следовательно повышает пробивное



напряжение. Возникающий положительный лидер в большинстве случаев не нарушает механической целостности покрытия и контактирует с поверхностью противоиэлектрода в оголенных местах, огибая изолированные части противоиэлектрода по пути вдоль поверхности покрытия.

Влияния изолирующей пленки на структуру отрицательных стримеров не обнаружено, отрицательный лидер в большинстве случаев распространяется до заземленного электрода по кратчайшему пути и прожигает пленочное покрытие.

Рассмотрены две модели о процессах, способных произвести к разрушению поверхностного покрытия:

1. Нагрев, когда напряжение пробоя определяется удельным тепловыделением в изоляции во время стримерного разряда. Механизм реализуется при длительном воздействии напряжения.

2. Электромеханический механизм: напряжение пробоя определяется деформациями, которые вносят в слой поверхностной изоляции кулоновские силы. Механизм реализуется при импульсном воздействии.

Использование материалов повышенной механической прочности для нанесения изолирующих покрытий приводит к существенному повышению пробивной прочности. Пример - покрытие из ЭВА.

### **Литература**

81. Государственный стандарт Р 50499–93 «Методы определения удельного объемного и поверхностного сопротивления». (Международный стандарт IEC 60093:1980 “Methods of Test for Volume Resistivity and Surface Resistivity of Solid Electrical Insulating Materials”)

82. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. Долгопрудный: ИД Интеллект. 2009.

83. Воробьев Г.А., Похолков Ю.П., Королев Ю.Д., Меркулов В.И. Физика диэлектриков (область сильных полей). Учебное пособие. Изд-во ТПУ. Томск. 2003.

84. Таблицы физических величин. Справочник. Под ред. И.К.Кикоина. М.: Атомиздат, 1976.

85. Физические величины. Справочник. Под ред. И.С.Григорьева, Е.З.Мейлихова. М: Энергоатомиздат, 1991.

86. Тамм И.Е. Основы теории электричества. М.: Физматлит, 2003.

## Глава 9. Влияние барьера на стримерные процессы в воздухе при импульсном воздействии.

Рассмотрим влияние барьера на предразрядные стримерные процессы, проходящие в системе с резконеоднородным полем, при воздействии грозвым импульсом. По аналогии с короной постоянного напряжения эти процессы будем называть импульсным коронным разрядом. В начале перечислим его характерные черты в отсутствии барьера.

### Влияние барьера на распространение отрицательных стримеров

На рис. 2.412 приведен типичный вид отрицательной стримерной короны при импульсной нагрузке. Система электродов с сильнонеоднородным полем: стержень с шарообразной головкой над плоскостью; диаметр шара 2.35 мм; межэлектродное расстояние 100 мм; барьер отсутствует.

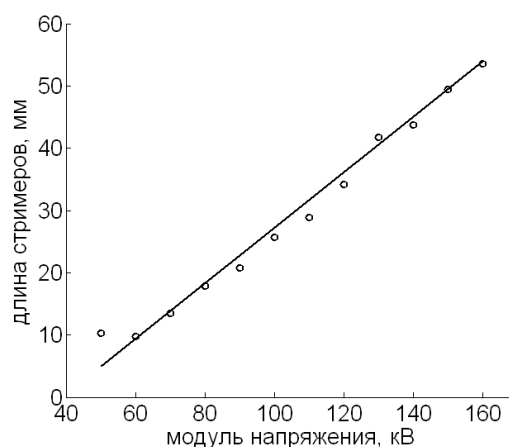
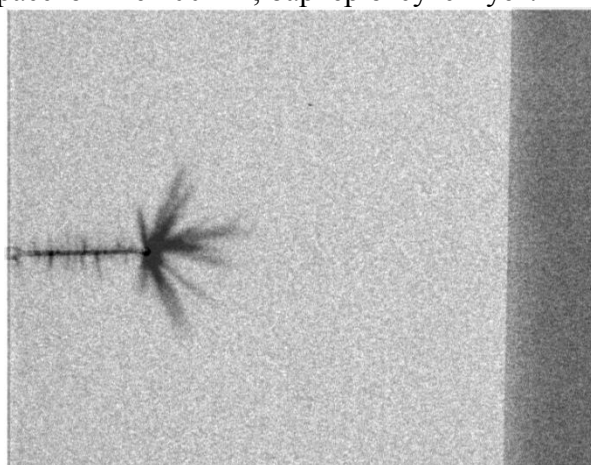


Рис. 2.412. Система электродов стержень с шарообразной головкой над плоскостью (диаметр шара 2.35 мм); межэлектродное расстояние 100 мм; барьер отсутствует; отрицательная полярность: (а) фотография импульсной короны (негатив) при -100кВ; (б) график зависимости длины стримеров от подаваемого напряжения.

Чехол отрицательной импульсной короны имеет веерообразную стримерную структуру. Отрицательные стримеры значительно короче положительных, внешние границы стримерных каналов имеют нечеткие диффузные границы, ветвятся они мало. Распространяются преимущественно вдоль силовых линий. Продольные размеры стримеров линейно увеличиваются с ростом напряжения. Искровой пробой происходит при напряжении, когда длины стримеров еще не хватает, чтобы замкнуть межэлектродный промежуток.

На рис. 2.413 приведен типичный вид положительного разряда при импульсной нагрузке. Чехол импульсной положительной короны имеет древовидную разветвленную структуру. Положительные стримеры активно ветвятся, резко поворачивают. Отдельные ветви значительно утончаются на периферии. Пробой происходит, когда большинство стримерных головок достигает поверхности противоэлектрода и хотя бы одна из них замыкает стримерный канал на противоэлектрод.

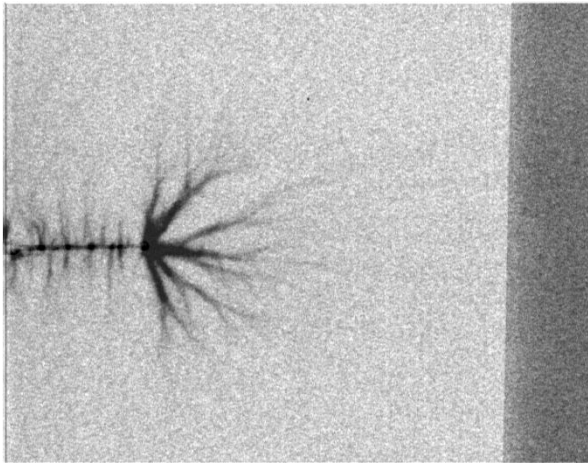


Рис. 2.413. Система электродов стержень с шарообразной головкой над плоскостью (диаметр шара 2.35 мм); межэлектродное расстояние 100 мм; барьер отсутствует; положительная полярность: слева – фотография импульсной короны (негатив) при +90 кВ

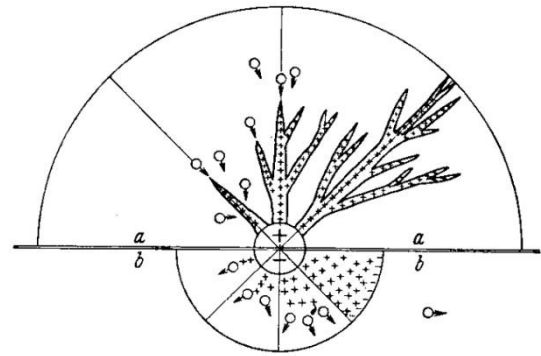


Рис. 2.414. Образование структуры импульсной короны при (а) положительной и (б) отрицательной полярностях;  $\circ$  - электрон

Различия в структуре чехла положительного и отрицательного импульсного коронного разряда объясняется различиями в механизме распространения анодонаправленного и катодонаправленного стримеров (см. пункт «Различие между положительной и отрицательной головкой...» в главе «Компьютерное моделирование стримеров»). Затравочные электроны, существующие вокруг положительного электрода, ускоряются в увеличивающемся поле. Образуются электронные лавины, которые движутся в сторону анода, оставляя радиальный объемный заряд положительных ионов. Рядом с этим заряженным каналом возрастает напряженность поля, и новые лавины вливаются в этот канал, удлиняя и разветвляя его (рис. 2.414а). Ветвление положительного стримера объясняется тем, что электроны фотоионизации образуются на значительном расстоянии от головки. Они образуются в случайных точках, в результате чего канал может ветвиться и сильно поворачивать. Поле в промежутке, окруженном прорастающими ветвями, становится слишком слабым для эффективной ионизации, и в какой-то критический момент канал может затухнуть, поэтому каналы находятся на расстоянии друг от друга.

Вокруг отрицательного электрода-шарика ситуация совершенно иная. Свободный электрон, появившийся на катоде или вблизи него, продвигается в области убывающей интенсивности. Образуются лавины, которые, распространяясь, отталкивают электроны, образованные за счет фотоионизации. Последние уходят в область со слабым полем, в результате чего мало участвуют в процессе распространения отрицательного стримера. Развитие стримера происходит за счет электронов на фронте стримера и «обычного» механизма ионизации электронным ударом.

В соответствии с изложенным, механизм влияния барьера на распространение стримеров различен. Барьер существенно мешает распространению положительной головки, т.к. преграждает возникновение затравочных электронов перед ней. Влияние барьера на распространение отрицательной головки заключается в улавливании опережающих электронов, образующихся перед головкой стримера в зоне ионизации. Расположение барьера относительно активного электрода, также как и в случае с коронным разрядом играет существенную роль.

Рассмотрим случай отрицательной короны, когда плоский барьер находится далеко от активного электрода.

Система электродов стержень с шарообразной головкой над плоскостью; диаметр шара 2.35 мм; межэлектродное расстояние 100 мм; расстояние от шара до барьера 50 мм. Результаты эксперимента для отрицательной полярности приведены на рис. 2.415. Это типичный вид отрицательного разряда при импульсной нагрузке в присутствии плоского барьера.

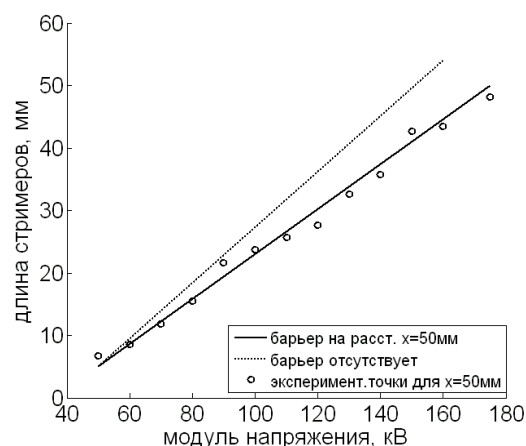
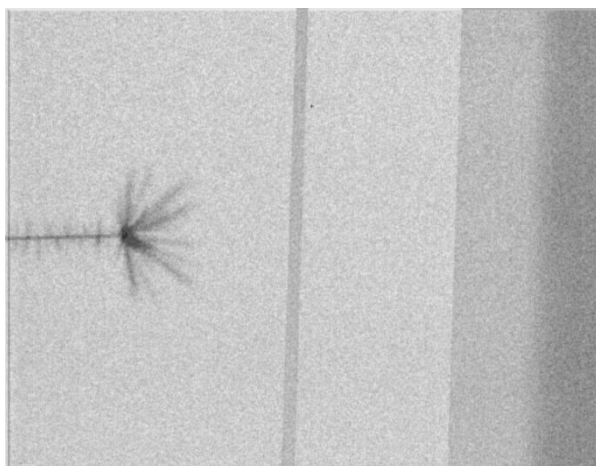


Рис. 2.415. Система электродов стержень с шарообразной головкой над плоскостью (диаметр шара 2.35 мм); межэлектродное расстояние 100 мм; барьер отсутствует; отрицательная полярность: (а) фотография стримеров (негатив) при -100 кВ; (б) график зависимости длины стримеров от подаваемого напряжения.

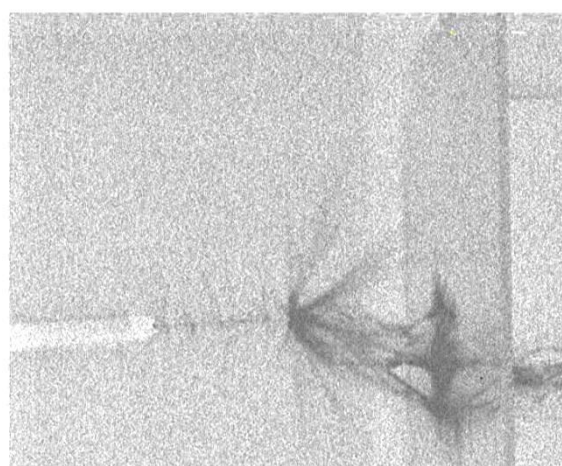
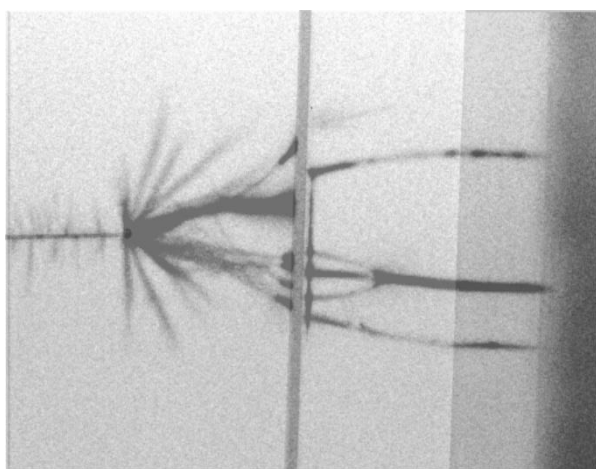
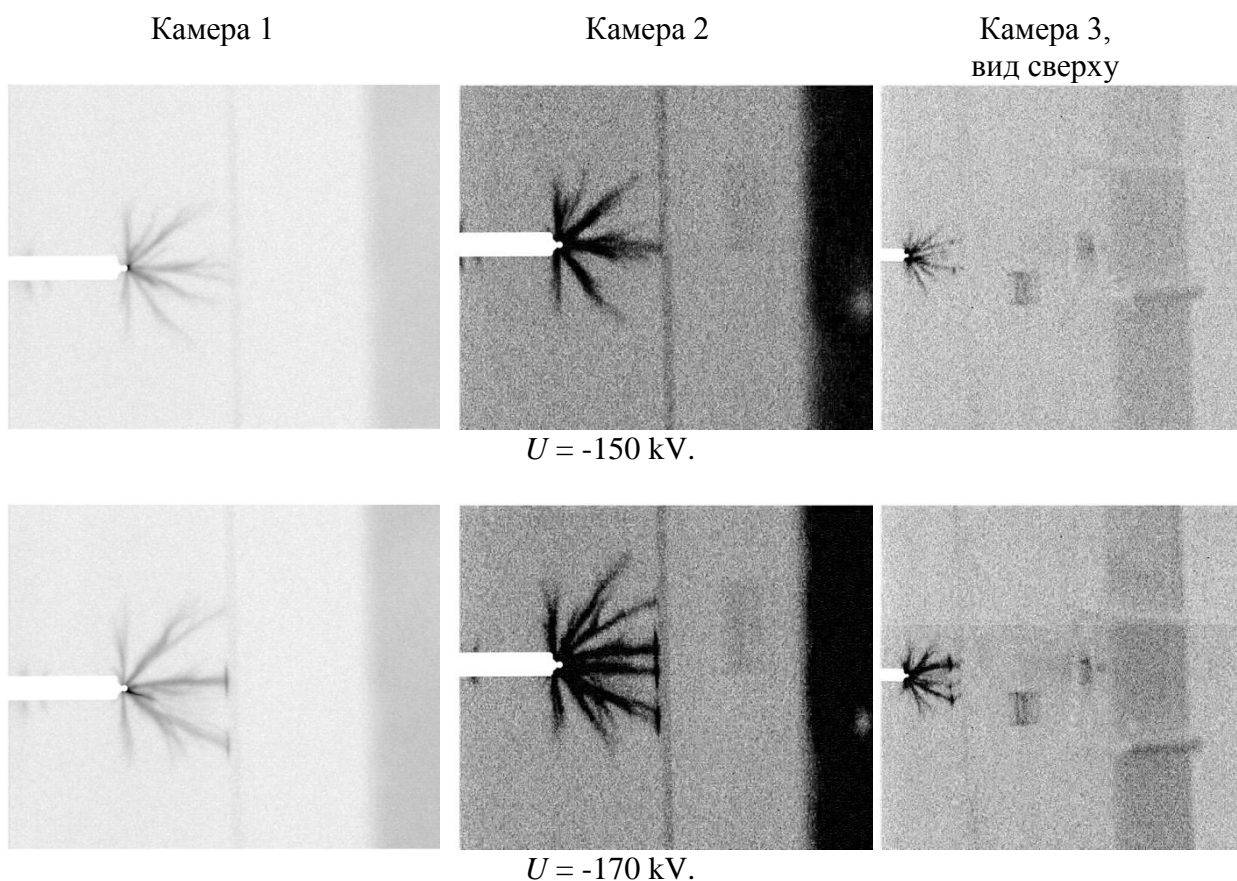


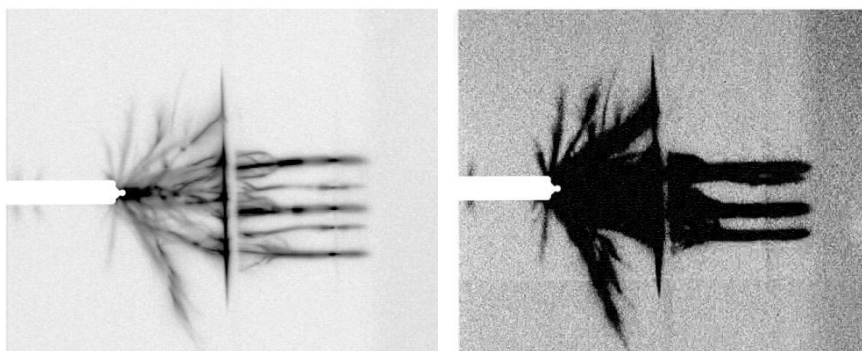
Рис. 2.416. Фотографии импульсной отрицательной короны, снятые с разных ракурсов (негатив). На фотографии слева шар на держателе (диаметр шара 2.35 мм), справа электрод-плоскость; межэлектродное расстояние 100 мм; расстояние шар-барьер 50 мм; отрицательная полярность; напряжение -175 кВ. На фотографии справа, снятой сверху и сбоку заметно некоторое растекание стримерных каналов по барьеру.

Внесение барьера в середину межэлектродного промежутка при малых напряжениях слабо влияет на структуру чехла импульсной короны. Чехол сохраняет веерообразную форму, однако длины отдельных ветвей короны несколько уменьшаются. В диапазоне относительно небольших напряжений головки стримеров не доходят до барьера, а диффузно затухают перед ним. При напряжении -50 кВ длина стримеров составляет 6.7 мм. С увеличением амплитуды напряжения длина также линейно растёт

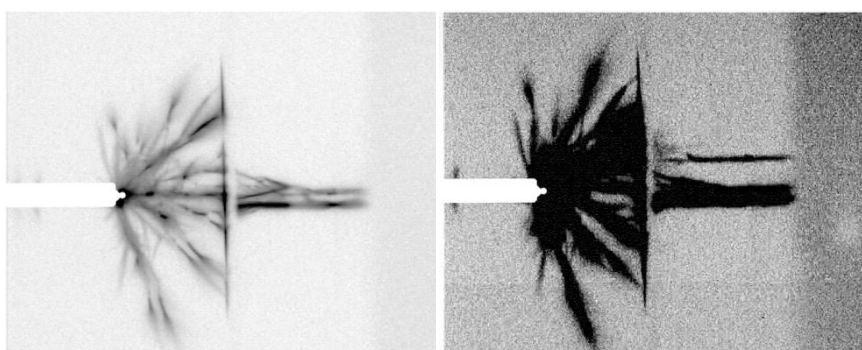
(рис. 2.415.б). На Рис. 2.415.б серым цветом отмечена аппроксимация зависимости длины стримера от напряжения в случае отсутствия барьера, черным цветом отмечена аппроксимация в случае, когда барьер находится в зоне низкой напряженности поля. Видно, что серая кривая лежит выше черной во всем диапазоне напряжений, следовательно, появление барьера привело к некоторому уменьшению длин отрицательных стримеров. При этом толщина стримеров не изменилась и составляет 2.7-3.5 мм. При напряжении -160 кВ ветви отрицательной короны достигают барьера. На рис. 2.416 (справа) отчетливо видно, что головки стримеров достигших барьера несколько растекаются по его поверхности, образуя светящиеся пятна. Четко видно, что стримеры не распространяются по поверхности до краев барьера и тем более не огибают барьер. Достигая поверхности барьера, стример создает на барьере заряженное пятно с диффузными краями. При этом поле за барьером повышается до значений, достаточных для появления лавинно-стримерных процессов за барьером. Судя по характеру разветвлений стримеры за барьером распространяются от положительного плоского противозэлектрода к барьеру. Положительные стримеры, возникающие в объеме перед барьером или на плоском электроде, достигают поверхности барьера в областях локализации пятен заряда, оставленных отрицательными стримерами. Однако перехода в искровую форму не наблюдается. Искровой пробой происходит позже.

Рассмотрим подробнее эволюцию отрицательных стримеров и стримерно-лидерный переход в диапазоне предпробойных напряжений вплоть до пробоя (150-200кВ).





$U = -185 \text{ kV}$ .



$U = -200 \text{ kV}$

Рис. 2.417. Фотографии стримеров импульсной короны в системе электродов сфера (радиус 1,2 мм) на стержне – плоскость. Межэлектродное расстояние 100 мм. Плоский диэлектрический барьер толщиной 4 мм параллелен противозлектроду и расположен на расстоянии 50 мм от активного электрода. Камера 1 и камера 2 снимают с разной экспозицией.

На рис. 2.417 приведена серия фотографий полученных различными камерами: аналоговой (камера 2), цифровой (камера 1) и аналоговой камерой 3, расположенной сверху под углом к поверхности диэлектрического барьера. На рис. 2.418 приведены фотографии искрового пробоя и осциллограмма напряжения. На фотографиях, снятых при напряжениях 185-200 кВ, наряду с кустом отрицательных стримеров от шарового электрода отчетливо видны встречные стримеры с противозлектрода, ветвящиеся в направлении своего распространения. Встречные группы стримеров упираются в барьер под углом, близким к прямому, оставляя на поверхности барьера заряды разного знака: на верхней границе отрицательный, на нижней положительный.

Осциллограмма напряжения показывает, что пробой произошел с большой задержкой на спаде грозового импульса. Осциллограмма пробоя имеет специфический характер: на спаде напряжения видны два участка. Анализ специфики осциллограмм будет проведен далее. При подходе к барьеру лидер раздваивается и изгибается под прямым углом, с противоположной стороны барьера к месту касания подходит лидер, следующий от шарового электрода, также изгибающийся под прямым углом. Вдоль поверхности барьера оба противоположно заряженных лидера следуют по одинаковым траекториям друг над другом, встречаясь на торце барьера.

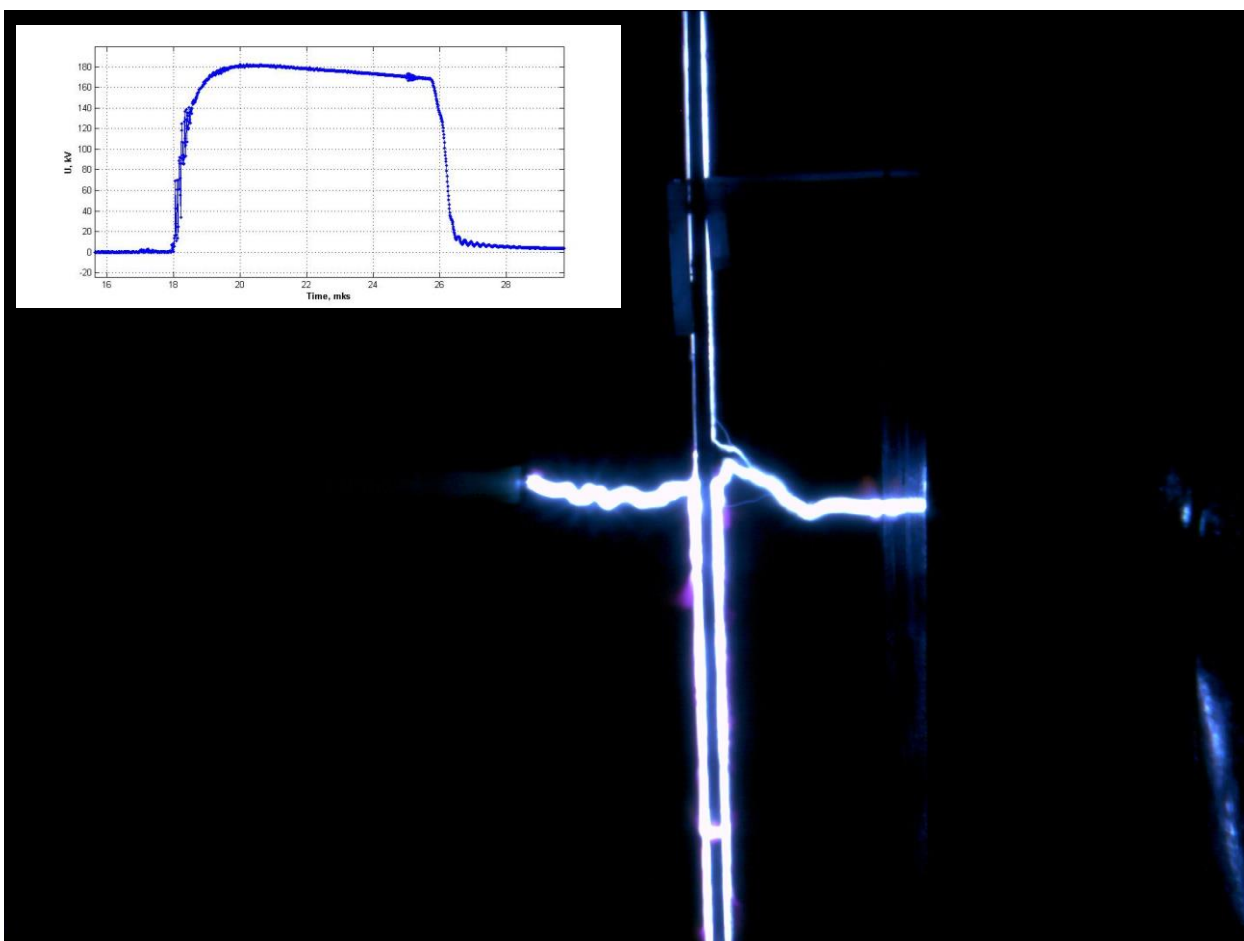


Рис. 2.418. Фотография лидера, возникшего после импульсной короны в системе электродов сфера (радиус 1,2 мм) на стержне – плоскость. Межэлектродное расстояние 100 мм. Плоский диэлектрический барьер толщиной 4 мм параллелен противозлектроду и расположен на расстоянии 50 мм от активного электрода.  $U = -185$  kV, лидерный пробой промежутка.

Для того чтобы проследить траектории лидеров вдоль поверхности барьера была использована камера, расположенная под острым углом к барьеру. На рис. 2.419 представлены взаимное расположение электрода и барьера и фотография лидерного пробоя промежутка. Видно, что с поверхности шара стартует один лидерный канал, который делится на поверхности барьера. Далее по поверхности барьера распространяется сразу несколько лидерных каналов, причем каждый канал имеет двойника с противоположной стороны межэлектродного промежутка. Каналы замыкаются на заднем и боковом торцах барьера.

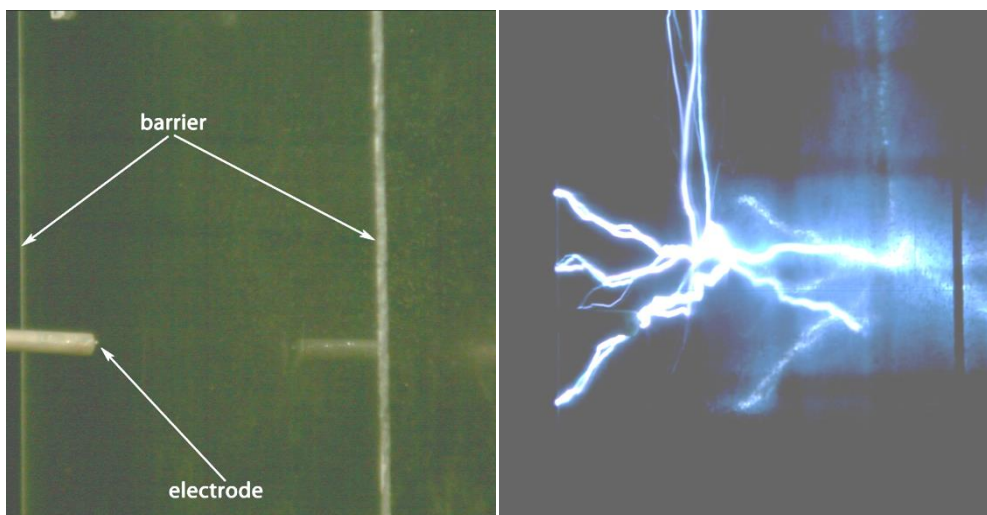


Рис. 2.419. Взаимное расположение электрода и барьера (слева), лидерные каналы на поверхности барьера:  $U = -181 \text{ kV}$ .

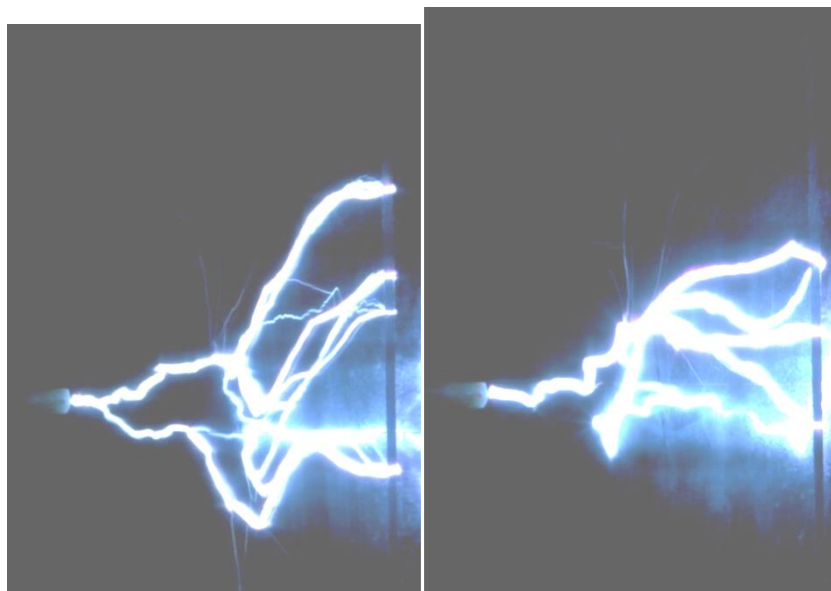


Рис. 2.420. Лидерные каналы на поверхности барьера:  $U = -210 \text{ kV}$ .

На рис. 2.420 приведены фотографии лидерных каналов над и под поверхностью барьера при напряжении 210 кВ. Видно, что от поверхности шарового электрода стартует только один канал. Разветвление отрицательного лидерного канала на два (на левой фотографии) происходит на первом этапе до соприкосновения с барьером, а затем еще на два, после соприкосновения. Все каналы парные, после соприкосновения с барьером, с обеих сторон диэлектрического листа, они совместно стелятся по поверхности над и под барьером. На торцах барьера происходит их слияние, на фотографии (слева) на переднем торце хорошо видны перемычки. Такое парное распространение возможно только в том случае, если каналов над и под барьером взаимно притягиваются, т.е. заряжены разноименно. На фотографии слева заметны несколько незамкнутых каналов.

Рассмотрим результаты экспериментов в случае близкого расположения барьера, непосредственно под шаровым электродом. В этом случае лидерные и стримерные каналы не успевают развиться до соприкосновения с барьером. На рис. 2.421-2.425 приведены фотографии отрицательных стримеров, снятые с трех камер. Собираемая информация: подаваемое напряжение; фотографии межэлектродного промежутка (негативы) с трех



камер; фотографии пробоев с цветной камеры; фотографии визуализированного поверхностного заряда.

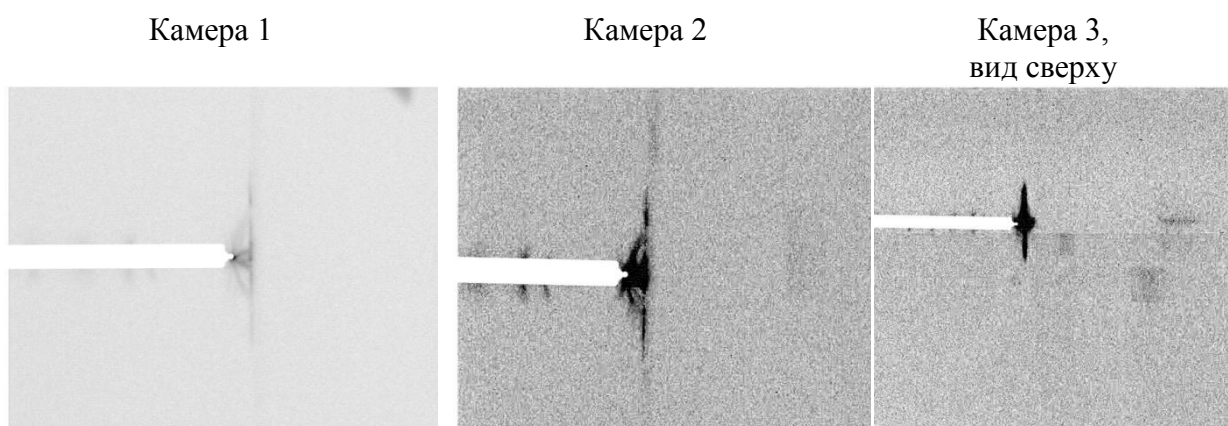


Рис. 2.421.  $U = -130$  kV.

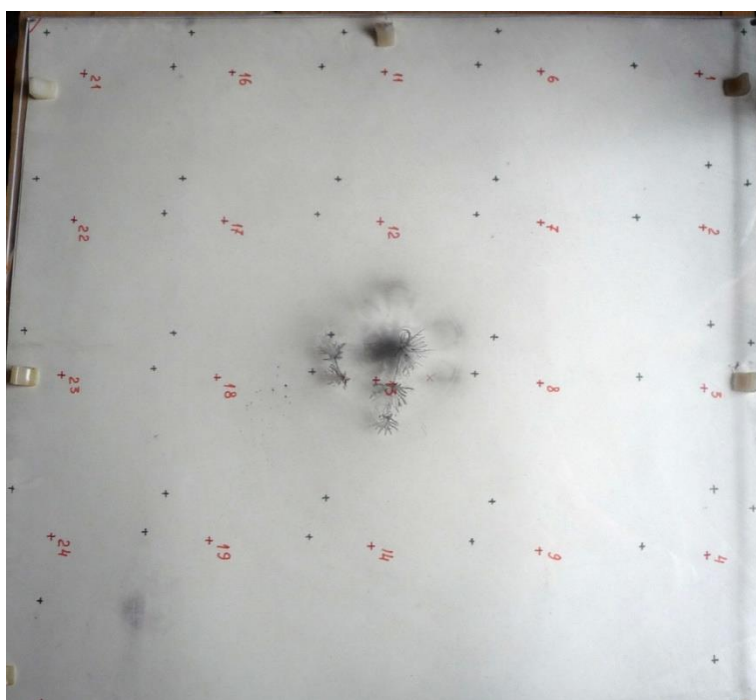


Рис. 2.422.  $U = -130$  kV, визуализированный поверхностный заряд.

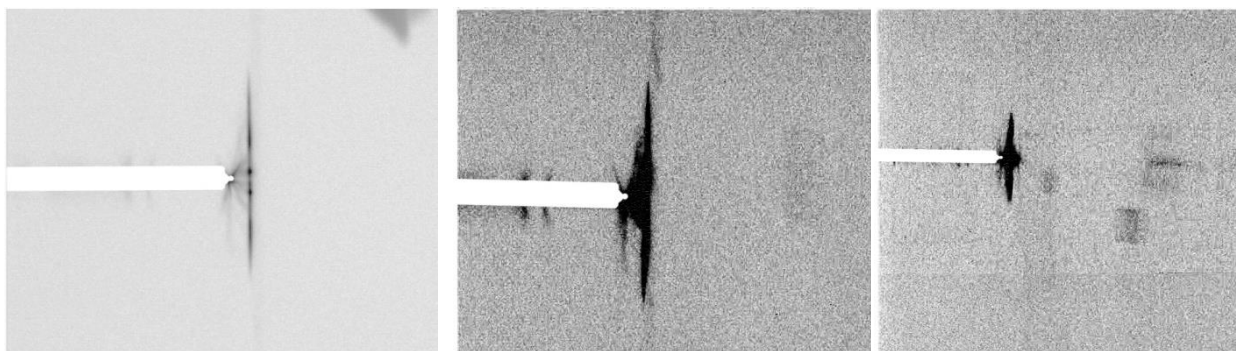


Рис. 2.423.  $U = -150$  kV.

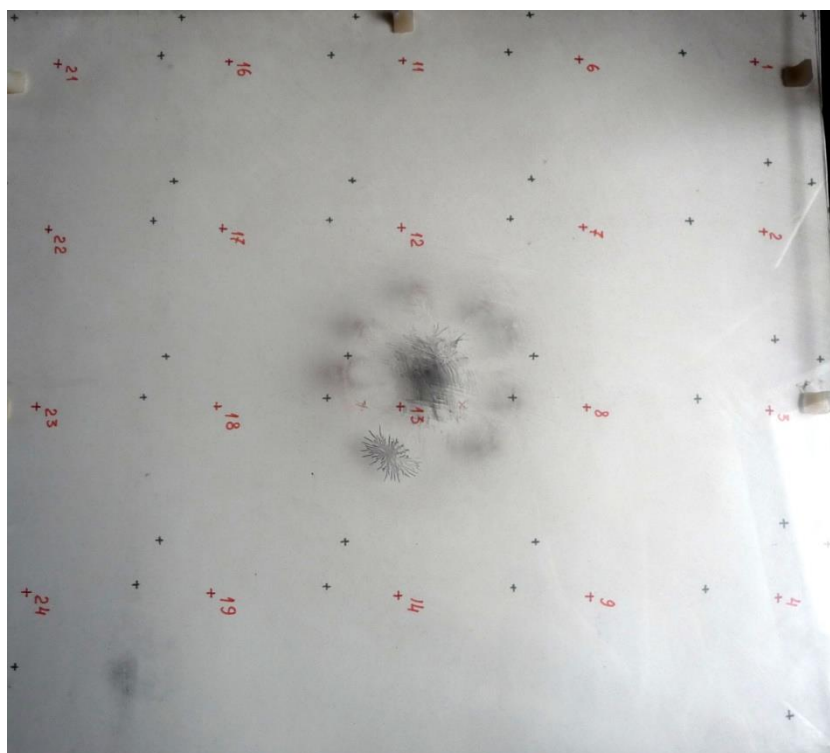


Рис. 2.424.  $U = -150 \text{ kV}$ , визуализированный поверхностный заряд.

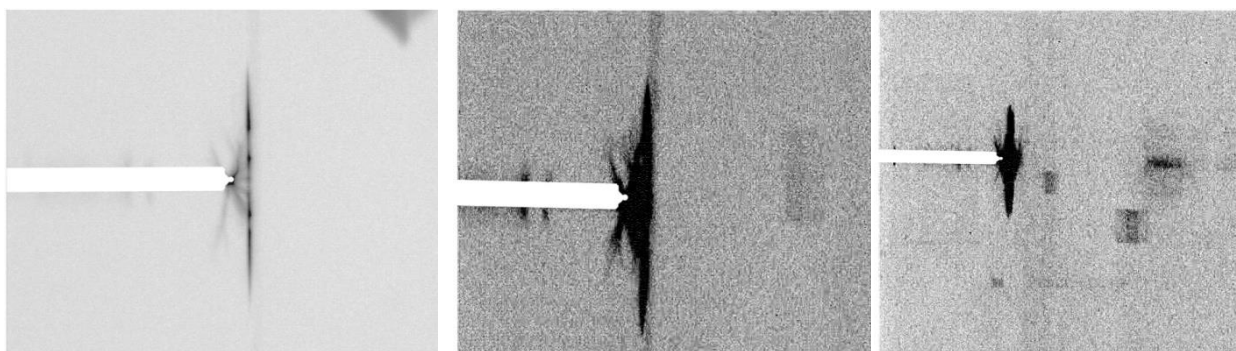


Рис. 2.425.  $U = -170 \text{ kV}$ .

На фотографиях на рис. 2.421 приведена структура отрицательной короны для относительно невысоких напряжений. Видно, что стримерные каналы, стартующие с шарового электрода, оставляют на поверхности барьера несколько диффузных пятен отрицательного поверхностного заряда. Поскольку в головках отрицательных стримеров находится избыток электронов, плотность зарядовых пятен высока. Поэтому, начиная с напряжения  $190 \text{ kV}$ , с поверхности положительного плоского противоэлектрода стартуют встречные стримеры (см. фотографии рис. 2.426).

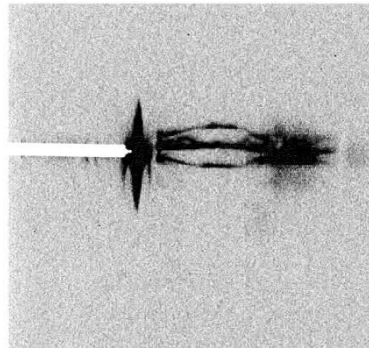
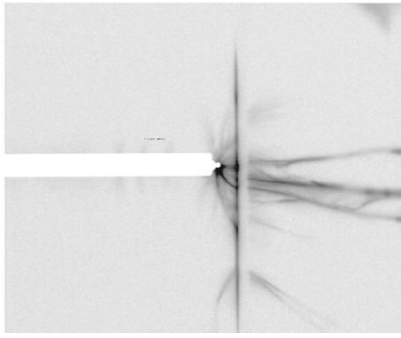


Рис. 2.426.  $U = -190$  kV.

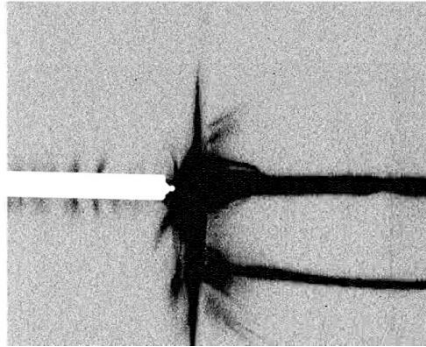


Рис. 2.427.  $U = -200$  kV.

Искровой пробой зарегистрирован при напряжении 190 - 200кВ. По характеру лидерного пробоя и осциллограмме напряжения можно утверждать, что как и ранее навстречу друг другу с обоих электродов распространяются встречные лидерные каналы, которые обходят диэлектрик парно, стелясь по его поверхности.

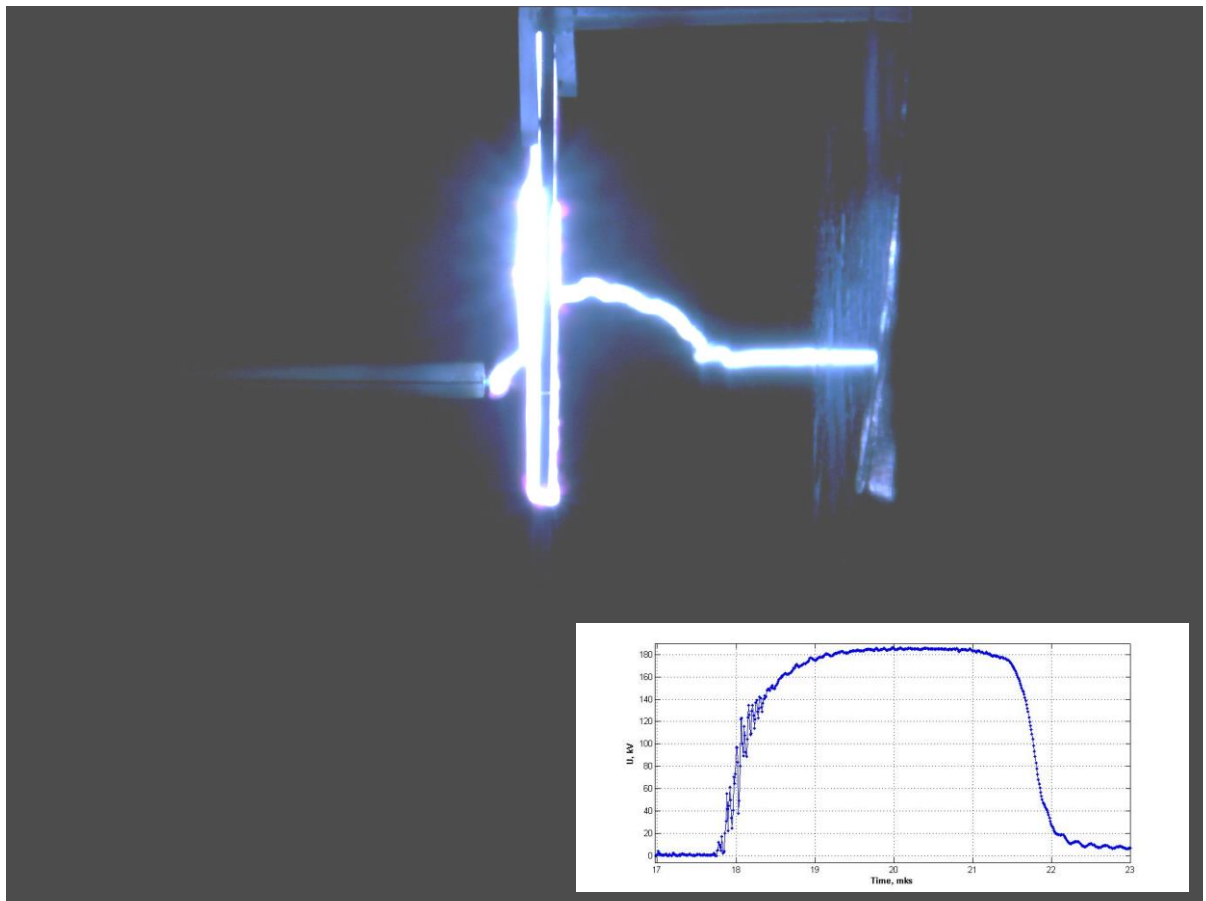


Рис. 2.428.  $U = -190$  кВ, лидерный пробой промежутка.

Рассмотрим результаты исследования стримеров, когда барьер касается полюса шарового электрода. Система электродов: стержень с шарообразной головкой над плоскостью; диаметр шара 2.35 мм; межэлектродное расстояние 100 мм; барьер находится вплотную к шару. Результаты эксперимента для отрицательной полярности приведены на рис. 2.429: это типичный вид отрицательного разряда при импульсной нагрузке в присутствии плоского барьера. Отрицательные стримеры, стартующие с экваториальных областей шарового электрода, скользят вдоль поверхности диэлектрика. При относительно невысоких напряжениях 60-140 кВ структура чехла короны носит поверхностный характер, напоминающий отраженную корону при постоянном напряжении. В данном случае свечение характеризуется радиусом  $R$ , это хорошо видно справа на рис. 2.429. Для напряжения -50 кВ радиус  $R=4$  мм. С ростом напряжения радиус свечения увеличивается линейно и при напряжении -175 кВ  $R=48.5$  мм. При напряжении -175 кВ межэлектродный промежуток не был пробит.

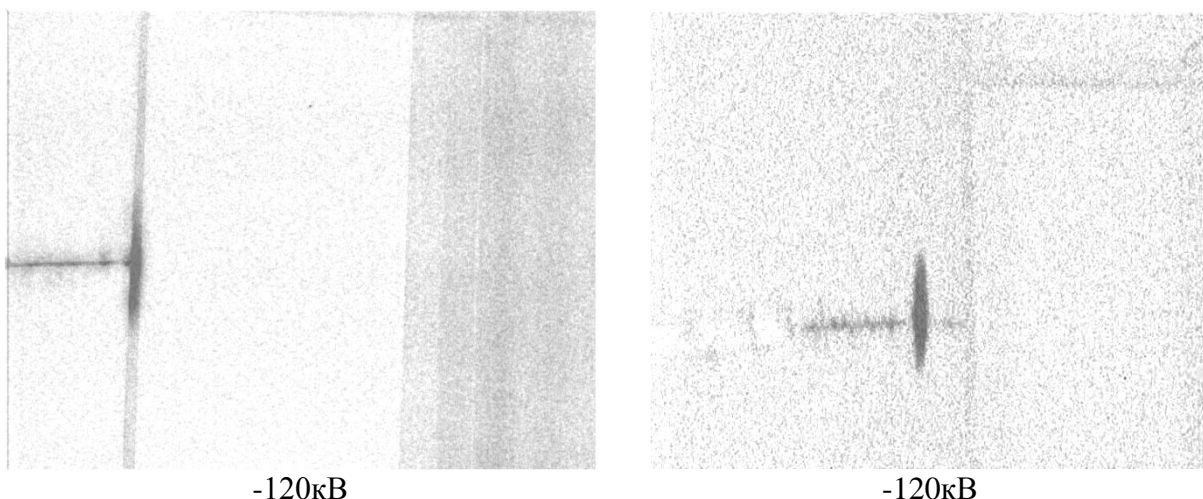


Рис. 2.429. Фотографии импульсной короны, снятые с разных ракурсов (негатив). На фотографии слева стержень с шарообразной головкой (диаметр шара 2.35 мм), справа электрод-плоскость, межэлектродное расстояние 100 мм; барьер находится вплотную к игле; отрицательная полярность

Как и в случае положения барьера на расстоянии 2 мм от иглы, при отрицательной полярности при напряжении -175 кВ с обратной стороны барьера появляются стримеры, направленные от электрода-плоскости к барьеру.

## **Влияние барьера на распространение положительных стримеров**

### **Методика и погрешности**

Остающийся на поверхности диэлектрического барьера поверхностный заряд существенно влияет на результаты последующих экспериментов. Поэтому после каждого воздействия импульсом напряжения поверхность барьера обрабатывалась поверхностно-активными веществами, что позволяет нейтрализовать заряд. После смыва проводился контроль заряда на поверхности изолятора. Промежуток между воздействиями составлял не менее 3 минут, чтобы исключить взаимовлияние опытов.

Импульсы напряжения для определения минимального пробойного напряжения подавались с шагом в 10 кВ. Таким образом, погрешность определения минимального пробойного напряжения можно оценить в 10 кВ.

### **Экспериментальные данные**

#### **Система электродов**

Рассмотрим систему электродов шар-плоскость с плоским барьером, параллельным плоскости (рис. 2.430). Расстояние между шаром (активным электродом) и плоскостью  $d$  варьируется. Барьер представляет собой лист лексана квадратной формы со стороной 500 мм, толщиной 4 мм. На активный электрод подается грозовой импульс положительной полярности. Ранее было показано, что геометрия стартового электрода определяет локализацию очагов возникновения стримеров и слабо влияет на процесс их дальнейшего распространения. Поэтому изучение влияния барьера на распространение стримеров целесообразно проводить в наиболее простой геометрии, коей является геометрия шар-плоскость, обладающая осевой симметрией. Эта система выбрана в качестве опорной для исследования процессов огибания стримерами барьерной изоляции.

Далее ряд экспериментов поставлен с цилиндрическими электродами. Для исследований выбран лексан. Изменение материала барьера не должно существенно повлиять на исследованные процессы, т.к. в работе изучается процесс огибания, связанный с поверхностным зарядом диэлектрика.

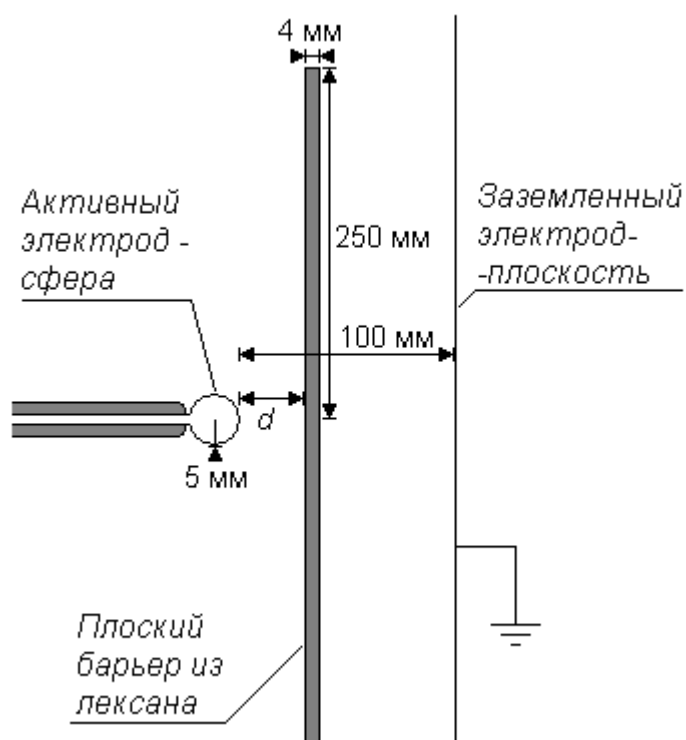


Рис. 2.430. Схема испытываемой системы электродов.

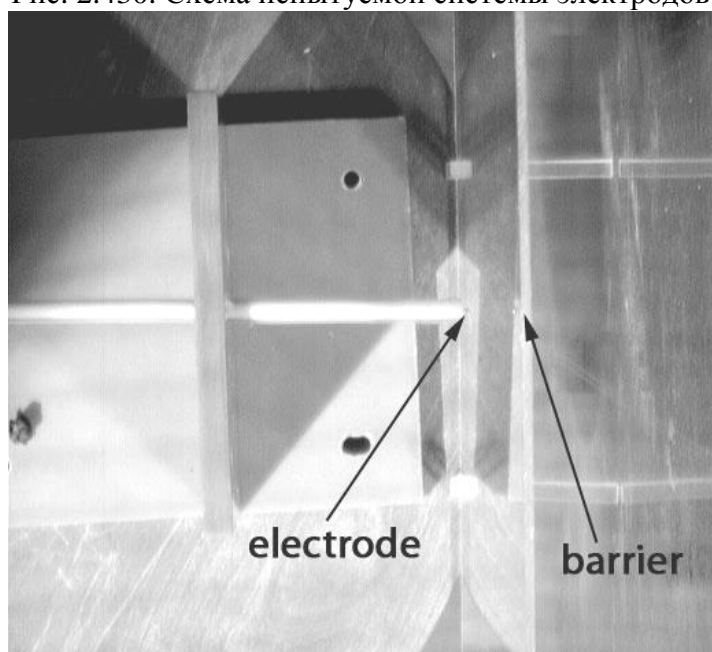


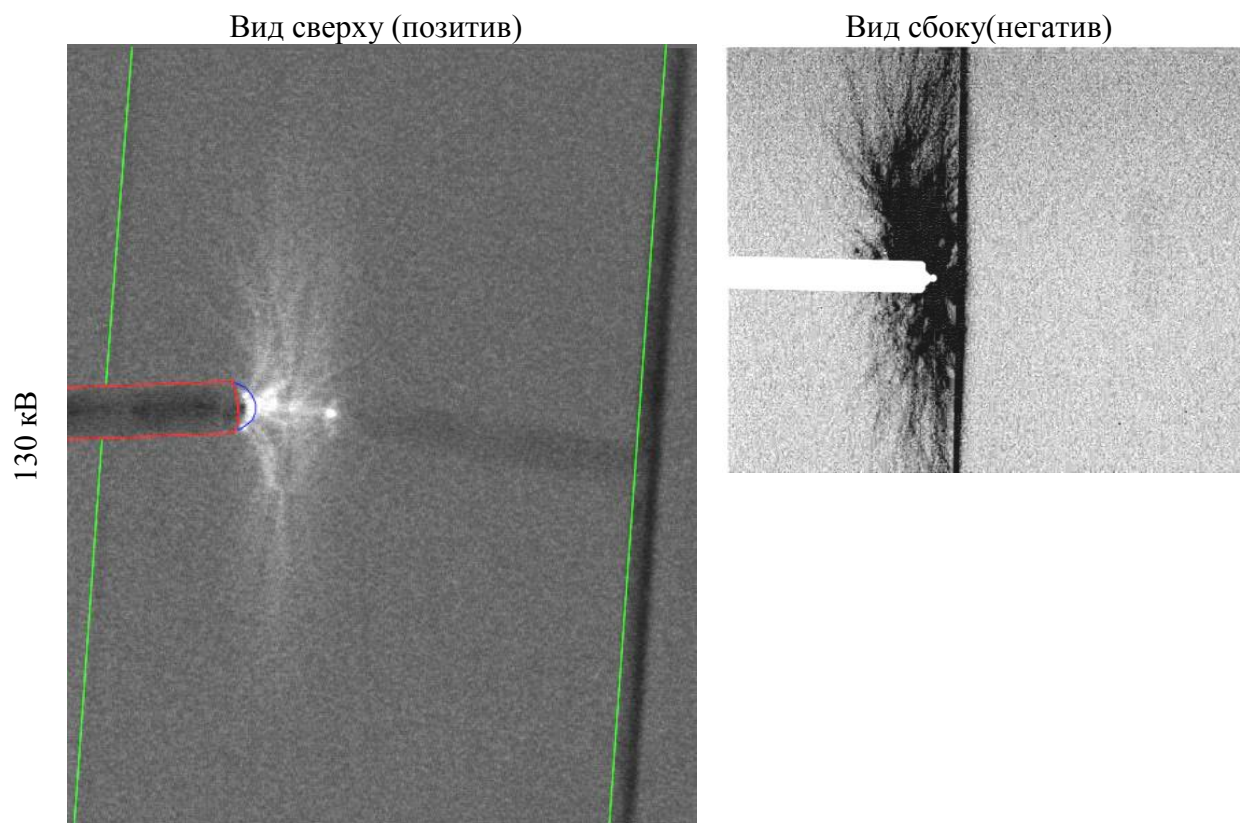
Рис. 2.431. Фотография испытываемой системы электродов, вид сверху и сбоку. Слева – активный электрод, справа – заземленная плоскость, между ними барьер из лексана.

## Изменение картины распространения положительных стримеров с ростом напряжения

Введение барьера в межэлектродный промежуток существенно изменяет ход и форму стримерных процессов. Барьер препятствует распространению положительных стримеров. Как и в случае короны постоянного напряжения, минимальное напряжение искрового пробоя при введении барьера существенно увеличивается: для данной системы – в 2,2 раза. Стримерные процессы регистрировались тремя видеокамерами, две предназначались для записи стримеров: одна с торца, вторая сверху барьера и сбоку, третья регистрировала процессы лидерного пробоя. После прохождения стримеров зарядовая структура поверхности визуализировалась при помощи нанесения тонера, по методике, изложенной ниже в пункте «Анализ распределений положительного поверхностного заряда». Одновременно с видеосъемкой регистрировалась и анализировалась осциллограмма процесса.

На рис. 2.432 представлены фотографии стримеров при малом расстоянии ( $d=10$  мм) до барьера.

Многочисленные головки стримеров разлетаются от шарового электрода под телесным углом порядка 30 град. и достигают поверхности барьера, образуя на его поверхности круговую зону касания, а далее распространяются вдоль его поверхности, затухая в касательном направлении. Это хорошо видно на фотографии, снятой сверху под углом к плоскости барьера. Проникновения стримеров сквозь барьер не замечено. При напряжении более 130 кВ на фотографии, снятой с торца барьера, заметно некоторое небольшое «отражение» стримеров от барьера, при напряжении 150 кВ отталкивание уже становится похожим на «отраженную» форму короны постоянного напряжения.



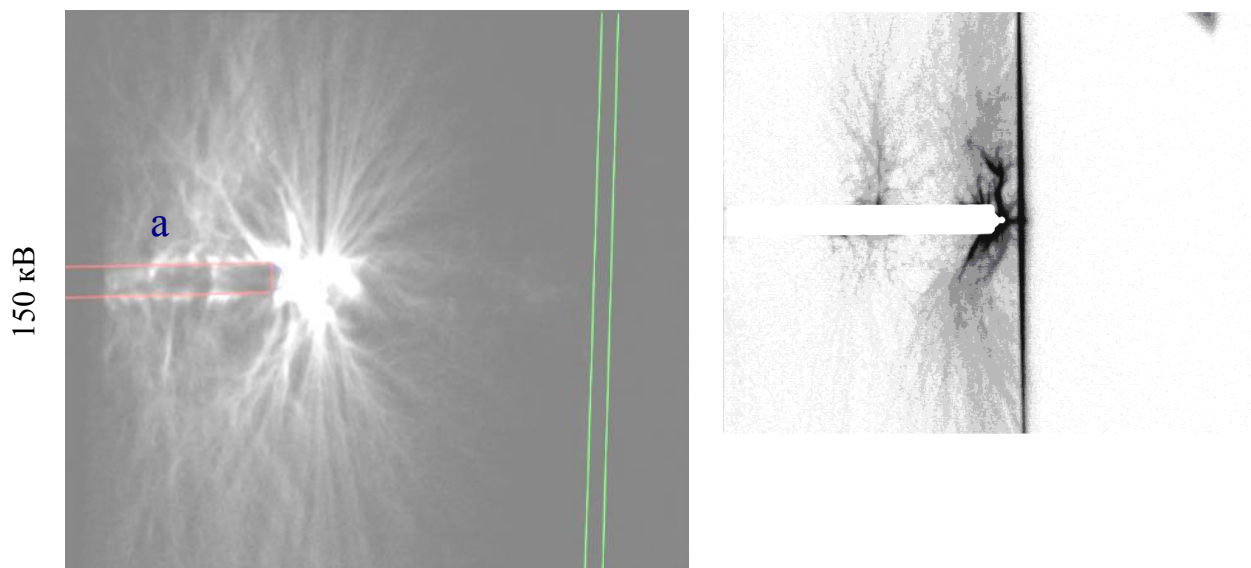


Рис. 2.432. Стримеры при  $d=10$  мм. Заметно «отражение» стримеров от барьера за счет приобретенного положительного поверхностного заряда на лицевой поверхности барьера. *a* – дополнительный очаг стримерной активности на поверхности изоляции подводящего провода. В правой колонке – негатив.

Здесь видны некоторые характерные особенности процесса:

- Стримеры не проникают сквозь диэлектрический барьер (это возможно при более тонком барьере).
- Возникает очаг стримерной активности на внутренней границе барьерной изоляции, где в отсутствие объемного заряда нет максимума напряженности.
- Траектории стримеров «отражаются» от барьера, заворачивая от заземленной плоскости, а не к ней.

### **Анализ распределений положительного поверхностного заряда**

Для визуализации поверхностного заряда на поверхности твердого диэлектрического барьера был использован электрографический метод. Суть метода состоит в том, что визуализация происходит при помощи проявителя, который в виде порошкового облачка вдувается в камеру, в которой помещен диэлектрический барьер, проработавший в эксперименте. Порошок притягивается к поверхности в местах, сохранивших поверхностный заряд, и таким образом, появляется его изображение. Концентрация порошка монотонно зависит от плотности поверхностного заряда.

До каждого эксперимента поверхность барьера тщательно промывалась и отсутствие заряда перед очередным экспериментом тщательно контролировалось.

На рис. 2.433 приведена фотография стримеров и восстановленная после этого опыта картина распределения поверхностного заряда. Сопоставляя снимок распределений поверхностного заряда с фотографией стримеров, снятых сверху под углом, можно утверждать, что жирные радиальные следы нанесли головки стримеров, столкнувшиеся с барьером, которые далее распались, образуя более мелкие головки, распространяющиеся вдоль его поверхности. Как видно из фотографии, скользящие стримеры сильно ветвятся и затухают, не доходя до краев барьера и образуя круговую структуру. Эта же структура зарегистрирована на визуализации поверхностного заряда.



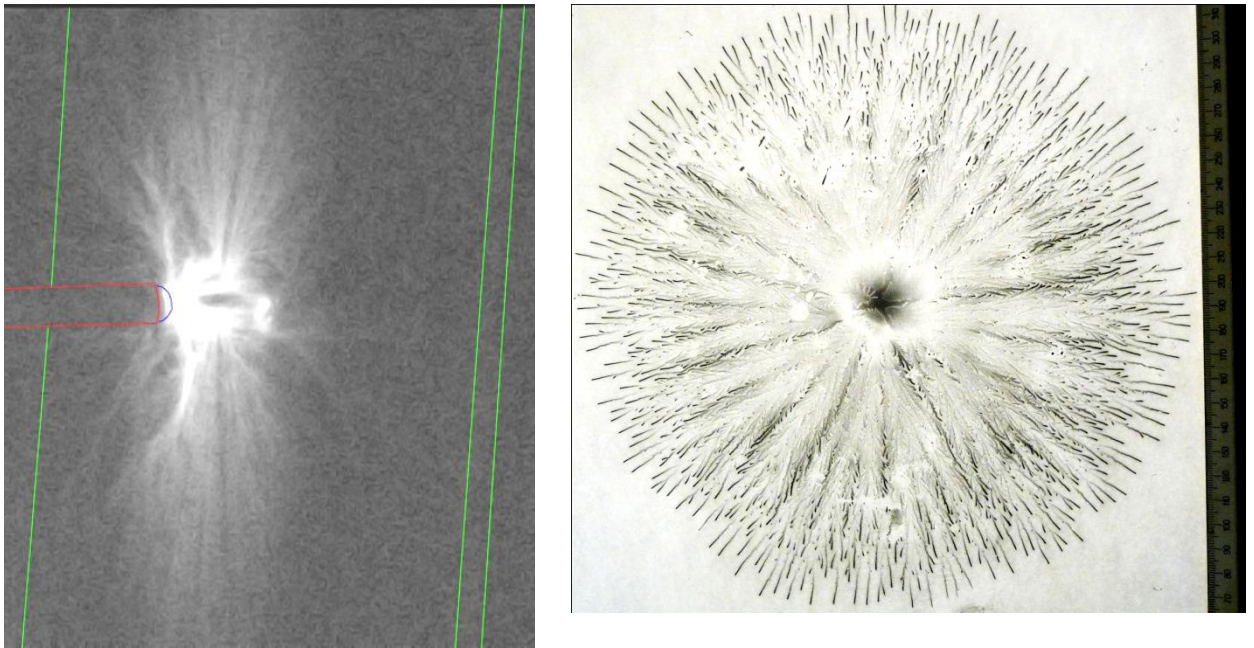


Рис. 2.433. Фотографии стримеров (слева) и визуализация распределения поверхностного заряда на лицевой поверхности барьера (справа).  $U=+100$  кВ.  $d=10$  мм.

В основном заряд напылен в виде тонких каналов, показанных в увеличении на рис. 2.434. На периферии каналы имеют ширину около 0,5 мм, длину 5-10 мм. Конец, обращенный к активному электроду, диффузный, а конец, обращенный от него, четкий. Каждый такой канал можно отождествить с одним небольшим положительным стримером. Стримеры на периферии приходят на барьер не под прямым углом, а под некоторым наклоном, диктуемым электрическим полем (рис. 2.435). Конец канала утыкается в барьер. Поэтому оконечность следа, обращенная от активного электрода, получается с четкой границей, а оконечность, обращенная к активному электроду с нечеткой: здесь уже не было непосредственного контакта с плазмой стримера, заряд, видимо, напылялся полем стримера на некотором расстоянии от канала.

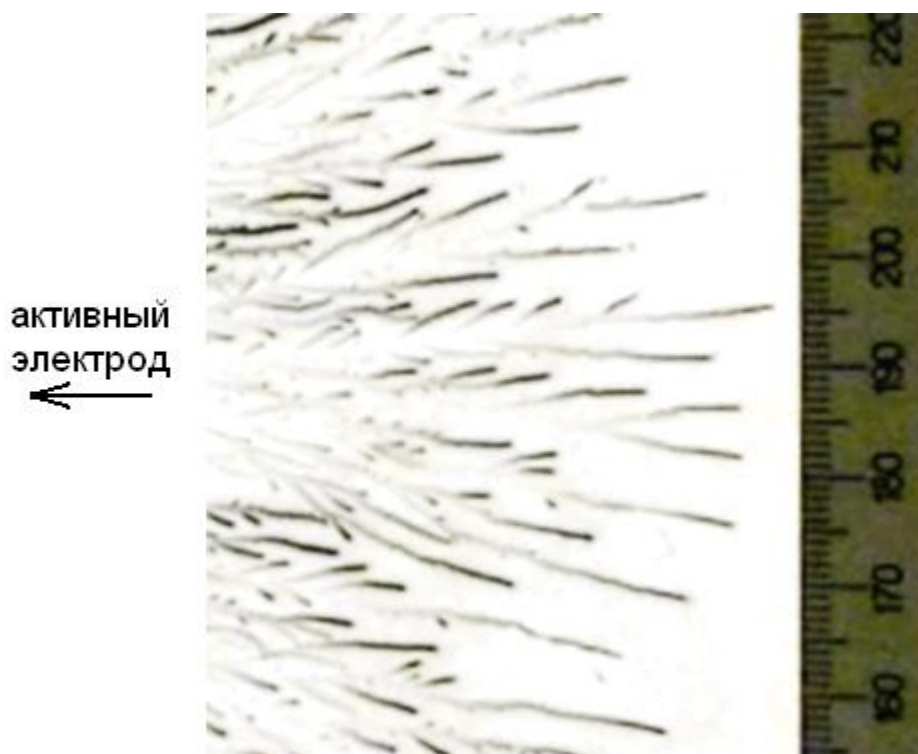


Рис. 2.434. Увеличенная картина следов поверхностного заряда, которые можно отождествить с положительными стримерами. Напряжение 100 кВ.

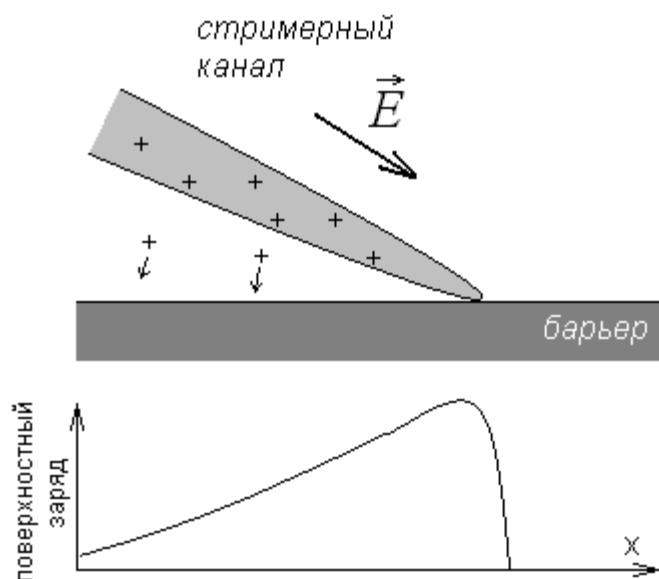


Рис. 2.435. Предполагаемый механизм образования заряженного следа от положительного стримера.

Следует отметить, что все следы положительных стримеров примерно одной толщины и длины – не видно толстых и длинных «магистральных» каналов, которые должны были бы остаться от скользящих стримеров. Под скользящим стримером мы понимаем такой стример, который распространяется вдоль барьера, непосредственно касаясь его своей плазмой. Отсюда можно сделать вывод, что в данном случае непосредственно скользящих стримеров нет: коснувшись барьера, стример быстро

останавливается (судя по следам, путь торможения занимает несколько миллиметров). Благодаря напыленному им поверхностному заряду, следующие стримеры обходят это место и «падают» на барьер несколько дальше. Отсюда следует, что в данной задаче нет нужды рассматривать свойства скользящего по барьеру стримера.

Рассматривая распределение заряда на крупном масштабе, можно увидеть, что размер зоны, занятой стримерами на фотографии стримеров, соответствует зоне проявленного заряда. Кроме визуализации картин поверхностного заряда были проведены измерения величины поверхностного заряда прибором ИПЭП. Размер чувствительного элемента прибора составляет  $1 \text{ см}^2$ , поэтому мелкомасштабные зарядовые структуры не воспроизводятся, распределения усредненные.

Результаты измерений приведены на рис. 2.436. Видно, что распределения имеют кольцевую структуру. Размеры (радиус) круговой области распространения стримеров растут с увеличением напряжения. Это хорошо прослеживается на фотографиях визуализации поверхностного заряда и на распределениях плотности заряда. Плотность поверхностного заряда быстро спадает от центра к периферии.

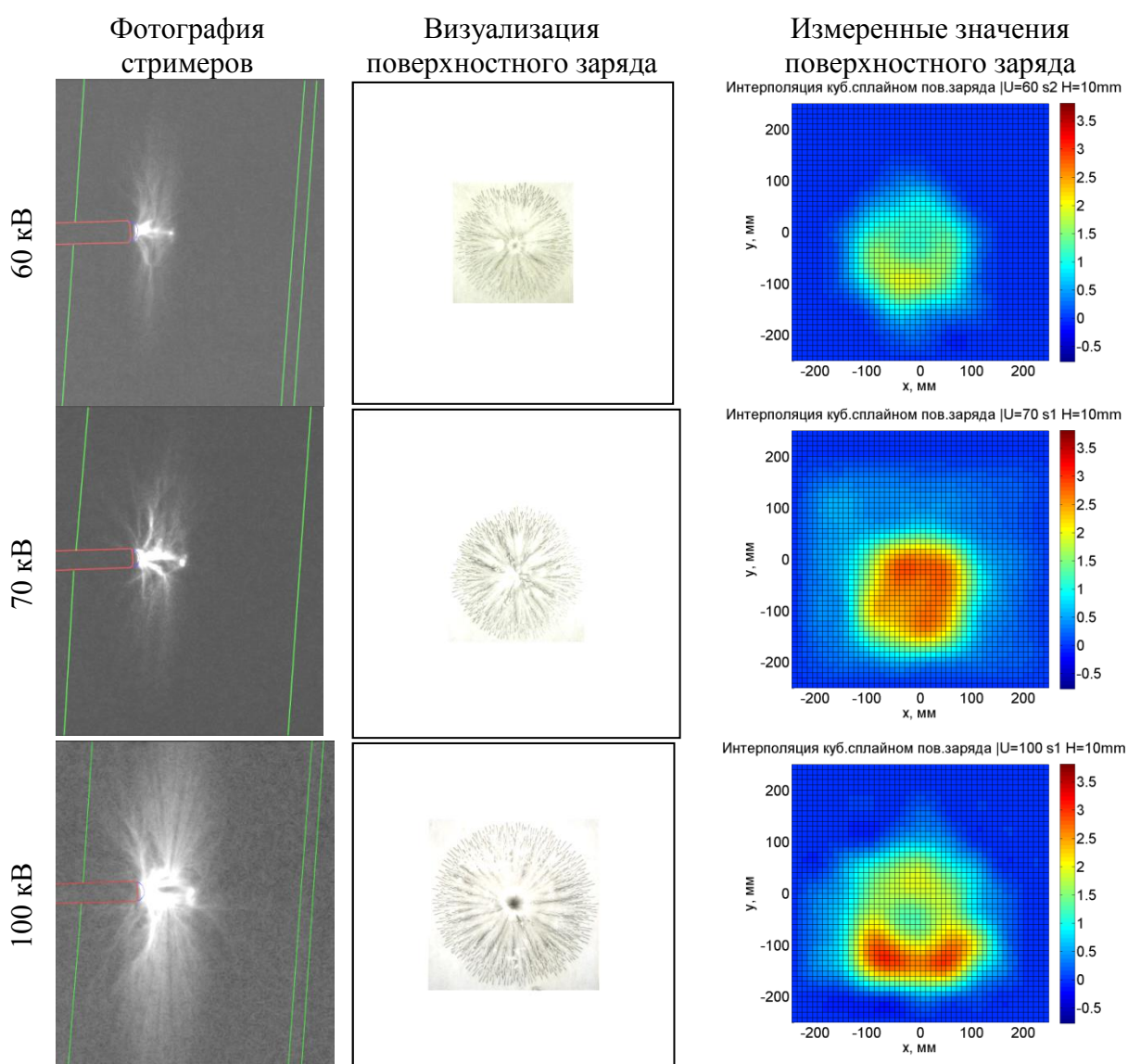


Рис. 2.436. Фотографии стримеров, визуализация и измеренные значения поверхностного заряда. Диапазон напряжений 60-100 кВ.  $d=10 \text{ мм}$ .

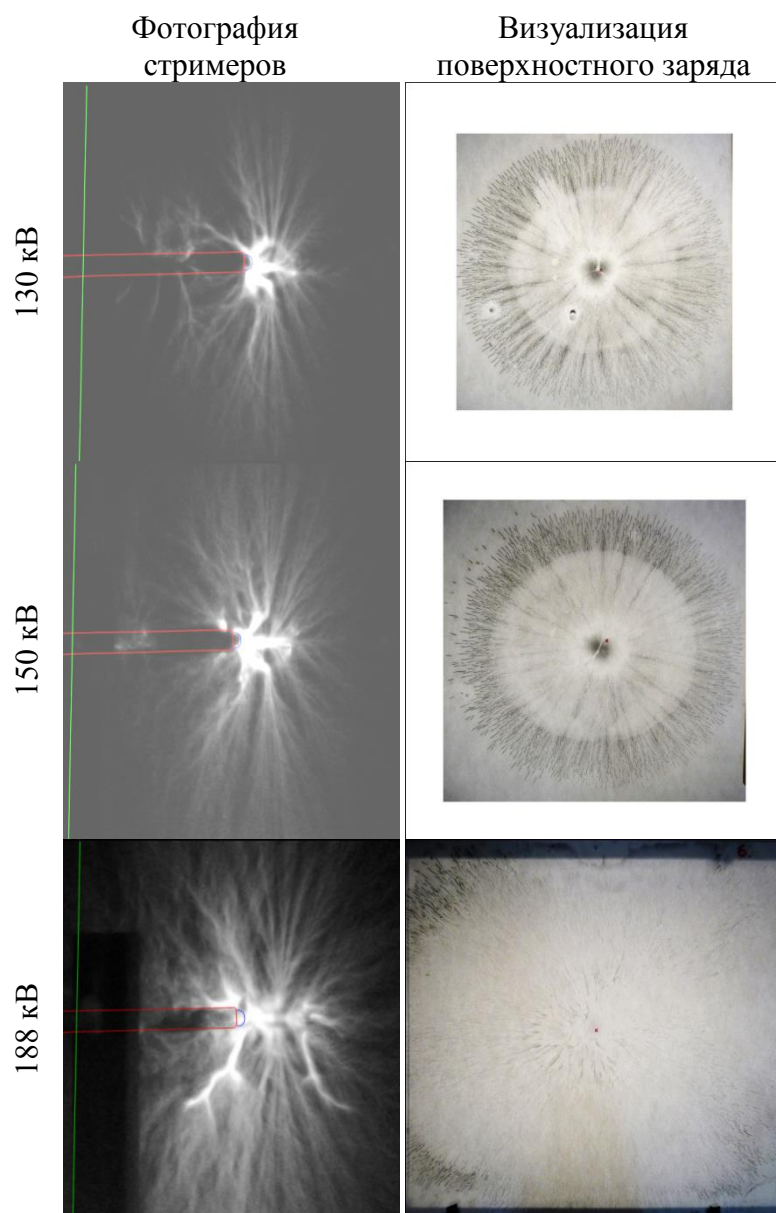


Рис. 2.437. Фотографии стримеров, визуализация поверхностного заряда. Диапазон напряжений 130-188 кВ.  $d=10$  мм.

На рис. 2.437 приведены фотографии стримеров и визуализации поверхностного заряда при высоких напряжениях, предшествующих искровому пробое. Видно, что область касательного распространения головок стримеров с ростом напряжения растет и при напряжении 180 кВ ее диаметр превышает размеры барьера. Это хорошо просматривается и на фотографии стримеров.

При напряжениях, близких к пробое, в общей массе стримеров выделяются один или несколько стримеров с повышенной светимостью. Эти стримеры изначально распространяются по траекториям, лежащим выше барьера, это уже заметно при напряжении +130 кВ, и ярко проявляется при напряжениях +150+160 кВ.

На рис. 2.438 приведены фотографии зон поверхностного заряда, выполненных в одном масштабе для сравнения. Видно увеличение диаметра зон локализации поверхностного заряда.

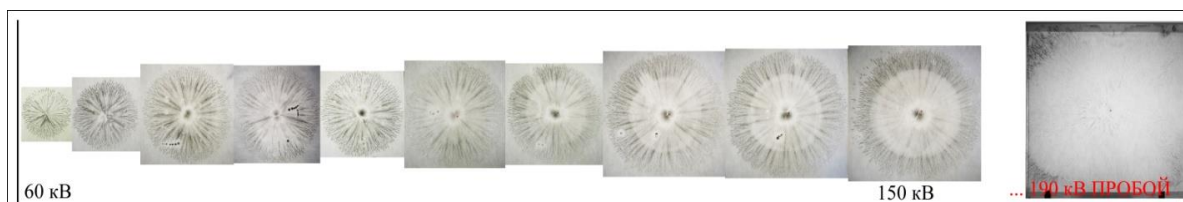


Рис. 2.438. Ряд фотографий визуализации поверхностного заряда, выполненных в одном масштабе для сравнения.

### Определение локальной величины поверхностного заряда

Прибор ИПЭП дает возможность измерить лишь среднюю плотность заряда на масштабе порядка  $1 \text{ см}^2$ . В то же время представляет интерес локальная плотность поверхностного заряда в следах и их суммарный заряд – для выявления природы этих каналов.

Будем считать, что интенсивность почернения в результате воздействия тонера пропорциональна плотности заряда. Введем шкалу интенсивности  $I$  – 0 соответствует белому цвету кадра, 1 – черному. Перед измерением уберем серый фон, на котором заряда нет (рис. 2.439).

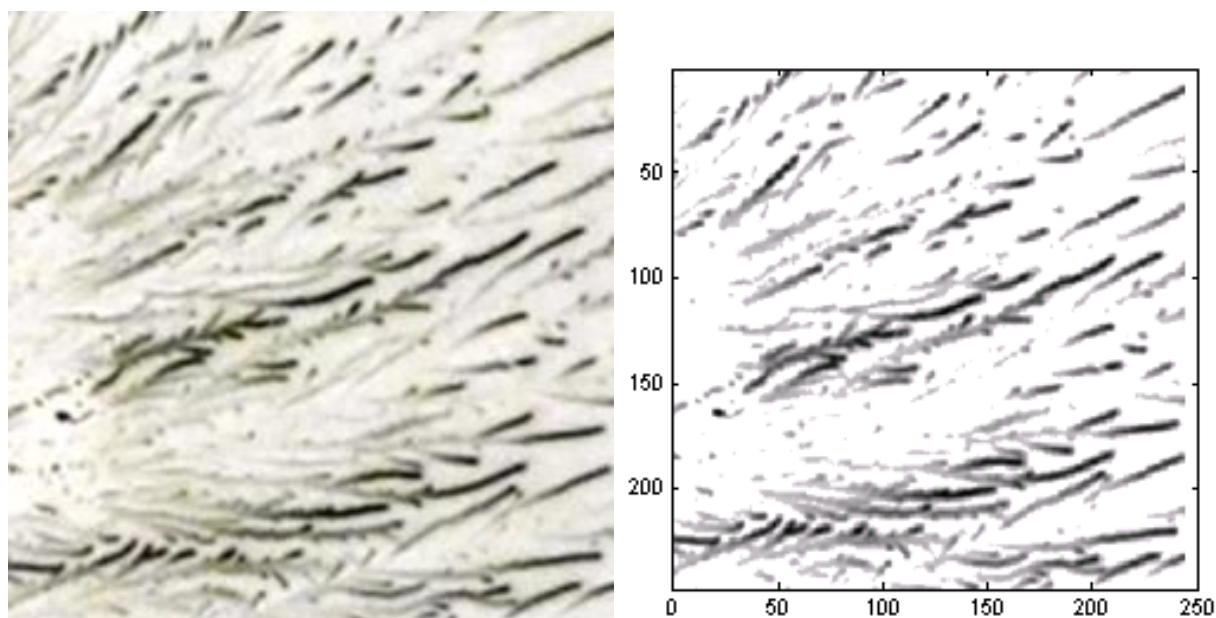


Рис. 2.439. Исходная фотография визуализированного поверхностного заряда (слева) и бинаризованная картина, пригодная для измерения (справа). Размер участка 50мм\*50мм, разрешение 5 пикселей на мм.

Мы предположили, что поверхностный заряд  $\sigma$  пропорционален интенсивности  $I$ , введем коэффициент  $k$ :

$$\sigma = kI$$

Заряд участка поверхности равен сумме зарядов участков, соответствующих отдельным пикселям:

$$Q = \sum_i \sigma_i s = sk \sum_i I_i$$

Здесь  $s$  – площадь участка, соответствующего одному пикселю. На эксперименте мы измеряем средний заряд  $\langle\sigma\rangle$ , который на участке, изображенном на рис. 2.439, оказался равен  $3,5\pm 0,5$  мКл/м<sup>2</sup>. Он по определению равен:

$$\langle\sigma\rangle = \frac{Q}{S} = \frac{sk}{S} \sum_i I_i$$

Здесь  $S$  – площадь рассматриваемого участка,  $S/s=N$  – количество пикселей в изображении. Таким образом, интересующий нас коэффициент перевода  $k$  равен:

$$k = \frac{\langle\sigma\rangle N}{\sum_i I_i}$$

Измерение дало  $k=30\pm 4$  мКл/м<sup>2</sup>. Это также максимальное значение локальной плотности поверхностного заряда  $\sigma_{\max}$  (поскольку максимальная интенсивность  $I$  равна 1). В местах «засветки» плотность заряда может быть несколько больше.

Напряженность, создаваемая поверхностным зарядом может быть рассчитана по известному соотношению:

$$E = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0}$$

Подставляя  $\sigma_{\max}$ , получаем  $E_{\max}=15\div 20$  кВ/см. За счет «засветки» напряженность может быть несколько больше. Как видно, предельное значение локальной напряженности весьма близко к критической напряженности для воздуха 25 кВ/см, когда становятся возможными лавинные процессы. Это подтверждает гипотезу о том, что наблюдаемые при высоком напряжении «стертые» следы стримеров нейтрализуются благодаря высокому собственному полю, которое способно вызвать лавины, а в наиболее заряженных частях и стримеры.

Следы имеют примерно одинаковую поперечную толщину – 1-2 мм, но весьма отличаются по длине. Соответственно значительно различаются и суммарные заряды (табл. 2.28). Заряды следов существенно превышают  $10^8$  элементарных зарядов – приблизительное количество электронов, при котором лавина переходит в стример. Это дает основания считать, что мы наблюдаем именно следы от стримеров, а не от лавин.




Изображение	Длина, мм	Суммарный заряд, нКл	Суммарный заряд, в элементарных зарядах
	9	0,12	$8 \cdot 10^8$
	10	0,1	$6 \cdot 10^8$
	15	1,2	$8 \cdot 10^9$

Табл. 2.28. Отдельные следы поверхностного заряда, их измеренный суммарный заряд.

### Пятно отрицательного заряда

На фотографиях видно, что в диапазоне напряжений от 60 до 100 кВ радиальные следы стримеров начинаются в центре, расположенном под нижним полюсом шарового электрода. При более высоких напряжениях вокруг центра появляется светлое пятно, в котором радиальные проявлены нечетко, а при напряжениях выше 150 кВ следы исчезают. Это означает, что после воздействия грозovým импульсом здесь нет электрического заряда.

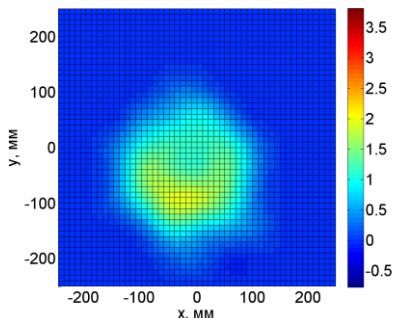
Более того, при высоких напряжениях в центре образуется пятно отрицательного заряда (рис. 2.440).

Напря-  
жение  
60 кВ

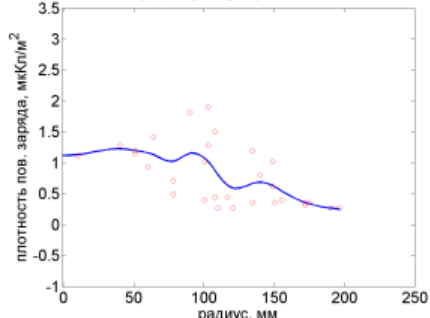
Распределение поверхностного заряда  
Контурный график (применено  
сглаживание кубическим сплайном)

Линейный график

Интерполяция куб.сплайном пов.заряда |U=60 s2 H=10mm

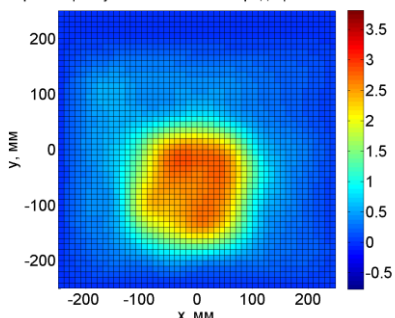


Пов. заряд от радиуса |U=60 s2 H=10mm

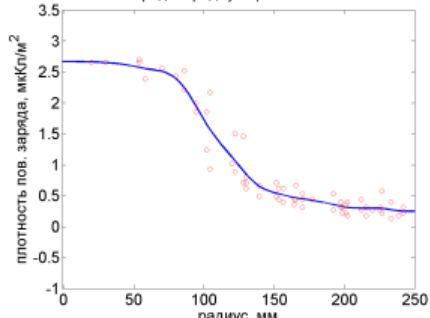


70 кВ

Интерполяция куб.сплайном пов.заряда |U=70 s1 H=10mm

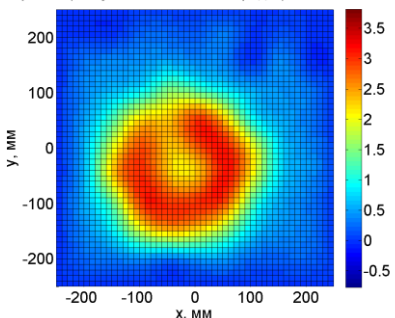


Пов. заряд от радиуса |U=70 s1 H=10mm

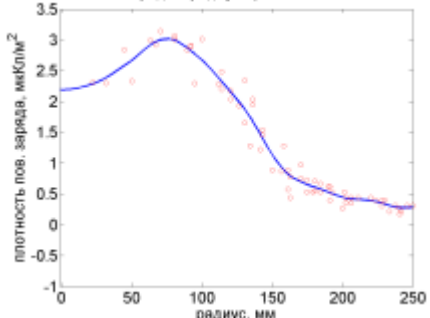


80 кВ

Интерполяция куб.сплайном пов.заряда |U=80 s3 H=10mm

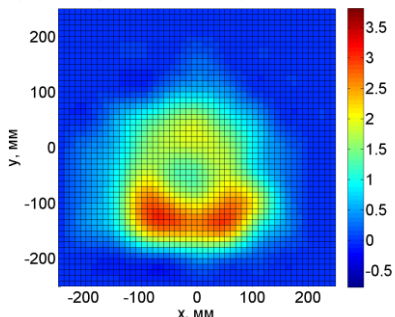


Пов. заряд от радиуса |U=80 s3 H=10mm

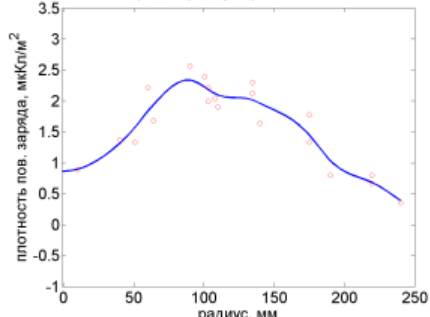


100 кВ

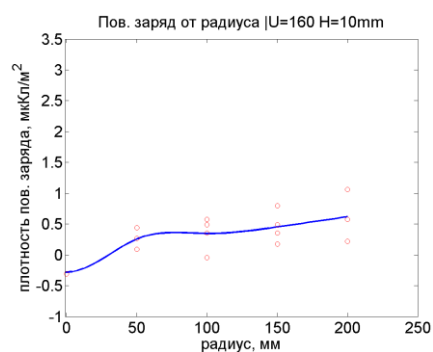
Интерполяция куб.сплайном пов.заряда |U=100 s1 H=10mm



Пов. заряд от радиуса |U=100 s2 H=10mm



160 кВ



188 кВ

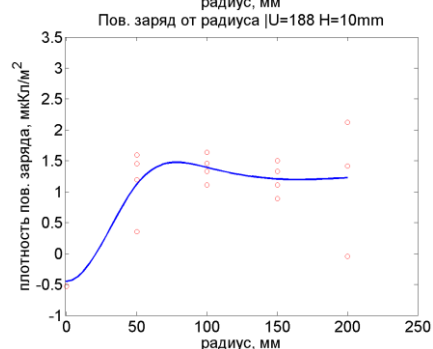


Рис. 2.440. Расстояние активный электрод-барьер 10 мм. Контурные и линейные графики радиального распределения поверхностного заряда.

Образование пятна отрицательного заряда можно объяснить следующим образом. Стримеры распространяются со скоростью выше 100 км/с и, следовательно, межэлектродный промежуток пересекают за время в 1 мкс и менее, т.е. за время значительно меньшее длины грозового импульса.

Первые стримеры наносят на барьер заряд (рис. 2.441a) вплоть до таких значений, когда он компенсирует электрическое поле, индуцированное электродами. Напыленный заряд существенно влияет на дальнейший процесс, что видно по изогнутым траекториям стримеров (рис. 2.441b). Чем выше электрическое поле электродов, тем больше должен быть поверхностный заряд, чтобы его скомпенсировать. В соответствии с этой логикой максимум заряда должен находиться в центре листа, что мы и видим при низких напряжениях. При спаде напряжения грозового импульса положительный заряд с барьера не уходит – эксперименты показывают, что он крепко держится на барьере и устойчив к воздействию электрического поля. При этом из-за спада напряжения грозового импульса заряд в центральной части оказывается «избыточным» - если в максимуме напряжения он компенсировал поле вблизи барьера, при снижении напряжения, поле направляется в обратную сторону (рис. 2.441c). Возникают условия для образования обратного стримера, который уносит избыточный положительный заряд на активный электрод, а на барьер напыляет отрицательный заряд (рис. 2.441d). Так возникает сложная зарядовая структура на барьере.

Сложность структуры обеспечивается тем, что заряд должен достигнуть некоторого значения, чтобы индуцировать стример вблизи: электрическое поле вблизи заряда должно достигнуть нужного уровня. Благодаря этому некоторое количество заряда остается на барьере после грозового импульса и доступно измерению и визуализации. При низких напряжениях заряд по всему барьеру слишком мал, чтобы индуцировать стримеры, а при высоких напряжениях в центре он достаточно велик, а на периферии мал, и там остается кольцо положительного заряда.



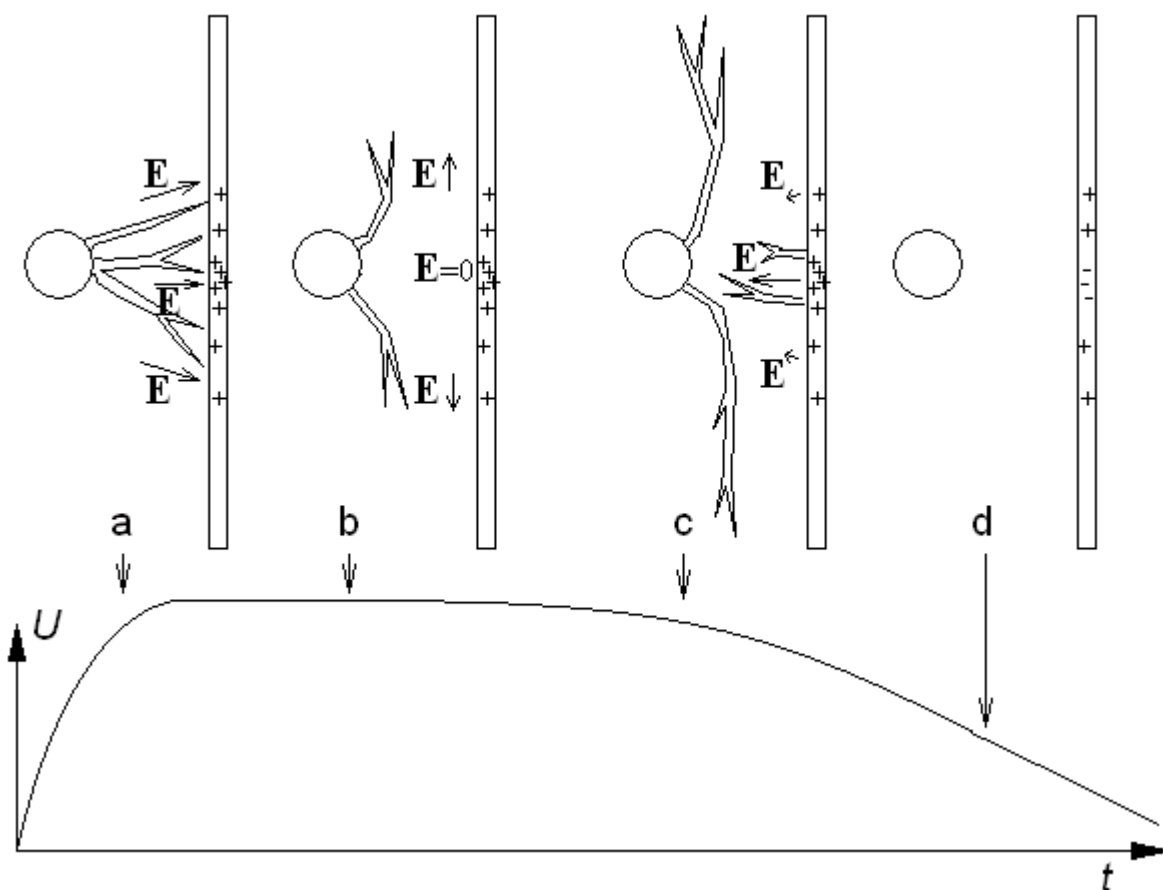
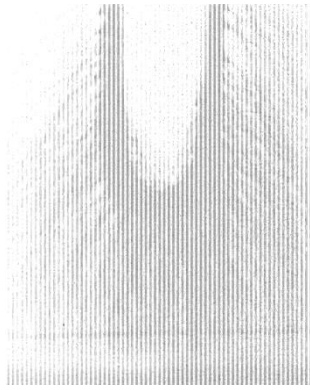


Рис. 2.441. Механизм образования пятна отрицательного заряда в центре на различных этапах воздействия грозового импульса: вверху картины стримеров, внизу осциллограмма подаваемого импульса напряжения.

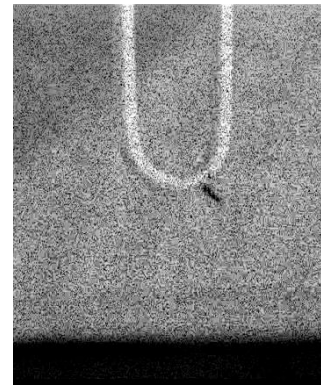
По-видимому, в диапазоне столь высоких напряжений электрическое поле головок становится столь высоко, что оно провоцирует частичный электронный пробой диэлектрика и после прохождения положительной головки на поверхность барьера с внешней стороны барьера вытягиваются электроны. То есть в этом случае невозможно образование встречных отрицательных стримеров, стартующих с поверхности диэлектрика и приходящих на шаровой электрод. Поскольку электроны вырываются под действием сильного электрического поля, образуется однородное отрицательное пятно в центре, без канальной структуры, отражающее распределение отрицательного заряда в данной области. В результате мы имеем внутри отрицательный заряд, а на периферии круглое почти симметричное пятно положительного заряда. Оно образуется уже после прохождения основной массы положительных стримерных головок.

Эта гипотеза подтверждается проведенными выше измерениями локальной плотности заряда, предельное значение которой как раз близко к 25 кВ/см. Таким образом, напыляется достаточное количество заряда, чтобы при падении напряжения вызвать лавинные процессы.

Также это предположение объясняет заметный иногда «запаздывающий» разряд, зарегистрированный в опытах с поверхностной изоляцией электродов, который может наблюдаться спустя сотни миллисекунд после окончания грозового импульса (рис. 2.442-2.443).

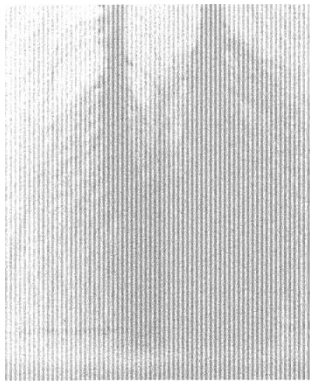


Момент воздействия грозового импульса

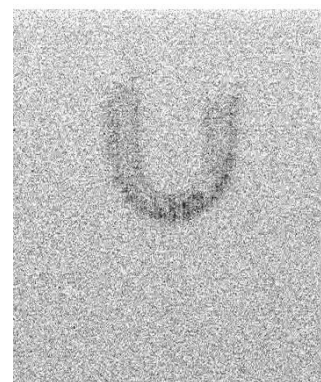


Через 0,06 с после воздействия грозового импульса

Рис. 2.442. Явление «запаздывающего» разряда. Межэлектродное расстояние 50 мм, напряжение +150 кВ.



Момент воздействия грозового импульса



Через 0,1 с после воздействия грозового импульса

Рис. 2.443. Явление «запаздывающего» разряда. Межэлектродное расстояние 50 мм, напряжение +160 кВ.

На рис. 2.444 показана область с пятном отрицательного заряда. От области со следами положительных стримеров она отделяется кольцом без заряда. Гипотеза об образовании пятна отрицательного заряда подтверждается тем, что часто на фоне диффузного пятна отрицательного заряда можно видеть следы, весьма напоминающие по размерам и расположению следы положительных стримеров, однако следы эти не заряжены. То есть на поверхность оседает отрицательный заряд, нейтрализуя следы положительных стримеров и также заряжая отрицательно пространство между ними.

нейтральные следы на фоне  
диффузного пятна  
отрицательного заряда

следы положительных  
стримеров

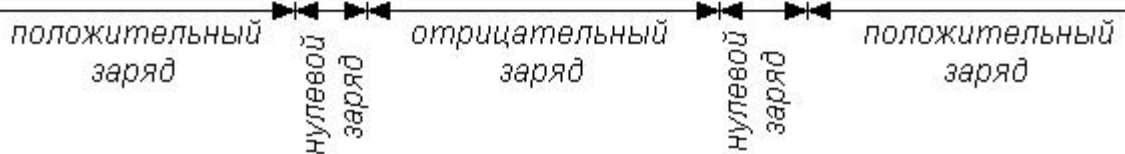


Рис. 2.444. Увеличенная область с центральным пятном отрицательного заряда.

Также следует отметить, что по размеру и форме пятна отрицательного заряда весьма напоминают пятна заряда, оставляемые отрицательными стримерами на барьере (рис. 2.445). Там, видимо, наблюдается обратная картина – на фоне заряда, нанесенного в начале отрицательными стримерами, имеются тонкие следы: судя по всему положительных стримеров, которые могли появиться на спаде грозового импульса.

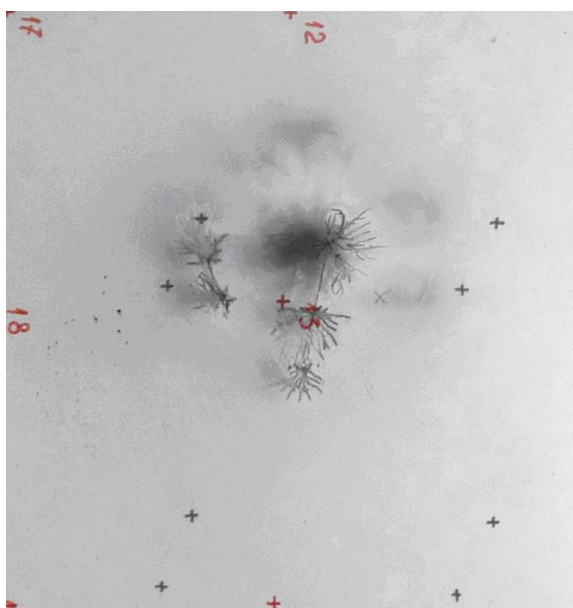


Рис. 2.445. Визуализация заряда, нанесенного отрицательными стримерами на барьер из лексана толщиной 4 мм. Радиус сферического электрода 1,2 мм, расстояние от активного электрода до барьера 10 мм, межэлектродное расстояние 100 мм. Напряжение -130 кВ.

По-видимому, именно описанный выше эффект ответственен за аномальные картины «ярких стримеров». Если предположить, что они формируются с задержкой, то на их поведение может оказать существенное влияние уже нанесенный к моменту их возникновения поверхностный заряд. Мы видим, что на рис. 2.446: яркий канал выгнут совсем не так, как идут электростатические силовые линии в отсутствие заряда. Более того, он протянут не от электрода к изоляции, а обратно – это возможно, если поле в процессе его распространения изменило направление. Т.е такой стример возникает, когда поле имеет нормальное направление, а затем опережающие головки первичных стримеров наносят на барьер заряд, и поле в окрестности головки запаздывающего яркого стримера изменяет направление. Возможно, это приводит к разогреву стримерного канала и к стримерно-лидерному переходу непосредственно у положительного электрода без предварительного контакта головок начальных стримеров с противоз электродом.

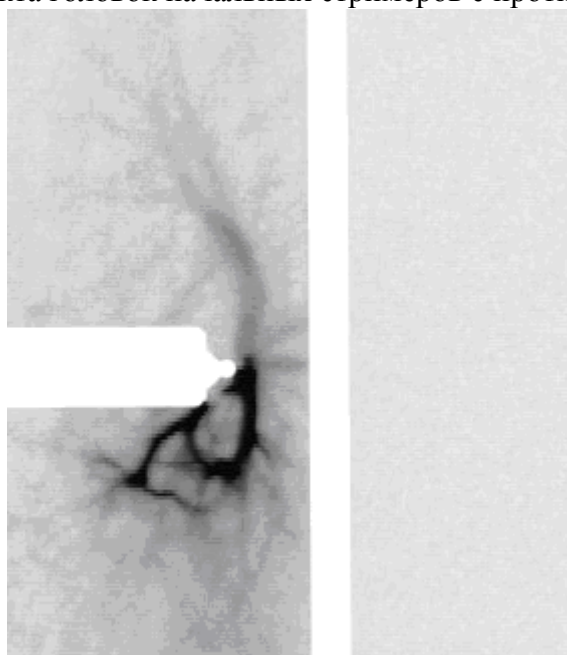


Рис. 2.446. Фотография стримеров при напряжении 175 кВ. Возникает «полукольцевой канал» от электрода до изоляции.

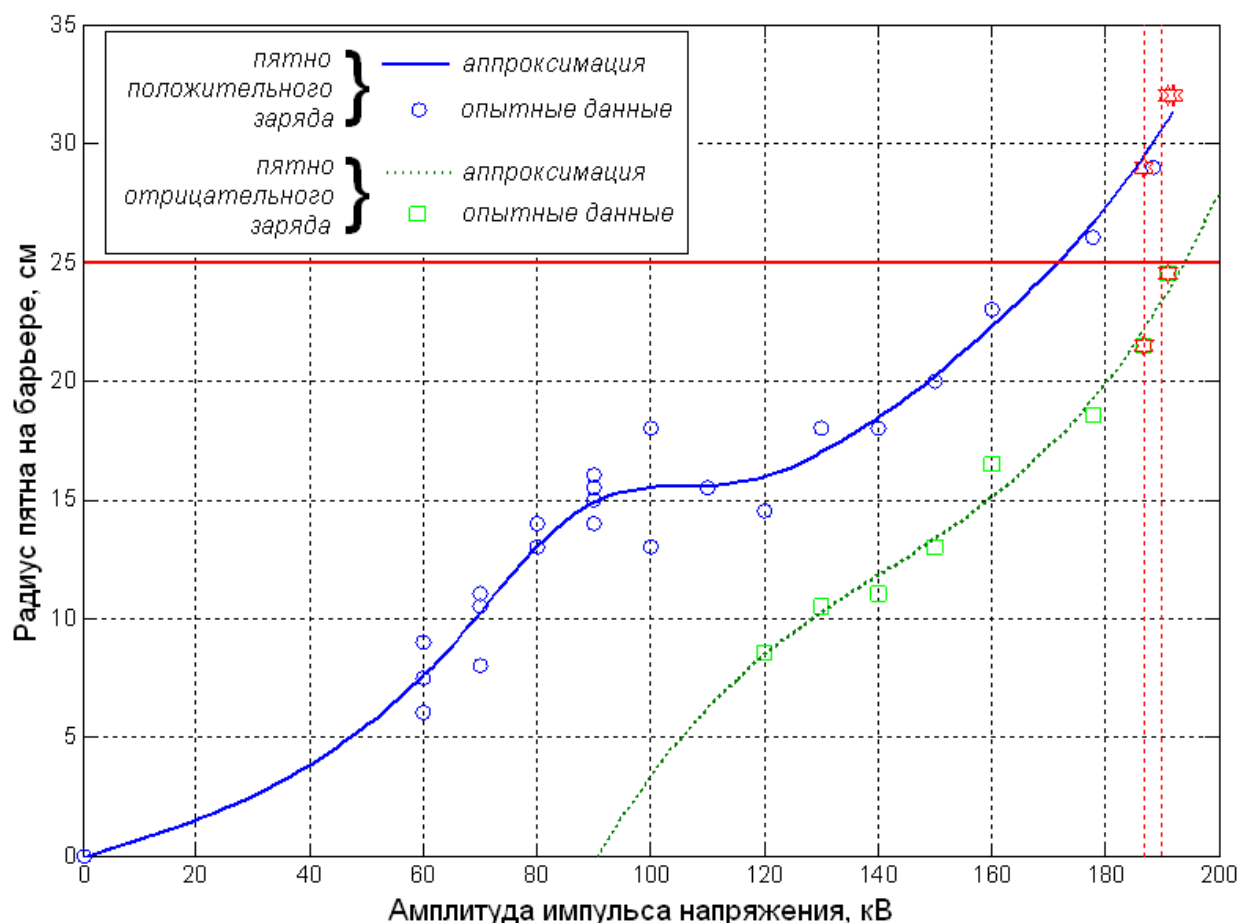


Рис. 2.447. Зависимость среднего радиуса пятна поверхностного заряда от напряжения при  $d=10$  мм. Красной горизонтальной прямой обозначена полуширина барьера, пунктирной вертикальной прямой обозначено пробивное напряжение.

На рис. 2.447 приведены экспериментальные зависимости среднего радиуса визуализированного пятна поверхностного заряда от напряжения. Зависимость имеет монотонный характер и близка к линейной с уклоном 3-3,5 кВ/см. Внешнее кольцо положительного заряда и внутреннее кольцо отрицательного заряда растут примерно с равной скоростью. Таким образом, толщина нейтрального кольца между ними примерно постоянна. Искровой пробой становится возможным, когда радиус внешнего заряженного пятна превышает размеры барьера и стримеры начинают уверенно огибать барьер.

### Пробой

Минимальное пробойное напряжение при  $d=10$  мм составило 185 кВ. На рис. 2.448 приведены фотографии лидеров, огибающих барьер, причем канал лидера не стелился по барьеру: возникшая у шарового электрода лидерная головка, аналогично зарегистрированным зачаткам лидеров (см. рис. 2.437, 188 кВ) распространяется на некотором расстоянии выше барьера и лишь у края барьера спускается к нему и огибает его (рис. 2.448). Можно заметить, что канал лидера также витиевато изогнут в своей начальной стадии. Это также говорит о том, что на поверхности барьера до возникновения лидера под действием предшествующих стримеров образуется и некоторое время существует мощное пятно положительного заряда, отталкивающего запаздывающий лидерный канал. Как отмечалось выше, сила воздействия поверхностного заряда усугубляется тем, что его пятно формируется головками стримеров,

распространяющимися при максимуме напряжения, с течением времени напряжение грозового импульса падает – именно в этой фазе, как показывает анализ осциллограмм напряжения, формируется лидер.

Поскольку плотность поверхностного заряда падает от центра к периферии то действие поверхностного заряда на головку лидера при подходе к краю диэлектрика ослабевает и он приближается к поверхности барьера и у края диэлектрика стелется по его поверхности. На краю диэлектрического барьера лидерный канал почти перпендикулярно уходит на противоэлектрод, разветвляясь при подходе к нему. Именно разветвление на заключительной стадии указывает направление распространения лидера: от шара к плоскости. Поскольку стримерно-лидерные каналы заряжены одноименно - они расталкиваются.

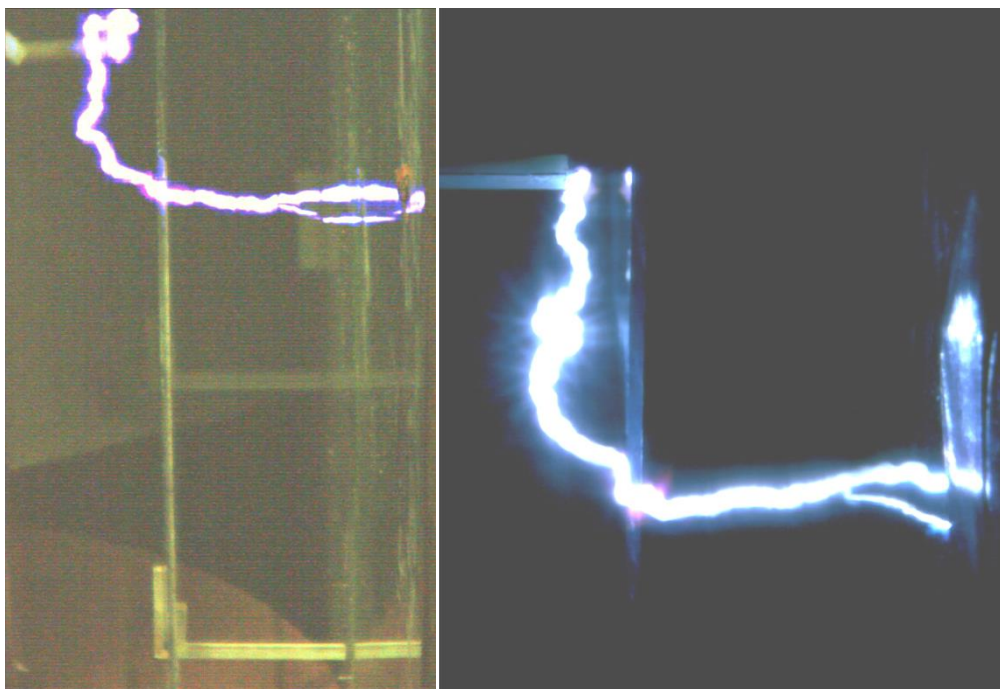


Рис. 2.448.  $U = +185 \text{ kV}$ , огибающий лидерный пробой межэлектродного промежутка.

### **Направление движения стримеров**

При наличии барьера наиболее эффективными являются не стримеры, стартующие с оконечности электрода, где напряженность поля максимальна, а стримеры, идущие «вбок». Именно таково направление стримеров, огибающих барьер и наиболее далеко уходящих от активного электрода (рис. 2.449). Это подтверждают и фотографии стримеров, и фотографии лидеров (рис. 2.448), которые, вероятнее всего, примерно повторяют траектории стримерных каналов, приведших к их образованию.

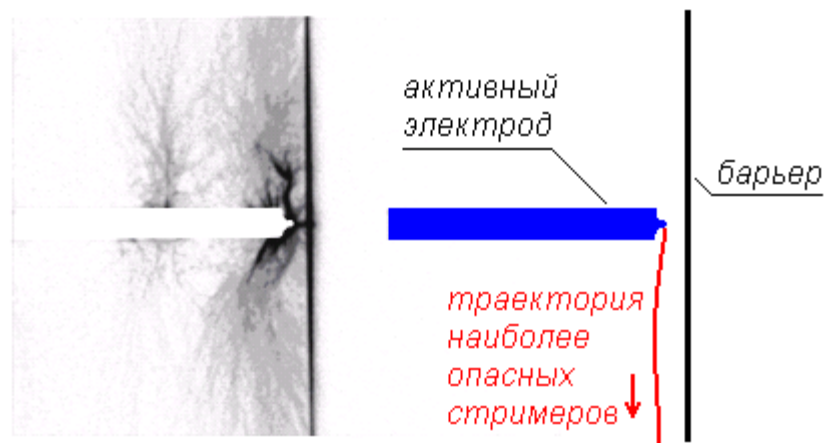


Рис. 2.449. Стримеры, приводящие в дальнейшем пробую, начинают рост почти перпендикулярно к оси симметрии системы.

## Влияние конфигурации системы электродов

### Изменение расстояния активный электрод-барьер

Исследование зависимости диаметра стримерного кольца от напряжения проводилось с шагом 10 кВ. В каждом эксперименте проводился анализ видеок кадров, а также картин визуализации поверхностного заряда, проводилось исследование распределения поверхностного заряда по внутренней поверхности барьера. Оказалось, что расстояние электрод-барьер практически не влияет на радиус разлета стримерных каналов по поверхности барьера, а также на радиус пятна поверхностного заряда. График на рис. 2.450 показывает, что отклонения между зависимостями при разных  $d$  находятся в пределах разброса при постоянном  $d$ .

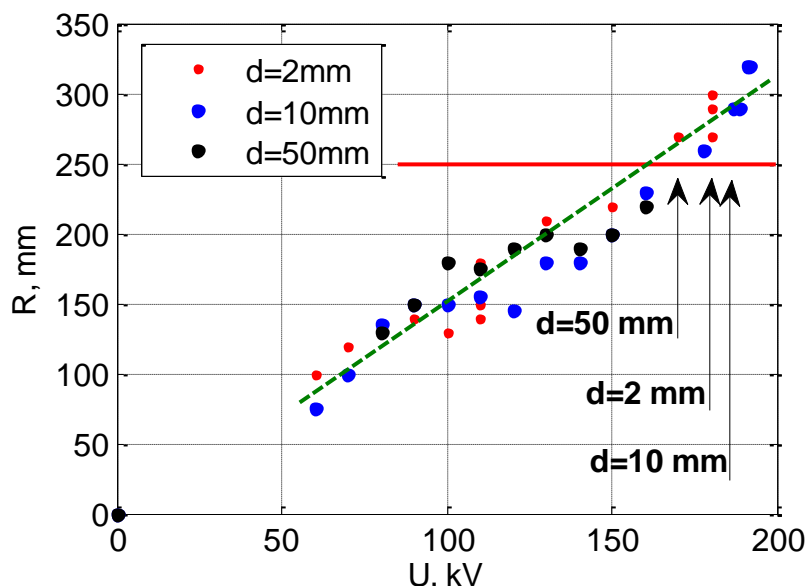
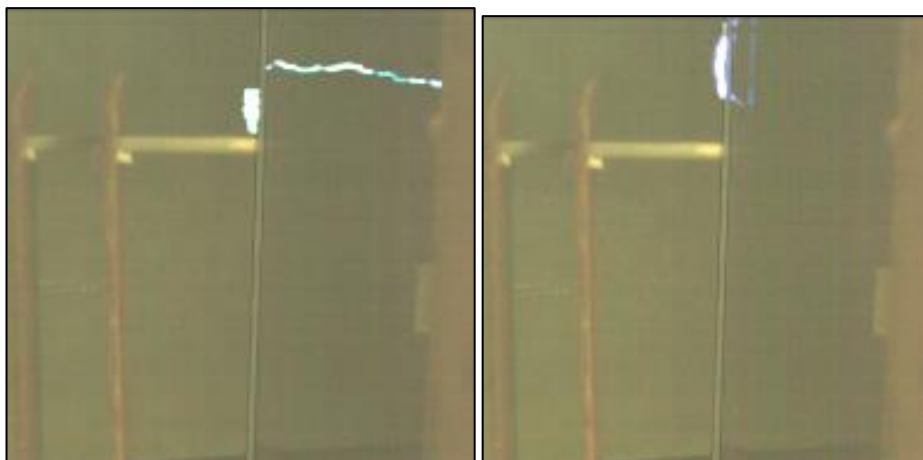


Рис. 2.450. Радиус пятна поверхностного заряда в зависимости от напряжения при разных расстояниях активный электрод-барьер  $d$ . Красной сплошной линией отмечена полуширина барьера. Зеленая пунктирная линия – линейная аппроксимация зависимости. Стрелками отмечены минимальные пробойные напряжения.

При этом тот факт, что радиус пятна практически не зависит от  $d$ , не означает, что пробойное напряжение не зависит от  $d$ . Ведь если края листа стримеры достигают примерно при одном напряжении, при малом  $d$  им надо пройти большее расстояние до заземленной плоскости. И действительно, при  $d=50$  кВ пробойное напряжение оказалось на 10 кВ ниже, чем при  $d=10$  мм (рис. 2.451).

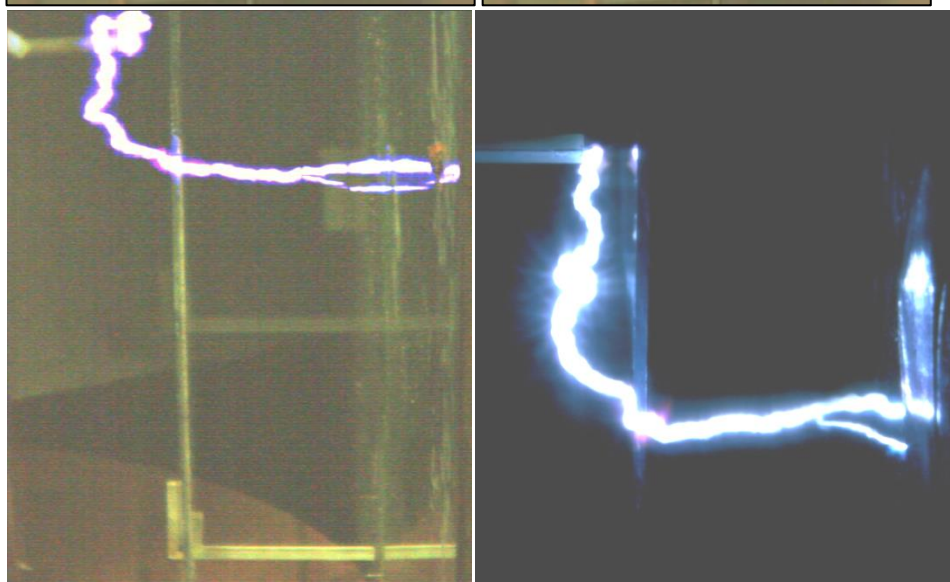
$d=2$  мм

180 кВ



$d=10$  мм

185 кВ



$d=50$  мм

170 кВ





Рис. 2.451. Пробойные напряжения при разных расстояниях активный электрод-барьер и фотографии пробоев.

На рис. 2.451 приведены фотографии лидеров при различных расстояниях до барьера. На рис. 2.452-2.454 - фотографии стелющихся стримеров и картин визуализации поверхностного заряда. Структура этих картин близко соответствует друг другу. Хорошо видны центральные стримерные ветви, радиально расходящиеся от мест соприкосновения с поверхностью барьера и мелкомасштабные боковые стримеры, втекающие в центральный канал. При малом расстоянии электрод-барьер  $d=2$  мм стримеры вынуждены плотно стелиться по поверхности барьера (рис. 2.452), как следствие, основные каналы стримеров в этом случае идут очень близко к поверхности. По ним в процессе распространения стримера напыленный головкой поверхностный заряд эффективно стекает вдоль основных стримерных каналов, поэтому на картинке поверхностного заряда остаются радиальные просветленные полосы, обедненные зарядом (рис. 2.454). Темные полосы сформированы следами от тонких плохо проводящих каналов, об этом свидетельствует и направление темных каналов – от центра светлой полосы к центру темной. При других  $d$  можно также выделить радиальные полосы, однако здесь картина проявляется наиболее четко.

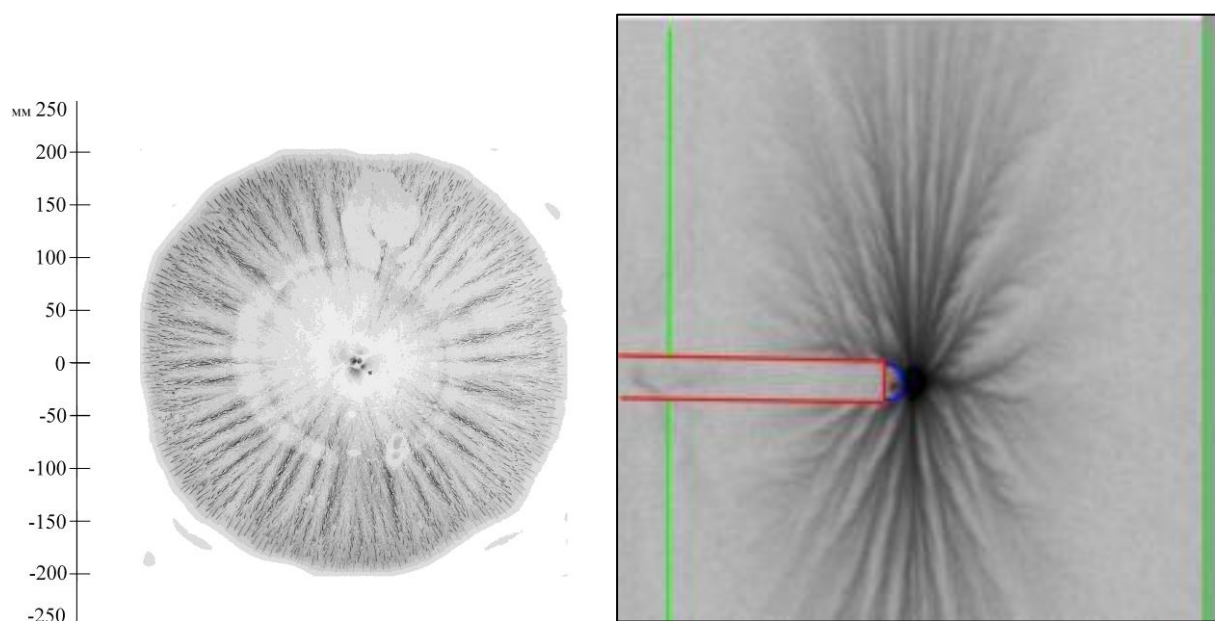


Рис. 2.452. Расстояние электрод-барьер 2 мм, напряжение 130 кВ. Слева – картина визуализированного поверхностного заряда, справа – фотография стримеров.

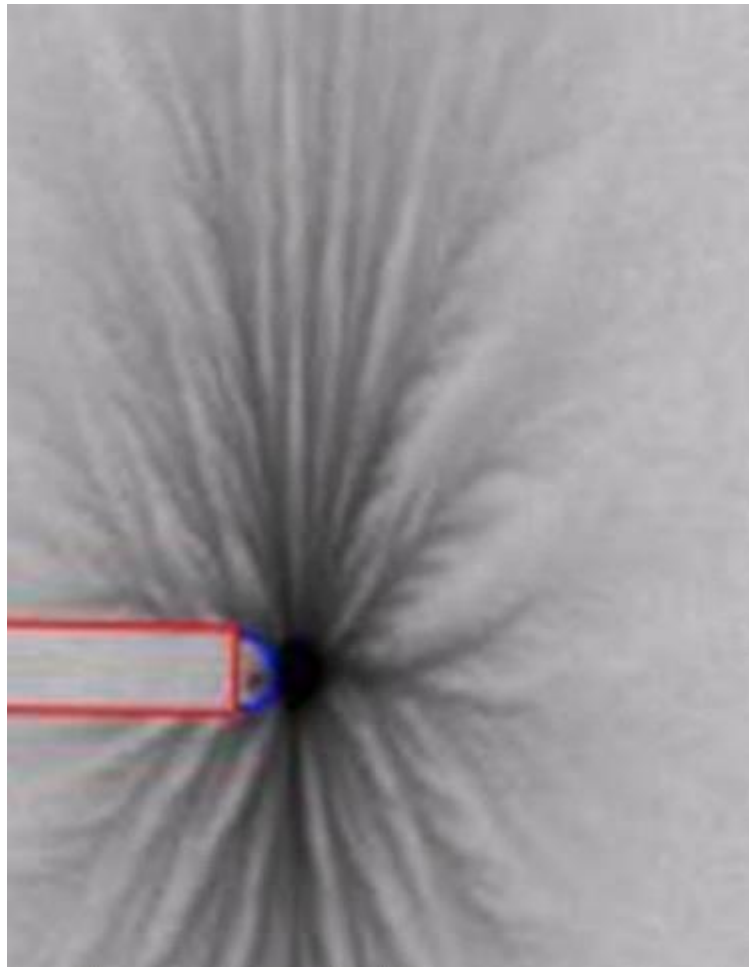


Рис. 2.453. Стримеры, стелящиеся по барьеру. Напряжение 130 кВ. Расстояние электрод-барьер:  $d=2$  мм. Схематично показано расположение активного электрода.

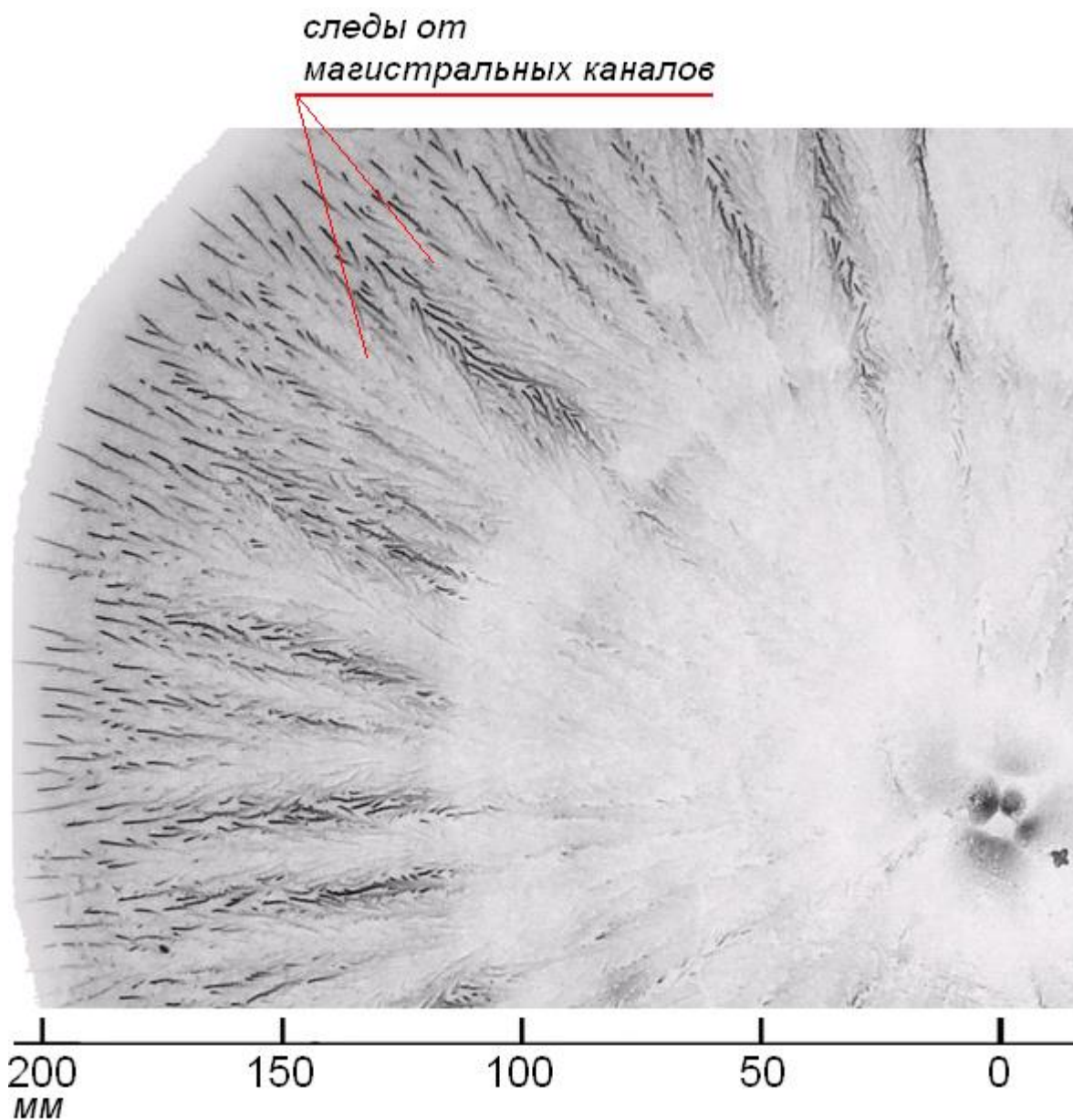


Рис. 2.454. Увеличенный сектор визуализированной картины поверхностного заряда.  
Напряжение 130 кВ, расстоянии электрод-барьер  $d=2$  мм.

При большом  $d=50$  мм, напротив, радиальные полосы не видны. На расстоянии в 50 мм стримеры успевают развиться, и мощные каналы упираются в барьер почти под прямым углом. Здесь толстые каналы обрываются, и образуются многочисленные мелкие стримеры, расходящиеся по барьеру во все стороны. На визуализированной картине заряда заметны места, где толстые стримерные каналы «упирались» в барьер.

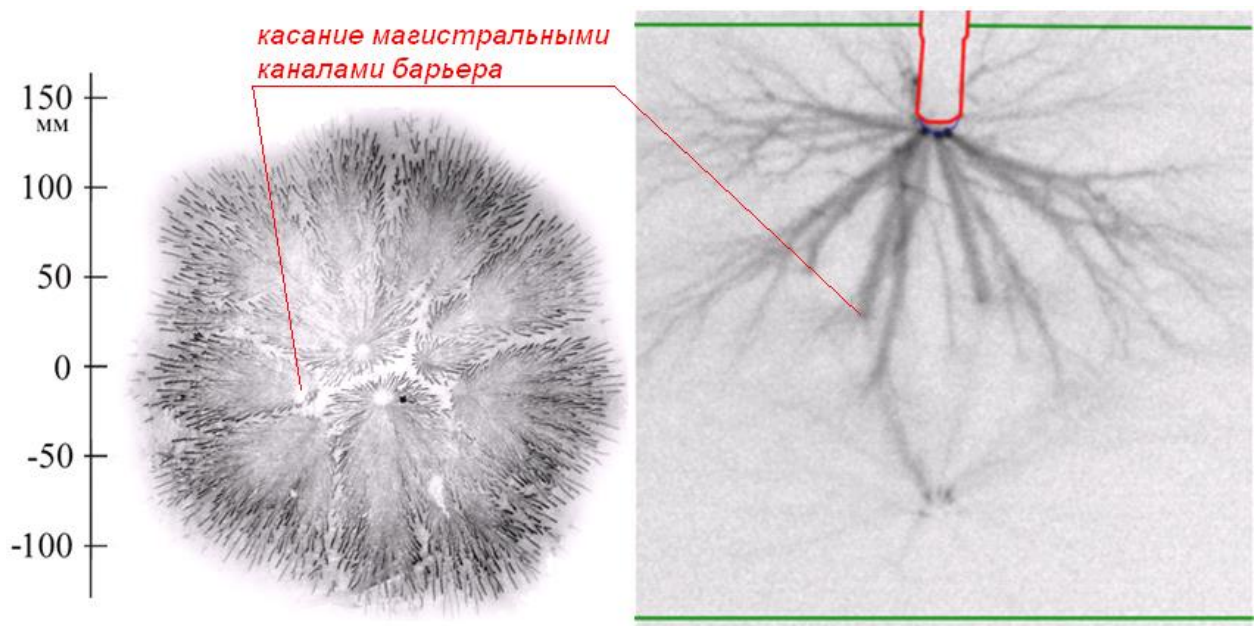


Рис. 2.455. Расстояние электрод-барьер 50 мм, напряжение 80 кВ. Слева – картина визуализированного поверхностного заряда, справа – фотография стримеров.

При малом  $d$  не удастся полностью «огрaдить» стримерную корону и заставить все стримеры стелиться по барьеру – при напряжении около 150 кВ она начинает «подниматься» по изоляции, создавая новые очаги, идущие от поверхности изоляции. (рис. 2.456). Поэтому напряжение пробоя при  $d=2$  мм оказывается в пределах погрешности тем же, что и при  $d=10$  мм (180 кВ и 185 кВ соответственно).

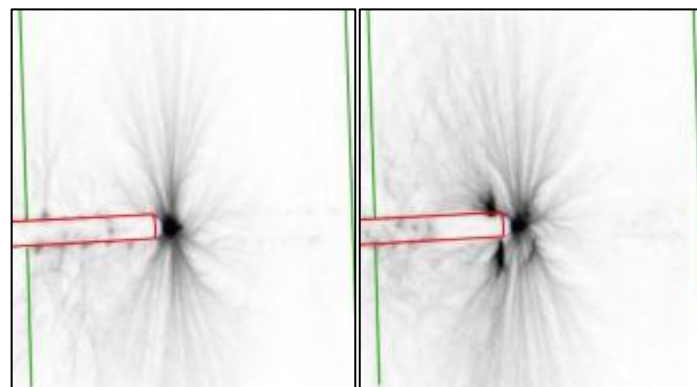


Рис. 2.456. Стримеры при напряжении 160 кВ, расстояние электрод-барьер  $d=2$  мм.

### Влияние формы активного электрода

Для исследования влияния формы активного электрода на пробойное напряжение были проведены испытания в системе цилиндр-плоскость (рис. 2.457). Барьером служил лист лексана толщиной 4 мм, габаритами 500 мм\*500 мм.

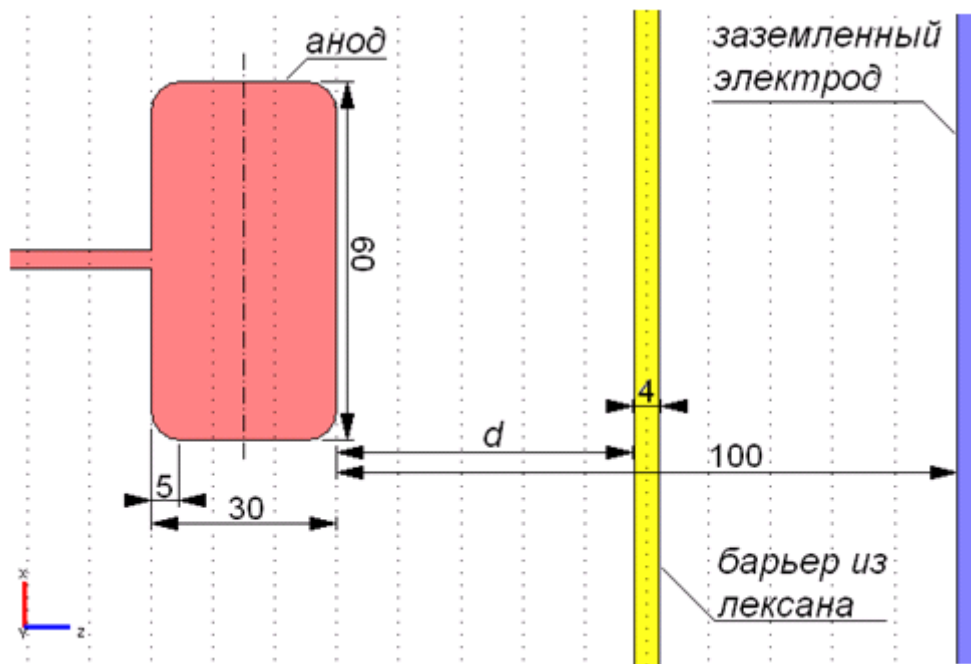


Рис. 2.457. Система электродов цилиндр-плоскость с плоским барьером.

В отсутствие барьера пробой происходит при минимальном напряжении +85 кВ, стримерную корону без пробоя зафиксировать не удастся. Дело в том, что поле в такой системе слабонеоднородное (степень неоднородности  $\delta=7$ , см. рис. 2.458), в таких полях стримеры обладают повышенной интенсивностью – возникший стример сразу способен пройти до противоэлектрода, а после прохождения хотя бы одной стримерной головки до противоэлектрода сразу происходит стримерно-лидерный переход (рис. 2.459).

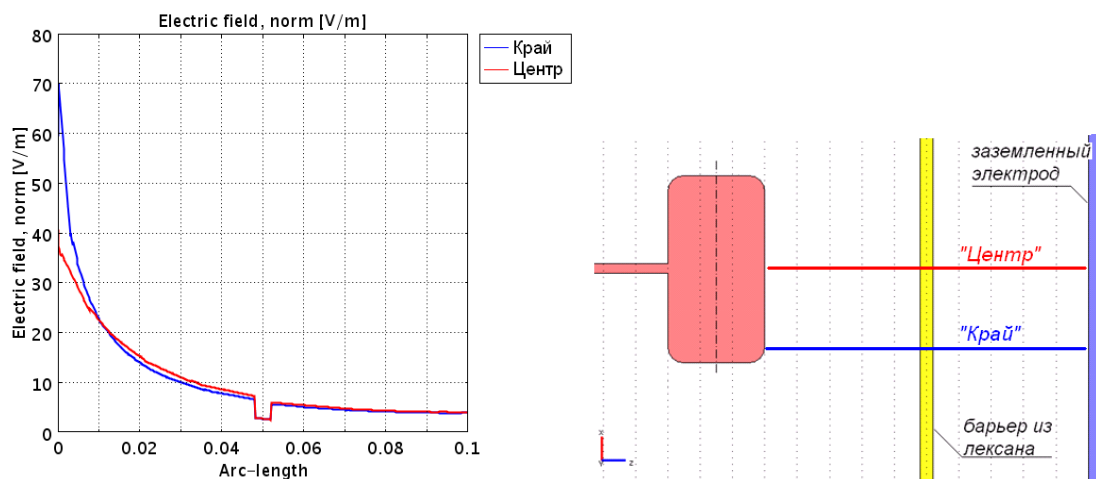


Рис. 2.458. Распределения напряженности поля по линиям, нормальным к поверхности барьера. Напряжение 1 В.

В представленной геометрии стримеры стартуют из мест повышенной напряженности поля, поэтому искра распространяется от торца цилиндрического электрода к плоскому противоэлектроду по кратчайшему пути. Введение барьера препятствует замыканию стримерами межэлектродного промежутка, и стримерные каналы поворачивают вдоль поверхности барьера. Поэтому искрового пробоя не происходит до тех пор, пока стримерные головки не обогнут барьер и не замкнут межэлектродный промежуток.

При наличии барьера картина качественно весьма схожа со случаем сферического электрода, рассмотренным выше (рис. 2.462): Стримеры возникают из области повышенной напряженности, т.е. с торцов цилиндра, и существуют в широком диапазоне напряжений. Стримерные каналы достигают барьера в двух областях, находящихся под торцами цилиндра и распространяются по поверхности барьера, образуя несимметричную фигуру. С ростом напряжения, благодаря взаимоотталкиванию стримеров и отталкиванию их от напыленного ранее поверхностного заряда, они уходят все дальше от проекции электрода на плоскость. Размеры заряженной области растут.

Когда размеры заряженной области достигают края барьера, становится возможным замыкание головок стримеров, обогнувших барьер, на противоэлектрод, и происходит пробой. Таким образом, необходимым условием возникновения пробоя является замыкание огибающей головки положительного стримера на противоэлектрод. Пробой происходит при напряжении 160 кВ, после достижения стримерами противоэлектрода и замыкания на него. Лидерный канал распространяется позже, после прохождения стримеров, и возникает от торцевых точек цилиндра. Лидерный канал распространяется, как и в случае полусферического электрода, над барьером и только при подходе к краю барьера опускается на его поверхность.

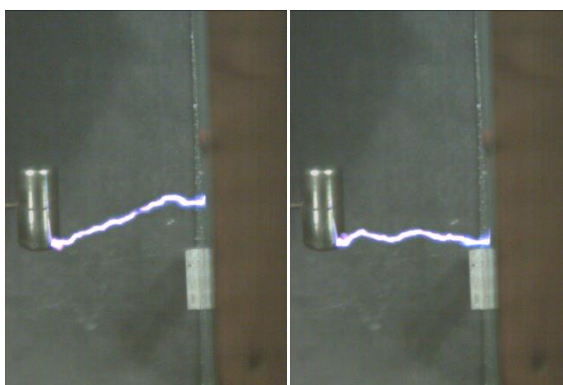


Рис. 2.459. Пробой системы электродов цилиндр-плоскость без барьера. Напряжение +85 кВ, межэлектродное расстояние 100 мм.

Напряжение	Фотография стримеров	
+120 кВ		<p><i>оптическое отражение в барьере</i></p>

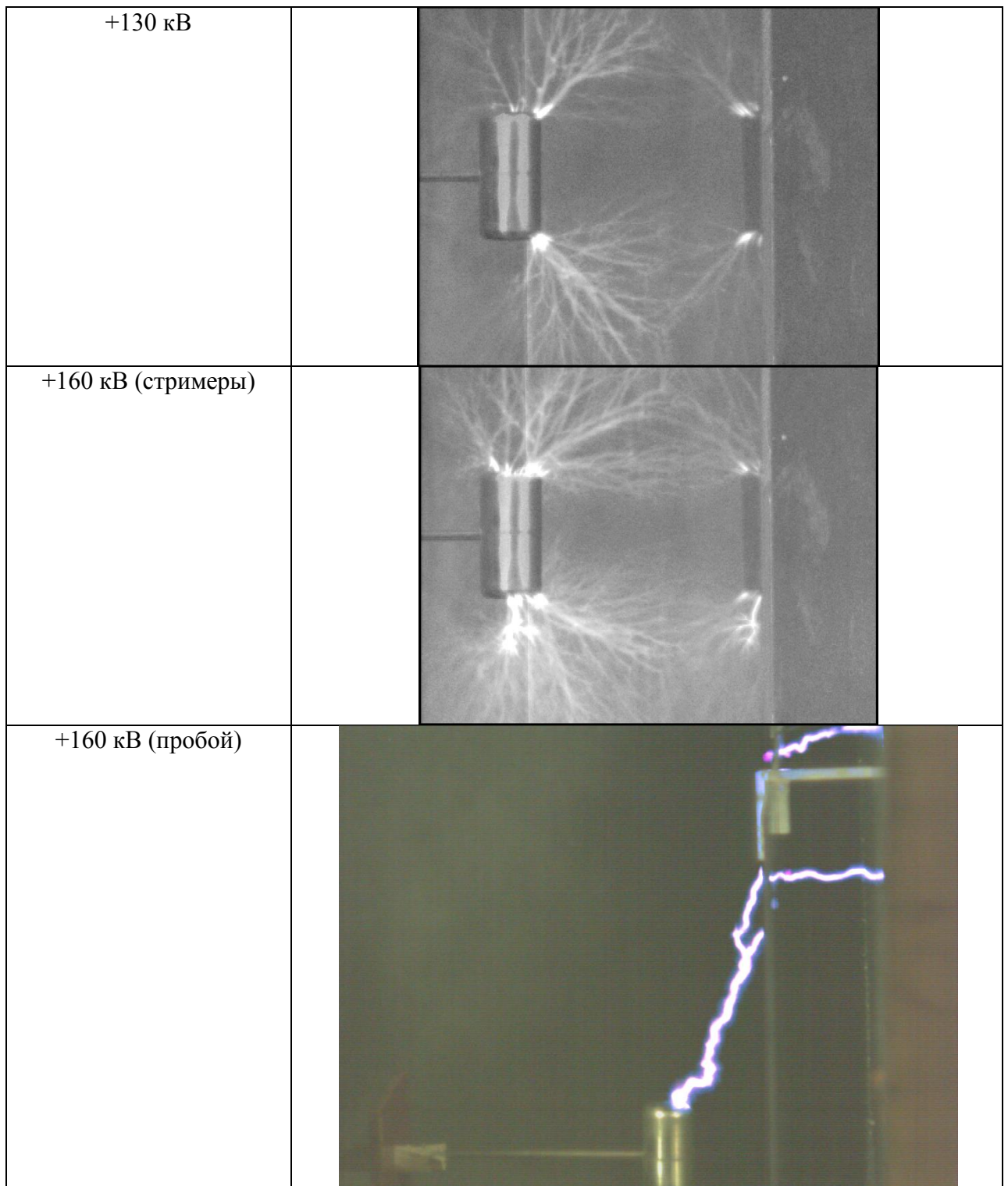


Рис. 2.460. Фотографии стримеров и пробоя в системе электродов цилиндр-плоскость с барьером. На фотографиях стримеров справа заметно отражение в барьере, на самом деле стримеры не проникают сквозь барьер. Разрывы в изображении лидерного канала – след металлической сетки, защищающей камеру; на самом деле он непрерывен.

На рис. 2.461 приведены для сравнения фотографии стримеров от полусферического (слева) и цилиндрического (справа) электродов. Стримеры от полусферического электрода имеют более толстые каналы. Видимо, это следствие того,

что напряженность поля у активного электрода в случае цилиндрического электрода меньше, а количество очагов стримеров, напротив, больше.

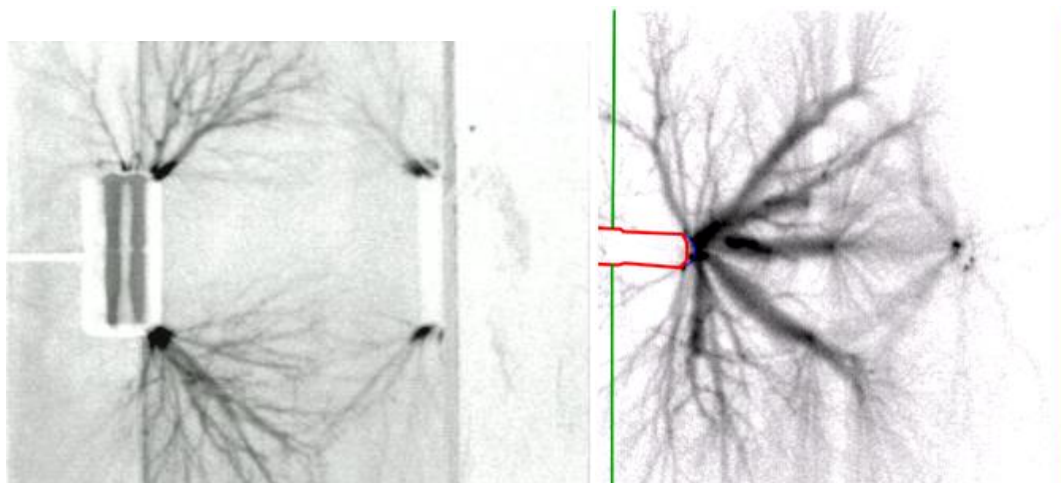


Рис. 2.461. Фотографии стримеров в системах электродов цилиндр-плоскость (слева) и шар-плоскость (справа). В обоих случаях: напряжение +130 кВ, расстояние электрод-барьер 50 мм, межэлектродное расстояние 100 мм. Барьер – лист лексана габаритами 4мм\*500мм\*500мм.

Также в сопоставлении присутствуют результаты испытаний системы электродов с тем же барьером из лексана габаритами 500мм\*500мм\*4мм и тем же межэлектродным расстоянием 100 мм. Активным электродом также был шар на изолированном проводе, однако его радиус  $R$  был не 5 мм, как в настоящем исследовании, а 1,2 мм.

Таким образом, диаметр электрода менялся от 2,4 мм до 60 мм, в последнем случае размер электрода порядка межэлектродного расстояния (100 мм).

Несмотря на различия в формах стримерной короны (рис. 2.461), пробойное напряжение практически не зависит от формы электрода. Значения минимального напряжения пробоя приведены в табл. 2.29. Как видно, изменяемая в этих пределах форма активного электрода практически не влияет в пределах погрешности в 6 % на напряжение пробоя. Более заметный, но также слабый эффект (8-12% при разных  $R$ ) оказывает изменения расстояния электрод-барьер  $d$ .

Слабое влияние формы активного электрода связано с тем, что после образования стримерной короны напряженность поля определяется в основном уже ее объемным зарядом, поскольку ее размер больше размера электрода, а проводимость стримеров существенная.

Расстояние активный электрод-барьер	$R=1.2$ мм	$R=5$ мм	Цилиндр
$d=10$ мм	+185±10 кВ	+185±10 кВ	нет данных
$d=50$ мм	+165±10 кВ	+170±10 кВ	+160±10 кВ

Табл. 2.29. Минимальное напряжение пробоя в системе электродов шар на изолированном проводе – плоскость и цилиндр-плоскость. Положительная полярность. Барьер во всех случаях - лист лексана габаритами 500мм\*500мм\*4мм. Межэлектродное расстояние 100 мм, расстояние активный электрод-барьер  $d$ , радиус шара  $R$ .

Измерение радиуса пятна поверхностного заряда в системе электродов цилиндр-плоскость при  $d=50$  мм при напряжении 140 кВ (см. рис. 2.450) показала, что эта точка также укладывается в общую зависимость, полученную при различных  $d$  в системе сфера-



плоскость. Таким образом, рекомендации по выносу барьера также не зависят от формы электрода.

### Влияние межэлектродного расстояния

На рис. 2.462 представлена униполярная стримерная корона в системе электродов цилиндр-плоскость (схема системы на рис. 2.457) при двух межэлектродных расстояниях  $h - h=50$  мм и  $h=100$  мм. Минимальное напряжение пробоя с барьером составило 100 кВ при 50 мм и 160 кВ при 100 мм.

Без барьера минимальное напряжение пробоя составило +80 кВ (рис. 2.462) при  $h=50$  мм и +85 кВ при  $h=100$  мм.



Рис. 2.462. Пробой в системе электродов цилиндр-плоскость при межэлектродном расстоянии 50 мм. Напряжение +80 кВ.

Как видно по рисунку 2.463, форма лидера отличается от формы лидера при межэлектродном расстоянии 100 мм (ср. с рисунком 2.462): в случае  $h=50$  мм лидер не огибает барьер, а стелется по нему. Тот факт, что замыкается он на плоскость далеко от активного электрода указывает на то, что зачаток лидера образовался у анода.

Следует особо отметить, что при напряжении +120 кВ (рис. 2.463) зафиксировано образование стримеров между барьером и противоэлектродом. Вполне возможно, именно это и приводит к пониженному значению пробойного напряжения и стелящейся форме лидера. Образование стримеров за барьером, несмотря на его существенную толщину (4 мм) – следствие слабой неоднородности поля. Положительные стримеры выносят на барьер почти потенциал электрода, в результате между поверхностью барьера и противоэлектродом уже при 100 кВ средняя напряженность поля может достигать 4 кВ/мм. Поскольку в присутствии положительных стримеров поле будет неоднородно, напряженность будет еще выше, и будет выполняться критерий лавинно-стримерного перехода.

В данном случае существенно влияние противоэлектрода, на котором поддерживается потенциал земли, поэтому нельзя использовать данные по проникновению стримеров в сильнонеоднородном поле, где можно рассматривать контакт одиночного стримера с барьером. Форма стримеров за барьером и направление ветвления также говорят о том, что мы имеем дело не с проникновением за барьер индивидуальных положительных стримеров, а, скорее, с возникновением встречных отрицательных стримеров от поверхности плоского противоэлектрода.

Возможно, именно разрядная активность у поверхности плоского электрода за барьером определяет здесь напряжение пробоя. В системе с  $h=100$  мм даже при

расстоянии активный электрод-барьер 10 мм лидер имел огибающую форму (см. рис. 2.451), здесь же при расстоянии активный электрод-барьер 25 мм лидер стелется по поверхности барьера. Возможно, здесь реализуется стелящийся режим распространения положительных стримеров благодаря малому расстоянию до противозэлектрода и возникновению разрядной активности за барьером – она обеспечивает дополнительную подпитку стримерам.

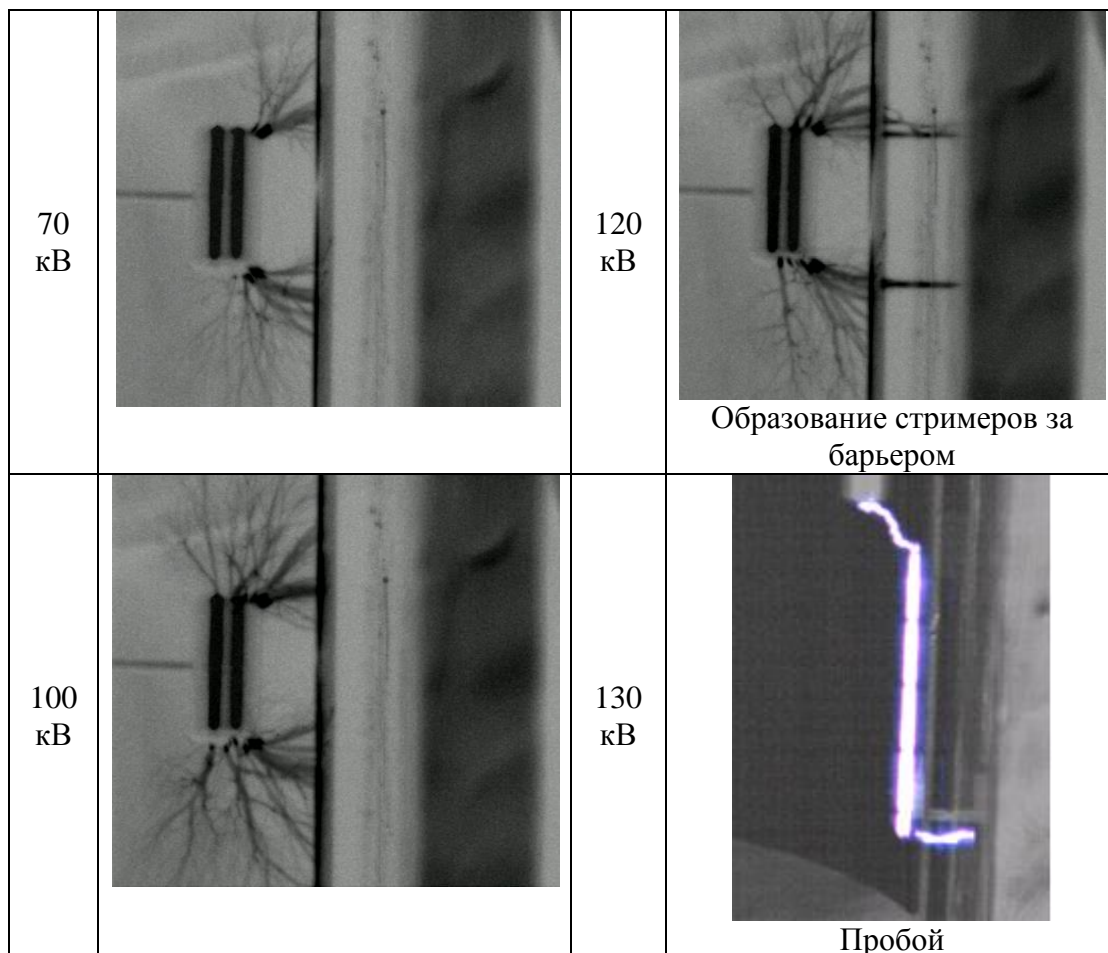


Рис. 2.463. Фотографии стримерной короны и пробоя в системе электродов цилиндр-плоскость при межэлектродном расстоянии 50 мм. Минимальное напряжение пробоя составило 100 кВ (фотографии нет). Барьер на расстоянии 25 мм от активного электрода, толщина барьера 4 мм. Полярность активного электрода – положительная.

### ***Влияние формы барьера на структуру стримеров***

#### **Барьер в форме стакана. Большое расстояние между активным электродом и барьером**

Для предотвращения стекания поверхностного заряда с плоского листа диэлектрика целесообразно в качестве диэлектрического барьера более сложные конструкции, например стаканы, окружающие электрод, с которого развиваются стримеры. Эта конструкция предотвратит стекание поверхностного заряда и при достаточно компактных размерах существенно удлинит путь стримеров, огибающих стакан.

Рассмотрим результаты серии экспериментов, проведенных со сферическим электродом, заключенным в диэлектрический стакан (рис. 2.464-2.465). Межэлектродное

расстояние равнялось  $h=100$  мм, расстояние от электрода до барьера  $d=40$  мм. Провод, подводящий высокое напряжение к аноду, был тщательно изолирован, чтобы исключить появление стримеров на оголенных концах подводящего провода, находящегося выше стакана.

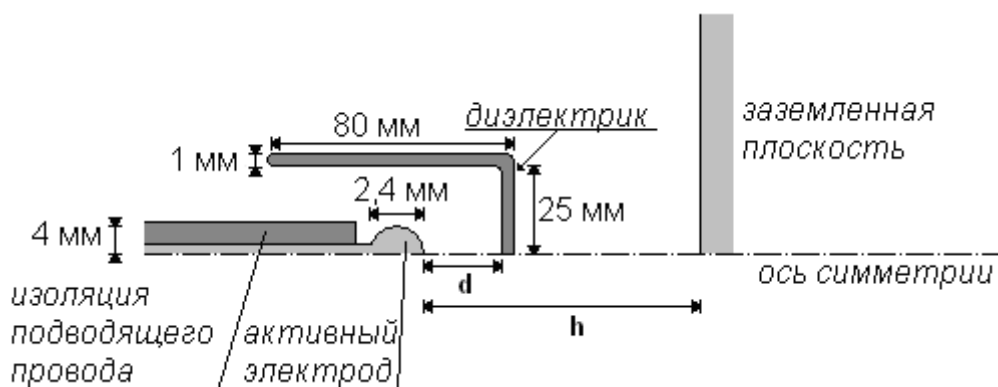


Рис. 2.464. Схема испытываемой системы электродов.

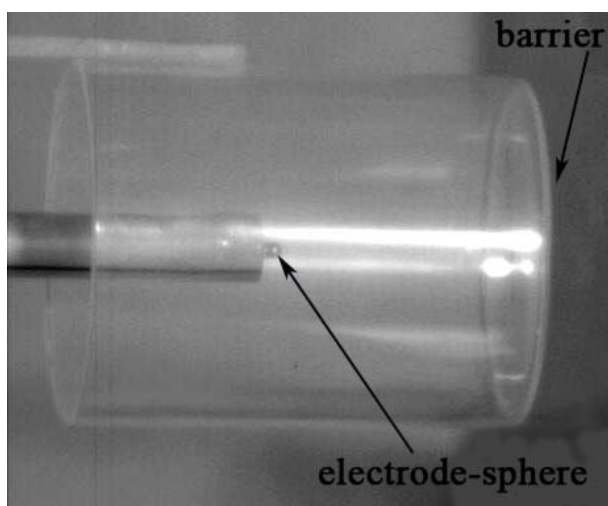
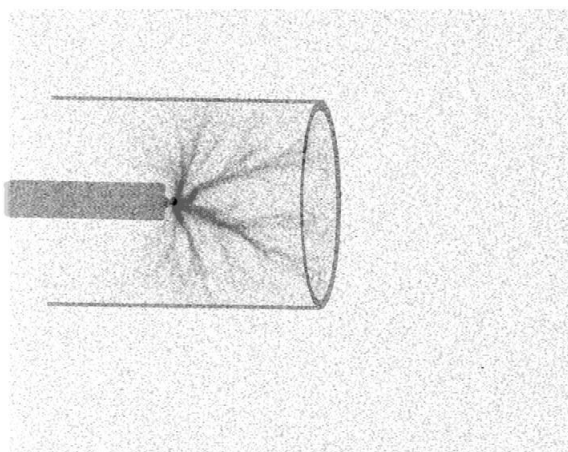
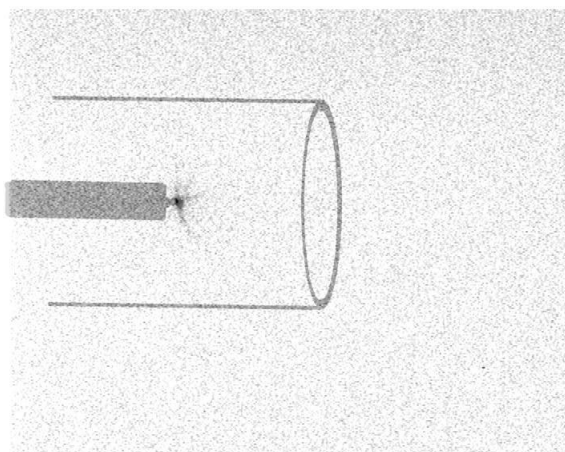


Рис. 2.465. Фотография испытываемой системы электродов.

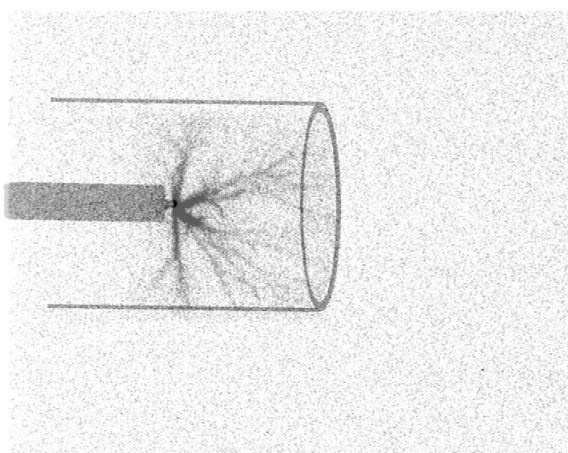
Эксперименты проводились при подаче стандартного грозового импульса на установке ГИН 500. Рассмотрим результаты экспериментов при положительной полярности шара и далеком расположении дна стакана (рис. 2.466). Картина качественно совпадает с картиной стримеров с плоским барьером, стримерные каналы распространяются до стенок барьера, а затем просто обрываются при достижении твердого диэлектрика. Измерения показали накопление поверхностного заряда на дне стакана, причем накопленный заряд оказывает существенное влияние на развитие стримеров – стримеры, возникающие от повторных импульсов, становятся короче. Это означает, что накопление заряда на дне стакана достаточно велико, чтобы понизить напряженность поля вблизи шарового электрода (см., например, рис. 2.466, амплитуда грозового импульса  $U=+60$  кВ).



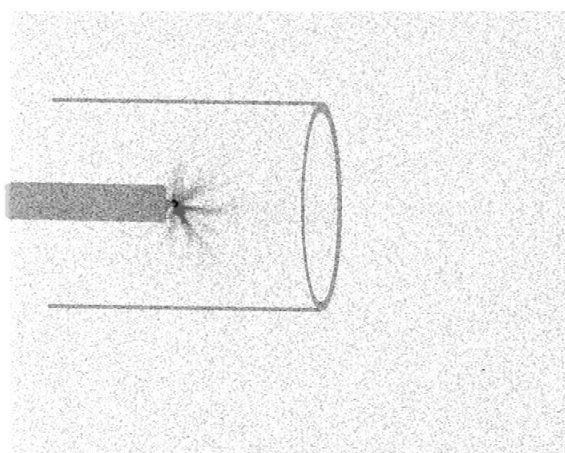
*Первичный импульс:  $U = +60$  kV.*



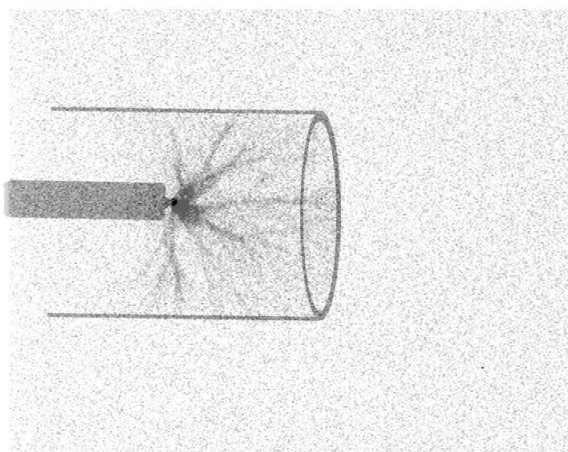
$U = +60$  kV, Вторичный импульс.  
Пов. заряд +0.6 kV.



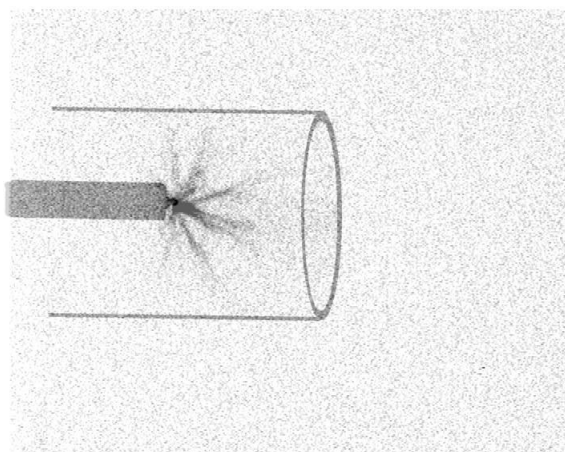
*Первичный импульс:  $U = +70$  kV.*



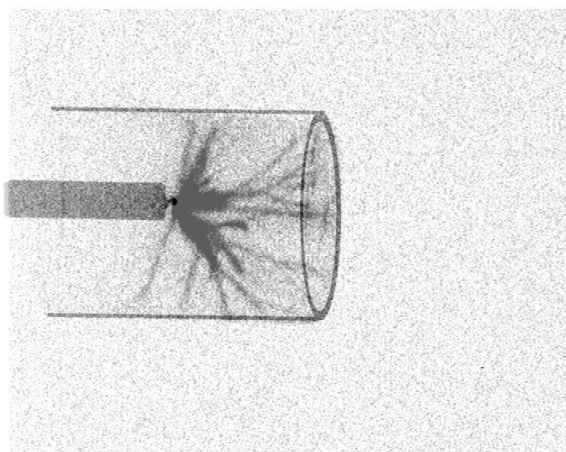
$U = +70$  kV, второй импульс.  
Пов. заряд +1 kV.



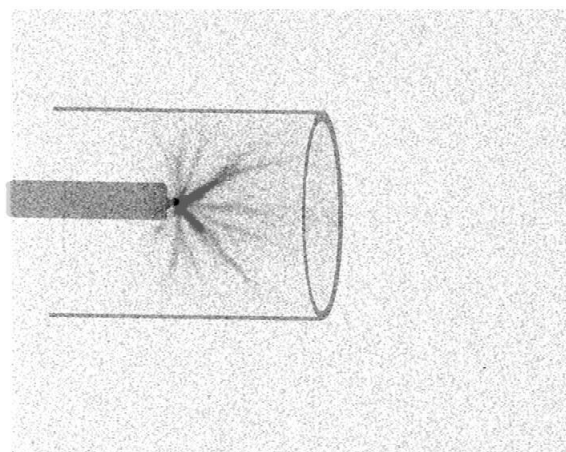
*Первичный импульс:  $U = +80$  kV.*



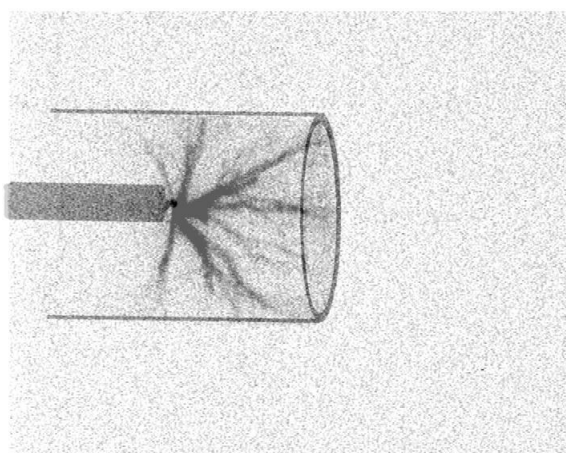
$U = +80$  kV, второй импульс.  
Пов. заряд +1.3 kV.



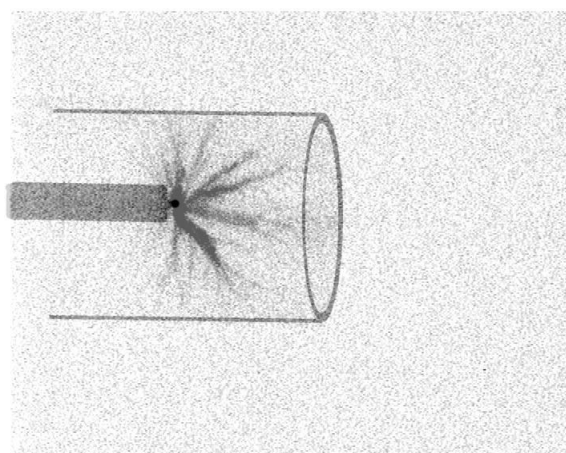
*Первичный импульс:  $U = +90$  kV.*



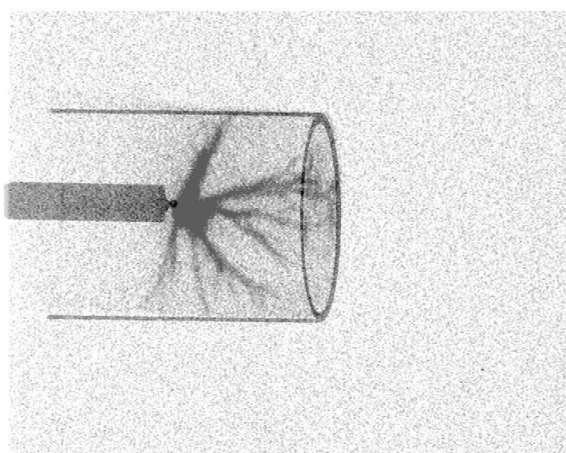
$U = +90$  kV, второй импульс.  
Пов. заряд +1.6 kV.



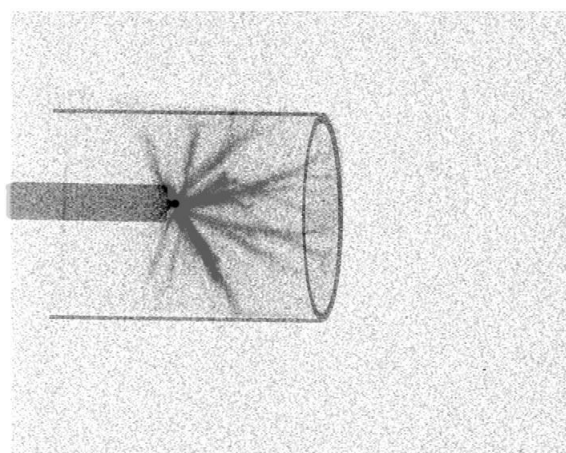
*Первичный импульс:  $U = +100$  kV.*



$U = +100$  kV, второй импульс.  
Пов. заряд +1.5 kV.



*Первичный импульс:  $U = +110$  kV.*



$U = +110$  kV, второй импульс.  
Пов. заряд +1.2 kV.

Рис. 2.466. Фотографии стримеров при положительной полярности при разной амплитуде импульса напряжения  $U$ . Слева – результаты для чистого стакана без поверхностного заряда; справа – результаты воздействия повторного импульса напряжения. Указаны

значения измеренного после двух импульсов потенциала заряженного барьера относительно земли.

На рис. 2.466 приведены фотографии стримеров, полученных в экспериментах с диэлектрическим стаканом из оргстекла: слева стримеры от первичного импульса, справа от последующего импульса. Интервал между импульсами 3 минуты. До подачи первичного импульса внутренняя поверхность стакана тщательно очищалась от поверхностного заряда, качество очистки контролировалось прибором ИПЭП.

Видно, что стримеры от повторных импульсов значительно короче (рис. 2.466). Это особенно отчетливо проявляется в диапазоне «малых» напряжений 60-90кВ. После подачи двух импульсов накопленный поверхностный заряд измерялся при помощи ИПЭП. Плотность поверхностного заряда монотонно возрастает с увеличением амплитуды подаваемого импульса в диапазоне 60-90 кВ, затем плотность поверхностного заряда несколько падает. По-видимому, этот эффект связан с просачиванием электронов, возникающих с наружной стороны стакана под действием поля подлетающих стримерных головок, сквозь барьер. Следует также отметить, что наличие барьерной изоляции в виде стакана несколько изменяет структуру стримерных каналов, что более отчетливо проявляется при воздействии повторного импульса. Ветвление стримерных каналов существенно сокращается, в связи с чем сами каналы становятся более толстыми. Телесный угол раствора стримерных каналов также возрастает и при напряжениях более 100кВ угол раствора превышает 180 град. При напряжениях выше +120 кВ стримеры начинают возникать не только на поверхности шарового электрода, но и на поверхности изоляции подводящего провода, выше диэлектрического стакана. Дополнительные стримеры огибают диэлектрический стакан, не проникая в него. В отсутствие хорошей изоляции искровой пробой может произойти не от шарового электрода, а из этой области.

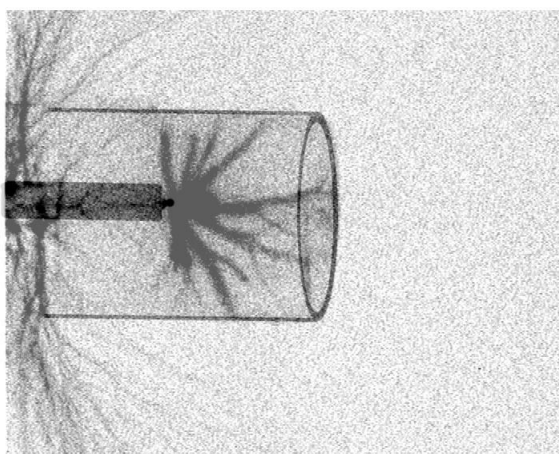


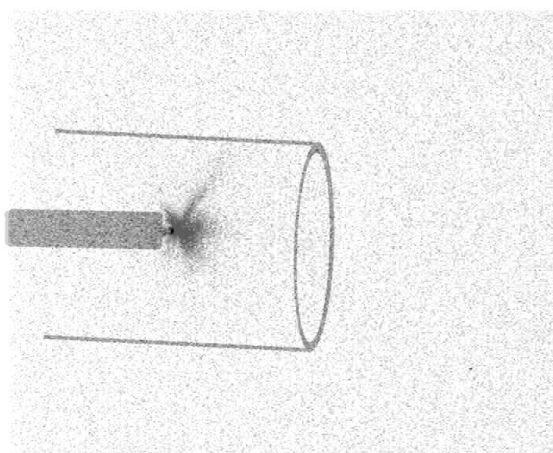
Рис. 2.467. Напряжение  $U=+120$  кВ, стримеры начинают образовываться на изоляции подводящего провода.

На рис. 2.468 приведены фотографии отрицательных стримеров, распространяющихся в диэлектрическом стакане. Фотографии сделаны при различных напряжениях- грозового импульса, слева фотографии, полученные от первичного импульса, справа от вторичного. Время между импульсами 3 минуты. Поверхность стакана до воздействия первичным импульсом тщательно очищалась от поверхностного заряда.

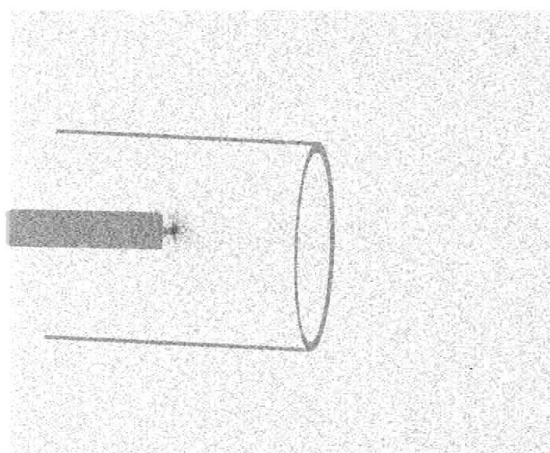
При относительно малых напряжениях 60-100 кВ у шарового электрода возникает диффузное свечение неправильной формы, без видимых нитевидных каналов. Картина при подаче повторного импульса менее интенсивна, в стакане накапливается

отрицательный поверхностный заряд. Плотность заряда возрастает с повышением напряжения.

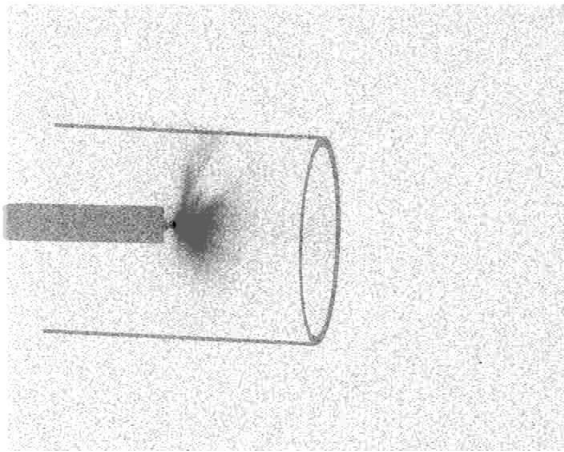
При более высоких напряжениях 120 – 140 кВ отчетливо видны линейные, радиально направленные стримерные каналы, достигающие стенок стакана. Плотность накопленного поверхностного заряда несколько снижается. При напряжении импульса в 140 кВ телесный угол разлета головок стримеров возрастает, с внешней стороны боковых стенок стакана появляются вторичные стримеры. Плотность накопленного поверхностного заряда также спадает, что свидетельствует о появлении электронного тока сквозь стенки стакана. Угол разлета стримерных головок при воздействии вторичным импульсом возрастает. При напряжении 160 кВ отрицательные стримеры, как и в случае плоского барьера, начинают интенсивно проникать сквозь стенки стакана (рис. 2.468). Выше было показано, что в случае плоского барьера пробой при отрицательной полярности произошел, когда стримеры проникли сквозь барьер и достигли противоэлектрода; в то же время лидерный канал замыкался вокруг барьера. В случае барьера в форме стакана пробой произошел при напряжении -170 кВ (рис. 2.469). Сопоставляя это значение с картинками стримеров на рис. 2.468, мы можем подтвердить вывод о том, что для искрового пробоя необходимо «проникновение» стримеров сквозь барьер и достижение вторичными стримерами поверхности противоэлектрода. Интересно, что в данном случае пробой произошел сквозь дно стакана. По-видимому это связано с толщиной стакана, а также его формой, затрудняющей огибание. Наведенная напряженность поля в плексигласе, видимо, превысила его пробивную прочность, и произошел пробой стенок стакана. Лидер проделал отверстие в материале стакана и привел его в негодность.



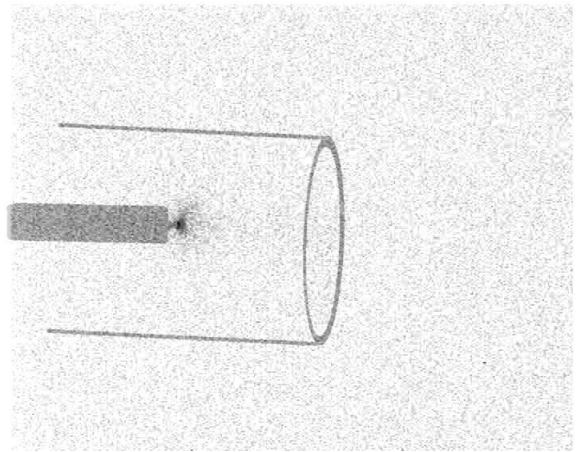
*Первичный импульс:  $U = -60$  кВ.*



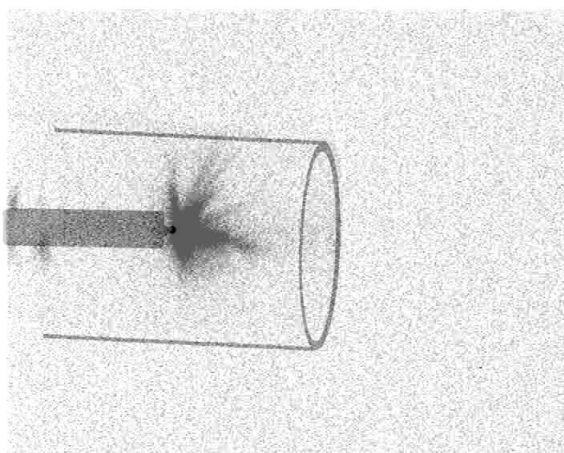
$U = -60$  кВ, второй импульс.  
Пов. заряд -1.5 кВ.



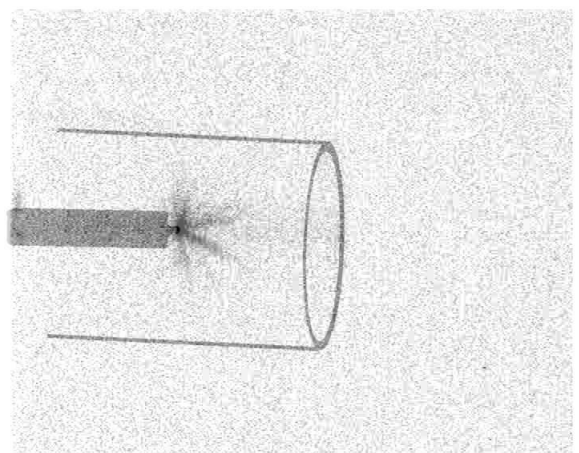
*Первичный импульс:  $U = -80$  kV.*



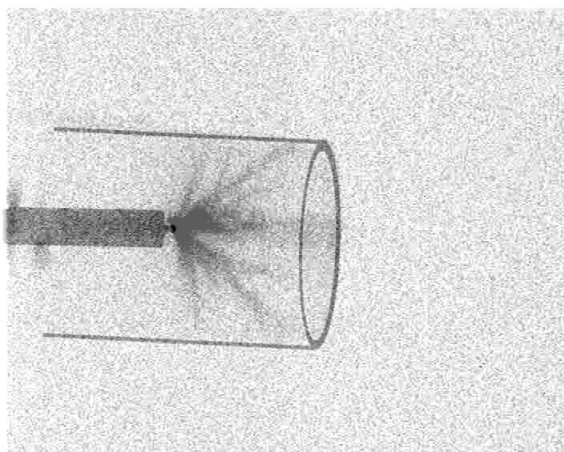
$U = -80$  kV, второй импульс.  
Пов. заряд -1.6 kV.



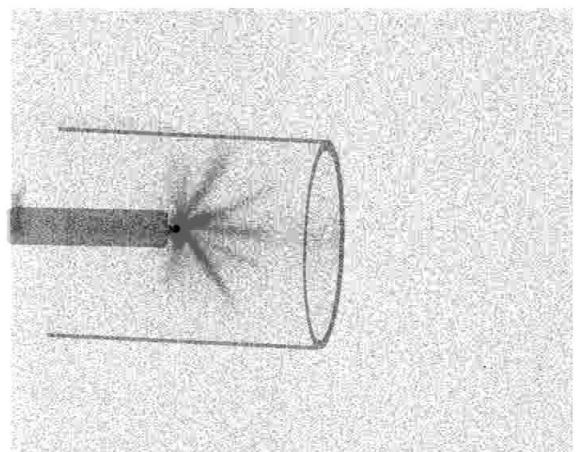
*Первичный импульс:  $U = -100$  kV.*



$U = -100$  kV, второй импульс.  
Пов. заряд -1.9 kV.

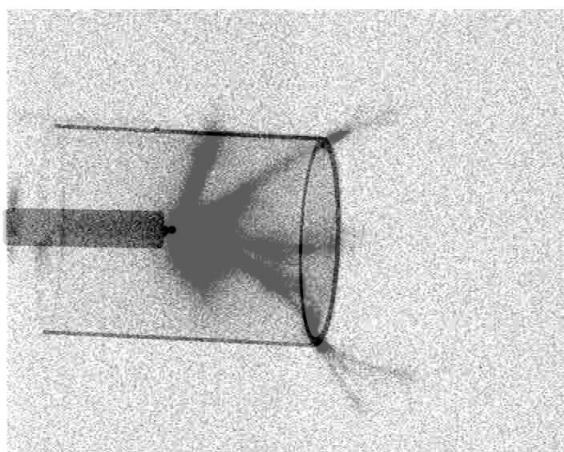


*Первичный импульс:  $U = -120$  kV.*

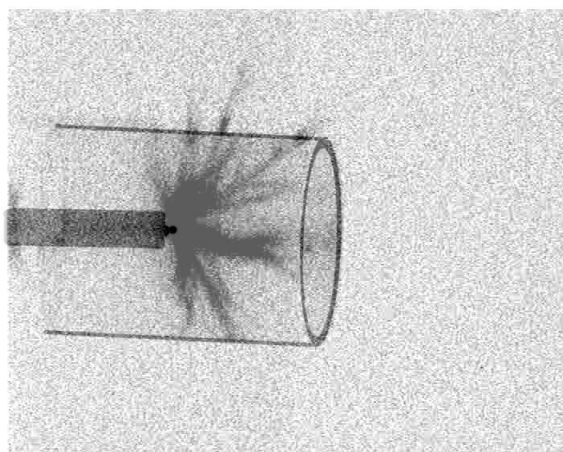


$U = -120$  kV, второй импульс.  
Пов. заряд -1.7 kV.

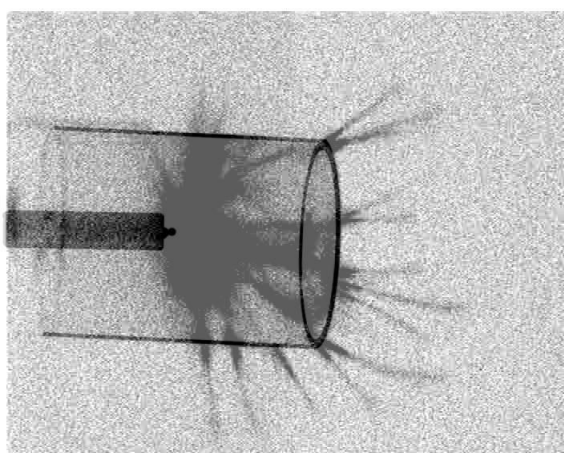




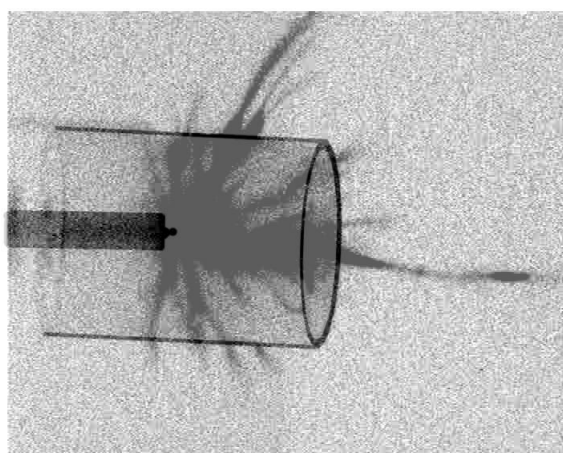
*Первичный импульс:  $U = -140$  kV.*



$U = -140$  kV, второй импульс.  
Пов. заряд  $-1.1$  kV.



*Первичный импульс:  $U = -160$  kV.*



$U = -160$  kV, второй импульс.

Рис. 2.468. Фотографии стримеров при отрицательной полярности при разной амплитуде импульса напряжения  $U$ . Слева – результаты для очищенной от заряда поверхности; справа – результаты воздействия повторного импульса напряжения. Указаны значения накопленного после двух импульсов поверхностного заряда.

Таким образом, в данном эксперименте реализовался т.н. «сквозной» механизм и выявлены условия реализации «сквозного», либо обходного механизмов пробоя. Для тонких барьеров при отрицательно полярности стримеров возможен сквозной пробой, для «толстых» барьеров наиболее вероятен обходной пробой.

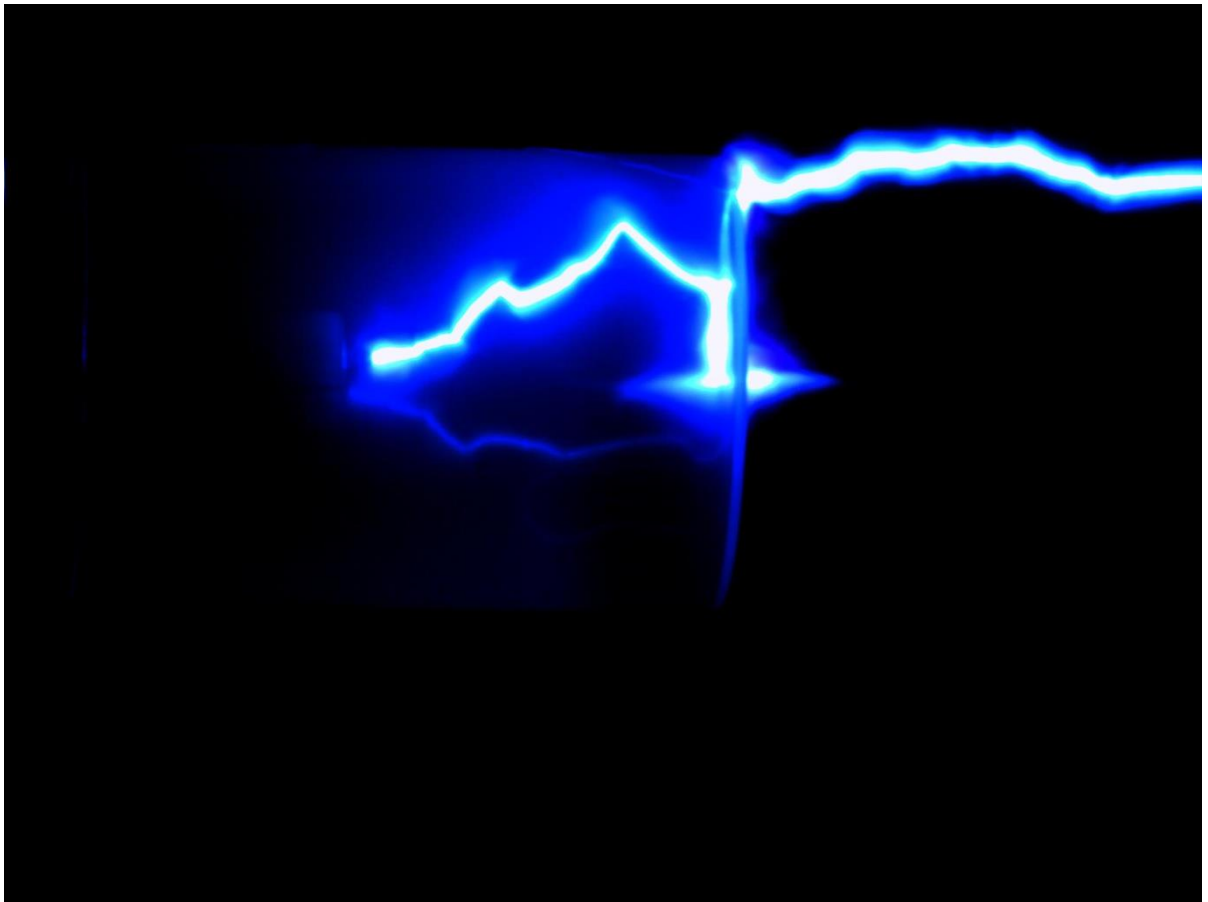


Рис. 2.469. Пробой барьера при отрицательной полярности активного электрода, напряжение  $U = -170$  kV.

### **Барьер в форме стакана. Небольшое расстояние между активным электродом и барьером**

Рассмотрим результаты экспериментов при малом расстоянии от шарового электрода до барьера. В данной серии экспериментов испытаны два барьера – стакан из оргстекла тот же стакан с залитым воском дном (рис. 2.470), что позволяет проследить зависимость стримерного процесса не только от расстояния электрод-барьер  $d$ , но и от толщины барьера  $th$ .

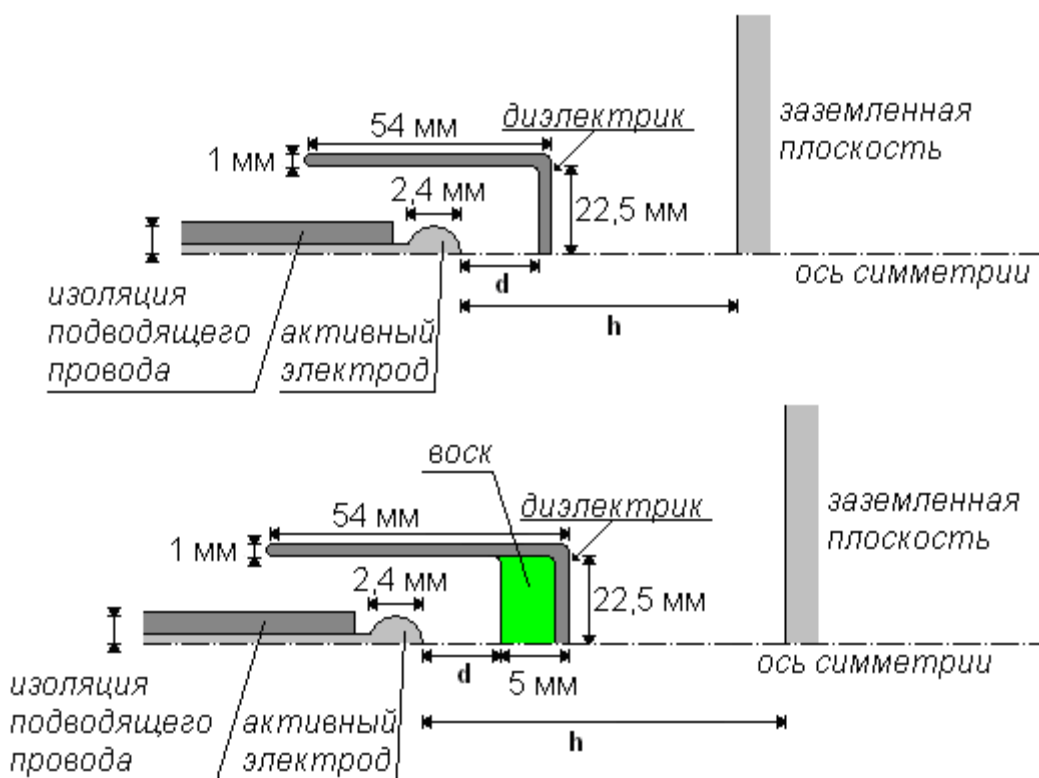


Рис. 2.470. Две системы электродов с разными барьерами: стакан из оргстекла (*сверху*) и тот же стакан с дном, залитым воском (*снизу*).

Мы не будем здесь подробно описывать изменение стримерной картины с ростом напряжения. Остановимся здесь на новых явлениях, возникающих в случае близкого к электроду барьера ( $d \leq 10$  мм) по сравнению с более простым случаем далекого барьера ( $d = 50$  мм), рассмотренным выше.

В данном эксперименте показано, что положительные стримеры, распространяясь от анода, могут, также как и отрицательные, проникать или не проникать сквозь твердый диэлектрик (рис. 2.471). Отметим, что в случаях, рассмотренных ранее (плоский барьер толщиной  $th = 4$  мм при  $d = 10$  мм, а также стакан толщиной  $th = 1$  мм при  $d = 40$  мм) не удавалось получить проникновения положительных стримеров через барьер, в то время как отрицательные стримеры проникали через барьер легко.

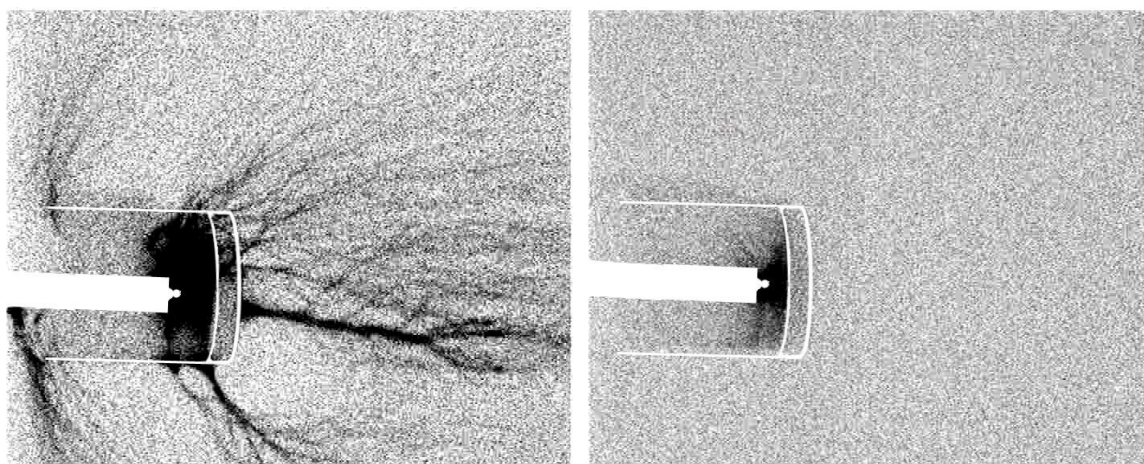


Рис. 2.471. Стримеры могут проникать сквозь диэлектрик (слева) или не проникать (справа). Толщина дна стакана  $th=5$  мм, напряжение 120 кВ,  $d=10$  мм (слева);  $d=5$  мм (справа).

Можно говорить о том, что для каждой геометрической конфигурации существует свой *порог проникновения стримера* по напряжению. То есть при увеличении напряжения в какой-то момент стримеры начнут проникать сквозь диэлектрик (конечно, если пробой не наступит раньше из-за огибания стримером препятствия).

Проведенные эксперименты позволяют установить характер влияния геометрических факторов на порог проникновения.

Увеличение толщины дна всегда приводило к увеличению порога проникновения. Так, при  $d=5$  мм  $th=1$  мм положительные стримеры легко проникали сквозь барьер уже при 100 кВ, а при том же расстоянии  $d=5$  мм, но более толстом дне  $th=5$  мм даже при 120 кВ проникновения не было (рис. 2.472). По видимому, как и при отрицательной полярности стримеров, проникновение связано с «просачиванием» электронов через твердый диэлектрик, причем просачивание начинается с некоторой пороговой напряженности в диэлектрике.

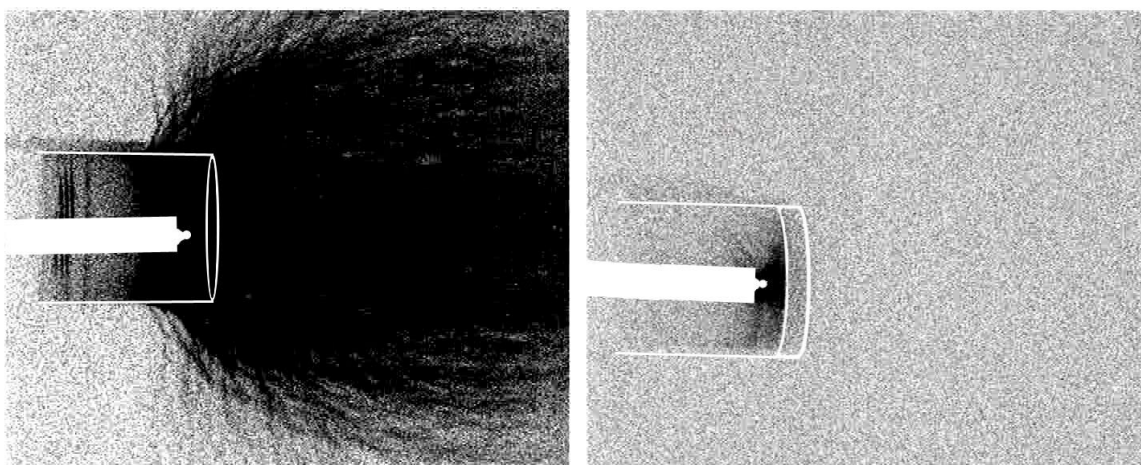


Рис. 2.472. Влияние толщины барьера на порог проникновения стримеров. В обоих случаях  $d=5$  мм. Слева – при  $th=1$  мм  $U=+100$  кВ стримеры уже проникают сквозь дно стакана. Справа – при толщине дна  $th=5$  мм даже при  $U=+120$  кВ стримеры не могут проникнуть сквозь изоляцию.

Поэтому при малой толщине стакана «просачивание» возникает, а при увеличении толщины дна «просачивания» нет. Характер влияния расстояния анод-барьер более интересен. При толщине дна  $th=1$  мм при фиксированном напряжении +100 кВ при  $d=0$  мм,  $d=2.5$  мм,  $d=5$  мм проникновение было, а при  $d=15$  мм и  $d=20$  мм проникновения не было. То есть увеличение  $d$  вроде бы приводило к росту порога проникновения. Однако при толщине барьера  $th=5$  мм получилась немонотонная зависимость: при  $d=0$  мм порог проникновения был  $105\pm 5$  кВ, при  $d=5$  мм  $>120$  кВ, а при  $d=10$  мм  $< 120$  кВ (рис. 2.473). То есть во втором случае имеется максимум.

Вкратце можно сказать, что если барьер находится вплотную к электроду, сам по себе электрод создает достаточно сильное поле в барьере и за барьером, и если просачивание электронов через барьер есть, то стример может образоваться сразу за барьером, без наличия первичного стримера перед барьером. При больших расстояниях  $d$  требуется образование первичного стримера перед барьером. При очень больших  $d$

первичный стример подходит к барьеру уже ослабленный, с малым зарядом и радиусом, и не может создать достаточное поле за барьером.

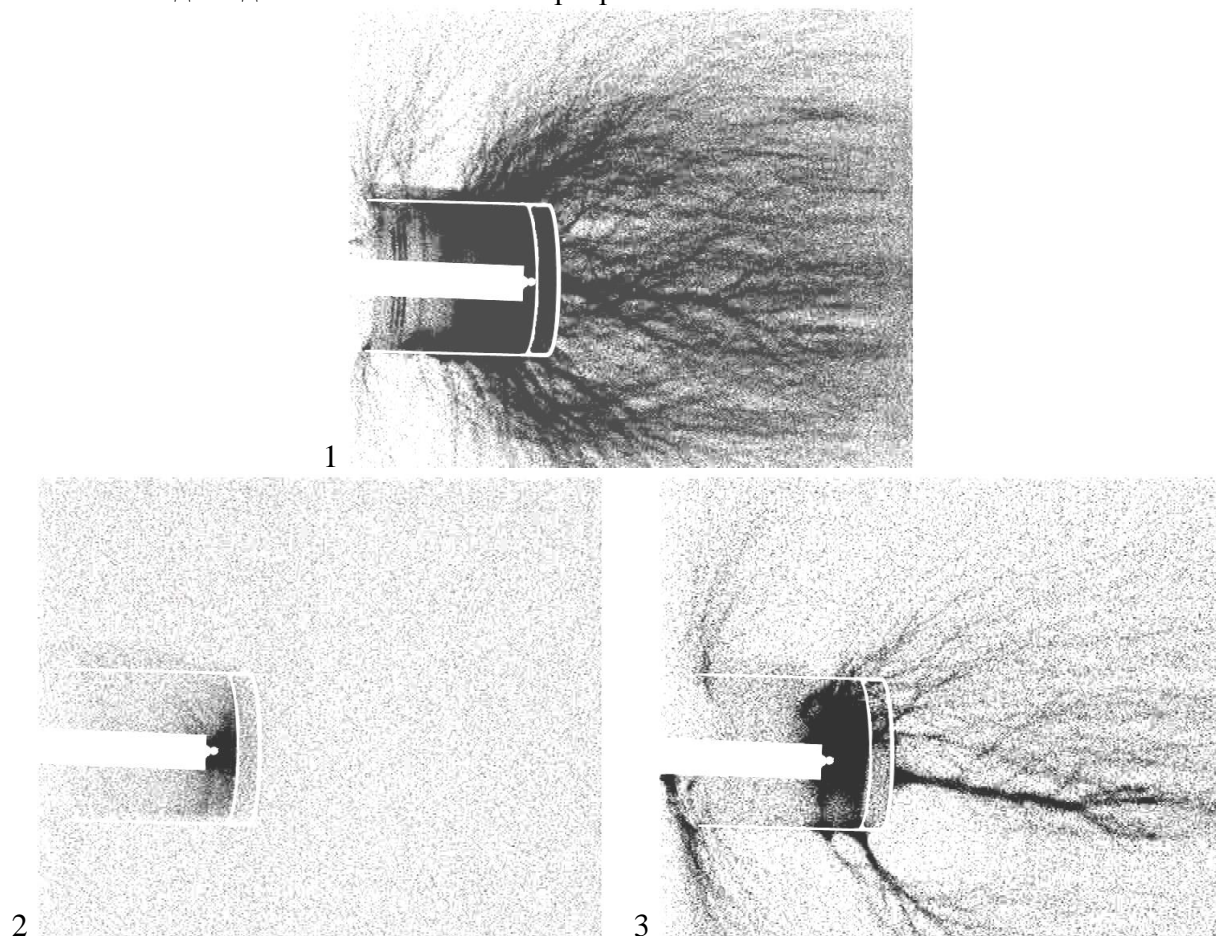


Рис. 2.473. Немонотонное влияния расстояния анод-барьер  $d$  на порог проникновения стримеров: 1.  $d=0$  мм,  $U=+100$  кВ, проникновение есть; 2.  $d=5$  мм,  $U=+120$  кВ, проникновения нет; 3.  $d=10$  мм,  $U=+120$  кВ, проникновения нет. Толщина дна барьера  $th=5$  мм.

Постепенно увеличивая напряжение, можно добиться сначала проникновения стримеров сквозь барьер (рис. 2.474), а затем и пробоя (рис. 2.475). Лидерный канал при достаточно толстом дне, обходит поверхность стакана. Отметим, что при напряжении чуть ниже пробойного (рис. 2.474 *справа*) нет стримеров с огибающей траекторией, подобной траектории лидерного канала. На фотографиях есть два семейства стримеров: толстые стримеры, стартующие с поверхности шарового электрода, доходят до дна барьера и до его боковых стенок и «тонкие» стримеры, стартующие с поверхности диэлектрического стакана и доходящие до противоиэлектрода. «Тонких» стримеров значительно больше и они сильно ветвятся. При относительно высоких напряжениях возникают также стримеры, стартующие с изоляции подводящего провода, и огибающие стакан. Лидерный канал по-видимому формируется во внутреннем семействе «толстых» стримеров, распространяется до дна стакана, отражается от него, огибает диэлектрический стакан и замыкает межэлектродный промежуток воль внешней поверхности стакана.

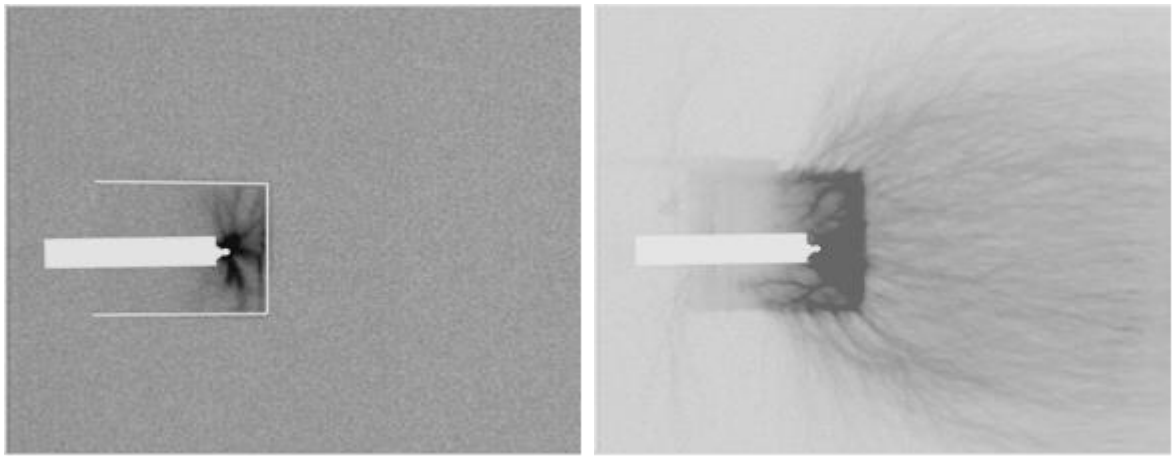


Рис. 2.474. Стримеры при напряжении +100 кВ (слева) и +110 кВ (справа).

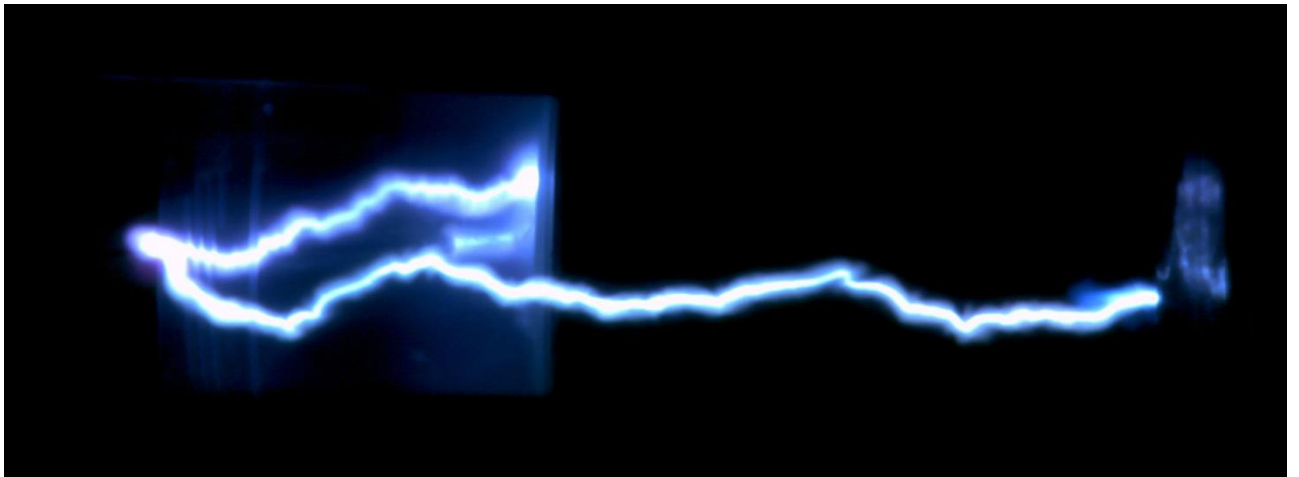


Рис. 2.475. Пробой при напряжении +115 кВ.

Если сопоставить данные о стримерной активности и пробое при положительной полярности при разных толщинах дна барьера  $th$  и разном расстоянии анод-барьер  $d$ , получается график на рис. 2.476. Можно заметить, что пробой происходит при напряжении на 5-10 кВ выше напряжения проникновения стримеров. Существует оптимальное расстояние  $d$ , при котором напряжение пробоя, как и напряжение проникновения стримеров сквозь барьер, максимально. Видимо, при небольших  $d$  поле электрода достаточно велико за барьером, и стример может образоваться сразу там. Видимо, при увеличении  $d$  должен достигаться и некоторый минимум, после которого напряжение проникновения начнет расти, поскольку удаляясь от электрода в область слабого поля, стримеры уменьшают заряд головки, и проникновение затрудняется.

Утолщение барьера при данном  $d$  увеличивает пробойное напряжение и напряжение проникновения стримеров. При этом оптимальное  $d$ , судя по результатам экспериментов, при утолщении сдвигается в меньшую сторону. Это объясняется, видимо, следующим образом: есть некоторое наибольшее расстояние от электрода  $b$ , на котором еще может произойти лавинно-стримерный переход, дальше поле уже будет слишком слабое. Левая ветвь графиков на рис. 2.476 соответствует случаю, когда стример может образоваться сразу за барьером, т.е.  $d+th < b$  (это грубая оценка, не учитывающая возмущения поля диэлектриком). Оптимальное расстояние  $d_{opt}$  соответствует предельному такому  $d$ , т.е.  $d_{opt} = b - th$ . При увеличении  $th$  имеем уменьшение  $d_{opt}$ , а при каком-то большом  $th$  исчезновение максимума. Если воспользоваться той же грубой оценкой  $d = b - th$ , максимум исчезнет при  $th = 10-15$  мм.

Следует отметить, что повышение толщины дна с 1 мм до 5 мм сдвинуло напряжения пробоя и проникновения несильно, примерно на 20%. Однако в случае с толстым дном, стримеры, скорее всего, начинают проникать сквозь барьер с углов (хотя фотографии и не позволяют точно установить или опровергнуть этот факт), где толщина стенок все еще 1 мм.

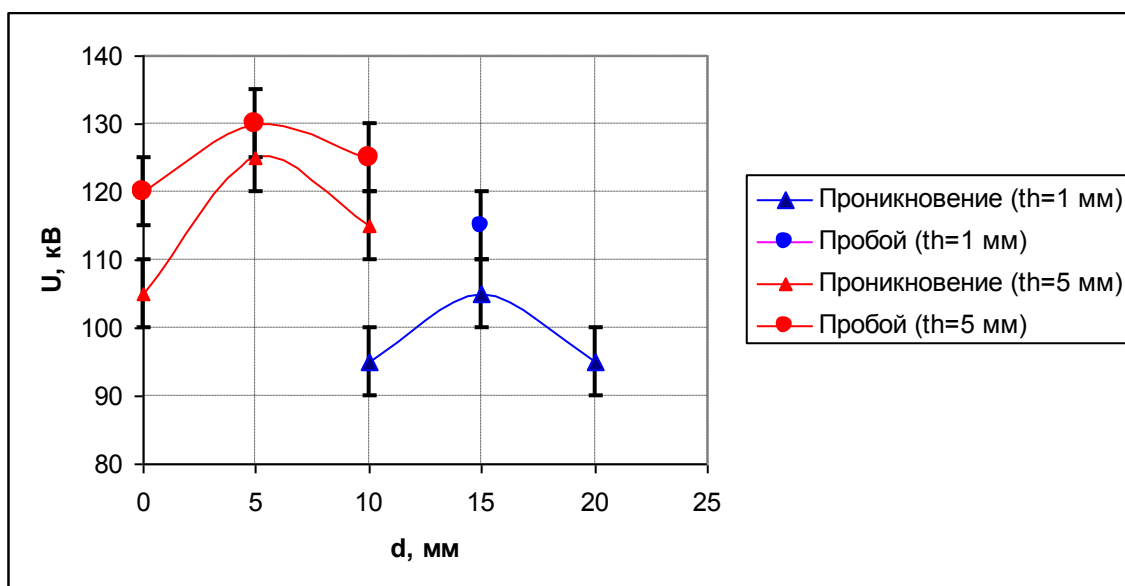


Рис. 2.476. Напряжение проникновения стримеров сквозь барьер и напряжение пробоя при разной толщине дна барьера  $th$  и разным расстоянии анод-барьер  $d$ . Положительная полярность активного электрода.

### Барьер в форме колбы

В качестве барьера более сложной формы, которая затрудняла бы обход стримером барьера еще сильнее, чем стакан, была выбрана колба.

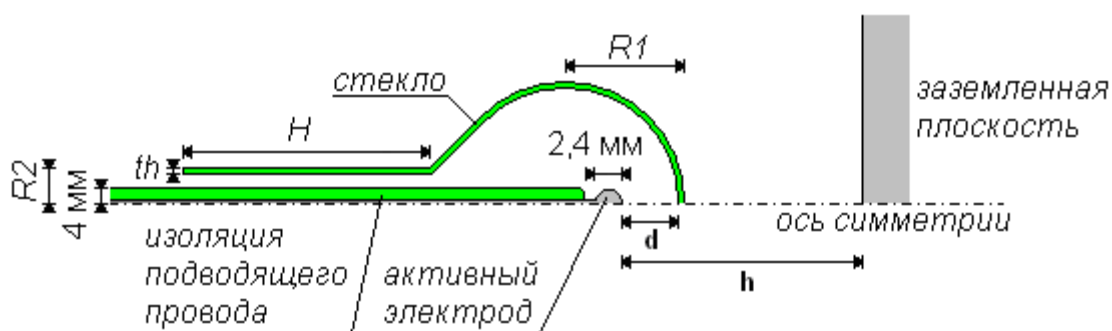


Рис. 2.477. Система электродов с барьером-колбой.

Схематично система электродов с барьером-колбой представлена на рис. 2.477. Испытания проводились с двумя барьерами. Далее они будут называться кратко по толщине колба-1мм и колба-2мм, другие их геометрические размеры приведены в табл. 2.30.

	Колба-1мм	Колба-2мм
$th$	1 мм	2 мм

$R1$	32,5 мм	24,5 мм
$R2$	9,5 мм	10,5 мм
$H$	60 мм	122 мм

Табл. 2.30. Геометрические размеры барьеров-колб.

Обе колбы сделаны из стекла, его удельное сопротивление по результатам измерения составило  $\rho=2,7 \cdot 10^{10}$  Ом·м. Время максвелловской релаксации такого материала  $\tau=\rho\epsilon_0=0,2$ с. Стекло также как и плексиглас не может пропустить стример, т.к. внутри стекла ионизация невозможна, однако повышенная проводимость стекла облегчает «просачивание» электронов.

Рассматривается положительная полярность импульсов, расстояние анод-барьер 15 мм. Для колбы-1мм напряжение проникновения стримеров сквозь барьер, как и в случае стакана  $th=1$  мм при  $d=15$  мм составляет  $+105 \pm 5$  кВ. Для колбы толщиной в 2мм «проникновение» стримеров наружу начинается уже при +90 кВ.

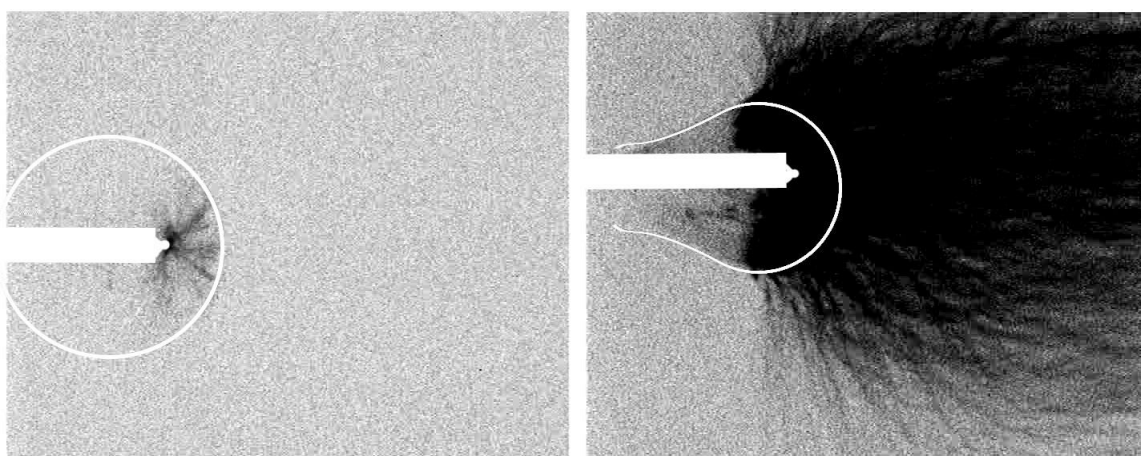
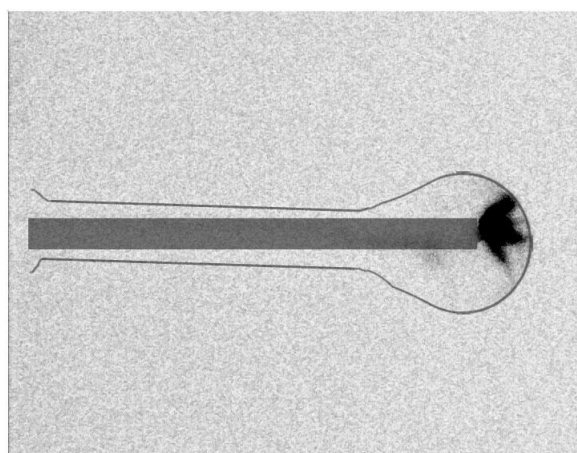
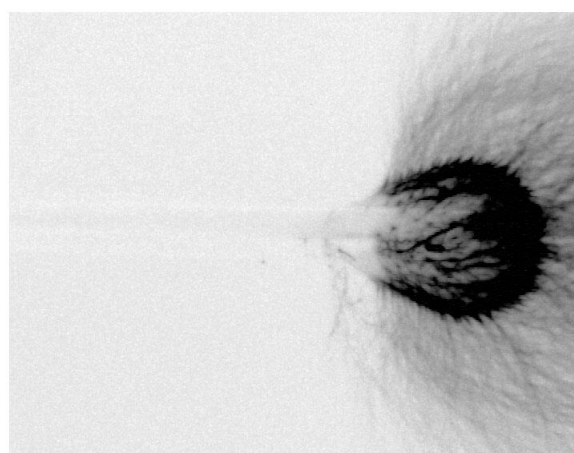


Рис. 2.478. При напряжении +100 кВ и  $d=15$  мм через колбу-1мм стримеры не проходят (слева), а через колбу-2мм проходят (справа).

Стакан толщиной 1 мм при  $d=15$  мм пробивался при напряжении +115 кВ, с колбой-2мм этого не происходит. Несмотря на проникновение стримеров сквозь стекло, напряжение можно поднимать гораздо выше, до +170 кВ, при котором происходит пробой (рис. 2.479).

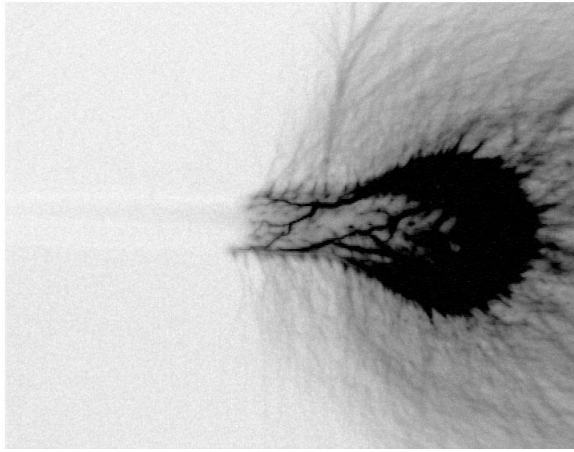


$U=+110$  кВ

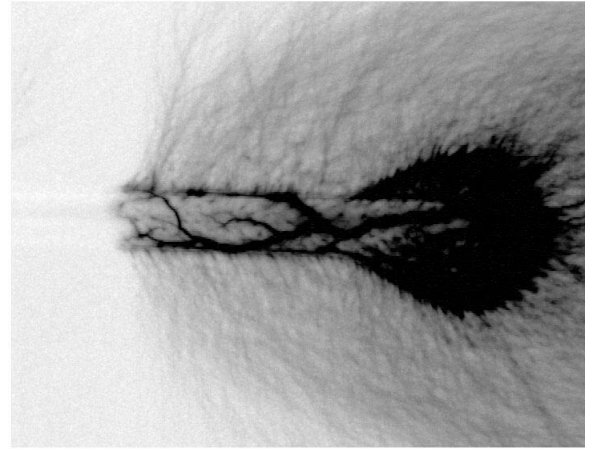


$U=+130$  кВ





$U=+150$  кВ



$U=+170$  кВ

Рис. 2.479. Стримеры в колбе-2 мм при разных напряжениях.

Как видно из фотографий на рис. 54 с повышением напряжения от 90 до 170 кВ внутренняя область локализации стримеров растет и постепенно поднимается по горлышку колбы. Внутренние стримеры образуют внутри колбы область повышенной светимости. С повышением напряжения эта область поднимается по горлышку. При пробое лидерный канал, как и во всех ранее рассмотренных случаях при положительной полярности, огибает барьер и замыкает электроды, не проникая сквозь стекло (рис. 2.480).

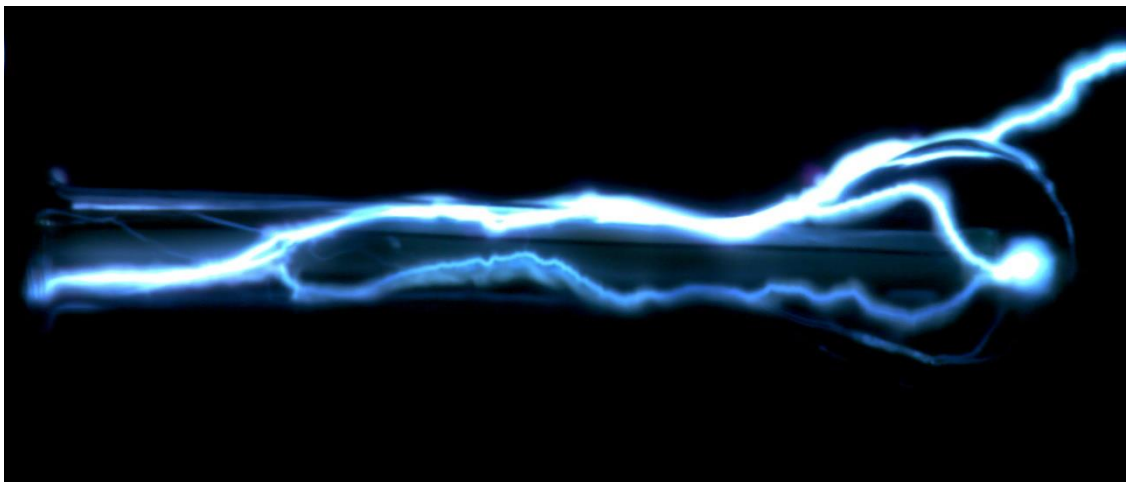


Рис. 2.480. Пробой колбы-2мм при напряжении +170 кВ.

### ***Механизм проникновения стримера сквозь барьерную изоляцию***

#### **Условие прохода стримера сквозь изоляцию**

Если поперек силовых линий поля в межэлектродном промежутке установлен твердый диэлектрический барьер, то, как показывает опыт, возможны два пути развития стримера. Он может обогнуть диэлектрик или пройти «сквозь» барьер, при этом на эксперименте видны два участка стримерного канала с обеих сторон твердой изоляции, но соединяющего канала вокруг изоляции нет. Следов пробоя изоляции, повреждения твердого диэлектрика, при этом не наблюдается (рис. 2.481).

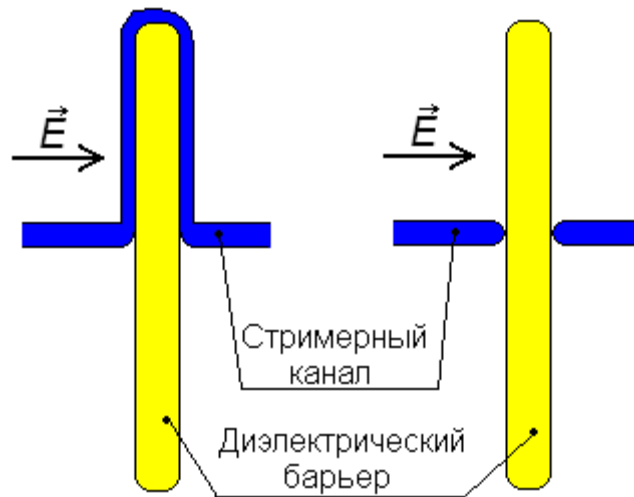


Рис. 2.481. Два варианта развития событий в случае, когда на пути стримера встает твердый диэлектрический барьер. Слева – стримерный канал огибает барьер. Справа – стримерный канал вновь возникает за барьером, словно проникая сквозь него.

С точки зрения защиты от стримерной короны второй вариант нежелателен, поскольку получается, что барьер не увеличивает длину пути, которую нужно пройти стримеру.

Разряд в твердом диэлектрике невозможен без значительного повышения температуры либо образования газовых полостей. Поэтому разумно предположить, что в случае прохождения стримера сквозь барьер происходит рождение нового стримерного канала. Возникает вопрос – почему иногда стример «предпочитает» идти в обход барьера, а иногда пронизывает его?

Можно назвать по крайней мере два механизма влияния толщины барьера на стример.

Во-первых, два стримерных канала связаны емкостным образом, и эта емкость способна вытягивать на себя заряд нового стримера, облегчая его распространение. Очевидно, чем тоньше барьер, тем меньше расстояние между концами каналов, тем больше взаимная емкость, и тем больше заряда при данной разности потенциалов способна вытянуть межканальная емкость.

Во-вторых, стример, подходящий к барьеру, создает вокруг себя сильное неоднородное поле, которое проникает и за барьер. И если толщина барьера невелика, за барьером может выполняться условие зарождения нового стримера:

$$\exp\left[\int (\alpha(E) - a(E)) dx\right] > 10^8$$

### **Влияние диэлектрической проницаемости на критическую толщину барьера**

Выше было описано и объяснено явление проникновения положительных стримеров сквозь барьер: когда головка стримера подходит к барьеру, она создает за барьером область высокой напряженности поля, в которой может оказаться выполненным критерий лавинно-стримерного перехода. В этом случае при наличии затравочных электронов сразу за барьером может образоваться второй («вторичный») стример. При изучении фотографий кажется, что стример «прошел» сквозь барьер.

Ранее было показано экспериментально, что зависимость напряжения проникновения стримеров сквозь барьер пороговым образом зависит от толщины (рис.

2.472). Существует критическая толщина барьера, которая была определена как  $th_{cr}=3..4$  мм, сквозь которую стримеры не проникают при напряжениях до 200 кВ и выше, тогда как при толщине 1..3 мм напряжение проникновения меняется в диапазоне 80-110 кВ. Наличие критической толщины было объяснено существованием предельного радиуса положительного стримера – около 3 мм. Встает вопрос о зависимости критической толщины барьера от диэлектрической проницаемости материала, ведь диэлектрическая проницаемость влияет на распределение напряженности. В целом рост  $\epsilon$  должен приводить к росту критической толщины, поскольку поле будет все более активно выталкиваться в воздух из барьера.

Для выявления характера зависимости было проведено упрощенное моделирование контакта одиночного стримера с барьером. Рассчитывается только распределение электрического потенциала по уравнению Лапласа. Моделирование проходит в два шага.

На первом шаге моделируется уединенный стример на значительном расстоянии от барьера. Форма стримера – цилиндрический канал с полусферическим окончанием. Известно, что стример стремится установить на головке максимальное поле в 150 кВ/см, такое условие ставилось в модели. Этот этап нужен для подсчета заряда стримера, поскольку при контакте с барьером на малых временах сохраняется заряд в плазме (далекая от головки часть канала имеет высокое сопротивление), а потенциал канала может измениться.

На втором этапе в модель включается барьер, а форма стримера изменяется – при контакте головка становится почти плоской (в главе # «Компьютерное моделирование стримеров» выявлено, что лавинно-стримерный переход происходит, когда стример уже напылил поверхностный заряд на барьер). Чтобы избежать тройных точек, был оставлен зазор между стримером и барьером толщиной в 0,15 мм, радиус закругления ребер цилиндрической головки – также 0,15 мм. На этом этапе ставится условие на полный заряд стримера – он устанавливается равным заряду стримера на первом этапе.

Границы модели на обоих шагах были удалены от места контакта стримера с барьером на 30 см.

На втором этапе рассчитывается критерий лавинно-стримерного перехода за барьером. Путем подбора толщины барьера при данном  $\epsilon$  определяется критическая толщина барьера  $th_{cr}$ .

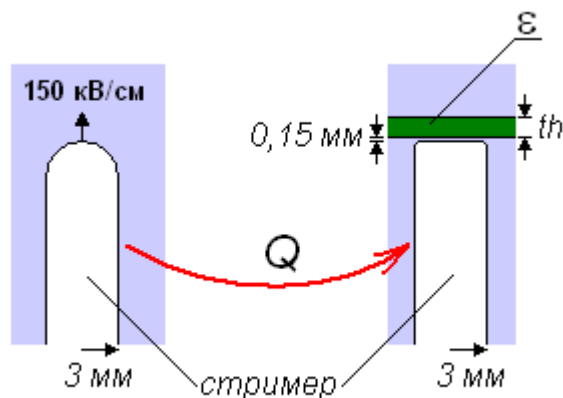


Рис. 2.482. Расчет критической толщины барьера, при которой становится возможным проникновение стримера.

Расчетная зависимость критической толщины барьера  $th_{cr}$  от его проницаемости  $\epsilon$  приведена на рис. 2.483. Как видно, в диапазоне диэлектрических проницаемостей веществ, используемых на практике для изоляции,  $th_{cr}$  изменяется очень слабо. Его

значение меньше, чем полученная из опыта оценка  $th_{cr}=3.4$  мм. Это следствие упрощений, сделанных при моделировании – реальная форма головки свободного стримера более заострена, в результате та же напряженность поля достигается при меньшем заряде. Учет реальной формы сдвинет кривую вверх. Однако для практических целей увеличения точности не требуется – уже отсюда можно сделать вывод, что определенным для одного материала  $th_{cr}$  можно пользоваться и в случае других диэлектрических проницаемостей.

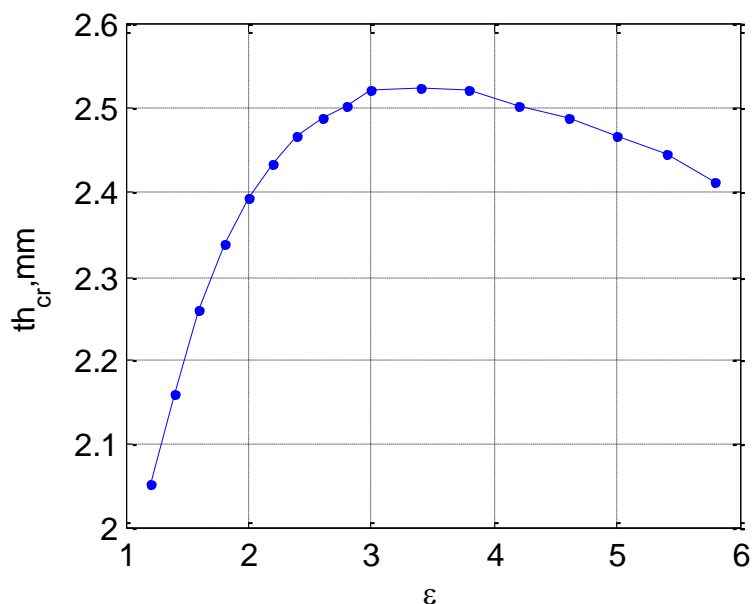


Рис. 2.483. Расчетная зависимость критической толщины барьера  $th_{cr}$  от диэлектрической проницаемости барьера.

## Биполярная система электродов

### Экспериментальные данные

#### Система электродов

Была изучена импульсная корона в системе электродов, где и положительный, и заземленный электрод активны, т.е. имеют одинаковые минимальные радиусы кривизны. Для создания как можно более симметричного поля система была удалена от заземленных поверхностей не менее чем на метр.

Схема системы электродов представлена на рис. 2.484. Каждый из электродов представлял собой цилиндр длиной 60 мм, диаметром 30 мм с радиусом скругления ребра 5 мм. Радиус закругления цилиндра соответствует радиусу шара, использованного в ранних экспериментах. Барьер имеет форму квадратного листа лексана толщиной 4 мм, длиной/шириной 500 мм/500 мм.

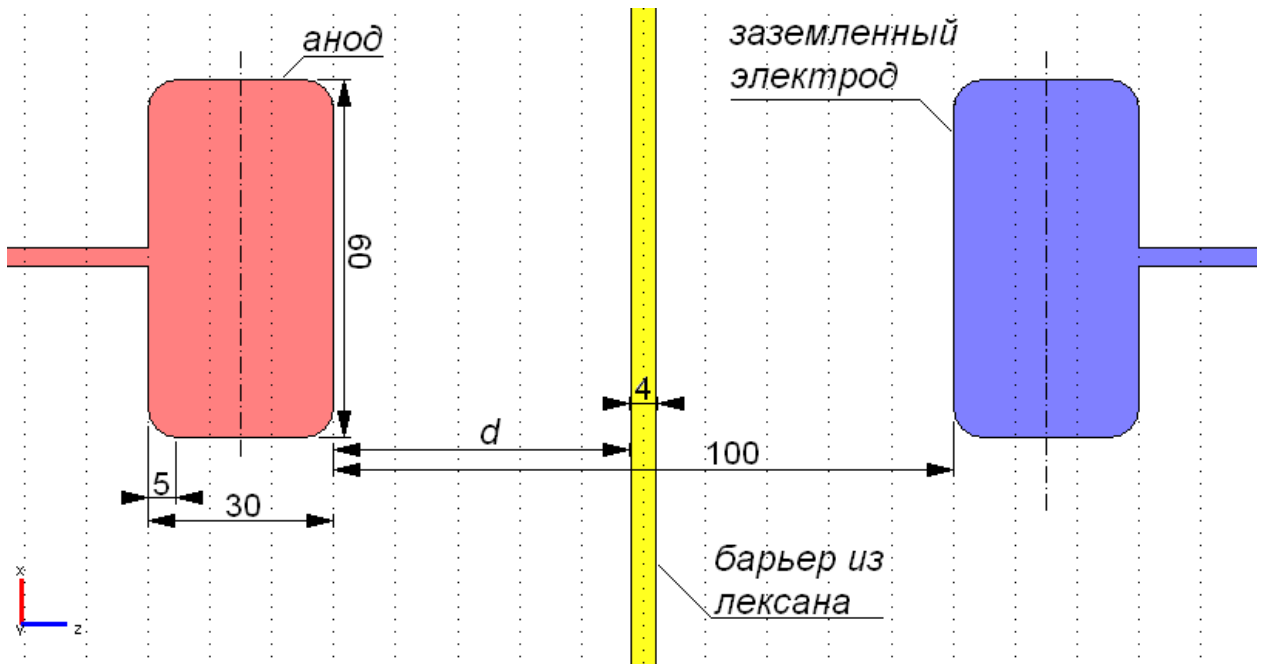


Рис. 2.484. Симметричная система электродов с плоским барьером из лексана.

Для расчета поля и дальнейшего компьютерного моделирования стримеров в Comsol была создана объемная модель системы электродов с круглым листовым барьером внешним радиусом 250 мм (рис. 2.485). На внешней границе модели задано условие Неймана: параллельности силовых линий электрического поля границам области.

Напряженность поля по центру цилиндров оказалась в 2 раза меньше, чем на ребрах, в области максимальной напряженности (рис. 2.486-2.487). Как будет показано ниже, это приводит к тому, что импульсная корона обеих полярностей концентрируется на ребрах цилиндра.

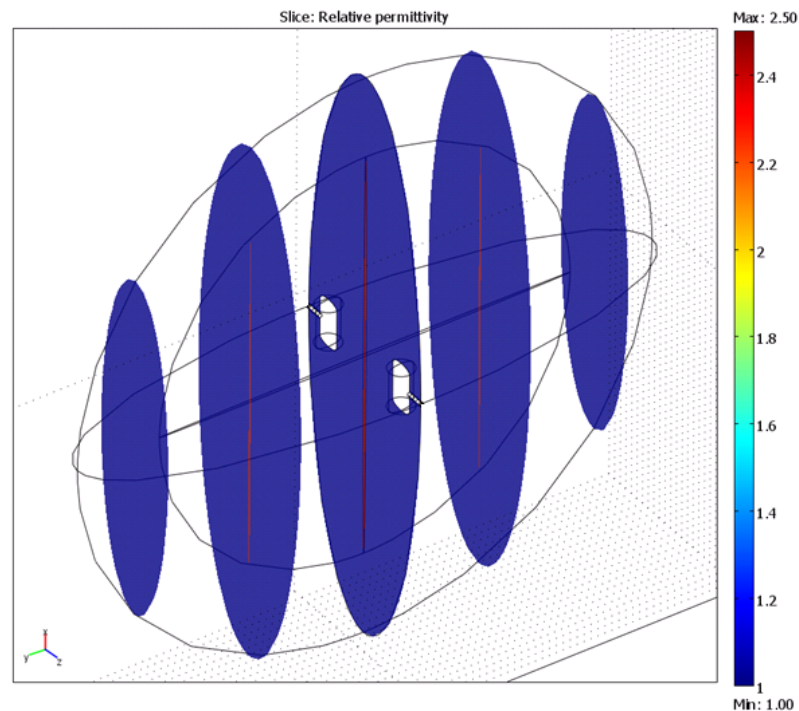


Рис. 2.485. Модель биполярной системы электродов в Comsol. Красным показан диэлектрический барьер, синим – воздух.

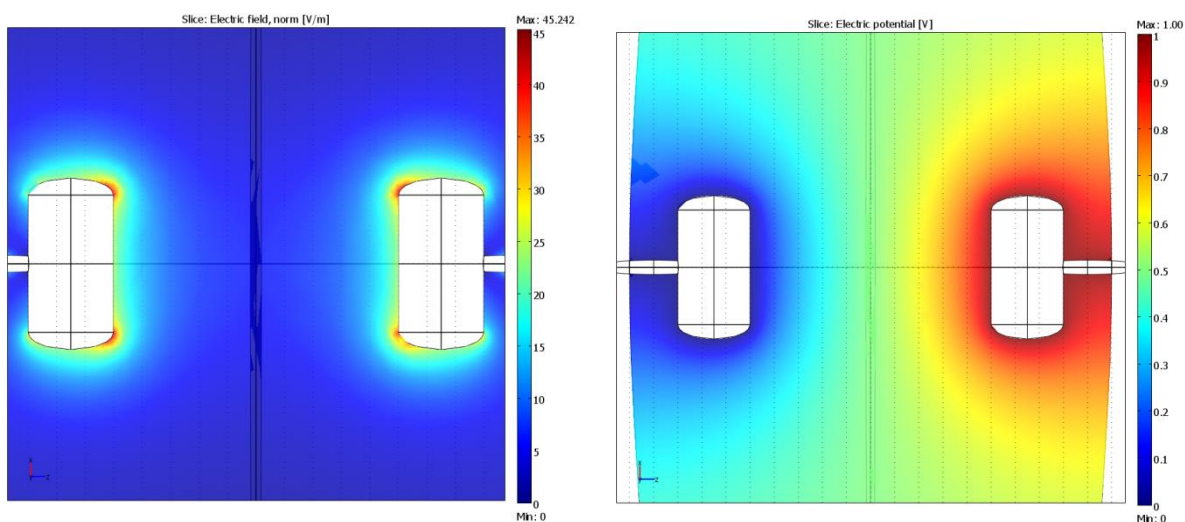


Рис. 2.486. Напряженность поля (слева) и потенциал (справа) в биполярной системе электродов при напряжении 1 В.

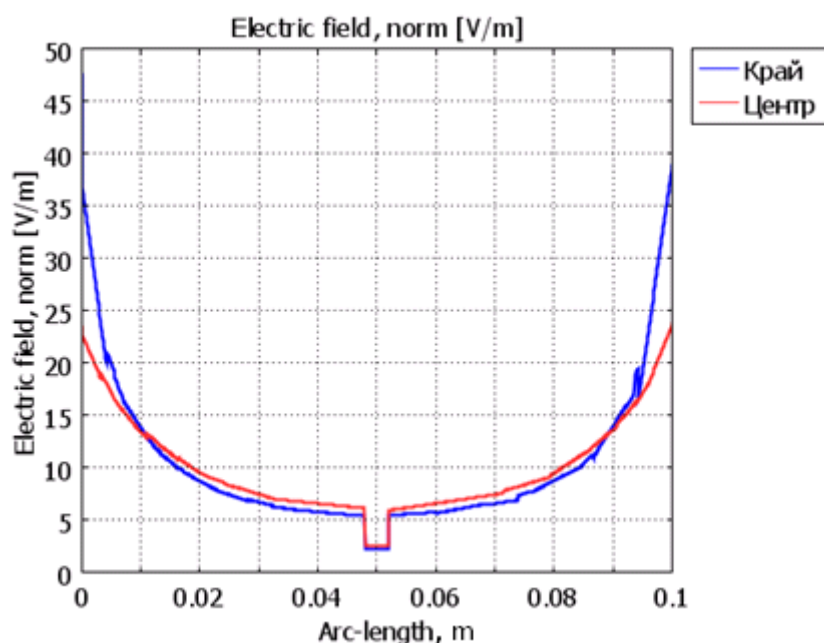


Рис. 2.487. Напряженность электрического поля от одного цилиндрического электрода до другого. Путь «Край» проходит от ребра к ребру, путь «центр» по линии, соединяющей центры цилиндров.

Поле в такой системе относится к категории слабонеоднородных (степень неоднородности при  $h=100$  мм  $\delta=E_{\max}/(U/h)=4$ , при  $h=50$  мм еще меньше). Пробой происходит при напряжении 90 кВ при  $h=50$  мм и при тех же 90 кВ при  $h=100$  мм, стримерной короны при этом либо других напряжениях не наблюдается (рис. 2.488). Лидерный канал замыкает межэлектродный промежуток по кратчайшему пути между двумя лежащими напротив торцами цилиндров.

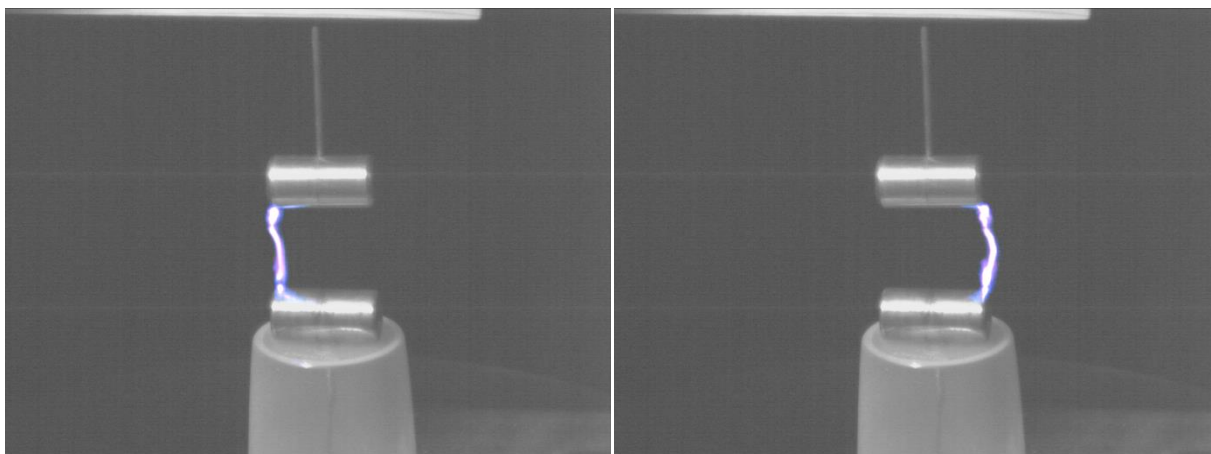


Рис. 2.488. Пробой в системе электродов цилиндр-цилиндр при напряжении 90 кВ. Межэлектродное расстояние 50 мм.

### **Изменение картины стримерной короны с ростом напряжения**

Эксперименты проведены, как и ранее, путем фотографирования стримерно-лидерной активности с трех камер, проявления следов поверхностного заряда и анализа осциллограмм. При невысоких напряжениях до 130 кВ картина соответствует ожидаемой – наблюдаются две стримерных короны, разделенных барьером (рис. 2.489): Положительная корона с характерными длинными сильно разветвленными каналами в верхней части до барьера и отрицательная корона со слабо ветвящимися короткими стримерами в нижней части. Видно, что стримеры распространяются только от закругленных ребер цилиндра – т.е. участков с наименьшими радиусами кривизны. Размеры области контакта головок положительных стримеров с барьером не превышают трех продольных размеров цилиндрического электрода. Отрицательные головки контактируют с противозлектродом значительно кучнее, не расползаются по барьеру.

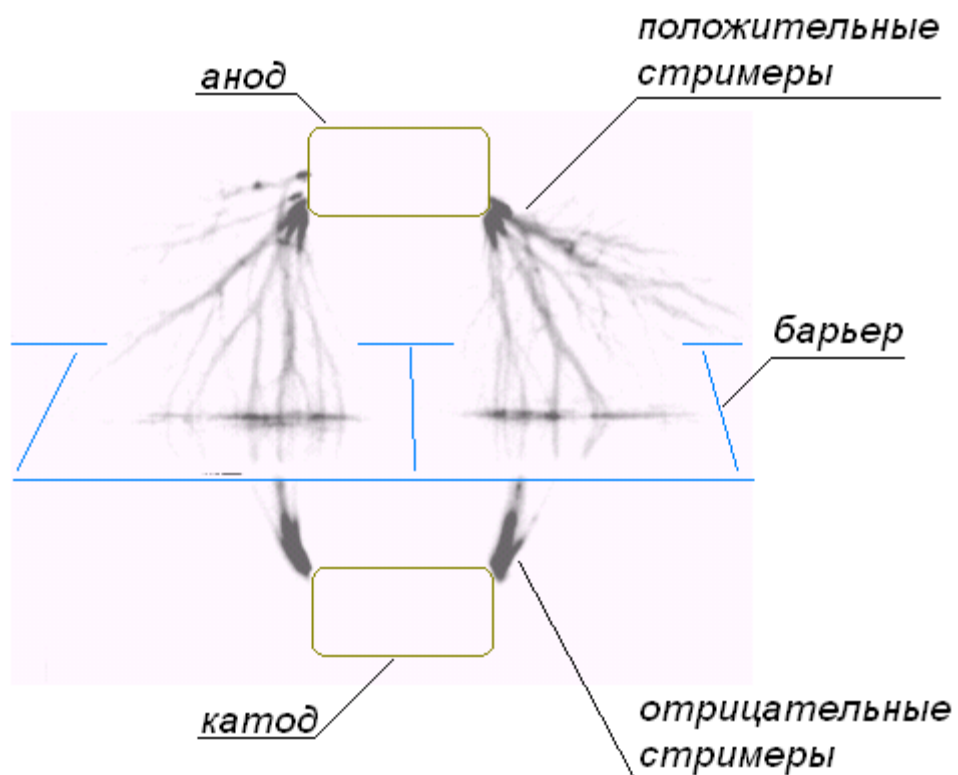


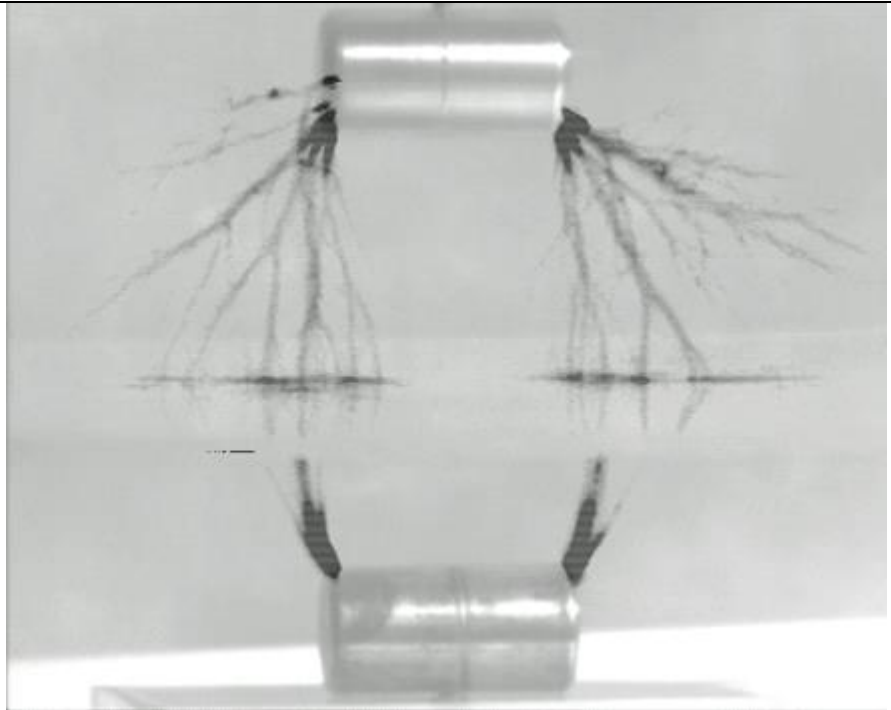
Рис. 2.489. Схема расположения электродов на фотографиях стримеров. Напряжение 120 кВ.

Однако при повышенном напряжении 140 кВ картина качественно меняется (рис. 2.490): стримеры, идущие с обеих сторон, теряют выраженные черты положительных либо отрицательных. На катоде область коронирования занимает весь цилиндр, тогда как на аноде коронируют только ребра. Это косвенно свидетельствует о наличии положительных стримеров в прикатодной области – они сильно ветвятся и поэтому приходят на всю поверхность отрицательного электрода, а не только на ребра. С другой стороны, отрицательные стримеры легче проникают сквозь барьер и поэтому влияют на положительные. Вполне возможно, при этом напряжении в каждой из областей возникают стримеры двух сортов, и корона принимает смешанную форму. Минимальное пробойное напряжение составило 150 кВ.

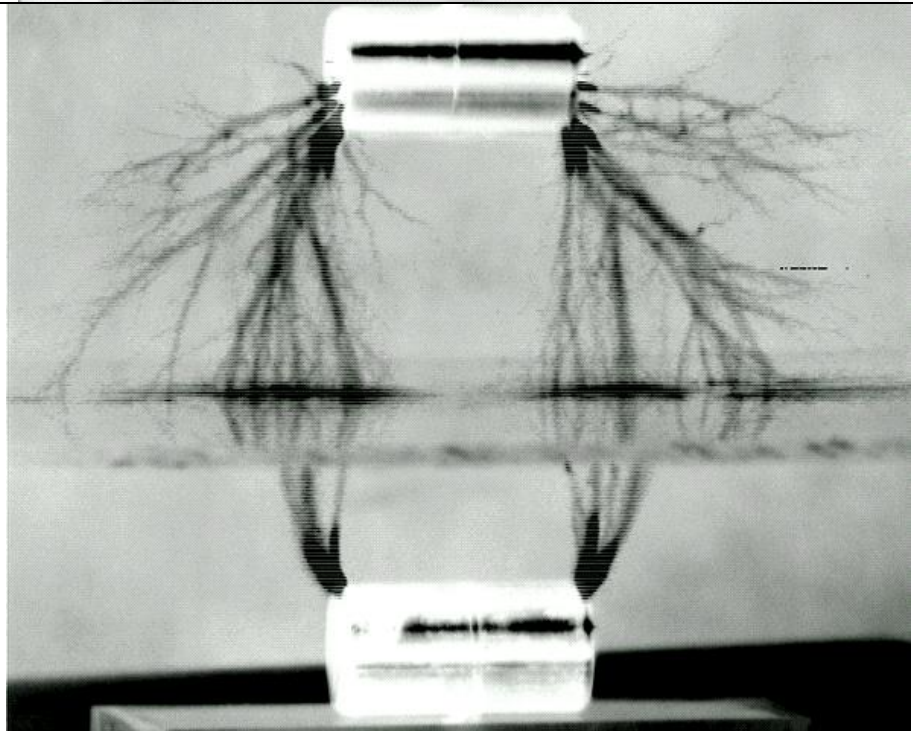
Напряжение	Фотография стримеров
------------	----------------------



120 κB



130 κB



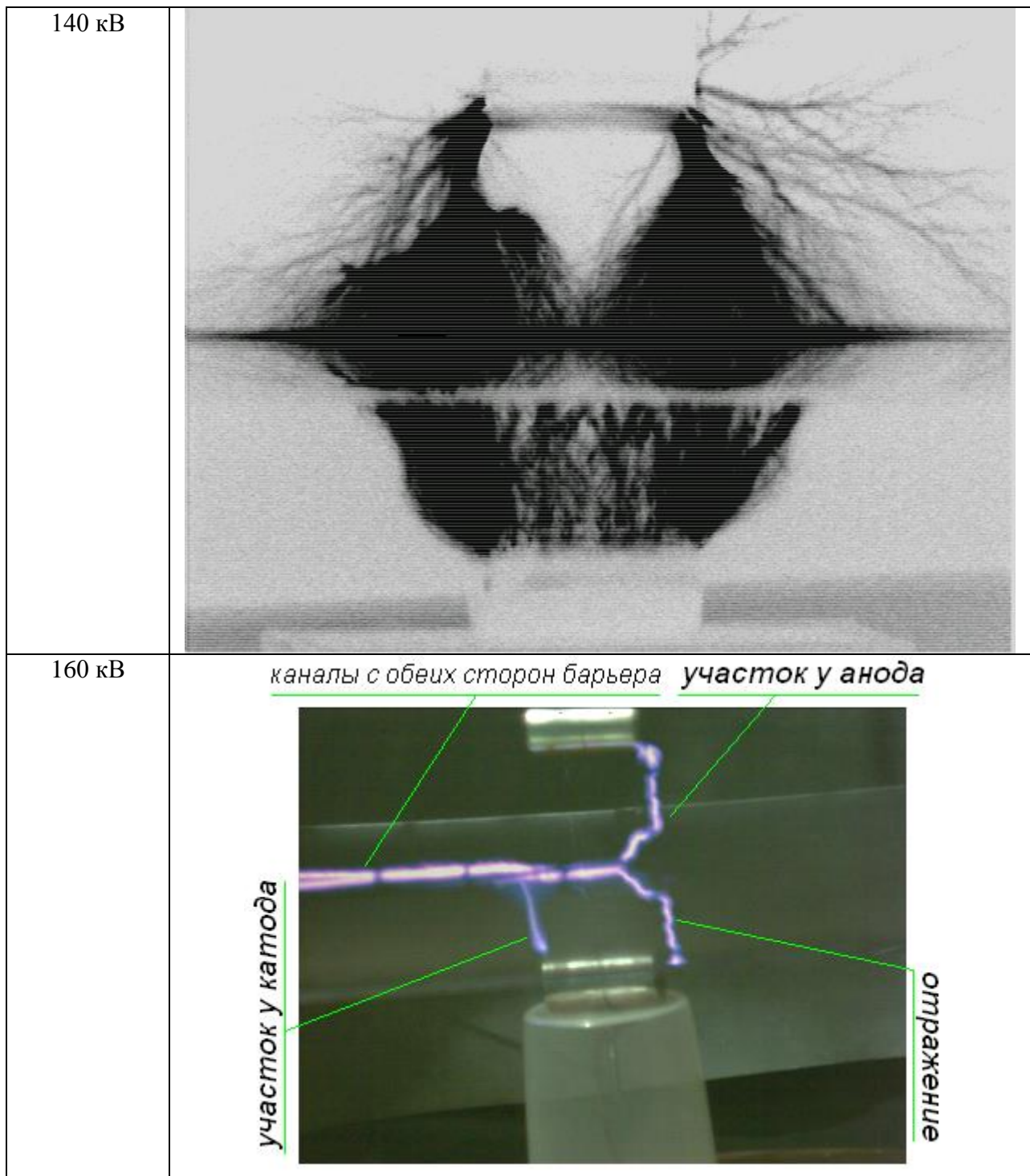


Рис. 2.490. Стримерные процессы в симметричной системе электродов. Положения электродов и барьера показаны на рис. 2.489: сверху анод, снизу – катод. Минимальное пробойное напряжение 150 кВ. Везде – негативы стримеров. Разрывы в изображении лидерного канала – след металлической сетки, защищающей камеру; на самом деле он непрерывен.

На фотографиях искрового пробоя отчетливо прослеживается четыре участка лидерного канала: канал от торца отрицательного электрода (катода) до барьера, распространяющийся по траектории близкой к нормали, участок стелящийся по нижней части барьера, участок стелящийся по верхней поверхности барьера и участок от верхней

части барьера до торцевой поверхности положительного электрода (анода). Последний участок также распространяется по траектории нормальной к барьеру.

### Определение полярности лидерного канала

По фотографии пробоя в симметричной системе электродов затруднительно определить, откуда развивается пробой, поскольку лидерный канал не ветвится и с обоих концов приходит на ребра электрода. Ход развития лидера удалось установить в слегка модифицированной системе, где подводящий провод подходит не с тыльной стороны цилиндра, а с боку (рис. 2.491). В этом случае оказалось, что лидер замыкается не на торцы, а на центральную часть цилиндрического электрода (рис. 2.492).

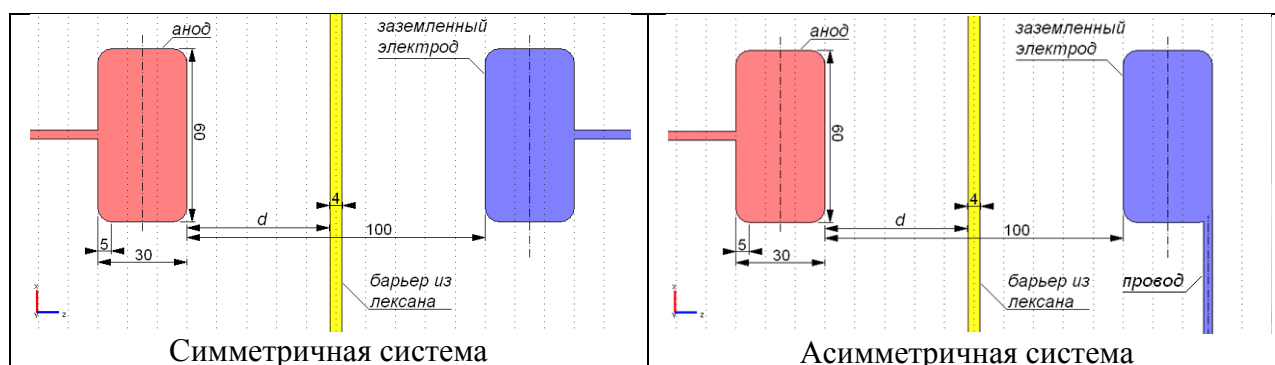


Рис. 2.491. Системы электродов, в которых наблюдалась биполярная корона. Слева – симметричная система, в которой провода, подводящие напряжения, экранированы электродами. Справа – асимметричная система, в которой провод, подводящий напряжение к заземленному электроду, подходит к электроду сбоку.

Сразу отметим, что форма лидера, возникающего в симметричной системе электродов, совершенно не похожа на показанные ранее формы униполярного лидерного канала при положительной полярности цилиндра (см., например, рис. 2.448). Униполярный положительный лидер в несимметричной системе электродов имеет один канал, иногда наблюдается разветвление в самом конце у плоского противоэлектрода. Канал имеет мелкомасштабные изгибы, но на масштабах порядка нескольких сантиметров идет гладко. Он не стелется по электроду, иногда только задевает его на протяжении нескольких сантиметрах у самого края барьера. На анод лидерный канал замыкается в местах локализации положительных стримеров.

В случае биполярной короны мы видим иную картину (рис. 2.490, 160 кВ). Лидерный канал замыкается на анод не на ребре, откуда шли положительные стримеры, а в середине, где напряженность поля понижена, т.к. поверхность электрода гладкая. Большую часть пути лидер проходит по барьеру, он состоит из почти прямых участков длиной до 10 см и больше, а в точках соединений этих участков наблюдаются сильные изломы. Видно, что лидерных каналов несколько. Эта картина весьма похожа на картину лидера при отрицательном униполярном пробое. К сожалению, отрицательные лидеры исследованы крайне недостаточно. Далее при анализе осциллограмм напряжения приведены другие сходные черты лидера, возникающего после биполярной короны и лидера, возникающего после отрицательной униполярной короны. Следует заметить, что для возникновения отрицательного лидера не обязательно замыкание стримерных головок на противоэлектрод.

Предполагая, что лидерные каналы развивается одновременно навстречу друг другу: от положительного электрода к барьеру и от отрицательного электрода к барьеру мы приходим к случаю одновременного распространения двух разнополярных каналов по

поверхности барьера. Это позволяет объяснить факт параллельного распространения лидерных каналов с противоположных сторон, а также разветвление лидерных каналов с обеих сторон поверхности барьера. По фотографии можно восстановить последовательность формирования лидерного канала (рис. 2.492). Лидер идет от отрицательного электрода, упирается в барьер, стелется по самой поверхности до края барьера, затем переходит на другую сторону барьера и возвращается обратно, отрываясь от барьера уже в области проекции анода на поверхности барьера. Замыкание на анод происходит не на ребро, а по центру цилиндра.

Это примерная схема. Нельзя исключать, что одновременно возникает несколько разомкнутых зачатков лидера в разных местах, которые затем соединяются в один канал.

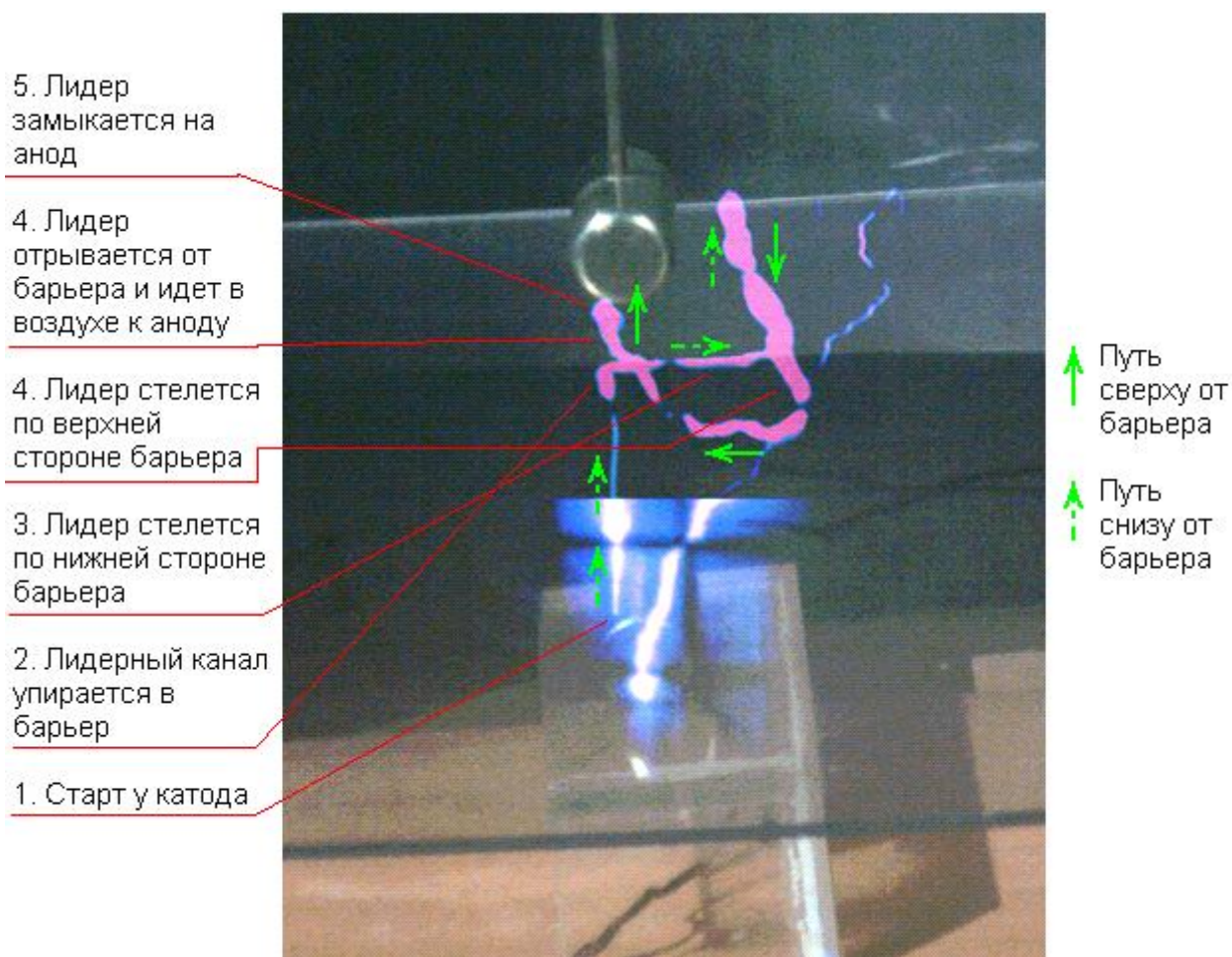


Рис. 2.492. Восстановление очередности формирования участков лидерного канала при пробое в результате биполярной импульсной короны. Асимметричная система электродов (провод к катоду подходит сбоку). Напряжение 150 кВ. Межэлектродное расстояние 100 мм, расстояние электрод-барьер 50 мм. Разрывы в изображении лидерного канала – след металлической сетки, защищающей камеру; на самом деле он непрерывен.

Вопрос о полярности лидера является важным для способа оптимизации конструкции. Пробой при отрицательной полярности не требует предварительного замыкания стримеров – лидер образуется вблизи активного электрода отрицательной полярности и затем преодолевает значительное расстояние вдоль барьера. Простое увеличение телесного угла, который перекрывает барьер, в этом случае, в отличие от положительной полярности, слабо эффективно. Так, в системе сфера-плоскость с межэлектродным расстоянием 100 мм при униполярной отрицательной короне в

отсутствии барьера пробойное напряжение составляет -175 кВ, а при наличии плоского барьера варьировалось в пределах -180-190 кВ для разных расстояний электрод-барьер.

На основе приведенных данных о пробое в симметричной и асимметричной системе сложно сделать вывод о том, насколько положение провода повлияло на развитие лидера. Можно заметить, что лидер в симметричной системе (рис. 2.490, 160 кВ) также имеет некоторые черты отрицательного лидера: он идет вдоль барьера и с той, и с другой стороны, не огибая его, как это делает лидер положительной полярности. Также в одном из случаев было зафиксировано разветвление канала лидера вблизи барьера, что также характерно для лидера отрицательной полярности.

Итак, лидер в случае биполярной короны при наличии барьера имеет, скорее всего, отрицательную полярность и образуется вблизи катода.



Рис. 2.493. Разветвление лидерного канала при огибании барьера. Пробой в результате воздействия биполярной импульсной короны. Симметричная система электродов. Напряжение 160 кВ. Разрывы в изображении лидерного канала – след металлической сетки, защищающей камеру; на самом деле он непрерывен.

### Визуализация поверхностного заряда

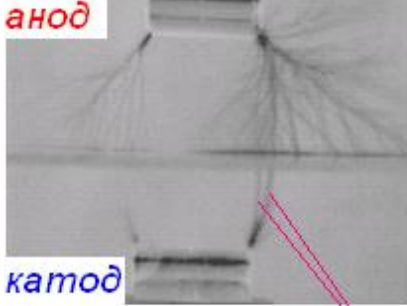
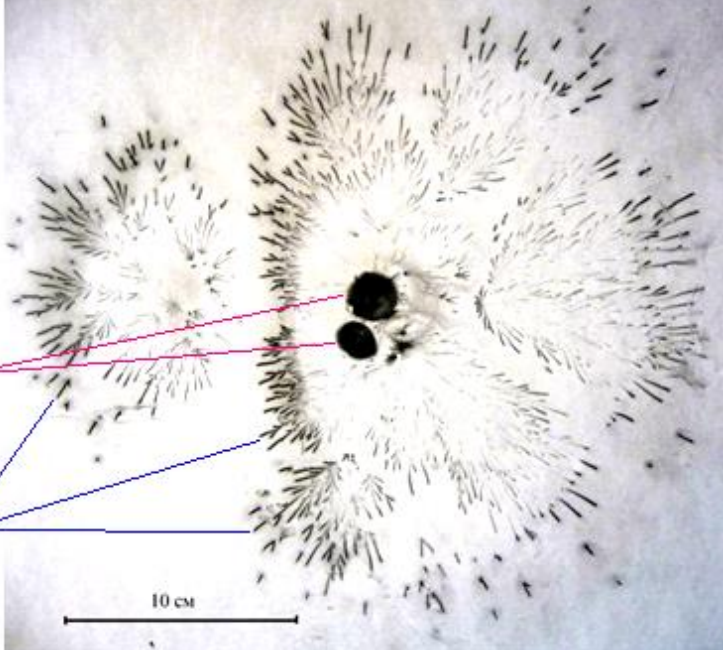
На рис. 2.494 приведены распределения поверхностного заряда при разных напряжениях. Работа с одиночным барьером не позволяет выявить заряды с одной и другой стороны барьера, при напылении тонера с любой стороны мы видим наложение двух картин. Однако поскольку характер положительных и отрицательных стримеров совершенно разный, при низких напряжениях картина поддается трактовке. Так, при напряжении 120 кВ на рис. 2.494 два крупных пятна, напоминающих следы отрицательных стримеров, разумно соотнести с двумя отрицательными стримерами на фотографии, достигающими барьера. Аналогично при напряжении 130 кВ крупное и мелкое круглые пятна были, видимо, оставлены двумя отрицательными стримерами, которые видно на фотографии.

При повышении напряжения диаметр пятна почти не увеличивается. Измеренный по картинам визуализации диаметр пятна составил 156 мм при 120 кВ, 143 мм при 130 кВ,

146 мм при 140 кВ. В то же время в случае униполярной стримерной короны диаметр пятна заметно рос с увеличением напряжения.

Таким образом, при относительно низких напряжениях мы имеем с одной стороны барьера положительную стримерную корону, с другой – отрицательную. Они, конечно, не независимы – по меньшей мере, они влияют друг на друга через электрическое поле. Однако качественных изменений это взаимовлияние ни привносит, даже несмотря на то что с обеих сторон стримеры доходят до барьера.

При напряжении 140 кВ картина качественно меняется. Как уже было отмечено выше, при этом напряжении картины стримеров с обеих сторон барьера приобретают смешанные черты – и отрицательной, и положительной короны. Поверхностный заряд при этом также качественно меняется – появляется мощное цельное пятно заряда. Оно отделено от зоны положительных стримеров нейтральным кольцом толщиной 10-20 мм.

$U$	Фотография стримерной короны	Поверхностный заряд
120 кВ	 <p data-bbox="395 1093 715 1227">Два отрицательных стримера</p> <p data-bbox="395 1249 715 1339">Положительные стримеры</p>	 <p data-bbox="906 1301 959 1323">10 см</p>

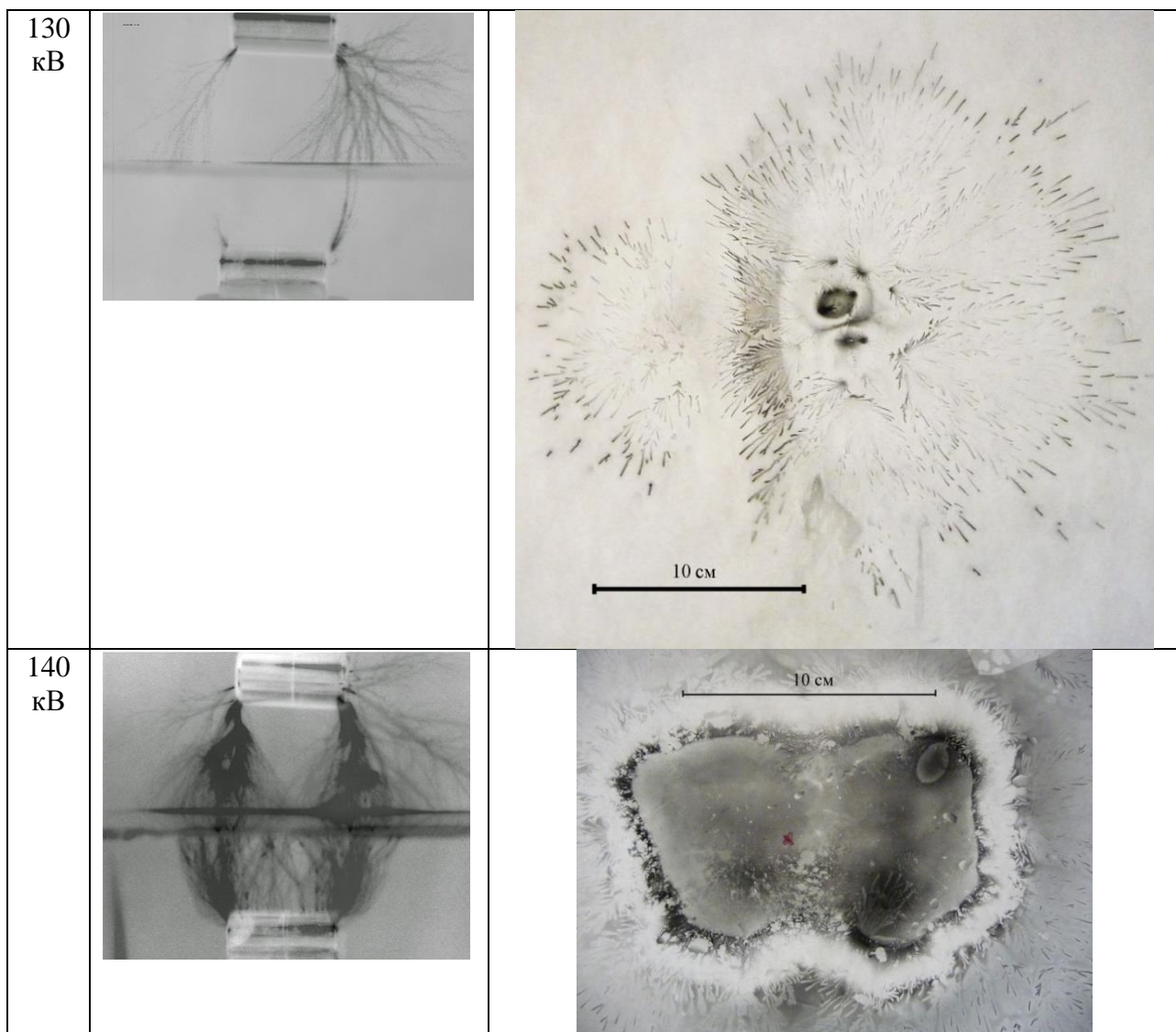


Рис. 2.494. Фотографии стримерной короны и визуализация поверхностного заряда при биполярной короне.

Также была проведена визуализация заряда после пробоя (рис. 2.495). Благодаря высокой проводимости лидер снял заряд с центральной части, по краям осталась темная заряженная кайма. Лидерные ветви оставили светлые нечеткие следы. Самая внешняя область – следы от положительных стримеров стримерной зоны, окружающей лидер.

Визуализированная картина показывает, что лидерных ветвей было существенно больше, чем на фотографии – они расходились во все стороны, лидер как бы ощупывал поверхность барьера. В результате на фотографии заметны только три ветви, замкнувшие пару электродов. Эта картина еще раз подтверждает, что лидер образовался еще до замыкания стримерными каналами межэлектродного промежутка.

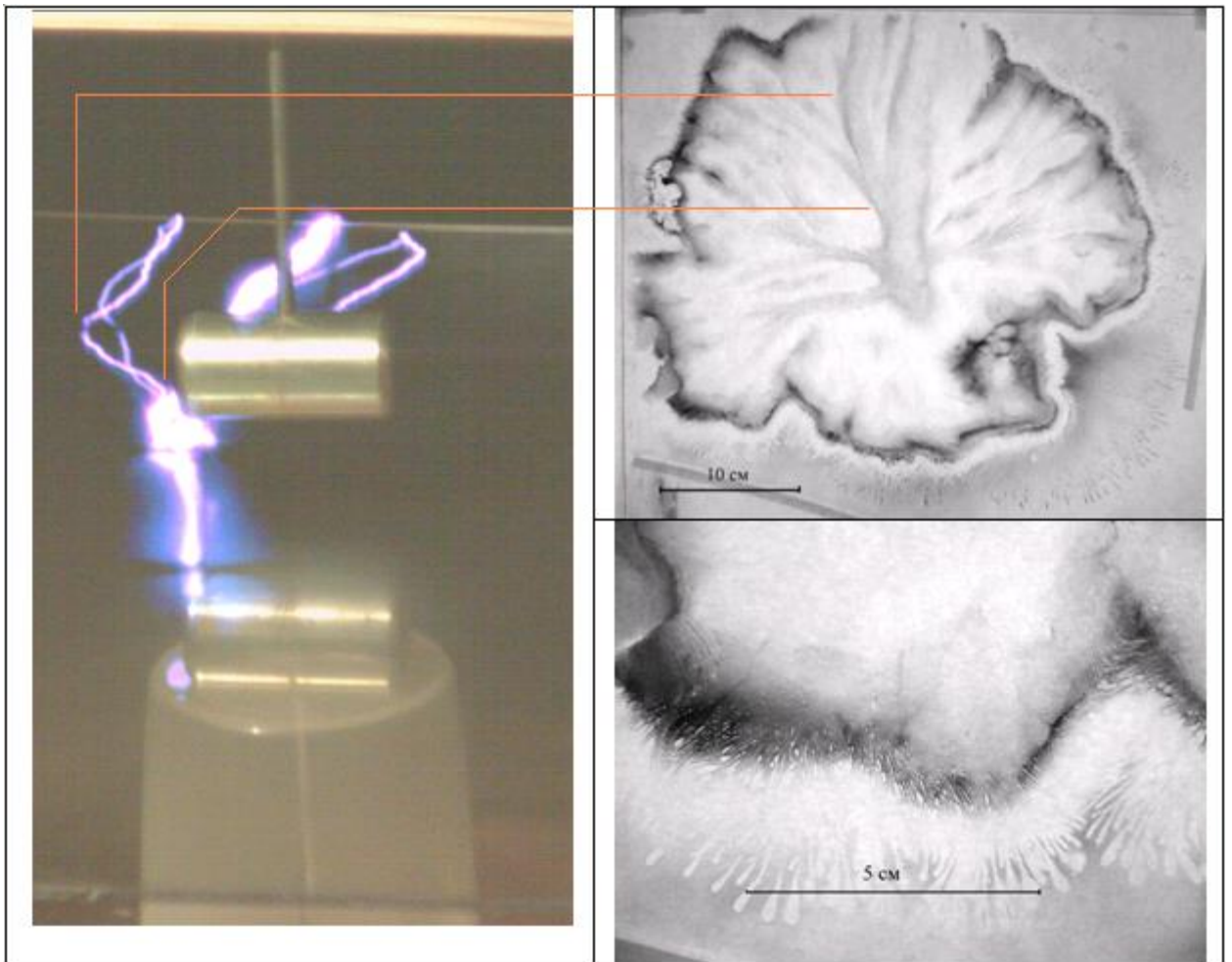


Рис. 2.495. Пробой в системе электродов цилиндр-цилиндр при межэлектродном расстоянии  $h=50$  мм, напряжении 160 кВ. Слева – фотография лидерных каналов, справа – визуализированная картина поверхностного заряда. Оранжевыми линиями показано соответствие между характерными точками на фотографии и на визуализированной картине. Разрывы в изображении лидерного канала – след металлической сетки, защищающей камеру; на самом деле он непрерывен.

### Анализ осциллограмм напряжения

Осциллограмма напряжения в случае биполярной короны имеет существенные отличия от осциллограмм, полученных при пробое униполярной положительной короной (рис. 2.496). Спад напряжения в случае биполярной короны имеет два участка с разным изломом («1»-«2» на рис. 2.496), осциллограмма имеет хвост медленного затухания («3» на рис. 2.496).



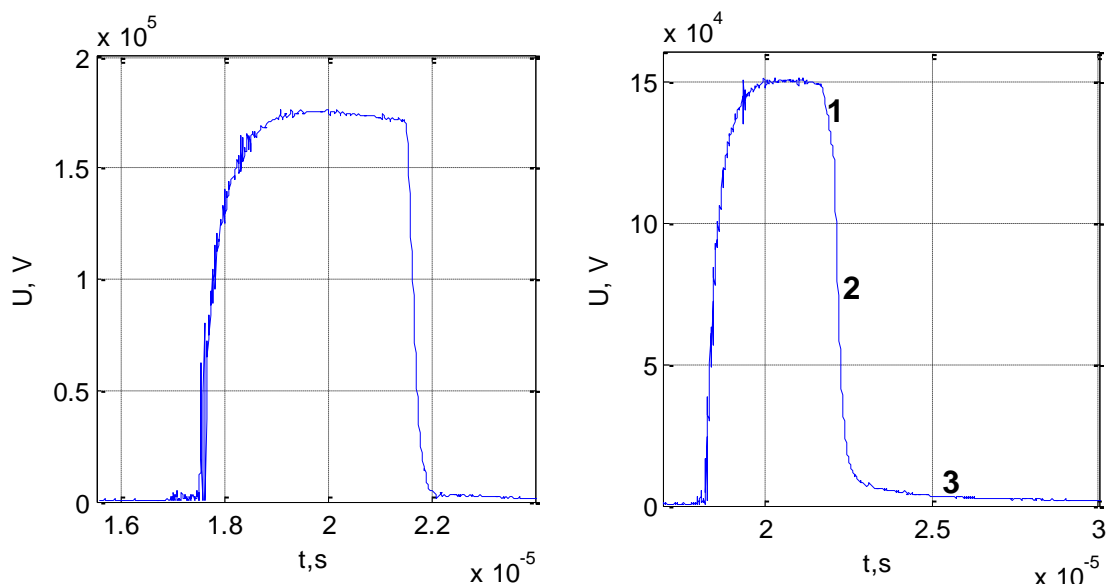


Рис. 2.496. Слева – типичная осциллограмма напряжения, полученная при пробое после униполярной положительной короны с барьером (напряжение 176 кВ, система электродов цилиндр-плоскость с барьером, межэлектродное расстояние 100 мм, расстояние электрод-барьер 50 мм). Справа – осциллограмма напряжения, полученная при пробое после биполярной короны с барьером (напряжение 150 кВ, межэлектродное расстояние 100 мм, расстояние электрод-барьер 50 мм).

Подобные осциллограммы характерны также и для пробоя от отрицательного активного электрода (система шар-плоскость). В этом случае также наблюдается два встречных лидера, образующих при контакте с барьером парный стелющийся лидерный канал.

Во время пробоя разрядка накопительного конденсатора (емкость  $C=1$  нФ) идет преимущественно через лидерный канал, поскольку его сопротивление (порядка сотен Ом), как будет показано ниже, существенно ниже сопротивления параллельно подключенного резистора, формирующего задний фронт (70 кОм). Поэтому можно считать, что лидерный канал и накопительный конденсатор подключены последовательно, и ток через лидерный канал равен току через конденсатор. Отсюда получается, что ток можно восстановить дифференцированием осциллограммы напряжения:  $I(t)=C \cdot dU(t)/dt$ .

Осциллограммы тока, восстановленные по осциллограммам напряжения, наглядно демонстрируют различия (рис. 2.497). Ток в случае биполярной короны часто имеет два максимума («1»-«2» на рис. 2.497), первый значительно меньше второго, спад тока на финальной стадии идет медленнее («3» на рис. 2.497). Причина наличия двух максимумов в случае пробоя отрицательной полярности, видимо, связана с тем, что в начале образуется лидер, контактирующий лишь с катодом. Проводимость лидерного канала зависит от тока, текущего через него. В свою очередь ток, питающий лидер, определяется скоростью зарядки новых каналов при его прорастании. Этот ток существенно меньше тока, протекающего при замыкании лидером пары электродов, в результате первичный канал отрицательного лидера имеет существенное сопротивление. Однако после замыкания протекающий ток начинает дополнительно разогревать лидерный канал, его сопротивление падает, и ток возрастает. Подобный процесс из двух токовых стадий для лидерного канала описан в [14, С.233-234]. В случае же положительной полярности лидер сразу образуется из замкнутого стримерного канала, ток через лидер сразу поднимается до максимального значения.

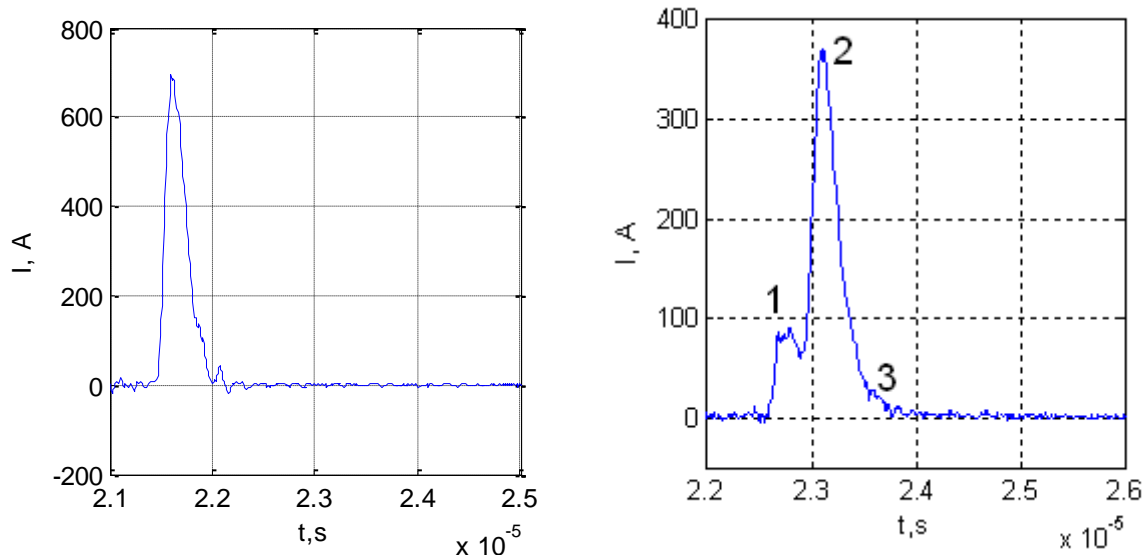


Рис. 2.497. Слева – типичная осциллограмма тока, полученная при пробое после униполярной положительной короны с барьером (напряжение 176 кВ, система электродов цилиндр-плоскость с барьером, межэлектродное расстояние 100 мм, расстояние электрод-барьер 50 мм). Справа – осциллограмма тока, полученная при пробое после биполярной короны с барьером (напряжение 150 кВ, межэлектродное расстояние 100 мм, расстояние электрод-барьер 50 мм). Осциллограммы тока получены из осциллограмм напряжения, для сглаживания применено усреднение по интервалу  $10^{-7}$  с.

Отношение тока к напряжению в случае, когда индуктивностью можно пренебречь, дает обратное сопротивление лидерного канала (рис. 2.498). В случае положительного пробоя без барьера система входила в колебательный режим, что было вызвано, видимо, малым омическим сопротивлением лидерного канала, оно упало по крайней мере до 100 Ом. В случае пробоя после биполярной короны с барьером колебаний не было, минимальное сопротивление составило 180 Ом. Проводимость на участке медленного спада напряжения заметна – сопротивление здесь составляет около 3 кОм, это существенно меньше, чем сопротивление, формирующее задний фронт ГИН (около 70 кОм). Таким образом, здесь разрядка происходит через лидерный канал, он еще существует, медленно затухая.

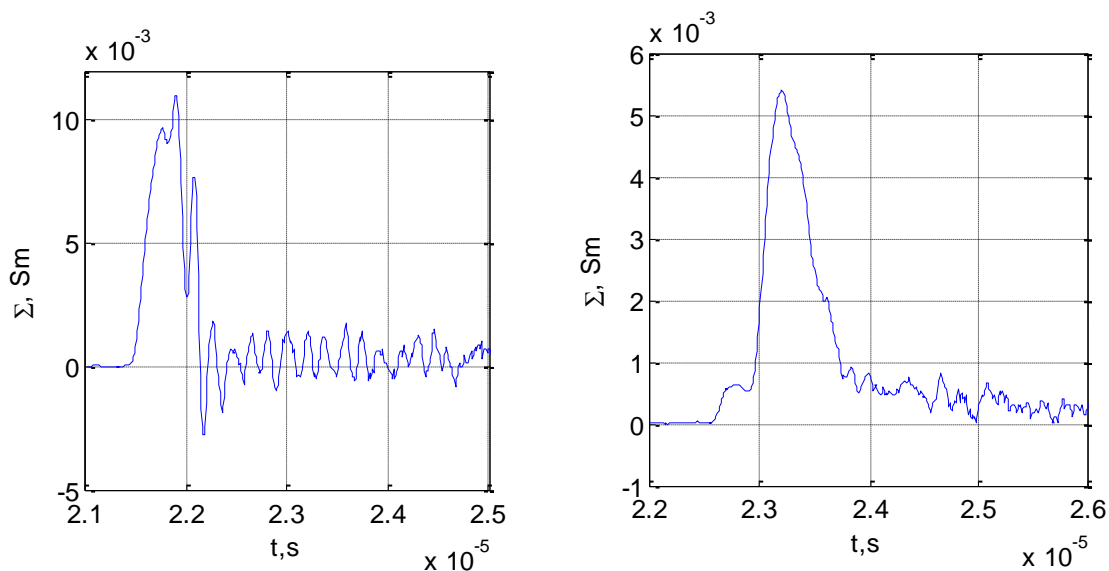


Рис. 2.498. Отношение тока к напряжению. *Слева* – пробой после униполярной положительной короны с барьером (напряжение 176 кВ, система электродов цилиндр-плоскость с барьером, межэлектродное расстояние 100 мм, расстояние электрод-барьер 50 мм). *Справа* – осциллограмма тока, полученная при пробое после биполярной короны с барьером (напряжение 150 кВ, межэлектродное расстояние 100 мм, расстояние электрод-барьер 50 мм). Осциллограммы тока получены из осциллограмм напряжения, для сглаживания применено усреднение по интервалу  $10^{-7}$  с.

Осциллограммы напряжения, подобные приведенной для случая биполярной короны, наблюдались и при пробое с барьером после униполярной отрицательной короны (рис. 2.499): также заметны два участка падения напряжения с разным уклоном и медленный участок затухания напряжения.

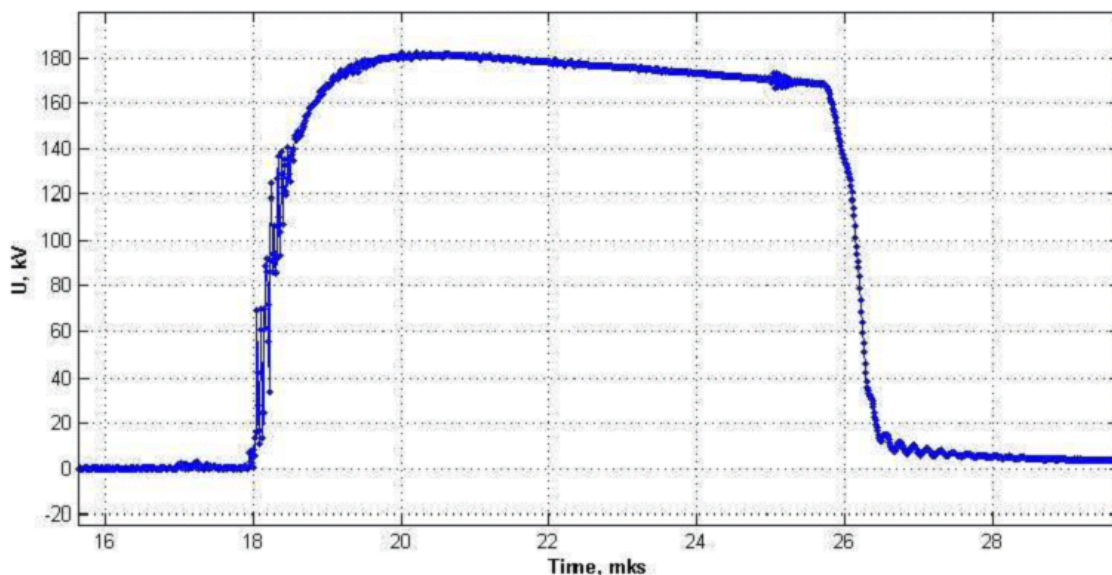


Рис. 2.499. Осциллограмма напряжения при пробое после униполярной отрицательной короны. Система электродов сфера (радиус 1,2 мм)-плоскость, плоский барьер из лексана с габаритами 500мм\*500мм\*4мм находится на расстоянии 50 мм от сферы. Напряжение - 181 кВ.

Предположение о различии в форме осциллограмм напряжения при пробоях положительным и отрицательным лидером было подтверждено при анализе 15 осциллограмм пробоев в диапазоне напряжений от 80 кВ до 180 кВ в разных системах электродов. В каждом из этих случаев исходя из размеров барьера, полярности короны, формы лидерного канала была известна полярность пробивающего лидера (см. пункт «Определение полярности лидерного канала» выше).

Оказалось, что первый, слабый, максимум тока (рис. 2.497, «1») в случае лидера отрицательной полярности иногда вырождается, и на осциллограмме тока заметен просто более расплывчатый, чем для положительных лидеров, передний фронт. Поэтому диагностировать полярность лидера оказалось возможным не по наличию максимума, а по продолжительности переднего фронта.

Формальное определение переднего фронта проиллюстрировано рисунком 2.500. Из исходной осциллограммы напряжения  $U(t)$ , которая в ГИН измеряется с шагом квантования 10 нс, получаем осциллограмму тока приближенным дифференцированием (конечными разностями)  $I(t)=C \cdot \Delta U / \Delta t$ . К осциллограмме тока применяется сглаживание (усреднение) по 10 точкам, т.е. по промежутку в 100 нс (функция  $smooth(x,10)$  в Matlab). По полученной осциллограмме вычисляется максимум тока  $I_{max}$  и передним фронтом импульса считается интервал между моментами времени, в которые ток был равен  $0,02I_{max}$  и  $0,9I_{max}$ .

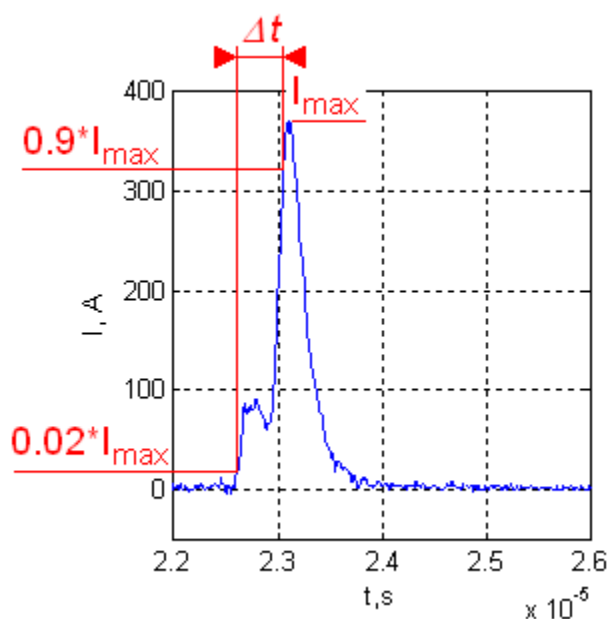


Рис. 2.500. Определение длительности переднего фронта импульса тока  $\Delta t$ .

Диаграмма на рис. 2.501 показывает результаты измерений длительности переднего фронта для пробоев в разных системах электродов при разных напряжениях. Как видно, лидеры положительной полярности, наблюдавшиеся в системах без барьера и в униполярных системах с барьером, дают импульс тока с передним фронтом до 0,3 мкс, а в основном до 0,2 мкс. Причем зависимость длительности от приложенного напряжения не прослеживается. Лидеры отрицательной полярности, наблюдавшиеся в биполярных системах электродов, дают импульс тока с длительностью переднего фронта более 0,35 мкс и есть тенденция уменьшения длительности фронта с ростом напряжения.

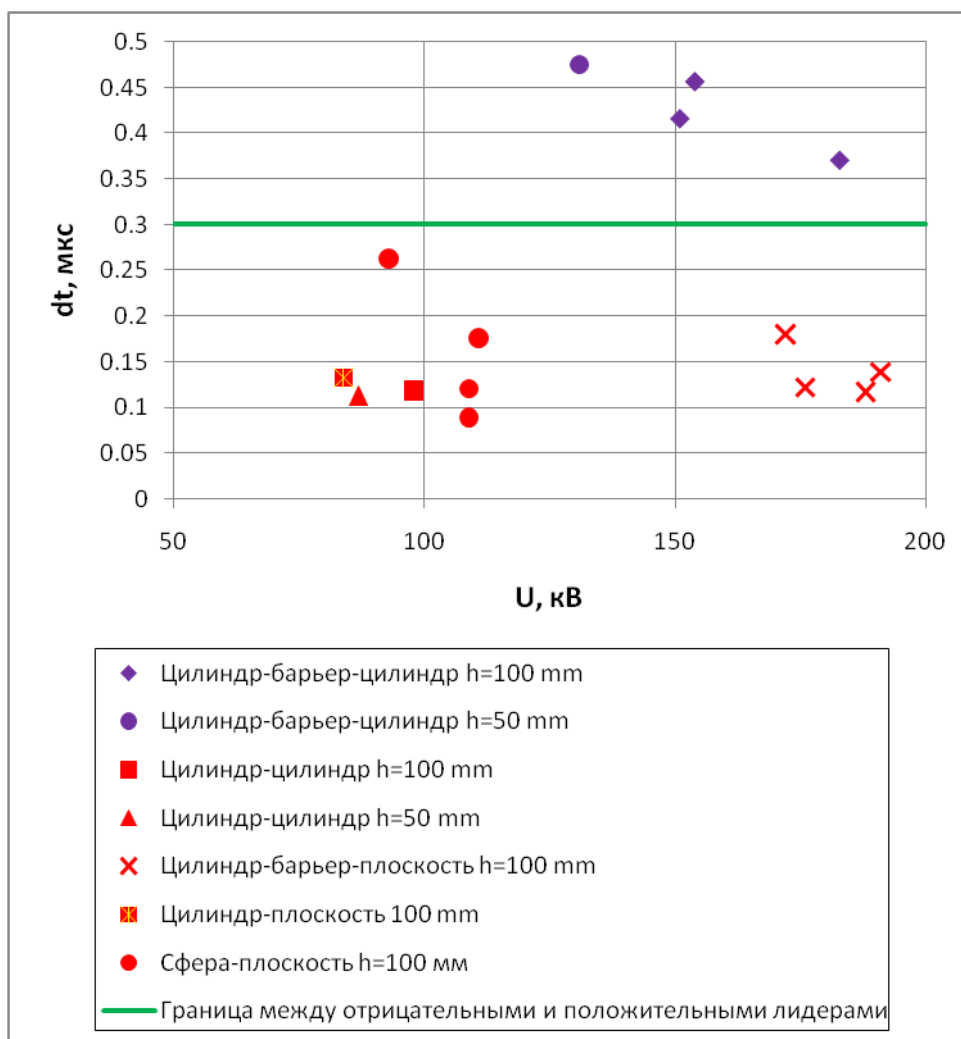


Рис. 2.501. Измеренная длительность переднего фронта импульса тока при пробое лидерами положительной и отрицательной полярностей в разных системах электродов при разных напряжениях.

Таким образом, осциллограммы в случае пробоев положительной и отрицательной полярности существенно отличаются. Это можно использовать при диагностировании характера пробоя при биполярной короне, без обращения к фотографиям лидерного канала. Подобная диагностика важна, поскольку, как показано, выше, пробой в зависимости от полярности имеют разный характер и разный механизм формирования лидера. Соответственно, меры по улучшению конструкции должны применяться разные, что отражено в выводах: рекомендации по разработке барьерной изоляции в униполярных и биполярных системах электродов различаются.

В качестве критерия для определения полярности пробивающего лидера по результатам экспериментов можно предложить показанную на рис. 2.501 границу: если длительность переднего фронта выше 0,3 мкс, полярность пробивающего лидера отрицательная, если ниже – положительная.

### Сопоставление симметричной системы с униполярной несимметричной системой (цилиндр-плоскость)

Минимальное напряжение пробоя при биполярной короне (150 кВ) оказалось несколько ниже, чем напряжение пробоя при положительной полярности и том же

межэлектродном расстоянии (160 кВ) (рис. 2.503. При этом напряженность поля на электроде в случае биполярной системы примерно вдвое меньше (рис. 2.502).

При этом положительные стримеры в случае биполярной короны менее эффективно расползаются по барьеру. Так, при напряжениях 120-140 кВ радиус пятна заряда на барьер в случае биполярной короны практически не возрастал с напряжением и составлял 140-160 мм. В то же время в униполярной системе при 140 кВ радиус пятна заряда составил 245 мм. Таким образом, в биполярной короне электрическое поле оказывает сдерживающее воздействие на положительные стримеры и не дает им расползаться по барьеру. В результате более вероятным становится образование отрицательного лидера.

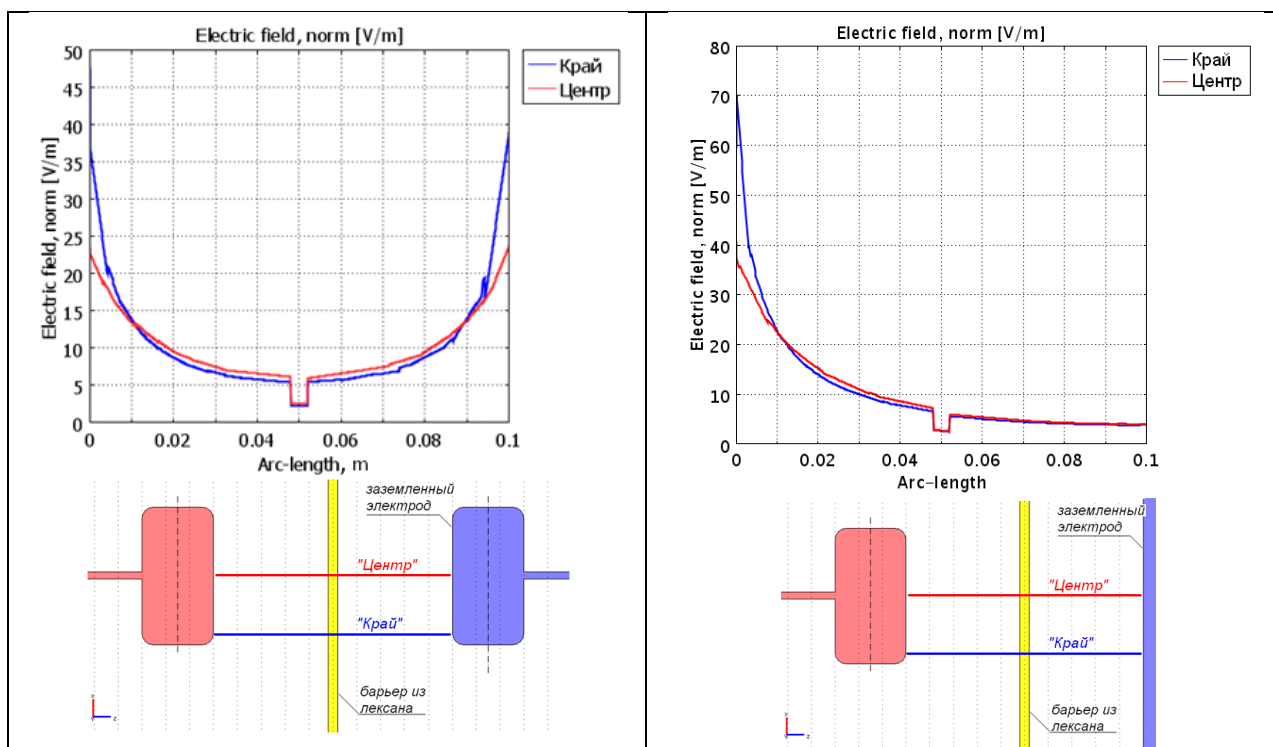


Рис. 2.502. Распределения напряженности поля по линиям, нормальным к поверхности барьера. Напряжение 1 В. Слева – система электродов цилиндр-цилиндр, справа – цилиндр-плоскость.

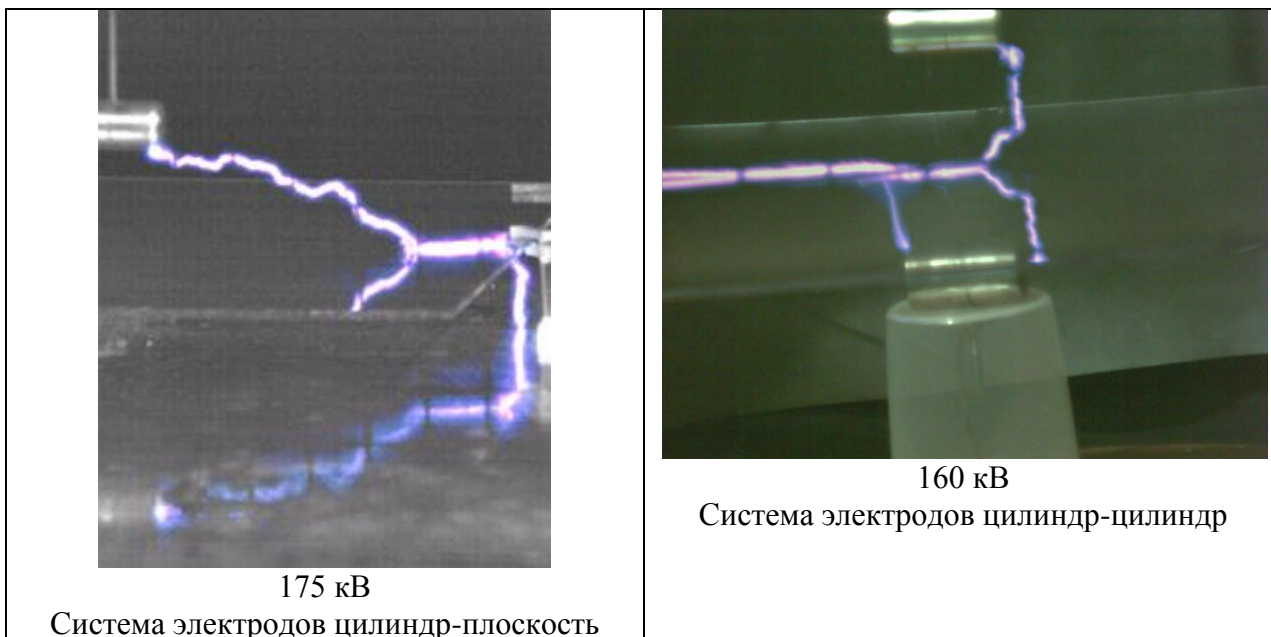


Рис. 2.503. Фотографии пробоя в униполярной и биполярной системах электродов. Межэлектродное расстояние 100 мм, расстояние электрод-барьер 25 мм. Разрывы в изображении лидерного канала – след металлической сетки, защищающей камеру; на самом деле он непрерывен.

### Влияние межэлектродного расстояния

В случае биполярной короны, как и в случае униполярной короны, напряжение пробоя существенно зависит от межэлектродного расстояния: при  $h=50$  мм пробойное напряжение составило 120 кВ, при  $h=100$  мм – 150 кВ (рис. 2.504). Рис. 2.504 показывает, что качественно форма лидеров схожа – наблюдается ветвление, лидеры с обеих сторон стелятся по барьеру.

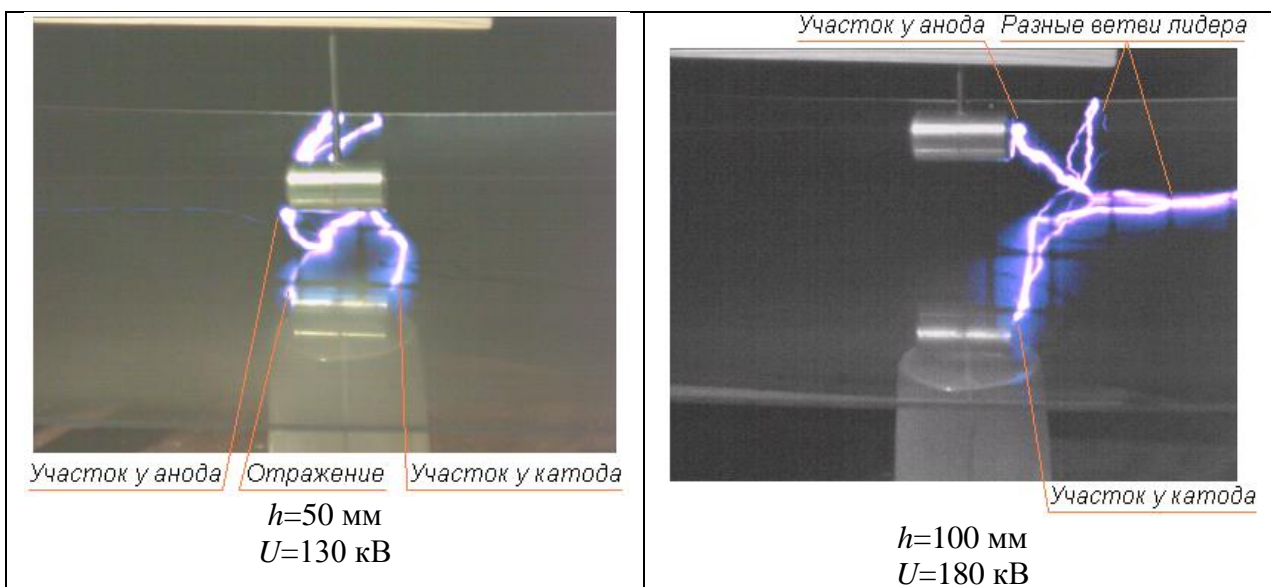

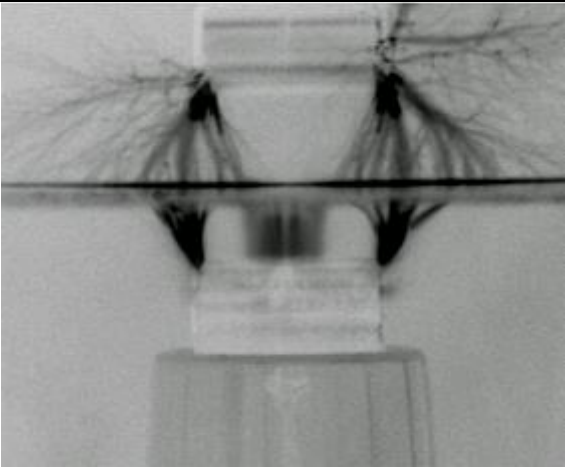
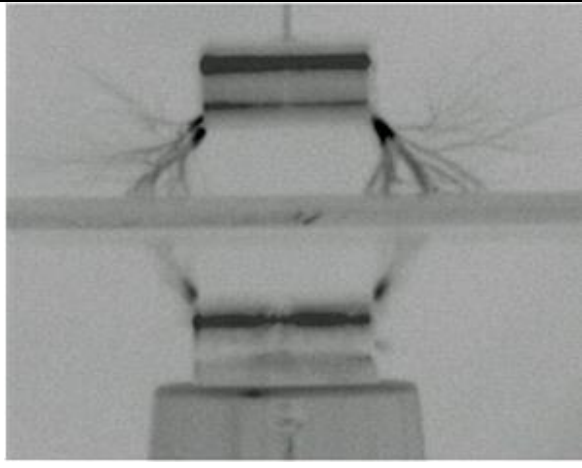


Рис. 2.504. Лидерные каналы в системе электродов цилиндр-цилиндр с барьером при разном межэлектродном расстоянии. Разрывы в изображении лидерного канала – след металлической сетки, защищающей камеру; на самом деле он непрерывен. Барьер толщиной 4 мм.

При межэлектродном расстоянии 50 мм, в отличие от расстояния 100 мм, увеличение толщины барьера до 8 мм, не дает заметного эффекта – фотографии на рис. 2.505 показывают, что характер стримерных корон при двух толщинах барьера схож. В обоих случаях уже при напряжении 100-110 кВ наблюдается образование стримеров в центральной части электродов с обеих сторон от барьера. Как и в случае униполярной короны, это можно связать со слабой неоднородностью поля – при напряжении возникновения стримеров (около 100 кВ) средняя напряженность поля уже высока – 2 кВ/мм, так что даже небольшого повышения неоднородности поля, которое может быть обеспечено стримера, достаточно для возникновения стримеров по всему межэлектродному промежутку.

Толщина барьера 4 мм	Толщина барьера 8 мм
	 <p data-bbox="1129 1064 1222 1093">100 кВ</p>
 <p data-bbox="488 1563 580 1592">110 кВ</p>	 <p data-bbox="1129 1563 1222 1592">110 кВ</p>



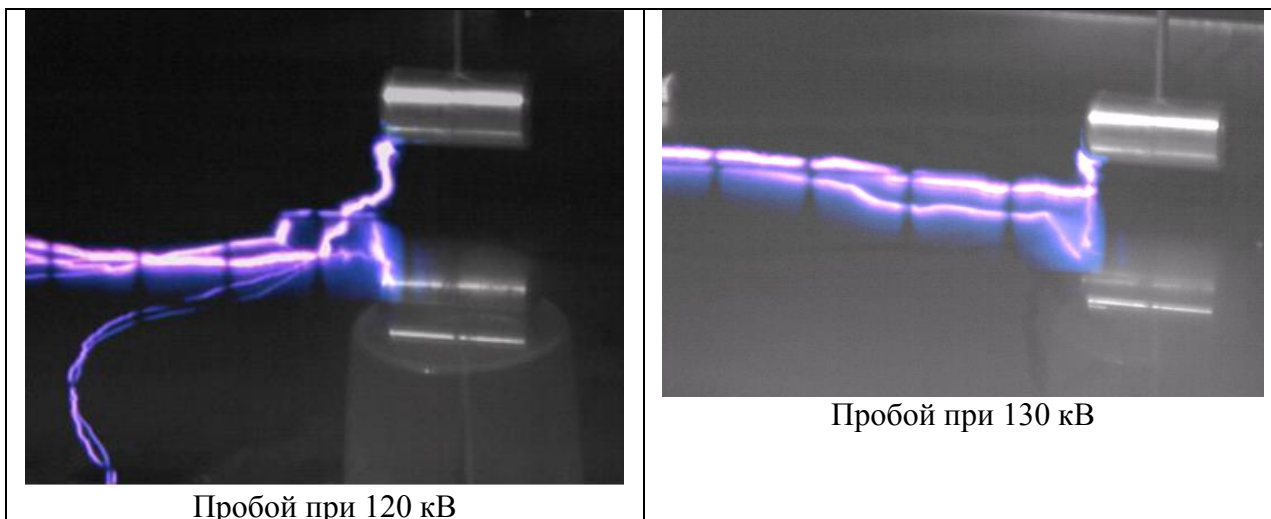


Рис. 2.505. Фотографии стримеров и пробоя при межэлектродном расстоянии 50 мм при двух толщинах барьера – 4 мм и 8 мм. Барьер расположен посередине межэлектродного промежутка.

При уменьшении межэлектродного расстояния до 30 мм поле становится еще более однородным, и еще более однородным становится распределение стримеров по электродам (рис. 2.507, «80 кВ»). Следует отметить, что стримеры, образующиеся по центру барьера, с обеих сторон барьера имеют характер отрицательных – не ветвятся. Очевидно, это следствие высокой средней напряженности в промежутке – в центре системы поле уже почти однородное, и стримеры образуются не на положительном электроде, а в середине воздушного промежутка. Без барьера минимальное пробойное напряжение составило 70 кВ (рис. 2.506), стримерной короны без пробоя не наблюдалось. С барьером стримерная корона возникла при 70 кВ, минимальное пробойное напряжение составило 100 кВ.

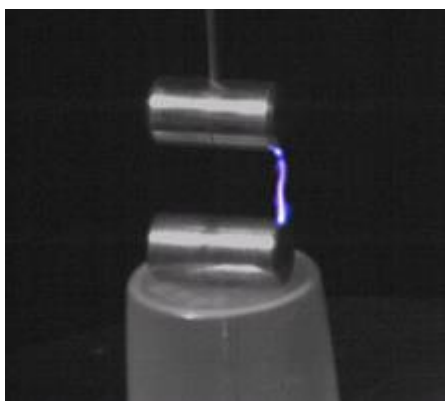


Рис. 2.506. Система электродов цилиндр-цилиндр, без барьера. Межэлектродное расстояние 30 мм. Пробой при напряжении 70 кВ.

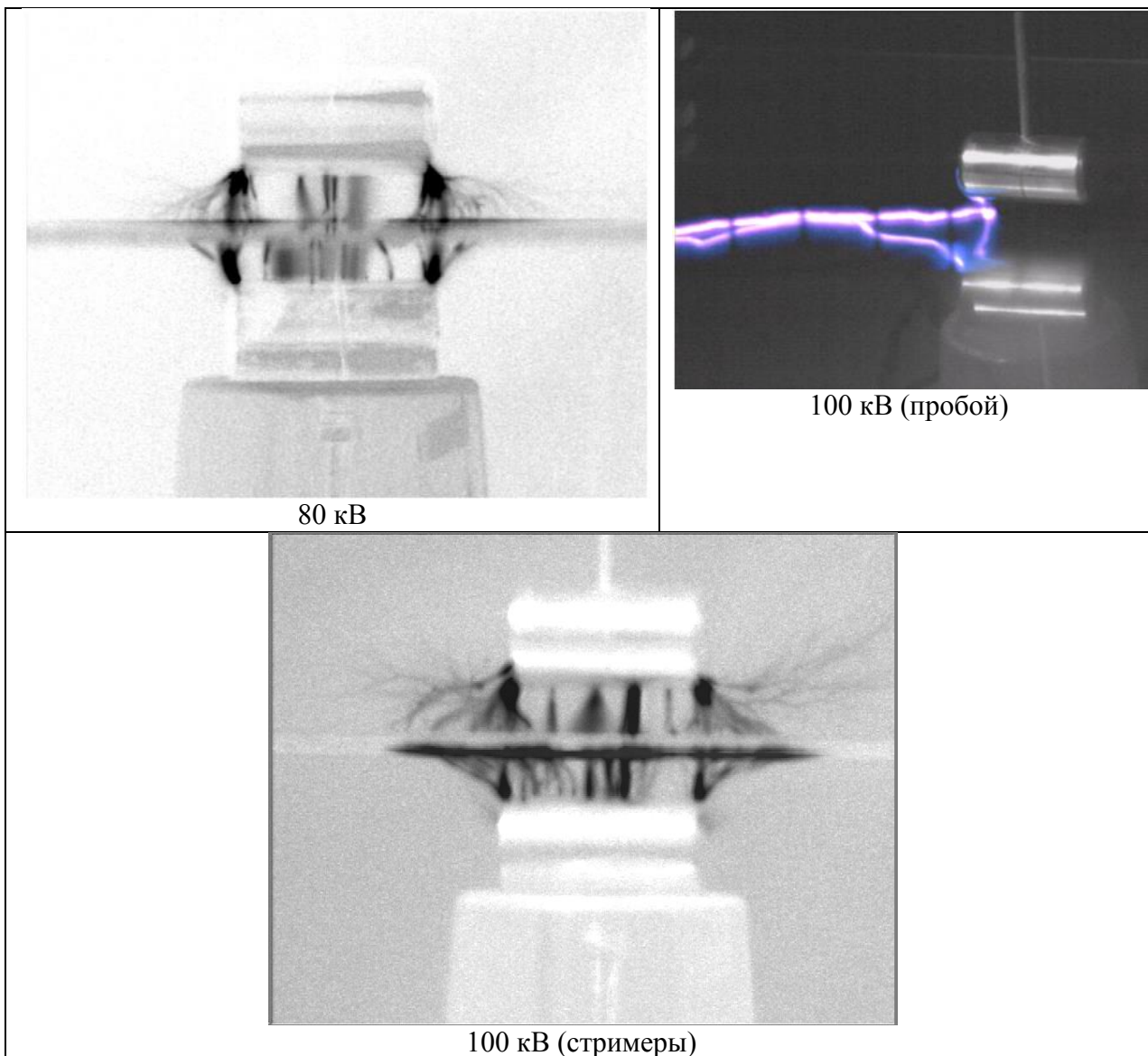


Рис. 2.507. Фотографии стримеров и пробоя в системе электродов цилиндр-цилиндр с межэлектродным расстоянием 30 мм, толщина барьера 4 мм.

Данные по зависимости напряжения пробоя от межэлектродного расстояния обобщены на рис. 2.508. Наибольший эффект от барьера достигается в случае сильнонеоднородных полей, здесь напряжение пробоя может быть поднято вдвое. В случае слабонеоднородных полей эффект от размещения барьера слабый. Выше была указана причина: в слабонеоднородном поле барьер не может удержать положительную корону вблизи положительного электрода, поскольку при пороге возникновения короны средняя напряженность уже близка к критической, и возникновение стримерной короны у положительного электрода провоцирует возникновение стримеров от отрицательного, т.е. с противоположной стороны барьера, что придает короне биполярный характер.

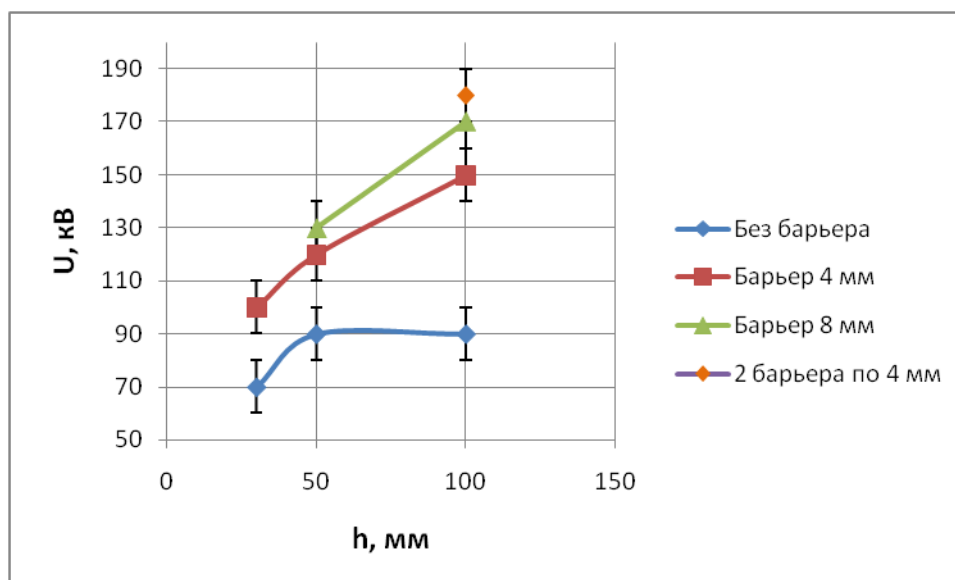


Рис. 2.508. Минимальные напряжения пробоя в системе электродов цилиндр-цилиндр с барьерами и без барьера в зависимости от межэлектродного расстояния  $h$ . Барьер находится в центре межэлектродного промежутка, в случае двух барьеров они расположены симметрично с зазором в 10 мм.

### **Выводы о структуре стримерной короны в присутствии барьерной изоляции**

Систематическое экспериментальное исследование импульсной положительной и отрицательной униполярной стримерной короны в воздухе, а также биполярной в симметричной системе электродов при наличии плоского барьера показало следующее.

В случае униполярной отрицательной короны барьер препятствует распространению стримеров. Стримеры упираются в поверхность барьера, образуя на его поверхности светящиеся области. В этих областях на поверхность барьера оседает отрицательный поверхностный заряд. Головка отрицательного стримера при определенных условиях создает за барьером повышенное электрическое поле, в котором становится возможным возникновение встречных положительных стримеров. Искровой пробой осуществляется во встречных направлениях, что обеспечивает оригинальную стелющуюся биполярную структуру искрового канала с обеих сторон диэлектрического барьера.

В случае **униполярной положительной короны** твердый диэлектрический барьер достаточной толщины (не менее 4 мм) препятствует распространению стримерных каналов и они, столкнувшись с барьером, разворачиваются в касательном к поверхности направлении и стелятся вдоль его поверхности. Барьер существенно ограничивает область, занятую стримерной короной, замедляет распространение стримеров вдоль барьера и поэтому позволяет существенно повысить напряжение пробоя воздушного промежутка. Стримерно-лидерный переход и последующий пробой возможен только после замыкания предшествующих стримеров на противозлектрод. Лидерный канал от положительного электрода распространяется над поверхностью барьера.

Визуализация поверхностного заряда показала, что положительные стримеры стелятся по барьеру, напыляя на него поверхностный заряд мелкозернистой структуры. С ростом напряжения размеры области распространения стримеров растут, синхронно увеличивается пятно поверхностного заряда. Когда размер области касательного распространения стримеров по поверхности барьера сравняется с размерами барьера становится возможным замыкание стримером межэлектродного промежутка и его пробой.

При касании барьера каждая мелкомасштабная веточка разветвленного положительного стримера оставляет на нем след поверхностного заряда, и по визуализированной картине можно судить о мелкомасштабной структуре стелющихся стримеров, например, об их размерах и количестве каналов, а также об их относительной проводимости. Показано, что в области предпробойных напряжений в стадии уменьшения напряжения (на стадии заднего фронта импульса напряжения) поле вблизи барьера меняет направление, и начинается стримерная активность обратной полярности, обеспечивающая разрядку поверхностного заряда на активный электрод.

Показано, что при использовании симметричных электродов типа цилиндр-цилиндр при умеренных напряжениях вблизи каждого из электродов образуются отрицательная и положительная стримерная корона. В симметричной системе при достаточном размере барьера, ограничивающем положительную корону, наиболее вероятным оказывается стримерно-лидерный переход от катода с образованием отрицательного лидера, либо возникновение двух лидеров с обеих сторон барьера, которые при встрече замыкаются и образуют единый канал.

Показано, что в случае биполярных систем специфические особенности электрического поля удерживают положительную корону вблизи активного электрода и не дают положительным стримерам растекаться по барьеру. Эффект связан со специфическим ходом силовых линий поля в области барьера и подтверждается и компьютерной моделью стримера. Этот эффект инициирует развитие отрицательных стримеров. Поэтому в случае биполярной короны замыкание положительным стримером межэлектродного промежутка не является необходимым условием. Стримерно-лидерный переход происходит вблизи катода по механизму отрицательной полярности, без замыкания стримером межэлектродного промежутка. Образовавшийся отрицательный лидер не может быть остановлен рассмотренными барьерами.

При высоких предпробойных напряжениях четкое разделение корон двух полярностей нарушается, образуется «смешанная» корона. Образование «смешанной» короны облегчает стримерно-лидерный переход.

## **Барьерный разряд**

В литературе барьерным разрядом называют не любой процесс, в котором плазма взаимодействует с твердым диэлектриком. Этим термином описывают узкий класс процессов [88].

Барьерным называют разряд высокого давления (порядка атмосферы и выше), протекание тока в котором ограничено, по крайней мере, одним слоем диэлектрика, а характерные размеры электродов существенно превышают величину межэлектродного промежутка. Из первого требования следует, во-первых, что протекание тока проводимости в такой системе в обход диэлектрика невозможно. И, пренебрегая собственной проводимостью твердого диэлектрика, можно сказать, что постоянный ток в такой системе течь не может. Второе требование можно перефразировать – требуется, чтобы степень неоднородности поля была низкой. Это, однако, не означает, что задача становится одномерной – в ходе разрядного процесса возможно нарушение симметрии и образование трехмерных структур даже в однородном поле, что в ряде случаев и происходит.

Плазма барьерного разряда имеет ряд характерных особенностей, а именно: пространственную неоднородность и малую длительность протекания различных физико-химических процессов. Как правило, наряду с объемным разрядом в плазме наблюдаются хаотически расположенные микроразряды (филаменты), длительность протекания тока в которых – 10-50 нс.

К сферам применения барьерного разряда относятся:

- Генерация озона
- Модификация покрытий
- Контроль загрязнений
- Стерилизация и дезинфекция
- CO<sub>2</sub>-лазеры
- Эксимерные лазеры
- Плазменные дисплейные панели

Основное преимущество барьерного разряда следующее. Благодаря тому, что рабочий объем газа полностью окружен твердым диэлектриком (рис. 2.509), напряжение пробоя в такой системе относительно высокое. В результате можно, не опасаясь пробоя, использовать высокое рабочее напряжение и достигать большой мощности, передаваемой плазме.



Рис. 2.509. Конфигурация барьерного разряда с двумя диэлектрическими слоями.

При барьерном разряде свечение часто принимает вид т.н. филаментов – тонких светящихся каналов (рис. 2.510). Они довольно плотно заполняют межэлектродный промежуток и для их расположения часто характерна упорядоченность. Филаменты могут быть неподвижными или перемещаться.

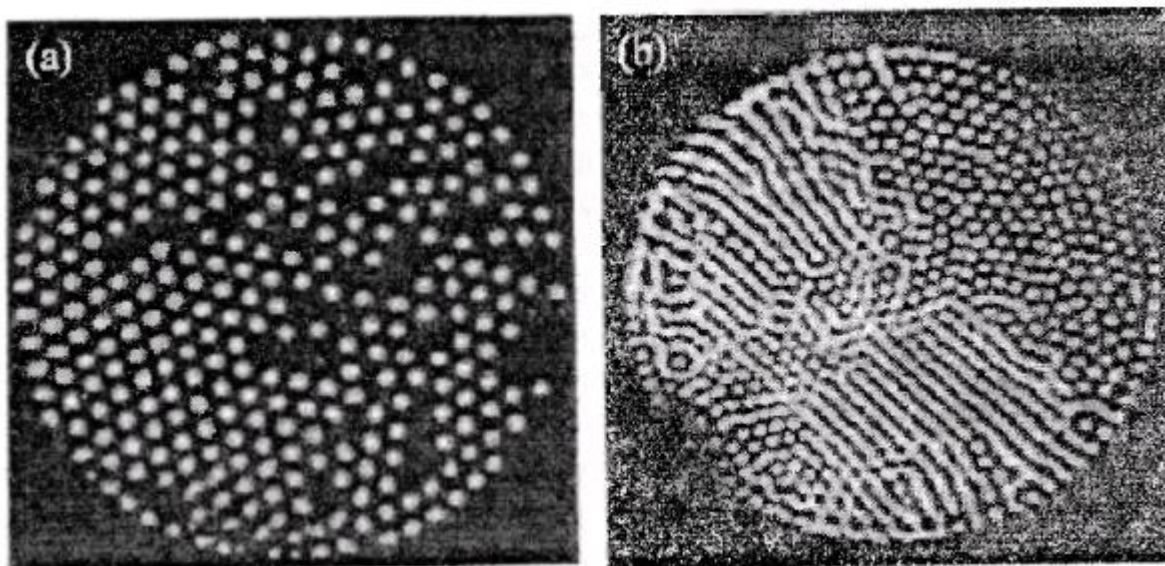


Рис. 2.510. Излучение барьерного разряда в гелии, вид сверху. Филаментарная форма барьерного разряда. Длина газоразрядной щели 0,5 мм, толщина диэлектриков 0,55 мм, диэлектрическая проницаемость барьеров 7,6, радиус нижнего электрода 50 мм, верхний электрод изготовлен из проводящего прозрачного материала. (а) – гексагональное

расположение филаментов  $P=100$  Торр,  $f=200$  кГц,  $U=470$  В; (b) – сосуществование стационарных филаментов и прямых линий движущихся филаментов.  $P=182$  Торр,  $f=200$  кГц,  $U=870$  В. [89]

Наряду с филаментарным наблюдается также диффузный барьерный разряд. Для него характерно наличие широких стримерных каналов. Каналы перекрываются и образуют единый широкий светящийся канал.

В случае диффузного барьерного разряда задача приобретает плоскую симметрию, поэтому большая часть численных расчетов сделана в таком приближении. В этом случае все параметры зависят только от координаты  $z$ , ось которой перпендикулярна барьерам и электродам.

В основном для моделирования используется система уравнений дрейфово-диффузионного приближения, типа системы (2.32), описанной в главе «Лавинные процессы». Особенностью данной задачи является необходимость расчета плотности заряда на границах диэлектрических барьеров и воздуха, скорость изменения которого приравнивается к плотности потока заряда в воздухе.

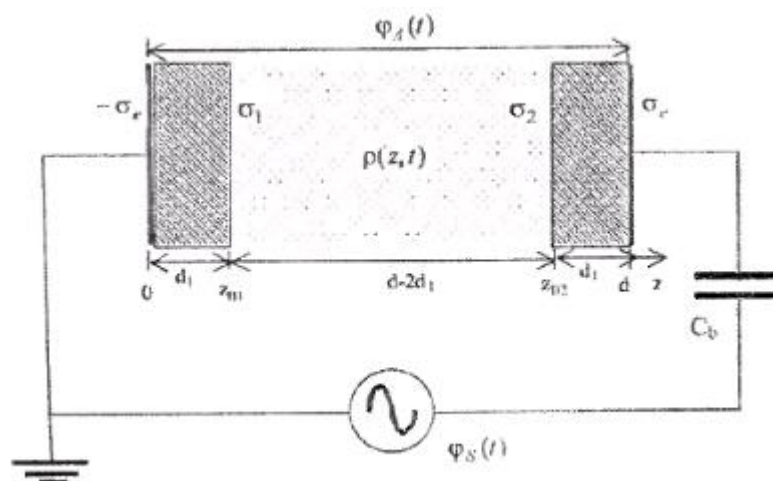


Рис. 2.511. Схема барьерного разряда.

Рассмотрим для примера результаты моделирования барьерного разряда в ксеноне. На электроды подается синусоидально изменяющееся напряжение, частота 50 кГц, амплитуда 8 кВ. Учтено 24 реакции и 8 компонент.

На рис. 2.512 приведено изменение напряжения и тока со временем. Как видно, после перехода напряжения через ноль следует резкий скачок тока, сопровождающийся падением напряжения на газовом промежутке, что свидетельствует о повышении проводимости газа. Таким образом, в газе периодически происходит ионизационный процесс.

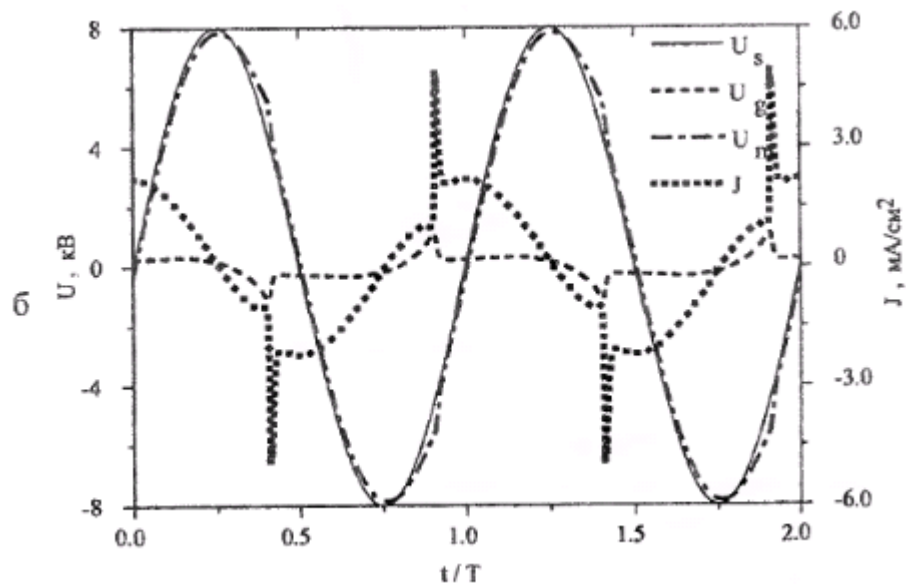


Рис. 2.512. Компьютерное моделирование барьерного разряда. Зависимость от времени: напряжения на электродах  $U_s$ , разности потенциалов на газовом промежутке  $U_g$ , разности потенциалов на диэлектрике  $U_m$ , тока в цепи  $J$ . Газ ксенон. Давление 400 Торр, частота 50 кГц, амплитуда подаваемого напряжения 50 кВ. Длина разрядного промежутка 4 мм, толщина диэлектрических слоев – по 2 мм, диэлектрическая проницаемость 4. [90]

На рис. 2.513 представлено распределение концентрации электронов и средней энергии электронов в разные моменты времени. Процесс имеет черты волны ионизации, причем картина осложняется наличием справа барьера. Анод находится справа, и мы наблюдаем анодонаправленную волну ионизации. Виден фронт концентрации электронов, смещающийся вправо. Энергия электронов перед волной ионизации повышена за счет повышенной напряженности поля, а в высокопроводящей области снижена и уменьшается со временем. Все эти свойства схожи со свойствами стримера, описанными в главе «Компьютерное моделирование стримеров».

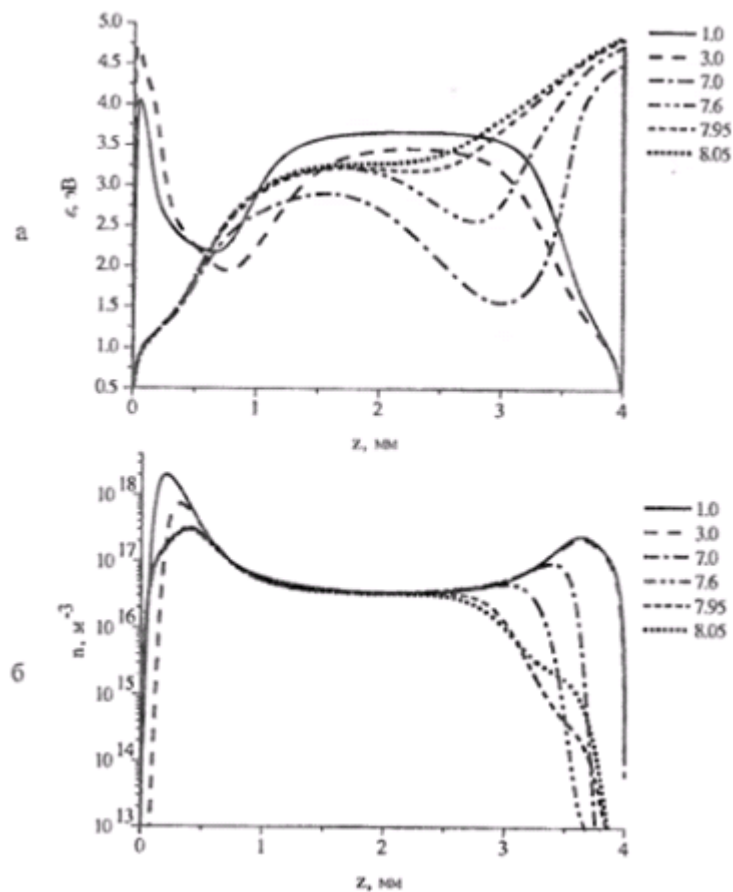


Рис. 2.513. Рассчитанные пространственные распределения в разные моменты времени. Время в микросекундах, отсчет ведется от начала периода. *а* – средняя энергия электронов, *б* – концентрация электронов. Правый электрод в это время – анод. Справа видна волна ионизации. Та же задача, что и на рис. 2.512. [91]

Ситуация в барьерном разряде осложняется существенным изменением напряжения со временем. Прохождение волны ионизации повышает проводимость промежутка, однако со временем проводимость падает из-за процессов распада плазмы – рекомбинации или прилипания (рис. 2.514, нижний график). Однако через некоторое время напряжение вновь поднимается, и проходит новая волна ионизации, снова резко поднимающая проводимость. Причем поскольку максимумы напряжения чередуют полярность, волны ионизации чередуют направление, о чем говорит разная полярность импульсов тока (рис. 2.514, нижний график).



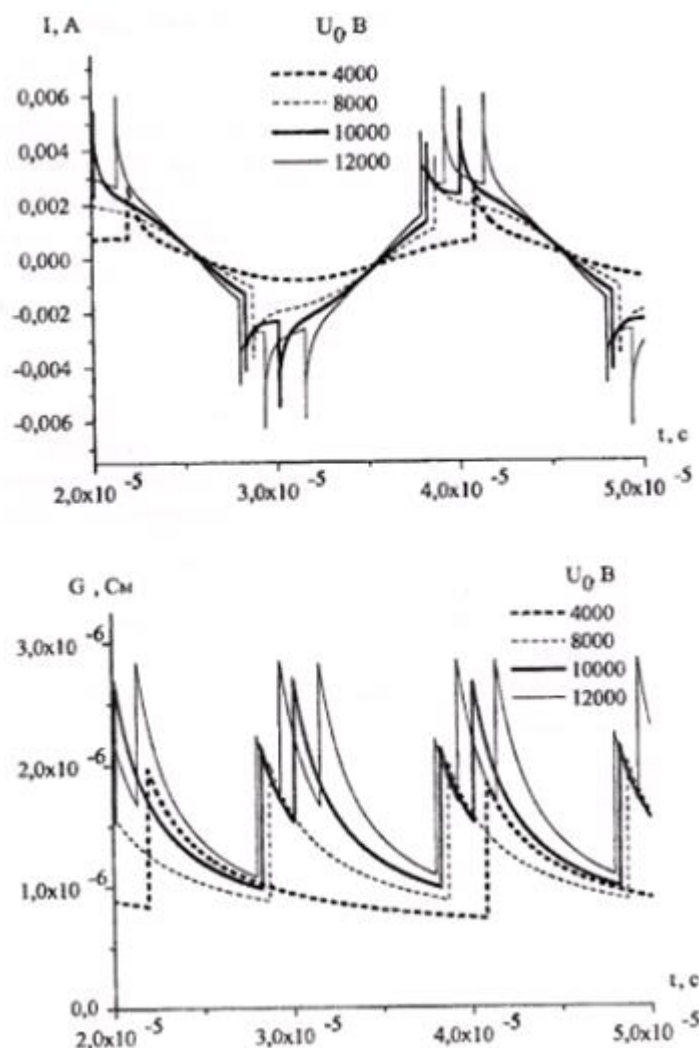


Рис. 2.514. Зависимость силы тока  $I$  и проводимости разрядного промежутка от времени при разных амплитудах напряжения. Та же задача, что и на рис. 2.512. [88]

Таким образом, барьерный разряд – по сути чередование коротких быстрых волн ионизации и долгих этапов потери проводимости из-за распада плазмы. Однако нестационарный характер и, в то же время, значительная продолжительность процесса, делают его достаточно сложным для анализа и порождают множество специфических для этого типа разряда эффектов, подробно описанных в [88].

## Литература

87. Базелян Э.М., Райзер Ю.П. Искровой разряд. Изд-во МФТИ, М. 1997.
88. Автаева С.В. Барьерный разряд. Исследование и применение. Киргизия, Бишкек. Изд-во КРСУ, 2009. 152 С.
89. Muller I., Punset C., Ammelt E., Purwins H.-G. and Boeuf J.P. // IEEE Trans. Plasma Sci. – 1999. – V. 27, No. 1. – P. 20-21.
90. Oda A., Sakai Y., Akashi H. and Sugawara H. // J. Phys. D.: Appl. Phys. – 1999. V.32. – P. 2726.
91. Автаева С.В., Кулумбаев Э.Б. // Физика плазмы. – 2008. Т.34. №6. – С. 497.



## Глава 10. Влияние барьера на коронный разряд постоянного тока.

Рассмотрим влияние диэлектрических барьеров на структуру коронного разряда в воздухе. Ранее описан коронный разряд, который возникает при сравнительно высоких давлениях газа (порядка атмосферного) в сильно неоднородном электрическом поле. Такое поле можно получить между двумя электродами, поверхность одного из которых обладает большой кривизной (тонкая проволока, острие иглы). Наличие второго электрода (противоэлектрода) не обязательно, его роль могут играть окружающие заземленные объекты. Когда электрическое поле вблизи электрода с большей кривизной достигает примерно  $2,45 \cdot 10^6$  В/м, вокруг этого электрода возникает свечение, имеющее вид оболочки или короны, откуда и произошло название разряда. Коронный разряд, по определению, самостоятельный газовый разряд, в котором из-за особенностей геометрии системы электродов процессы ионизации локализованы в поле высокой напряженности, в окрестности активного электрода. По полярности активного электрода различают положительную и отрицательную короны. Проводимость в любой области коронного разряда может либо униполярная, либо биполярная, в зависимости от того, ионы какой полярности преобладают.

Не зависимо от формы коронный разряд имеет ограниченную область ионизации, которая и является наиболее характерной его особенностью. В области ионизации зарождаются лавинные процессы. Так же можно выделить зону дрейфа, соединяющую область ионизации с областью низкой напряженности поля. Дрейфуя, ионы и электроны вступают в реакцию с нейтральными частицами, создавая ионы за счет неупругого соударения. В зоне дрейфа энергии заряженных частиц уже не хватает для ионизации, а их плотность мала, чтобы они могли взаимодействовать друг с другом. Количество ионов, образовавшихся электронным ударом, уменьшается с удалением в зону низкой напряженности поля. В электроотрицательном газе, таком как воздух, при любой полярности коронирующего электрода ток через внешнюю зону переносят ионы, потому что электроны успевают «прилипнуть» к молекулам  $O_2$  в самом начале дрейфа. Ионный ток мал и не снижает напряжения на разрядном промежутке. В области, где происходит прилипание электронов, накапливается объемный заряд.

Далее рассмотрим влияние диэлектрического барьера на структуру коронного разряда. Все вышесказанное о коронном разряде в равной степени справедливо и для случая, когда в межэлектродном промежутке появляется твердый диэлектрический барьер. При внесении в межэлектродный промежуток одной или нескольких диэлектрических вставок, искажается электрическое поле, добавляются новые факторы, влияющие на зону высокого напряжения, а также изменяется траектория распространения электронов.

Рассмотрим влияние диэлектрических вставок на примере коронного разряда от игольчатого электрода, размещенного над плоскостью (рис. 2.515).

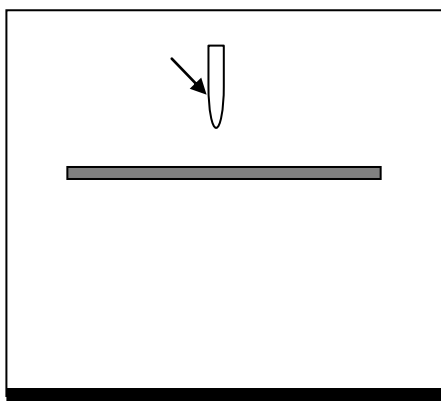


Рис. 2.515. Система электродов игла-плоскость с расположенным посередине диэлектрическим барьером. Электрод-игла отмечен стрелкой.

Исходя из структуры коронного разряда, диэлектрическую вставку можно размещать внутри чехла короны, либо за ее пределами. При размещении твердого диэлектрика во внешней области коронного разряда можно повлиять на процессы, происходящие в чехле коронного разряда, за счет осаждения на поверхности диэлектрика заряда, имеющегося во внешней области короны.

Чтобы уменьшить ток коронного разряда, можно во внешней области коронного разряда поставить твердый диэлектрик, например, в середине межэлектродного промежутка. При этом диэлектрик поляризуется под действием поля. Кроме того, установленный диэлектрик преграждает путь потоку ионов во внешней зоне короны, и на нём осаждаются поверхностный заряд ионов, дрейфующих во внешней зоне. Поле, которое при этом создает поверхностный заряд на диэлектрике, противодействует полю электрода и тем самым препятствует образованию затравочных электронов, инициирующих коронный разряд. Другими словами можно сказать, что поле перераспределяется и сосредотачивается в диэлектрике, а приэлектродные процессы, образующие коронный разряд, уменьшаются или прекращаются.

Поскольку коронный разряд сопровождается электрическим ветром, то твердая вставка преграждает путь центральной струе электрического ветра и таким образом ослабляет отток ионов из коронирующей зоны.

Если размещать диэлектрическую вставку внутри предполагаемой границы чехла короны, то можно изменить траектории движения электронов, создающих лавины и таким образом повлиять на структуру чехла коронного разряда. Кроме того, диэлектрическая вставка при положительной полярности острия может ограничить приток затравочных электронов из окружающего пространства к коронирующему электроду и, следовательно, может изменить напряжение зажигания коронного разряда. Наряду с этим можно повлиять и на процессы вторичной электронной эмиссии путем нанесения диэлектрических покрытий непосредственно на поверхность коронирующего электрода.

Таким образом, на разрядные процессы может повлиять не только наличие диэлектрика в межэлектродном промежутке или на поверхности электрода, но и его форма, а также свойства диэлектрика и свойства границы раздела диэлектрик-газ.

Для получения более полной информации о результатах применения барьерной изоляции и выработки рекомендаций по ее использованию необходимо исследовать ход разрядных процессов в присутствии диэлектрической вставки в различных режимах ее работы.

Предпочтительными материалами для барьера являются плексиглас, стекло или кварцевое стекло, в особых случаях керамические материалы, тонкая эмаль или слой полимера. Диэлектрические барьеры используют для повышения пробивного напряжения

в газовых коммутационных устройствах. Поэтому барьерный эффект широко исследуют для постоянного, переменного, а также импульсного напряжений.

Эта лекция посвящена изучению влияния барьера, расположенного параллельно электроду-плоскости, на пробивное напряжение промежутка как для постоянной по времени, так и для импульсной нагрузки; исследованию зависимости процессов развития разряда для различных длин промежутка игла-барьер; а также исследованию механизмов влияния барьерной изоляции на развитие процессов в чехле разряда. Последнее включает в себя подробное исследование процесса нанесения поверхностного заряда на твердый диэлектрик. Далее приведены результаты оригинальных экспериментальных исследований выполненных студентами и аспирантами НОЦ «Электрофизика».

### Экспериментальная установка

Исследование проводилось на оригинальной установке, разработанной и собранной в высоковольтной лаборатории электрофизики НОЦ «Электрофизика». Блок-схема установки, представлена на рис. 2.516.

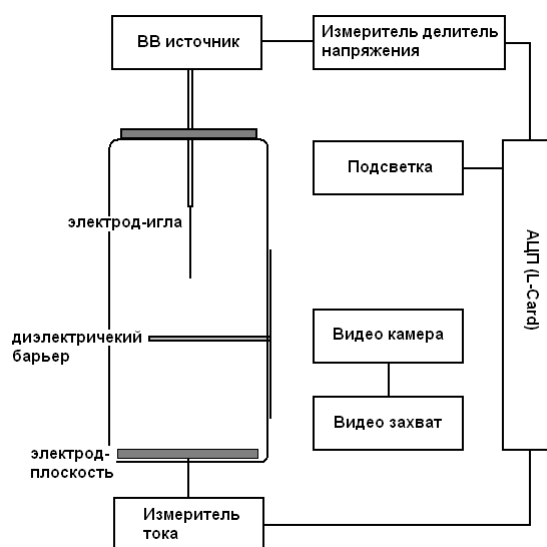


Рис. 2.516. Блок-схема экспериментальной установки.

Экспериментальная установка состоит из следующих блоков:

1. Экспериментальный сосуд, представляет собой прямоугольный ящик из плексигласа, в котором расположена система электродов (игла над плоскостью). На верхний электрод-иглу подается высокое напряжение, нижний электрод заземлен через систему измерения тока. Межэлектродное расстояние может изменяться по желанию экспериментатора. На одной из стенок кюветы закреплен диэлектрический барьер. Расстояние от электрода-«иглы» до барьера может варьироваться с помощью микрометрического винта (шаг 10 мкм).
2. Блок питания Высоковольтный источник регулируемого напряжения.
3. Измерительный делитель напряжения собран на высоковольтных сопротивлениях и делит выходное напряжение в  $10^4$  раз, что позволяет измерять его с помощью АЦП, у которого верхний предел измеряемого напряжения составляет 5 В.
4. Измеритель тока. Регистрирует значение напряжения на сопротивлении 30 кОм.
5. Блок подсветки служит для синхронизации регистрируемых в экспериментах видеоизображений с электрическими характеристиками. Источник визуальной синхронизации – светодиод, подключенный к ЦАП, установленный на плате АЦП.

6. Блок видеоканала предназначен для наблюдения на экране монитора и регистрации в компьютер изображений коронного разряда. Состоит из двух высокочувствительных видеокамер VSC-746 фирмы EVS с блоком питания, монитора и платы видеозахвата *Контраст USB*.
7. Блок регистрации электрических параметров состоит из устройства АЦП(+ЦАП), установленного в системный блок компьютера и служит для регистрации следующих параметров: напряжение на выходе ВВ-источника, электрический ток, протекающий между электродами (напряжение с измерительного сопротивления 30 кОм) и синхроимпульс, подаваемый на светодиод. Во всех экспериментах в качестве АЦП использовалась плата *USB3000* (полоса пропускания 3 МГц), за исключением эксперимента по определению параметров предварительных импульсов, где использовался *Tectronix DPO 7054* (полоса пропускания 500 МГц).

При исследовании коронного и барьерного разрядов необходимо исследовать импульсную составляющую тока, причем длительность переднего фронта импульсов может составлять доли микросекунд. Поэтому требования к измерительному каналу тока высоки. Измерение тока, по сути, сводится к измерению напряжения, который этот ток создает при прохождении через калибровочное сопротивление – шунт. Ток определяется по известному сопротивлению шунта  $R_{ш}$  и измеренному напряжению на  $U_{ш}$  как  $i = U_{ш}/R_{ш}$ . Чем меньше сопротивление шунта, тем заметнее действие ЭДС самоиндукции, которая возбуждается меняющимся во времени током:  $U_{ш} = i \cdot R_{ш} + L_{ш} \cdot di/dt$ , где  $L_{ш}$  – паразитная индуктивность шунта. Индуктивная составляющая напряжения  $L_{ш} \cdot di/dt$  определяет погрешность измерения, особо заметную при регистрации фронта, где ток измеряется много быстрее, чем в остальной части импульса.

Тестирование показало, используемый измерительный канал представляет собой фильтр низких частот с частотой среза 0.1 ГГц. Соответственно при помощи такой измерительной схемы нельзя измерять сигнал с характерным временем изменения меньше 10 нс. Как будет видно позже, при проведении экспериментов это условие нарушаться не будет.

### **Коронный разряд в отсутствие барьера**

Эволюция коронного разряда для различных полярностей имеет ряд отличий. В случае отрицательной короны положительные ионы, образуемые электронными лавинами, ускоряются в сильно неоднородном электрическом поле вблизи катода. Попадая на катод, они выбивают из него электроны (вторичная ион-электронная эмиссия). Выбитые электроны, отталкиваясь от катода, на своем пути порождают электронные лавины. Так как электрическое поле убывает при удалении от острия иглы, то на некотором расстоянии электронные лавины обрываются, электроны попадают в «темную» область и там прилипают к нейтральным молекулам газа. Образовавшиеся отрицательные ионы и являются основными носителями тока в «темной» области. Пространственный отрицательный заряд этих ионов вблизи анода ограничивает общий разрядный ток.

Начиная с момента зажигания ( $U_{\text{д}} = 4.2$  кВ), осциллограмма тока имеет импульсный характер - появляются импульсы Тритчела, причины возникновения которых разобраны в главе 7 "Компьютерное моделирование коронного разряда".

В главе «Экспериментальное исследование коронного разряда» рассматривалось свечение межэлектродного промежутка, вызванное коронным разрядом (см. рис. 6.22). При малом напряжении диффузное свечение можно наблюдать только над заземленным электродом. По мере увеличения напряжения, увеличивается яркость свечения, и камера регистрирует его уже по всей длине межэлектродного промежутка.

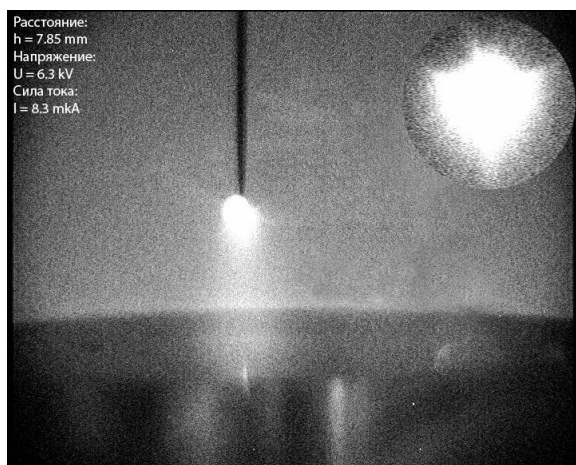


Рис. 2.517. (а) - отрицательная корона, напряжение -6.3 кВ; (б) - положительная корона, напряжение +4.3 кВ;  $h$  – расстояние от иглы до плоскости.

При положительной короне, когда катодом служит электрод с большим радиусом кривизны, электрическое поле у катода слабое. Поэтому электронные лавины не могут породиться электронами, выбиваемыми из катода вследствие вторичной эмиссии. Электронные лавины порождаются электронами, возникшими вблизи анода при объемной ионизации газа фотонами, излучаемыми коронирующим слоем. Они зарождаются на внешней границе коронирующего слоя и распространяются к положительному электроду. Положительные ионы, двигаясь через «темную» область к катоду, образуют пространственный заряд, который снова ограничивает силу разрядного тока.

Для положительной полярности иглы при зажигании коронного разряда ( $U_+ = 4.0$  кВ) наблюдается переходная форма короны (Рис. 2.517.б). Этой форме соответствует горение короткого стримерного канала, не замыкающего межэлектродный промежуток. Для данной формы характерно постоянное, слабо растущее значение силы тока.

Характерным для положительной короны является образование стримера. Его появление можно объяснить тем, что с ростом лавины, увеличивается и заряд вблизи переднего фронта. С увеличением заряда изменяется и напряженность поля. При определенном значении заряда становится возможным дальнейшее распространение лавины в собственном поле. Поле, создаваемое электродами перестает играть основную роль. Т.е. происходит т.н. лавинно-стримерный переход (переход от много-лавиной формы к стримерной). Стример представляет собой тонкий слабоионизованный канал, который образуется из первичной лавины в достаточно сильном поле и прорастает в сторону заземленного электрода. Обладая некоторой проводимостью, стример по достижению электродов может так трансформировать поле, что появляется возможность резкого усиления ионизации и тока, и это, в конечном счете, приведет к искровому разряду в промежутке. Поэтому при увеличении напряжения между электродами возникает искровой разряд с полным пробоем разрядного промежутка.

### **Влияние диэлектрического барьера на коронный разряд**

Барьером служит тонкий слой твердого диэлектрика внутри разрядного промежутка, внесение которого увеличивает электропрочность системы, без увеличения размера промежутка. Как будет показано далее, влияние барьера сильно зависит как от величины межэлектродного промежутка, так и от местоположения барьера.

Исходя из структуры коронного разряда, весь межэлектродный промежуток можно разделить на 2 характерные зоны: зона чехла коронного разряда, или «ближняя

зона» (зона, где преобладают процессы ионизации) и зона слабой напряженности поля, «дальняя зона» (преобладает процесс прилипания).

Первая группа исследований касалась изучения влияния барьера на напряжение зажигания коронного разряда. На рис. 2.518 представлены обобщенные зависимости напряжения зажигания коронного разряда от расстояния до барьера при фиксированном межэлектродном расстоянии. Видно, что зависимости напряжения зажигания короны положительной и отрицательной полярностей близки по форме.

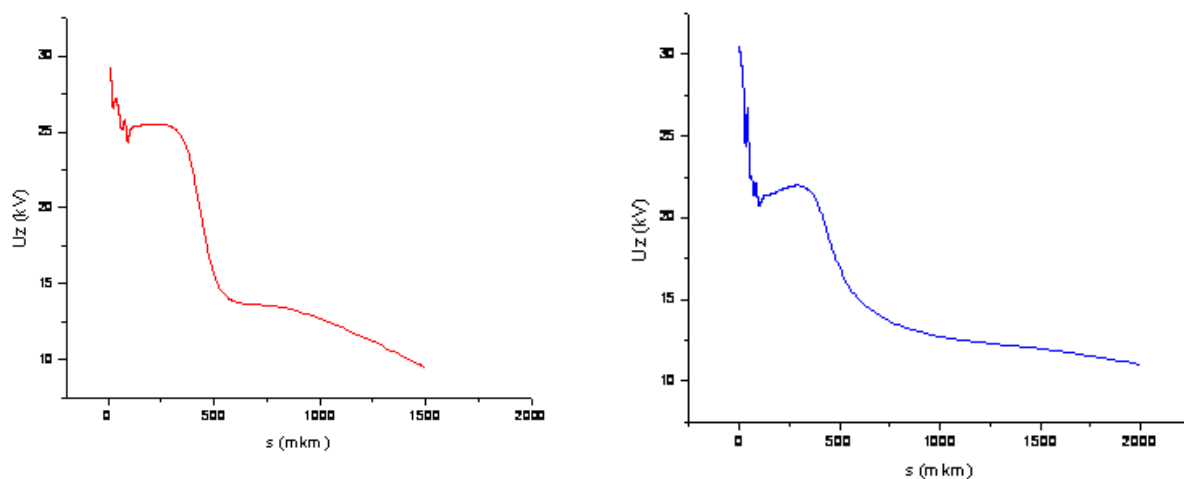


Рис. 2.518. Зависимость напряжения зажигания коронного разряда положительной (слева) и отрицательной (справа) полярностей от расстояния между активным электродом–иглой и барьером. Расстояние между электродами  $h = 7.85$  мм.

При перемещении барьера от положения соприкосновения с электродом–«иглой» до расстояния 2 мм между электродом–«иглой» и барьером напряжение зажигания короны изменяется весьма существенно, почти в 2,5 раза. Напомним, что напряжение зажигания униполярного коронного разряда для того же межэлектродного расстояния без барьера составляет 4–5 кВ, для обеих полярностей. Таким образом, введение барьера в дальней зоне увеличивает напряжение зажигания коронного разряда в 2–3 раза.

Видно, что ход кривых на уровне расстояний 500 мкм для обеих полярностей (рис. 2.518) имеет резкий спад напряжения зажигания до значений в 10–12 кВ. При дальнейшем увеличении расстояния спад зависимости становится более плавным. В диапазоне расстояний от «иглы» до барьера 50÷300 мкм напряжение зажигания практически постоянно. При малых расстояниях от 0 до 50 мкм зависимость немонотонная. Таким образом, имеются три зоны влияния барьера на напряжение возникновения коронного разряда: сверхближняя 0–50 мкм, ближняя (50–500 мкм) и дальняя (больше 500 мкм).

При отрицательном напряжении на электроде начальная структура микроэлектронной активности у игольчатого имеет конусообразный вид с диффузной внешней границей, вершина конуса совпадает с кончиком иглы. При положительном напряжении светлая область имеет облегающую шапкообразную форму (рис. 2.519).

Судя по фотографиям светлой зоны короны (рис. 2.519), ближняя зона соответствует чехлу короны, дальняя – темной области разряда, а размеры сверхближней зоны короны близки к размерам отдельных лавин.



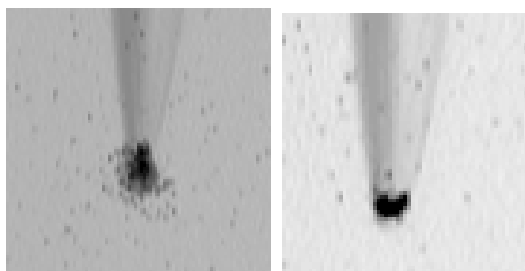


Рис. 2.519. Форма коронного разряда при отрицательном (слева) и положительном (справа) напряжении на электроде–игле.

Если барьер расположить на малых расстояниях от кончика иглы, соизмеримых с размерами лавины (при атмосферном давлении средний размер лавин составляет 10-50 мкм), то структура чехла существенно изменяется. Во-первых, появляются светящиеся образования, распространяющиеся вдоль поверхности барьера. Во-вторых, наблюдаются новые формы коронных процессов: поверхностный, боковой, отраженный (рис. 2.520). В первом и втором случаях, процессы характерны для положительного игольчатого электрода, когда лавины и стримеры распространяются из объема на кончик иглы параллельно поверхности изолятора. При более высоких напряжениях лавинные процессы перемещаются с кончика иглы на ее боковую поверхность и приобретают очаговый мелкозернистый характер (рис. 2.520, б).

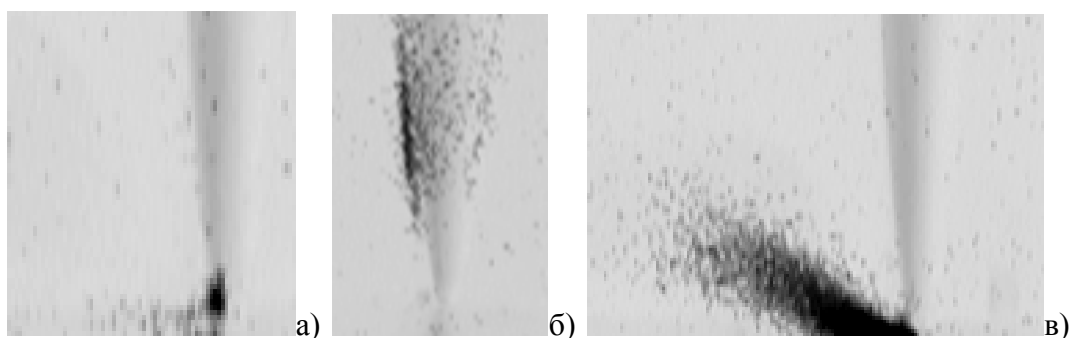


Рис. 2.520. Новые формы коронных процессов, наблюдаемые при установке барьера в ближней зоне коронного разряда: а – поверхностный, б – боковой, в – отражённый.

В случае отрицательной иглы лавинно-стримерные процессы, распространяющиеся от поверхности игольчатого электрода, отражаются от поверхности изолятора (рис. 2.520, в).

Рассмотрим формирование чехла отрицательной короны при различных расстояниях от электрода-иглы до барьера, который выполнен из оргстекла. На рис. 3.8 представлены фотографии чехла отрицательной короны и соответствующие им вольтамперные характеристики. На вольтамперных характеристиках точками отмечены условия (напряжение и ток), соответствующие представленным фотографиям.

Как показывает анализ приведенных данных, при малых расстояниях, от 0 до 500 мкм (рис. 2.521, а-е), при отрицательной полярности игольчатого электрода наблюдается лавинная отраженная форма чехла короны, напоминающая перевернутый зонтик. Лавинные процессы начинаются при более высоких напряжениях (25÷30 кВ), чем в случае когда барьер отсутствует. В послепороговой области, после возникновения коронного разряда, вольтамперная характеристика очень круто, почти вертикально, возрастает. Лавины, стартующие с кончика иглы, отражаются от барьера под углом 30÷40 градусов. Характерные размеры чехла (диаметр наблюдаемого зонтика) составляет несколько (2÷4) миллиметров. Наиболее отчетливо эта форма наблюдается при

расстояниях от кончика иглы до диэлектрического барьера, соизмеримых с размерами лавин ( $0 \div 90$  мкм).

При расстояниях  $100 \div 500$  мкм наблюдается постепенное вырождение отраженной формы. Яркость свечения отраженных частей чехла спадает и осуществляется переход чехла к стандартной – очаговой форме, наблюдаемой в отсутствие барьера. Этот переход реализуется через слегка сплюснутую форму внешних границ лопатовидного очага, наблюдаемую при расстояниях 750 и 1500 мкм (рис. 2.521, ж,з) до барьера. При этом напряжение зажигания короны уменьшается до 12 кВ, а вольтамперная характеристика становится более полой.

Таким образом, из анализа фотографий (рис. 2.521) видно, что имеется два типа влияния. Первый – когда барьер расположен на расстояниях более 1 мм – в дальней зоне, влияние на структуру чехла короны незначительно, изменяется лишь начальное напряжение зажигания короны.

В случае, когда барьер располагается в зоне высокой напряженности поля (эта область составляет около 500 мкм от острия иглы), значительно повышается напряжение зажигания разряда: при отрицательной полярности иглы с 5 кВ (при отсутствии барьера) до 27 кВ, и разрядные токи уменьшаются более чем на порядок. Разряд приобретает отраженный вид – чехол коронного разряда отражается от диэлектрика под острым углом (рис. 2.521 сверху). Чтобы объяснить это явление, было проведено моделирование, по результатам которого были вычислены траектории электронов, которые в воздухе движутся вдоль силовых линий электрического поля [92]. Ввиду того, что свечение коронного разряда образуется как результат реакции возбуждения нейтральных молекул электронами, изменение формы чехла короны может быть объяснено искажением картины поля под действием поверхностного заряда. Результаты моделирования показали, что при нанесении поверхностного заряда на барьер, траектории электронов отражаются от поверхности барьера под острым углом, то есть повторяют форму чехла коронного разряда при наличии барьера – КБР.

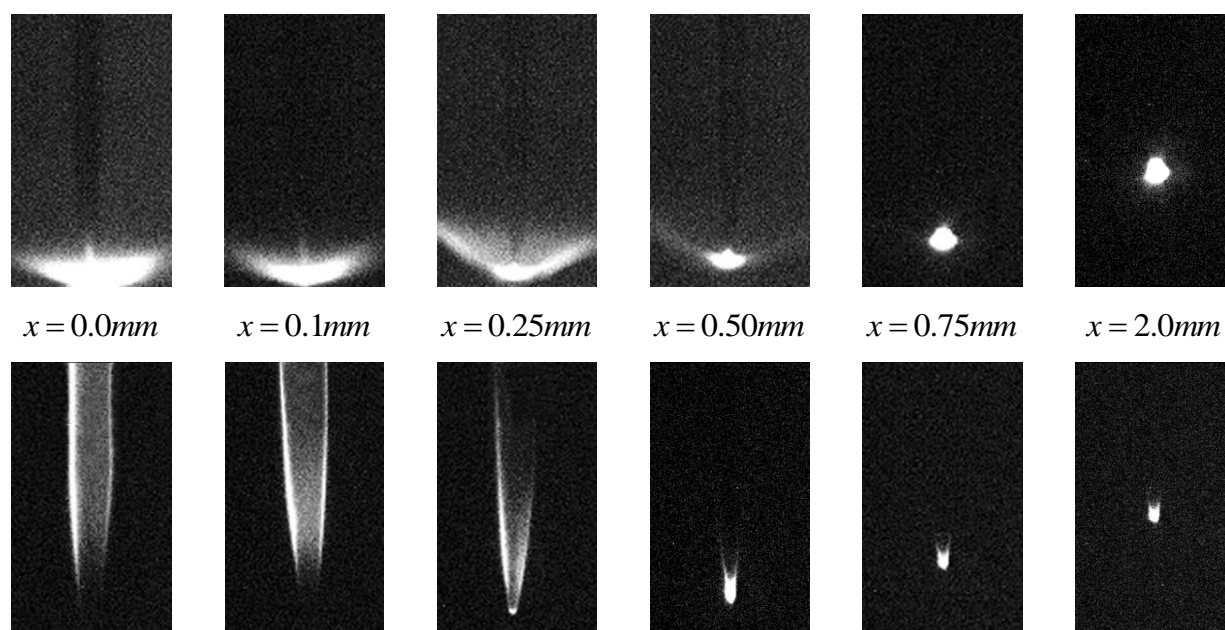


Рис. 2.521. Фотографии разряда при различных расстояниях игла-барьер ( $x$ ); на фотографии виден электрод игла, нижний край фотографии соответствует плоскости барьера; верхний ряд – отрицательная полярность, нижний – положительная.

Стоит отметить, что есть и некоторые отличия: в присутствии барьера не наблюдается пикообразной формы чехла и диффузного свечения всего межэлектродного промежутка, характерных для отрицательной короны без барьера. Края свечения КБР достаточно четкие, форма чехла конически расширена книзу. Влияние барьера на положительную корону, как видно из фотографий (рис. 2.521), иное. Облегающий чехол короны смещается вдоль боковой поверхности игольчатого электрода в его верхние части. При расстояниях облегающий чехол опускается вниз и при расстояниях 100÷500 мкм наблюдается постепенное опускание облегающей формы на кончик игольчатого электрода. И все же можно говорить о схожести форм свечения КБР при положении барьера в поле низкой напряженности и коронного разряда в отсутствие барьера. Это совпадение форм показывает, что в области низкой напряженности барьер слабее влияет на процессы в чехле коронного разряда. Он по-прежнему накапливает поверхностный заряд, но величина этого заряда мала для того, чтобы существенно снизить поле вблизи коронирующего электрода. Заметно снижается напряжение зажигания, хотя оно и остается в 2-3 раза выше, чем в случае отсутствия барьера.

Для положительного КБР также характерно уменьшение разрядного тока на порядок по сравнению с положительной короной без барьера. На рис. 2.521 можно пронаблюдать изменение формы свечения КБР. Видно, что при расстоянии до барьера меньше 500 мкм корона горит выше острия иглы и носит мелкоочаговую облегающую форму. Это объясняется тем, что с иглы на поверхности диэлектрика оседает заряд того же знака, что и поданное напряжение. Поверхностный заряд выравнивает электрическое поле вблизи кончика иглы (снижает напряженность), тем самым, тормозя лавинные процессы. По этой же причине область более высокой напряженности поля перемещается вверх по игле. При расстояниях 100 мкм до 500 мкм на фоне мелкоочаговой боковой структуры появляется сплошное свечение у кончика острия. При увеличении расстояния  $x$  более чем 500 мкм, чехол короны смещается на кончик иглы, несколько вытянут в направлении барьера, напоминая сосульку. С увеличением расстояния длина чехла короны уменьшается и при расстоянии 2 мм принимает форму, характерную для положительной короны без барьера. При перемещении барьера из области слабого электромагнитного поля в область чехла напряжение зажигания короны увеличивается почти в 2.5 раза.

### ***Микроразрядная активность***

Группу локальных процессов, порождающих электронные лавины и развивающихся до тех пор, пока электронный ток не затухнет, называют микроразрядами. Появление и развитие таких процессов носит импульсный характер. Такая форма разрядных процессов, предшествующая и сопутствующая видимой форме коронного разряда, называется микроразрядной активностью. Микроразрядная активность проявляется на осциллограмме тока в виде отдельных импульсов, либо серий импульсов. Их форма подобна форме грозового импульса: резкий передний фронт и медленный спад (Рис. 2.522). Быстрый рост количества свободных электронов в течение лавинной фазы и движение электронного облака к аноду, соответствует резкому переднему фронту импульса. Пик импульса совпадает с моментом достижения анода электронами из головки лавины. После ухода всех электронов из межэлектродного пространства (либо на анод, либо за счет прилипания), электронный ток затухает, при этом в межэлектродном промежутке сохраняется объемный заряд. Положительные и отрицательные ионы медленно (за время порядка 10 мкс), продвигаясь к электродам, поддерживают ионный ток, что проявляется на осциллограмме в медленном спаде полного тока.

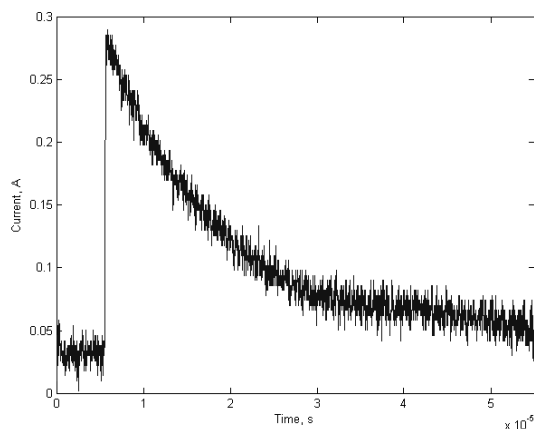


Рис. 2.522. Осциллограмма импульса тока

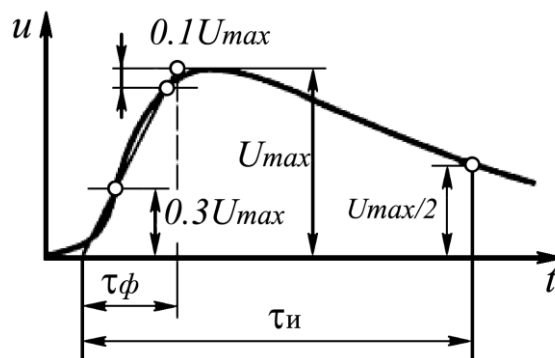
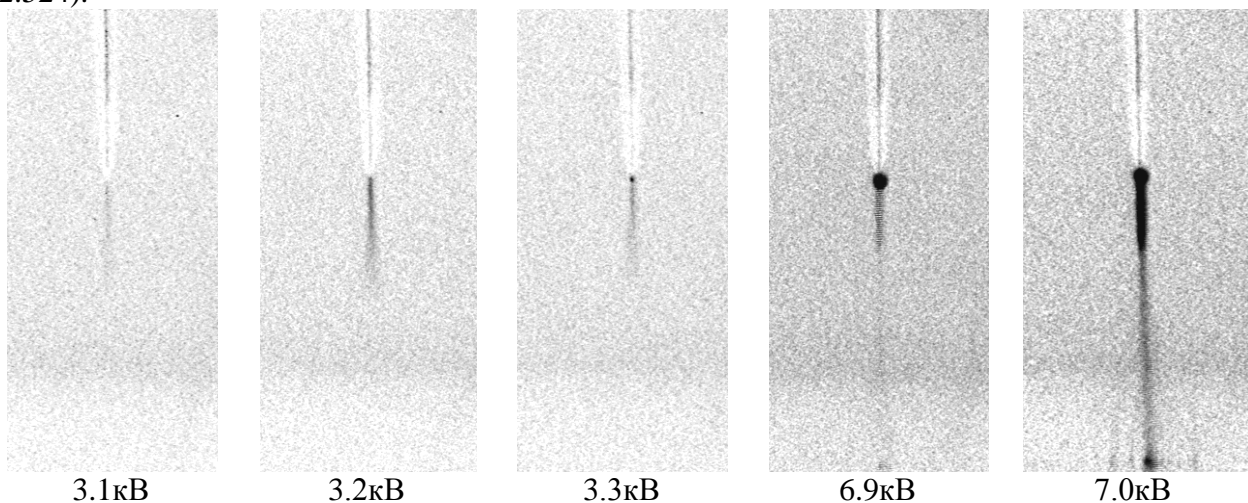


Рис. 2.523. Определение параметров грозового импульса

### Импульсы в отсутствии барьера

Рассмотрим ситуацию при отрицательной полярности иглы, расстояние между электродами 10 мм, радиус головки иглы 0.01 мкм, развитие разряда без барьера. При напряжении -1.7 кВ загорается отрицательный коронный разряд, на острие иглы появляется свечение, на осциллограмме тока появляются импульсы. Характеристики импульса при напряжении -1.7 кВ: амплитуда импульса  $I_{\max}=1.2 \cdot 10^{-6}$  А; время формирования переднего фронта  $\tau_{\phi}=1.2 \cdot 10^{-7}$  с; длительность импульса  $\tau_{\text{и}}=2.7 \cdot 10^{-7}$  с; полный заряд, который переносит импульс  $Q= -3.6 \cdot 10^{-12}$  Кл. Параметры импульса (длительности фронта  $\tau_{\phi}$  и длительности импульса  $\tau_{\text{и}}$ ) определяются согласно рис. 2.523. На всем протяжении своего существования ток отрицательной короны представляет собой совокупность отдельных импульсов. С ростом напряжения увеличивается частота следования импульсов. Их амплитуда, тем временем, практически не изменяется. Изменение амплитуды при увеличении напряжения не превышает разброса значений при фиксированном напряжении.

Положительная корона, как известно, характеризуется наличием предначального стримера, который можно наблюдать на фотографиях, представленных ниже. Стример состоит из множества лавин, поэтому на осциллограмме тока он проявляется в виде последовательности импульсов. Импульсы пропадают в момент перехода коронного разряда в стационарную фазу. Затем, на стадии формирования длинного стримера, снова можно наблюдать импульсы тока, но уже со значительно бóльшими амплитудами (Рис. 2.524).



3.1кВ

3.2кВ

3.3кВ

6.9кВ

7.0кВ

$I_{\max}=5.8 \cdot 10^{-6} \text{ А}$	$I_{\max}=7.7 \cdot 10^{-6} \text{ А}$	$I_{\max}=4.4 \cdot 10^{-6} \text{ А}$	$I_{\max}=8.2 \cdot 10^{-5} \text{ А}$	$I_{\max}=1.1 \cdot 10^{-4} \text{ А}$
$\tau_{\phi}=0.7 \cdot 10^{-7} \text{ с}$	$\tau_{\phi}=1.0 \cdot 10^{-7} \text{ с}$	$\tau_{\phi}=0.8 \cdot 10^{-7} \text{ с}$	$\tau_{\phi}=1.7 \cdot 10^{-7} \text{ с}$	$\tau_{\phi}=1.4 \cdot 10^{-7} \text{ с}$
$\tau_{\text{н}}=3.6 \cdot 10^{-7} \text{ с}$	$\tau_{\text{н}}=3.6 \cdot 10^{-7} \text{ с}$	$\tau_{\text{н}}=3.5 \cdot 10^{-7} \text{ с}$	$\tau_{\text{н}}=4.2 \cdot 10^{-7} \text{ с}$	$\tau_{\text{н}}=4.1 \cdot 10^{-7} \text{ с}$
$Q=1.7 \cdot 10^{-12} \text{ Кл}$	$Q=2.1 \cdot 10^{-12} \text{ Кл}$	$Q=1.1 \cdot 10^{-12} \text{ Кл}$	$Q=2.9 \cdot 10^{-11} \text{ Кл}$	$Q=3.4 \cdot 10^{-11} \text{ Кл}$

Рис. 2.524. Фотография стримеров (негатив) и характеристики импульсов, соответствующих им. Барьер отсутствует; положительная полярность. Сверху – электрод-игла, нижний край фотографии – электрод-плоскость.

В сравнении с отрицательной полярностью амплитуда положительных импульсов больше. Так же больше и заряд, переносимый положительными импульсами. С ростом напряжения положительные импульсы не учащаются, как отрицательные. Их частота следования порядка 1-3 имп/сек, в то время как у отрицательных импульсов она достигает 10 имп/сек. Среднее значение длительности переднего фронта импульса при положительной полярности составляет  $1 \cdot 10^{-7}$  с. Предположительно за это время головка стримера проходит расстояние от электрода-иглы до электрода-плоскости. Соответствующая скорость распространения головки стримера  $\sim 10^5$  м/с.

### Барьер находится в зоне низкой напряженности поля ( $x=2$ мм)

Внесение барьера в середину межэлектродного промежутка приводит к повышению напряжения, при котором начинается микроарызрядная активность до -2.8 кВ. Также изменился характер импульсов тока – вместо одиночных импульсов на осциллограмме появились непериодические последовательности импульсов, блоки (рис. 2.525). Интервал времени между отдельными сериями (блоками) составляет от 1 до 3 с. Каждый блок импульсов длится порядка 100-500 мкс. Внутри каждого блока первым идет импульс максимальной амплитуды, амплитуда остальных импульсов в 2-3 раза меньше (рис. 2.525). Начиная с напряжения -7.6 кВ блоки импульсов сопровождаются короткими периодическими вспышками в районе кончика иглы. С ростом напряжения частота следования блоков импульсов слабо растет от 1 до 10 Гц.

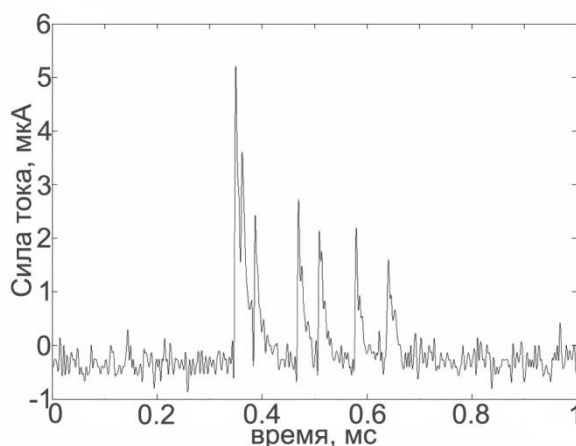


Рис. 2.525. Осциллограмма блока импульсов при отрицательном БР; расстояние игла-барьер 2 мм; напряжение -8.1 кВ.

Ниже приведены параметры для первых импульсов из блока. При появлении барьера характеристики импульсов изменились незначительно (рис. 2.526). При увеличении напряжения их амплитуда по-прежнему практически не изменяется.

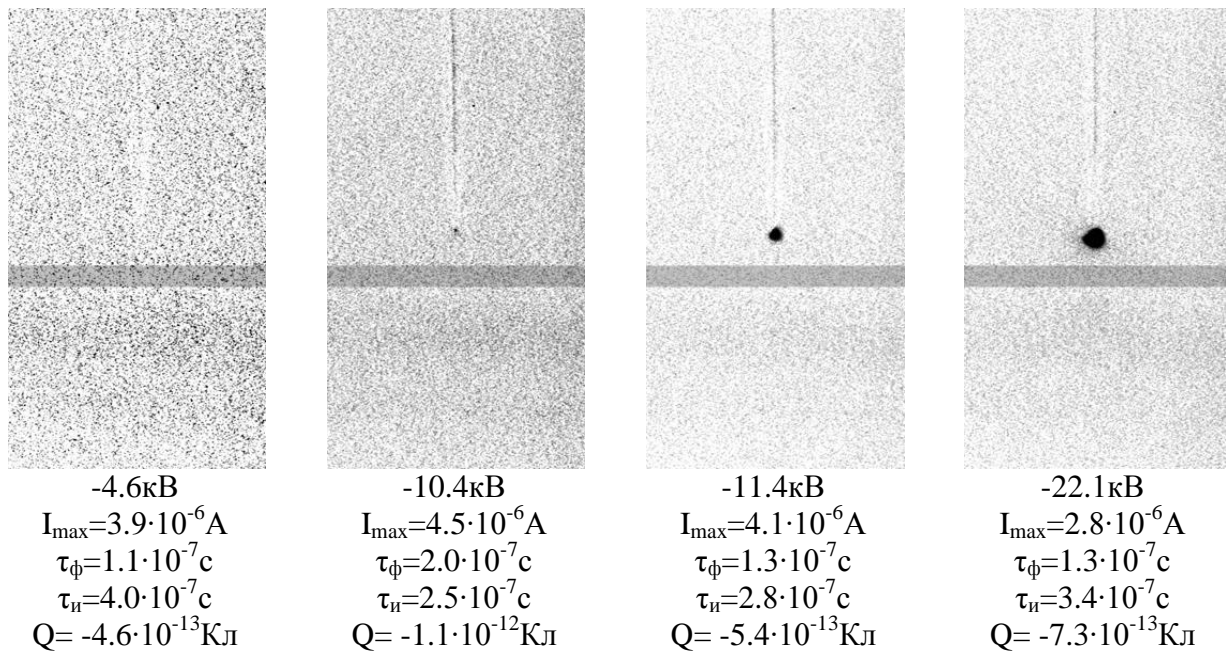


Рис. 2.526. Фотография КБР (негатив) и характеристики импульсов, соответствующих им. Сверху – электрод-игла, нижний край фотографии – электрод-плоскость. Барьер на расстоянии 2 мм от иглы; отрицательная полярность.

В случае, когда барьер находится во внешней зоне, при положительной полярности пропадает свечение предначального стримера, импульсы тока при этом сохраняются. И наблюдаются вплоть до момента перехода разряда в стационарную форму горения. Параметры импульса при напряжении  $U= +5.8 \text{ кВ}$  (свечения нет):  $I_{\max}=5.2 \cdot 10^{-6} \text{ А}$ ;  $\tau_{\phi}=7.7 \cdot 10^{-8} \text{ с}$ ;  $\tau_{и}=2.5 \cdot 10^{-7} \text{ с}$ ;  $Q= +1.1 \cdot 10^{-12} \text{ Кл}$ . Свечение появляется при напряжении  $+9.3 \text{ кВ}$  в форме светящейся точки на острие иглы. При расстоянии игла-барьер 2 мм (т.е. барьер находится в зоне низкой напряженности поля) амплитуда импульсов с ростом напряжения не изменяется как при положительной, так и при отрицательной полярностях. За исключением случаев, когда зажигается длинный стример, замыкающий межэлектродный промежуток. Параметры импульса при этом:  $U= +27.3 \text{ кВ}$ ;  $I_{\max}=4.6 \cdot 10^{-4} \text{ А}$ ;  $\tau_{\phi}=5.0 \cdot 10^{-7} \text{ с}$ ;  $\tau_{и}=9.0 \cdot 10^{-7} \text{ с}$ ;  $Q= 9.2 \cdot 10^{-10} \text{ Кл}$ .

### **Барьер находится в зоне высокой напряженности поля ( $x=30 \text{ мкм}$ )**

При отрицательной полярности напряжение появления микроразрядной активности существенно, на порядок, возрастает до  $-19 \text{ кВ}$ . Время формирования переднего фронта увеличивается до  $260 \text{ нс}$ ; длительность импульса увеличивается до  $10 \text{ мкс}$ ; переносимый импульсом заряд  $\sim 8 \cdot 10^{-12} \text{ Кл}$  (соответствует числу электронов в лавине  $\sim 5 \cdot 10^7$ ). С ростом напряжения характеристики импульса (амплитуда и переносимый заряд) растут (Рис. 2.527). Частота следования импульсов быстро возрастает с ростом напряжения (Рис. 2.528).

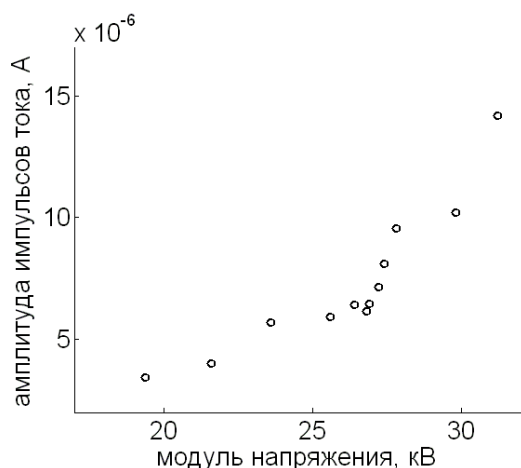


Рис. 2.527. График зависимости амплитуды импульса от напряжения (отрицательная полярность). Барьер находится на расстоянии 30 мкм.

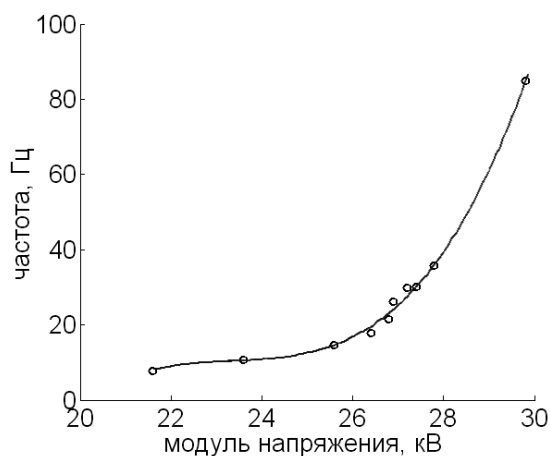


Рис. 2.528. График зависимости частоты следования импульсов от напряжения (отрицательная полярность). Барьер находится на расстоянии 30 мкм.

Когда величина напряжения становится достаточной, загорается свечение. КБР горит квазистационарно: сначала свечение локализовано на кончике иглы, затем оно разрастается, приобретает отраженную форму, увеличивается яркость, пока не происходит пробой (подробнее о явлении квазистационарной короны см. [92]). Характеристики импульса существенно меняются с ростом напряжения: растет амплитуда (от  $1.2 \cdot 10^{-5}$  А до  $2.3 \cdot 10^{-5}$  А, и  $5.14 \cdot 10^{-5}$  А в максимуме), и частота следования. На рис. 2.529 представлена осциллограмма тока для данного процесса. При дальнейшем повышении напряжения зажигается стационарная форма КБР.

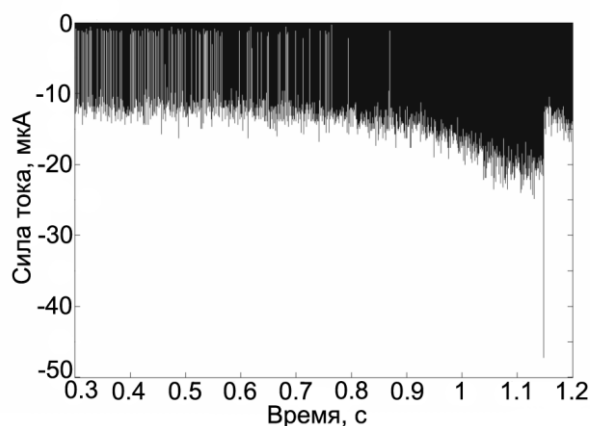


Рис. 2.529. Осциллограмма тока (квазистационарная корона). Барьер находится на расстоянии 30 мкм. Отрицательная полярность

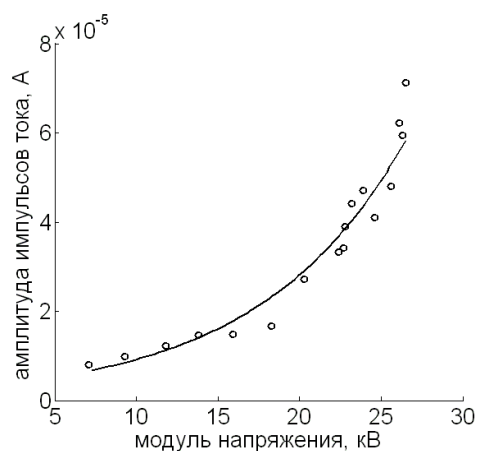


Рис. 2.530. Зависимость амплитуды импульсов от напряжения (положительная полярность). Барьер находится на расстоянии 30 мкм

Начало микроразрядной активности при положительной полярности наблюдается при значительно меньшем напряжении (7 кВ), чем при отрицательной полярности. Типовые характеристики импульсов: время формирования переднего фронта - 240 нс. Длительность импульса - около 9 мкс. Заряд, который переносит импульс - около  $3 \cdot 10^{-11}$  Кл. Если поделить эту величину на заряд электрона  $1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл, то получим приблизительное число электронов:  $1.5 \cdot 10^8$ . Как было показано в главе 3 "Стример", это по порядку соответствует критическому числу, при котором происходит лавинно-

стримерный переход. С увеличением напряжения амплитуда импульса быстро увеличивается (рис. 2.530). Так как при этом длительность импульса не изменяется, то переносимый импульсом заряд также растет. Частота следования незначительно увеличивается с ростом напряжения (с 2 до 8 Гц). При положительной полярности, в отличие от отрицательной, импульсы следуют с меньшей частотой, но их амплитуда при этом больше фактически во всем диапазоне напряжений. Аналогично и длительность импульсов. И как следствие, при положительной полярности импульсами переносится больший заряд.

## Поверхностный заряд на барьере

### Измерение поверхностного заряда

Исследование распределения поверхностного заряда проводится при помощи измерителя параметров электростатического поля ИПЭП-1, представленного на рис. 2.531.

Измеритель предназначен для бесконтактного измерения потенциала заряженных объектов, напряженности электростатического поля вблизи заряженных плоских поверхностей или поверхностной плотности электрических зарядов.

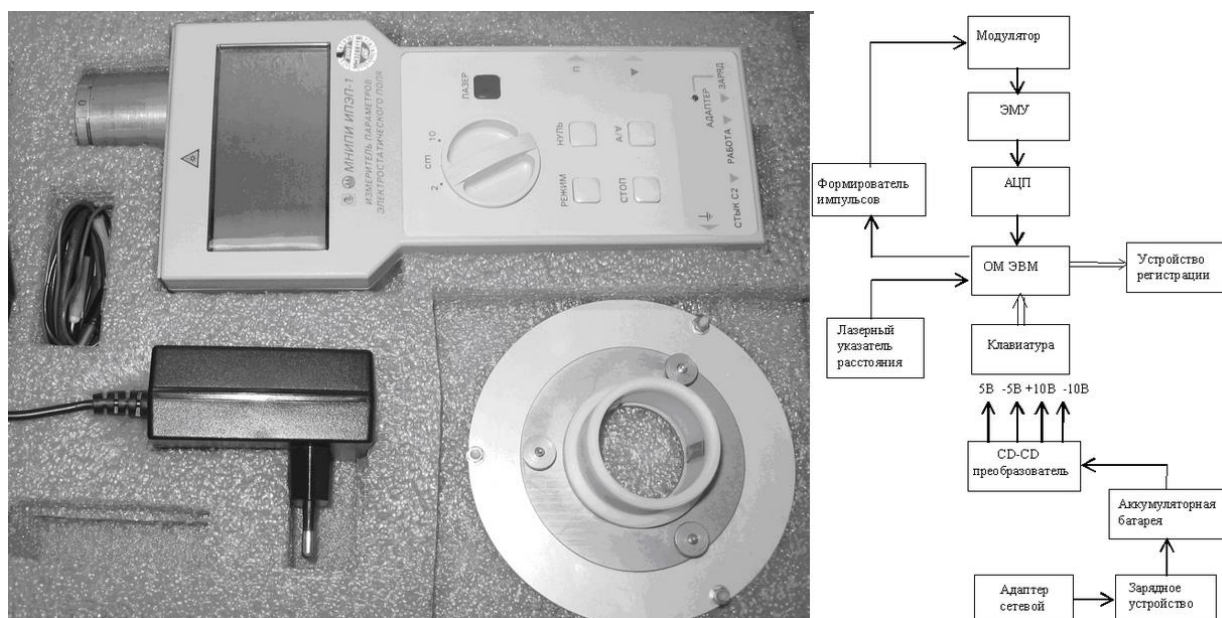


Рис. 2.531. ИПЭП-1 и его блок схема

Принцип действия измерителя основан на методе периодического экранирования приемного электрода. Для этого используется вращающийся с помощью двигателя заземленный экран (заслонка), который периодически закрывает приемный электрод от электростатического поля. Напряжение на приемном электроде периодически изменяется от нуля, когда электрод закрыт, до значения пропорционального потенциалу данной точки, когда электрод открыт.

Переменное напряжение, индицируемое на приемном электроде модулятора, усиливается электрометрическим усилителем (ЭМУ), в цепь обратной связи которого включен конденсатор. Поскольку конденсатор постоянно заряжается током утечки входной цепи, то значение напряжения на приемном электроде не остается равным нулю, а постоянно изменяется. Поэтому значение  $U$  напряжения, пропорционального потенциалу данной точки определяется из выражения:



$$U = U_2 - U_1,$$

где  $U_1$  – значение напряжения на электроде при закрытой заслонке,  $U_2$  – значение напряжения на электроде при открытой заслонке.

Значения  $U_1$  и  $U_2$  напряжения снимаемого с выхода ЭМУ измеряются с помощью АЦП. С выхода АЦП сигнал поступает на ОМ ЭВМ, которая осуществляет обработку результатов измерения, умножение на калибровочные коэффициенты, выдачу результатов на индикацию и через последовательный порт на внешнюю ПЭВМ.

С помощью кнопки “РЕЖИМ” устанавливается необходимая функция измерения. Включенная функция измерения в измерителе ИПЭП-1 определяется по высвеченным на индикаторном табло единицам измерения:

kV – измерение потенциала электростатически заряженных объектов;

kV/m – измерение напряженности электростатического поля;

$\mu\text{C}/\text{m}^2$  – измерение поверхностной плотности электрических зарядов.

При измерении измеритель необходимо расположить на фиксированном расстоянии (2 см) от измеряемой поверхности таким образом, чтобы передняя плоскость датчика измерителя была параллельна измеряемой поверхности. Для удобства проведения исследования в комплекте измерителя имеется насадка, которая удерживает измеритель в вертикальном положении на расстоянии  $d = 2$  см от исследуемой поверхности, что исключает необходимость удерживать измеритель в руках и контролировать расстояние до измеряемой поверхности.

В связи с тем, что измеритель имеет невысокое разрешение по площади измерения (диаметр измерительного окна  $\varnothing 9$  мм), а заряд распределяется неравномерно по поверхности материала, следует иметь ввиду, что при повторных измерениях, проводимых в одной и той же точке, даже небольшое отклонение местоположения измерителя относительно контролируемой точки может привести к значительному разбросу показаний.

Прибор непосредственно измеряет потенциал поверхности  $U$ , а напряженность поля  $E$  и поверхностная плотность заряда  $\sigma$  высчитываются по формулам, приведенным ниже:

$$E = \frac{U}{d}$$

где  $d$  – расстояние от измерителя до исследуемой поверхности, подставляется в метрах, а  $U$  – в вольтах.

$$\sigma = \frac{U}{d} \cdot \varepsilon_0 \cdot 10^6$$

где  $\varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$ , размерность  $\sigma$  – мкКл/м<sup>2</sup>  $\sigma = 8.85 \cdot 10^{-8} U$ , при  $d = 1$  см.

Таким образом с помощью этого прибора можно измерить потенциал, или средний поверхностный заряд в отдельных областях диэлектрика размерами порядка 1 см, но тонкой картины распределения заряда с хорошим разрешением таким методом получить нельзя.

Для отработки методики визуализации поверхностного заряда была создана оригинальная установка (рис. 2.532), разработанная и собранная в лаборатории электрофизики НИИРФ СПбГУ. На рис. 2.532 также представлена блок-схема установки.

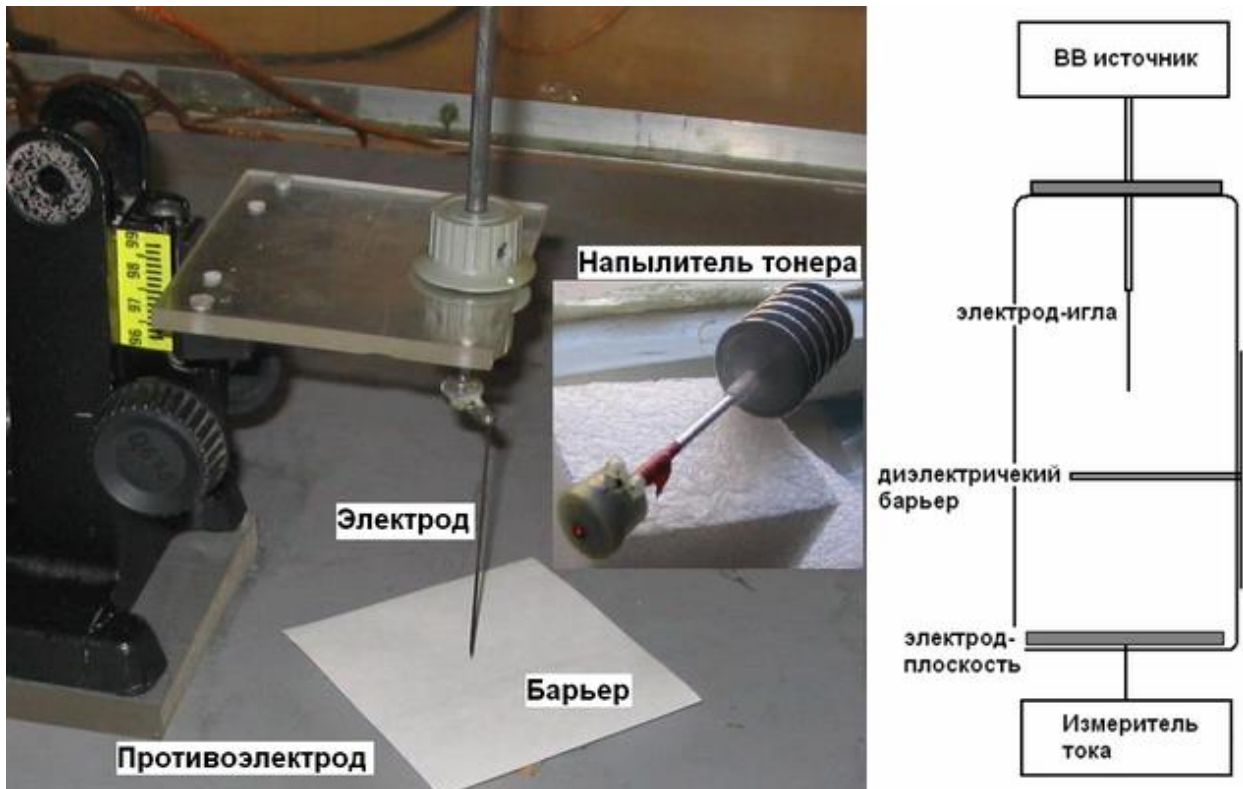


Рис. 2.532. Фотография и блок-схема экспериментальной установки

Экспериментальная установка состоит из следующих блоков:

1. Вытяжной шкаф, представляет собой ящик из плексигласа толщиной 3 мм и размером 2×1×1 м. В нем располагалась система электродов «игла над плоскостью». На верхний электрод-«иглу» подавалось высокое напряжение, нижний электрод заземлен. По желанию экспериментатора положение иглы могло изменяться по вертикали с шагом 0,5 мм. Между иглой и противоэлектродом (плоскостью) располагался диэлектрический барьер на непроводящей подставке на расстоянии 1 см от заземленной плоскости.

2. Высоковольтный источник регулируемого напряжения – двуполярный источник высокого напряжения ВИНД-30.

3. Напылитель тонера, состоящий из наполненной тонером емкости, которая может легко изменять свой объем, и канала выхода взвеси тонера в воздухе.

4. Вытяжное устройство, которое вытягивает и фильтрует из экспериментального шкафа излишки тонера, появляющиеся в воздухе при напылении.

При зажигании разряда между электродами при подаче высокого напряжения на диэлектрическом барьере оседает поверхностный заряд. Необходимо визуализировать места локализации этого заряда. В экспериментах варьировались следующие параметры: расстояние от иглы до барьера, материал диэлектрика, полярность разряда и величина напряжения.

### Визуализация поверхностного заряда

В 1771 г. были открыты т.н. фигуры Лихтенберга (рис. 2.533) - картина поверхностного электрического разряда, возникающая при проскакивании искры на пластинку из непроводящего материала (стекло), посыпанную непроводящим порошком (смоляными крошками, например). Встречаются: на полях от молний, на теле в результате поражения электротоком, в лабораториях при сбрасывании остатков заряда в воду.



Рис. 2.533. Фигура Лихтенберга

Георг Кристоф Лихтенберг (1742-1799) подвергал диэлектрическую, например стеклянную, пластину ("1" на рис. 2.534), воздействию точечного электрода "2". Пластины в процессе опыта помещали на пластинчатом электроде 3. Установка и полученная фигура Лихтенберга представлена на рис. 2.534. При искровом разряде, возникавшем при определенной разности потенциалов между электродами, на стеклянной пластине возникало скрытое электростатическое изображение. Лихтенберг проявлял его, присыпая диэлектрическим красителем.

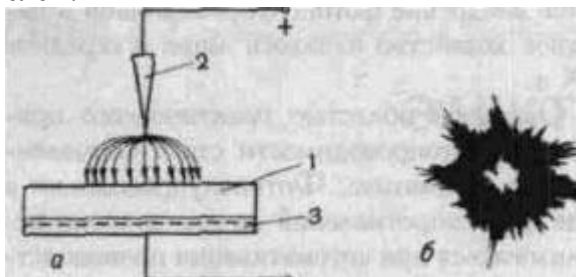


Рис. 2.534. а) Установка; б) фигура Лихтенберга

Впоследствии совершенно аналогичный процесс проявления скрытого электростатического изображения был применен в электрофотографии.

Для визуализации поверхностного заряда использовался электрографический принцип, заимствованный из устройства лазерного принтера. Схема лазерного принтера представлена на рис.2.535.

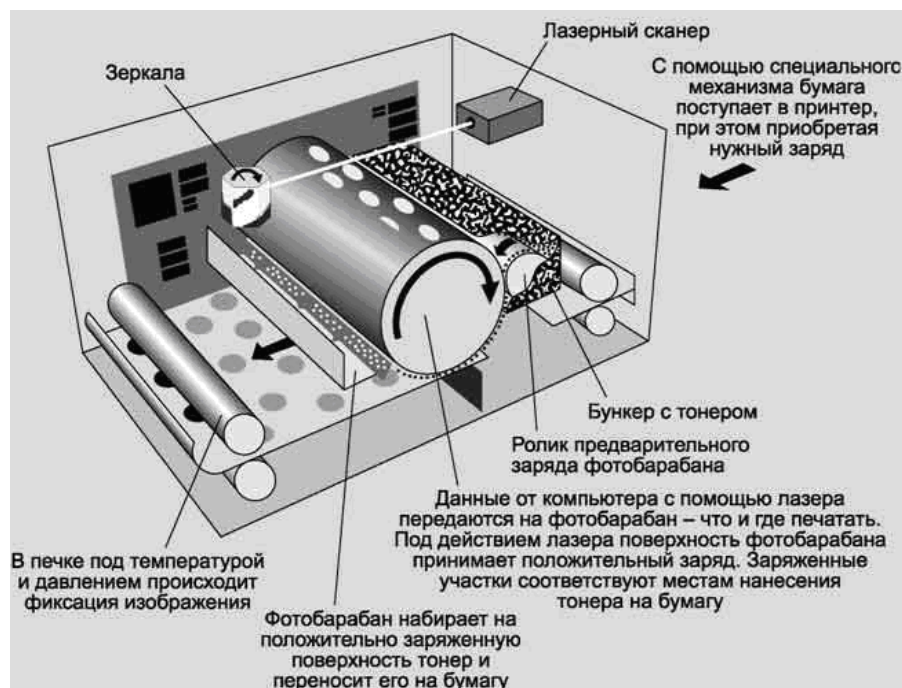


Рис. 2.535. Схема лазерного принтера

Кратко опишем принцип работы лазерного принтера.

Сердцем лазерного принтера является фотопроводящий цилиндр (*Organic Photo Conductor*), который часто называют печатающим фотобарабаном или просто барабаном. С его помощью производится перенос изображения на бумагу. Фотобарабан представляет собой металлический цилиндр, покрытый тонкой пленкой фоточувствительного полупроводника. Поверхность такого цилиндра можно снабдить положительным или отрицательным зарядом, который сохраняется до тех пор, пока барабан не освещен. Если какую-либо часть барабана экспонировать, покрытие приобретает проводимость и заряд стекает с освещенного участка, образуя незаряженную зону.

Другой важнейшей частью принтера является лазер и оптико-механическая система зеркал и линз, перемещающая луч лазера по поверхности барабана. Малогабаритный лазер генерирует очень тонкий световой луч. Отражаясь от вращающихся зеркал (обычно четырехгранной или шестигранной формы), этот луч засвечивает поверхность фотобарабана, снимая ее заряд в точке экспонирования.

Для получения точечного изображения лазер включается и выключается при помощи управляющего микроконтроллера. Вращающееся зеркало разворачивает луч в виде строки скрытого изображения на поверхности фотобарабана.

Это невидимое изображение необходимо теперь сделать видимым, и здесь в дело вступает блок проявления. Этот блок состоит из бункера с тонером, магнитного вала и так называемого дозирующего скребка. Магнитный вал, находящийся на небольшом расстоянии от фотобарабана или, в зависимости от конкретного исполнения, в непосредственном контакте с ним, захватывает тонер, который содержит магнитные частицы (обычно железо), и придает ему положительный заряд. Дозирующий скребок снимает с магнитного вала лишний тонер. Регулируя расстояние между скребком и валом, можно менять количество подаваемого тонера, а, следовательно, насыщенность получаемого изображения. С магнитного вала положительно заряженные частицы тонера благодаря притяжению противоположных зарядов переходят на отрицательно заряженные участки фотобарабана, т.е. именно те, которые соответствуют темным участкам исходного инверсного изображения. Положительно заряженные участки остаются чистыми.

Поскольку по абсолютной величине отрицательный заряд фотобарабана больше положительного заряда частиц тонера, последние меняют полярность своего заряда на отрицательную. В результате на барабане образуется видимое изображение, составленное из отрицательно заряженных частиц тонера и соответствующее исходному, которое впоследствии переносится на бумагу.

Визуализация поверхностного заряда в нашей установке проводилась методом создания «порошкового облачка», при котором тонер попадал на диэлектрический барьер с помощью прибора, изображенного на рис. 2.532. При сжатии упругой груши находящийся в емкости тонер образует воздушную взвесь с равномерной плотностью. При повторном сжатии тонер вылетает из прибора через небольшое отверстие и попадает на поверхность барьера. Поверхностный заряд, осевший на диэлектрическом барьере, создает электрическое поле, которое поляризует диэлектрические частицы тонера, заставляя их притягиваться к барьеру. Большее количество тонера притянется туда, где плотность нанесенного заряда выше, тем самым формируя общую картину распределения поверхностного заряда на диэлектрике. Напыление лучше проводить, держа прибор под углом 45 градусов к поверхности диэлектрика, т.е. пускать облачко вдоль диэлектрика, при этом наблюдается хорошее прилипание тонера к заряженным областям поверхности, а лишний (неприлипший) тонер уносится с поверхности по направлению движения облачка. При этом с высоким разрешением проявляются места локализации поверхностного заряда. Степень почернения поверхности свидетельствует о величине поверхностной плотности заряда, график зависимости будет приведен ниже.

Для того, чтобы удостовериться в том, что тонер оседает исключительно из-за электростатических сил, а не из-за каких-либо дефектов поверхности диэлектрика были проведены дополнительные градуировочные эксперименты.

#### Опыт 1. Притяжение тонера к заряженным областям.

На поверхности диэлектрика (лексан) маркером помечались области, на которые впоследствии будет нанесен заряд, как показано на рис. 2.536.

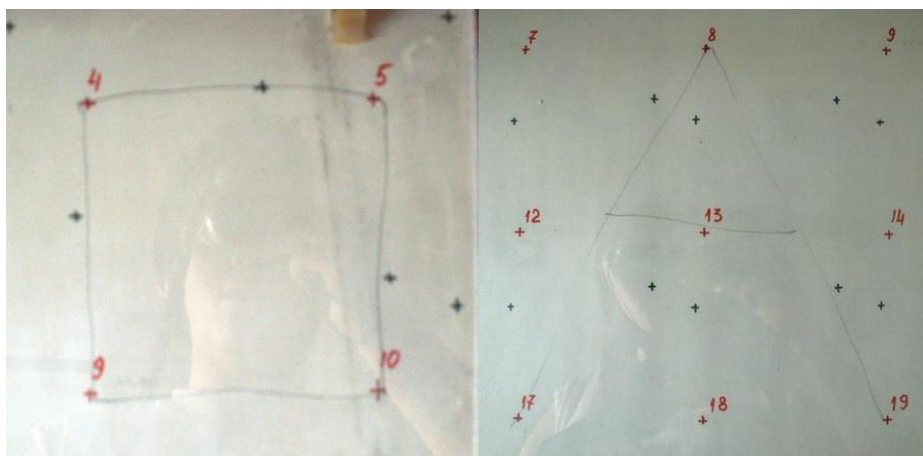


Рис. 2.536. Области, на которые наносился заряд

Заряд на выделенные области наносился трением шерсти об их поверхность, причем не заходя за границы. Затем тонер напылялся равномерно на всю область диэлектрика. Результаты визуализаций представлены на рис. 2.537.

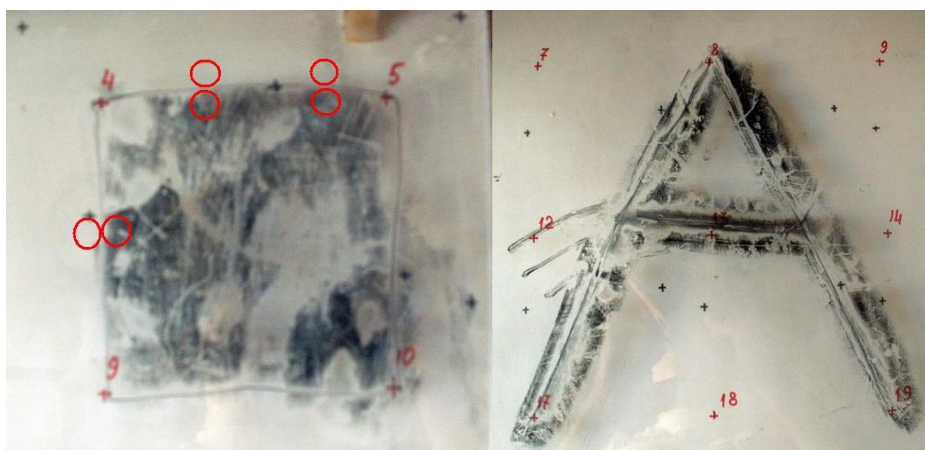


Рис. 2.537. Результаты визуализаций

Одновременно прибором ИПЭП-1 измерялся потенциал заряженных и незаряженных частей поверхности, которые обозначены на 2.537 окружностями. В областях, принадлежащих квадрату, его значение составило  $3,5 \pm 0,5$  кВ. За границами квадрата, в «пустых» окружностях он оказался равным  $\pm 0,3$  кВ. Этот опыт показывает, что тонер притягивается только к заряженным поверхностям диэлектрика, т.е. наш метод визуализации подходит для дальнейших исследований.

Опыт 2. Получение зависимости степени почернения от величины поверхностного заряда.

Предполагается, что интенсивность почернения областей диэлектрика при напылении тонера зависит от значения плотности поверхностного заряда (потенциала) в этой области. Чтобы получить эту зависимость была создана оригинальная установка (Рис. 2.538), позволяющая, во-первых, задавать нужную напряженность поля на диэлектрике, а во-вторых, напылять одинаковое количество тонера на его заряженную поверхность.



Рис. 2.538. Установка для определения зависимости интенсивности почернения от плотности заряда

Установка состоит из системы электродов плоскость-плоскость, между которыми помещается диэлектрический барьер, и устройства для напыления тонера. Система электродов представляет собой плоский конденсатор, между обкладками которого создается однородное электрическое поле. Расстояние между электродами было установлено 2 см, как и рабочее расстояние в приборе ИПЭП-1. Устройство для напыления тонера состоит из емкости с тонером, насоса и электромотора с эксцентриком. Электромотор с эксцентриком выполняет роль вибратора, встряхивающего емкость с тонером, в результате чего в ней появляется подвижный слой тонера, который способствует созданию равномерной по плотности взвеси тонера при подаче воздуха. Насос прокачивает воздух через емкость с тонером, создавая и выдувая взвесь с тонером через трубку. Эта взвесь дальше попадает в пространство между обкладками конденсатора и под действием электростатического поля оседает на диэлектрике. Высоту барьера можно легко изменять для получения картины, представленной на рис. 2.539.

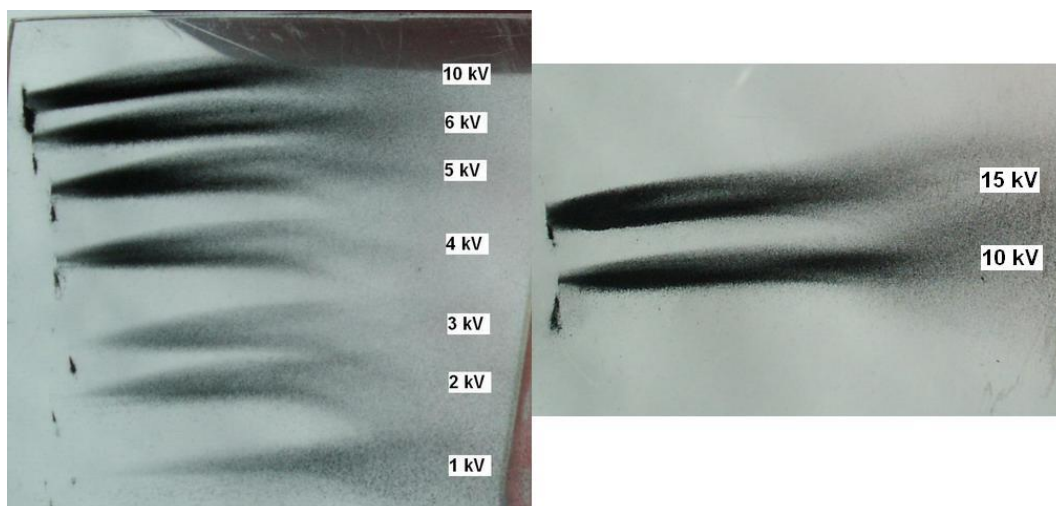


Рис. 2.539. Результат напыления тонера на барьер при различных напряжениях.

Каждая темная полоса, представленная на рис. 2.539, была получена при определенном местоположении барьера между электродами, на которые подавалось фиксированное напряжение. Числа (рис. 2.539) показывают значения напряжения, при которых были получены соответствующие полосы. Чтобы построить искомую зависимость необходимо каким-то образом оценить степень почернения полос. Был выбран способ оценки по яркости на определенном расстоянии (2 см) от начала полосы. Также следует отметить, что при нулевом напряжении налипания тонера на барьер не наблюдалось вовсе, следовательно, за максимальную яркость, соответствующую 0 kV, следует взять яркость фона. Зависимость яркости от приложенного напряжения построена на рис. 2.540.

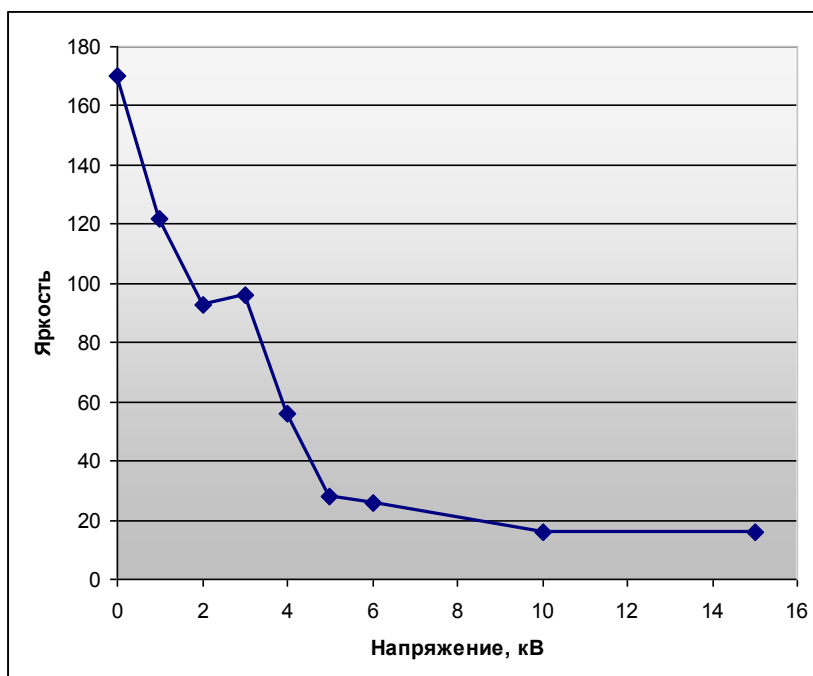


Рис. 2.540. Зависимость яркости полос от приложенного напряжения



## Токи и поверхностный заряд отрицательной короны

На рис. 2.541 представлена осциллограмма напряжения и тока, полученная с помощью АЦП. По графику тока видно, что до зажигания отраженной короны видны предшествующие импульсы тока.

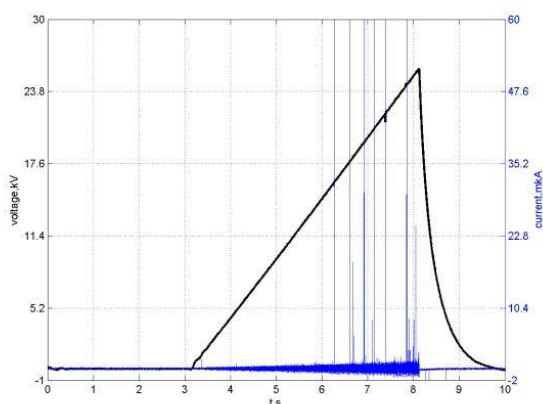


Рис. 2.541. Осциллограмма напряжения и тока при  $h = 0$  мм (игла касается барьера)



Рис. 2.542. Общий вид отрицательной короны ( $h = 0$  мм)

Общий вид отрицательной короны при данном положении барьера ( $h = 0$  мм) представлен на рис. 2.542. При отрицательной полярности барьерного разряда можно наблюдать что лучи короны направлены от диэлектрика под углом. Это явление объясняется тем, что с иглы на поверхность диэлектрика стекает заряд того же знака, что и поданное напряжение.

Результат визуализации представлен на рис. 2.543. «Верхней» (1) будем условно называть плоскость барьера, ближайшую к игле, а противоположную – «нижней» (2).

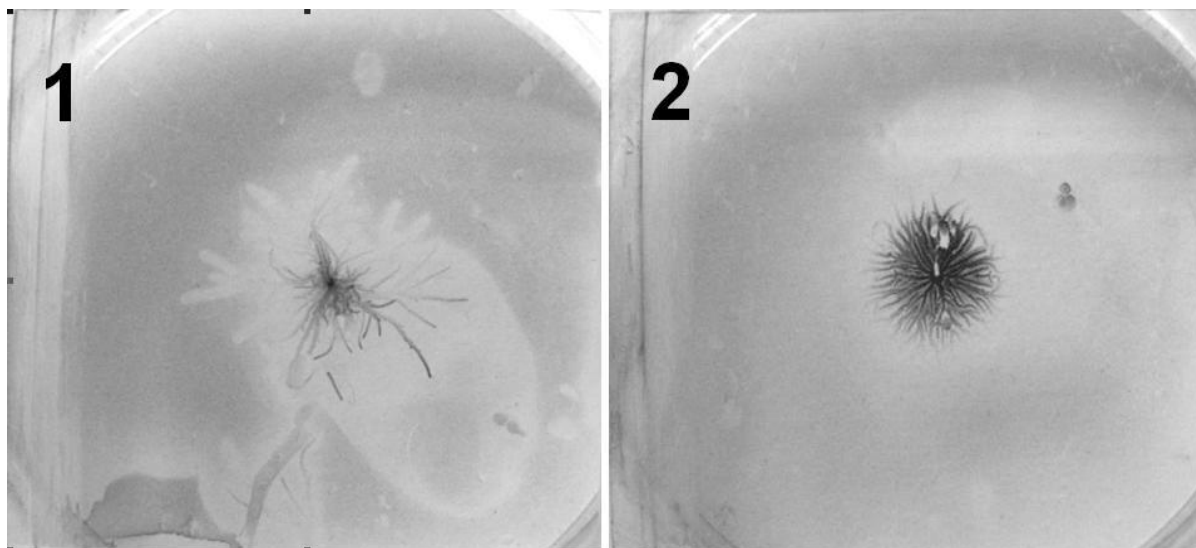


Рис. 2.543. Распределение поверхностного заряда  $h = 0$  мм : 1) верхняя плоскость; 2) нижняя плоскость.

Можно заметить, что распределение поверхностного заряда имеет различную форму для обеих поверхностей диэлектрической пластинки (рис. 2.543). Распределение

заряда имеет древовидную структуру. Протяженность ветвей на верхней поверхности больше, чем на нижней (рис. 2.543).

На рис. 2.544 представлена осциллограмма напряжения и тока при расстоянии игла-барьер  $h = 0,03$  мм. Общий вид отрицательной короны в этом случае представлен на рис. 2.545.

На рис. 2.546 представлен результат визуализации поверхностного заряда в этом случае. Потенциал на верхней поверхности  $U_1 = -6,6$  кВ; на нижней  $U_2 = -4,3$  кВ.

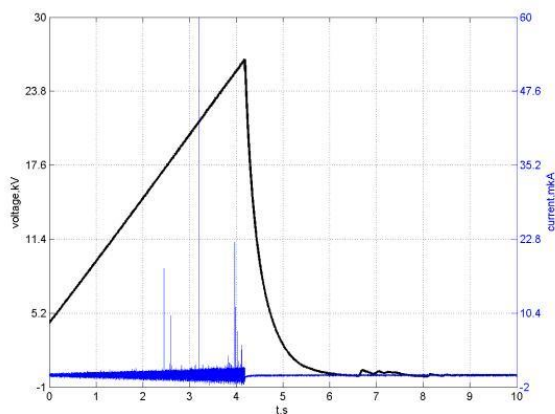


Рис. 2.544. Осциллограмма напряжения и тока при  $h = 0,03$  мм

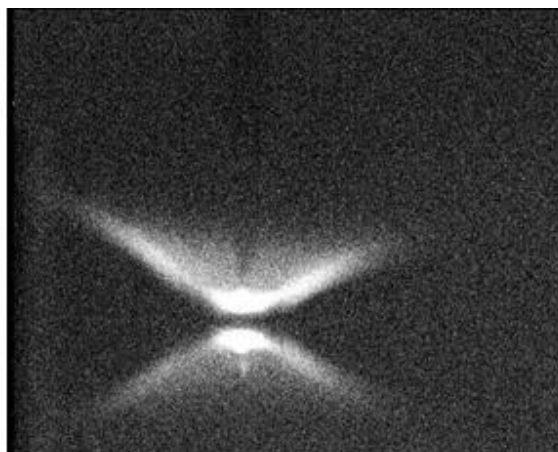


Рис. 2.545. Общий вид отрицательной короны ( $h = 0,03$  мм)

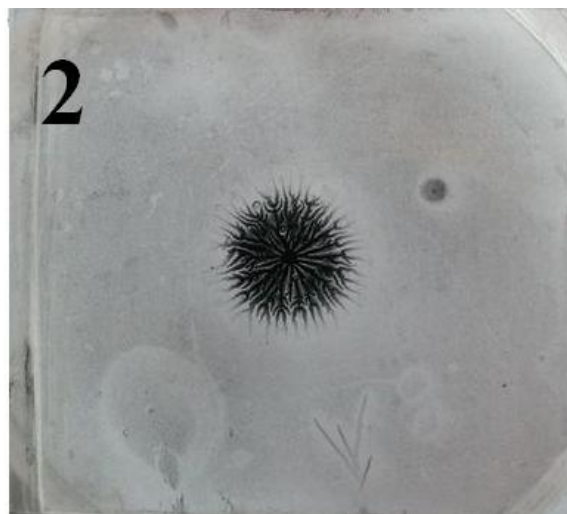
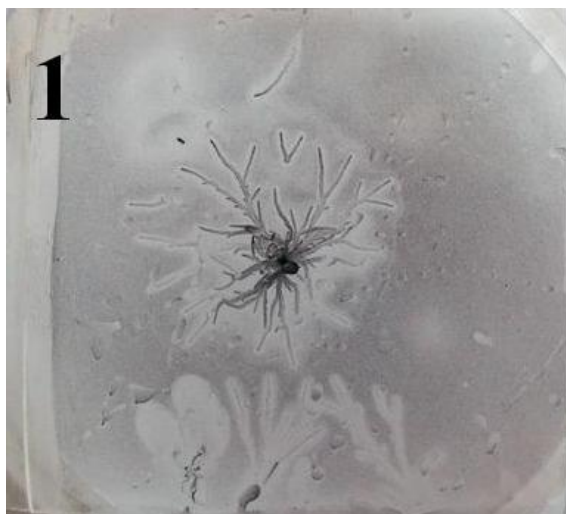


Рис. 2.546. Распределение поверхностного заряда  $h = 0,03$  мм : 1) верхняя плоскость; 2) нижняя плоскость

### ***Токи и поверхностный заряд положительной короны***

На рис. 2.547 представлена осциллограмма напряжения и тока при расстоянии игла-барьер  $h=0$  мм.

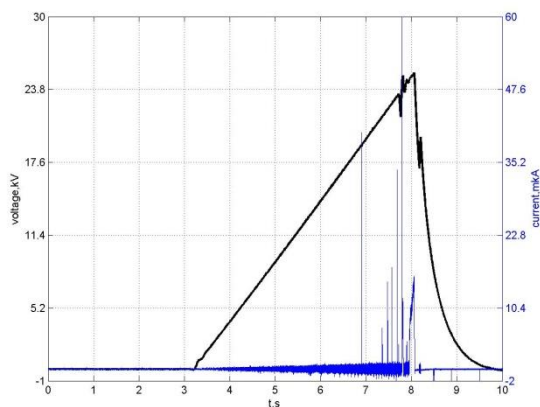


Рис. 2.547. Осциллограмма напряжения и тока при  $h = 0$  мм.

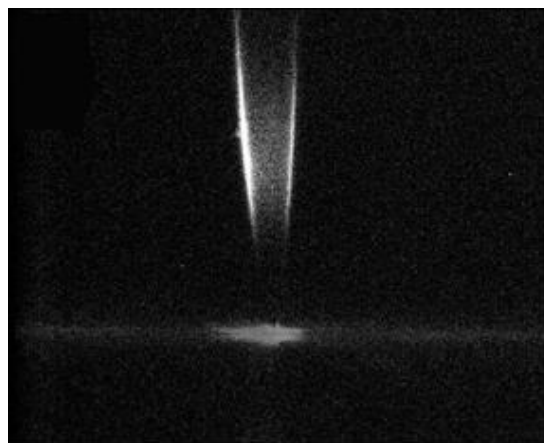


Рис. 2.548. Общий вид положительной короны ( $h = 0$  мм).

На рис. 2.548 можно видны особенности свечения разряда положительной полярности при наличии барьера – корона загорается не на кончике иглы (где наименьший радиус кривизны, а значит и максимальная напряженность поля), а выше по игле.

При положительной полярности иглы область поверхностного заряда занимает всю поверхность диэлектрика (рис. 2.549). В отличие от случая отрицательной полярности, на нижней поверхности образуются не древовидные структуры, а небольшие области вероятно однородного заряда (разрешающая способность ИПЭП-1 не позволяет определить заряд каждой области в отдельности). Эти области можно условно разделить на 2 вида: центральная – состоит из нескольких (от 1 до 7) пересекающихся окружностей, имеет серый цвет, окружены ореолом светлой области. Периферия представляет собой несколько (от одной до десятка) областей, обычно округлой формы, которые могут сливаться, различных размеров, располагаются хаотично. Потенциал на верхней поверхности  $U_1 = 11,3$  кВ; на нижней  $U_2 = 9,3$  кВ.

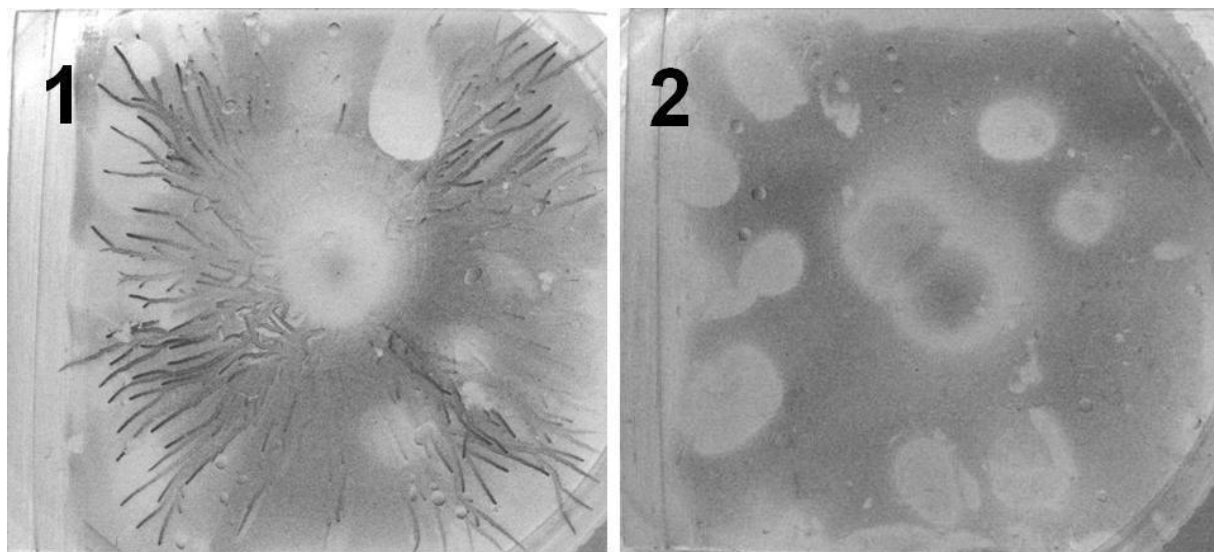


Рис. 2.549. Распределение поверхностного заряда  $h = 0$  мм: 1) верхняя плоскость; 2) нижняя плоскость

На рис.2.550 представлена осциллограмма напряжения и тока при расстоянии игла-барьер  $h=0,03$  мм. Аналогичное сходство с барьерным разрядом можно наблюдать и для положительной полярности (рис. 2.551). Результат визуализации представлен на рис. 2.552. Потенциал на верхней поверхности  $U_1 = 5,4$  кВ; на нижней  $U_2 = 2$  кВ.

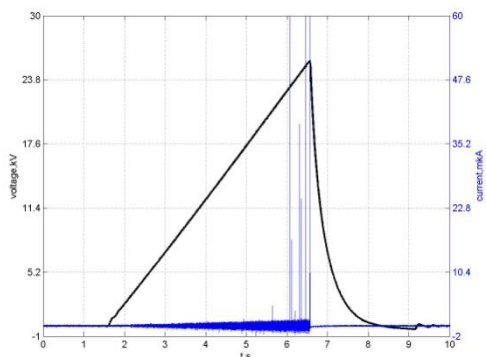


Рис. 2.550. Осциллограмма напряжения и тока при  $h = 0,03$  мм

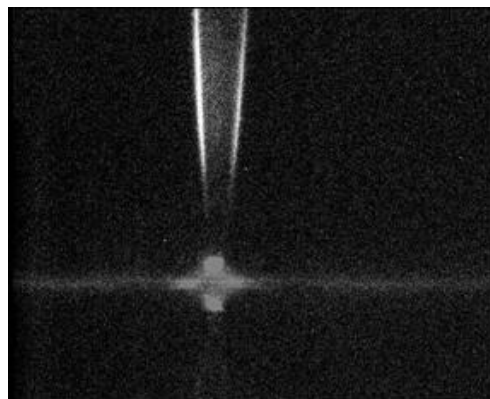


Рис. 2.551. Общий вид положительной короны ( $h = 0,03$  мм)

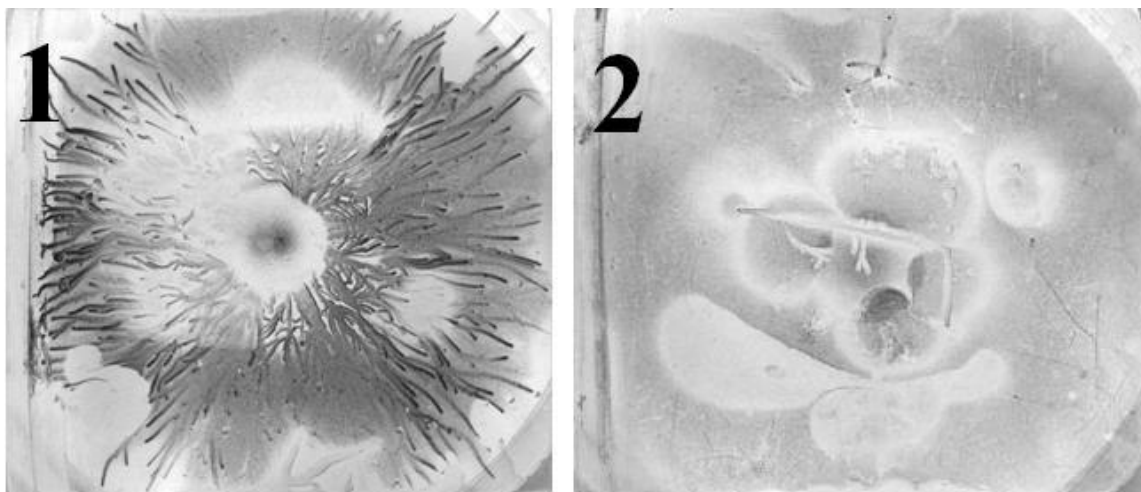


Рис. 2.552. Распределение поверхностного заряда  $h = 0,03$  мм : 1) верхняя плоскость; 2) нижняя плоскость.

На рис. 2.553 представлена осциллограмма напряжения и тока для случая, когда барьер находится на расстоянии  $h=2$  мм от электрода-иглы.

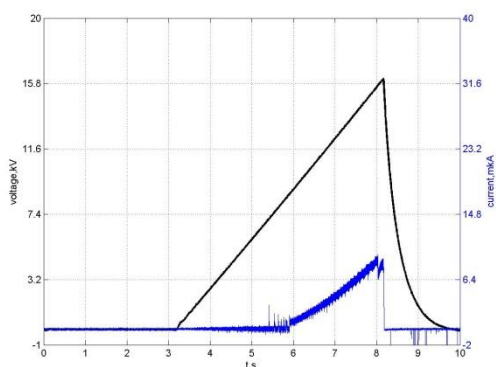


Рис. 2.553. Осциллограмма напряжения и тока при  $h = 2$  мм.



Рис. 2.554. Общий вид положительной короны ( $h = 2$  мм).

Сравнивая полученные для этого случая фотографии поверхности (рис. 2.555) с аналогичными для случаев, когда барьер находился в зоне повышенной напряженности, можно заметить, что перестала проявляться древовидная структура, остались лишь концентрические окружности. Потенциал на верхней поверхности  $U_1 = 6,6$  кВ; на нижней  $U_2 = 5,6$  кВ.

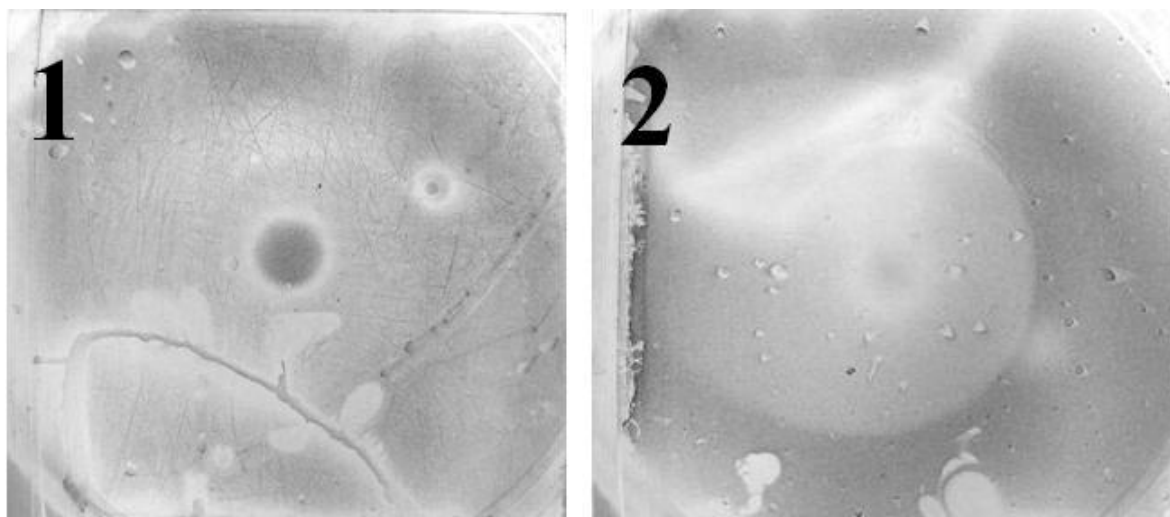


Рис. 2.555. Распределение поверхностного заряда  $h = 2$  мм : 1) верхняя плоскость; 2) нижняя плоскость

### **Исследование поверхностного заряда**

Как было отмечено в предыдущем пункте, зажиганию барьерного разряда всегда предшествует микроразрядная активность. Каждый импульс на осциллограмме тока соответствует развитию лавины. При прохождении межэлектродного промежутка часть ионов оседает на поверхности барьера. Заряд накапливается на диэлектрике. Так происходит до тех пор, пока поле, создаваемое зарядом, не станет достаточным для того, чтобы существенно экранировать внешнее поле в чехле коронного разряда.

Для визуализации поверхностного заряда на поверхности твердого диэлектрического барьера был использован электрографический метод, описанный выше.

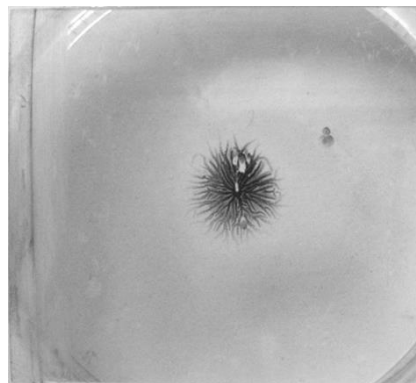
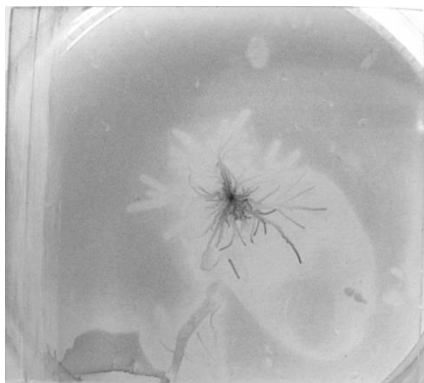
## Общая структура поверхностного заряда при отрицательной полярности

В ходе эксперимента подавалось такое напряжение, чтобы напряженности поля хватило для начала микроразрядных процессов, но они не смогли привести к зажиганию стационарной формы КБР. Импульсы, предшествующие зажиганию стационарной формы КБР, обеспечивали достаточный поверхностный заряд, чтобы создать поле, необходимое для прилипания проявителя. Каждый микроразряд оставлял на поверхности барьера заряженный след радиусом порядка 100 мкм. На рис. 2.556 можно легко различить отдельные ветви таких каналов. Как оказалось, поверхностный заряд накапливается на обеих сторонах диэлектрической пластины. Далее поверхность, обращенную к чехлу короны и электроду-игле обозначим  $S_1$ , а поверхность, обращенную к плоскому противозлектроду -  $S_2$ .

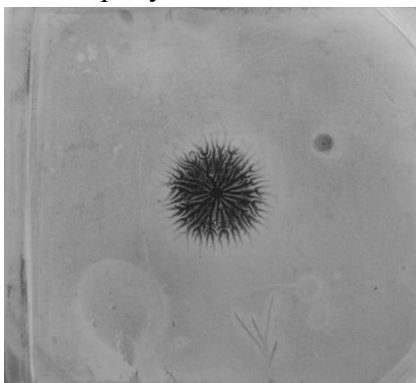
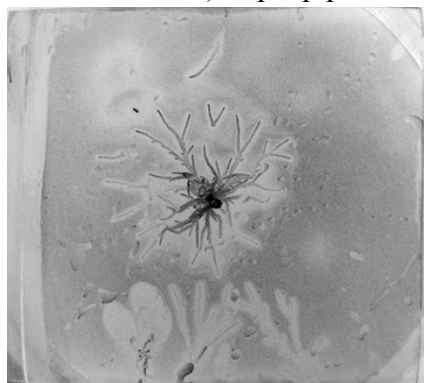
Из рис. 2.556.а-б видно, что для  $h=0$  и  $h=30$  мкм (малое расстояние игла-барьер) распределение поверхностного заряда по поверхности  $S_1$  имеет схожую древовидную структуру неправильной формы, с центром под иглой. На поверхности обращенной к плоскому электроду возникает локализованная под иглой хорошо выраженная древовидная структура более правильной формы. Протяженность ветвей на поверхности  $S_1$  больше чем на  $S_2$ . Т.к. на фотографиях четко прослеживаются каналы распространения поверхностных лавин, то можно утверждать, что заряд на пластине не является автоэмиссионным, а появляется результате распространения микроразрядов по поверхности диэлектрического барьера.

Область более сильного почернения соответствует большей плотности объемного заряда, а следовательно и более высокой поверхностной напряженности поля.

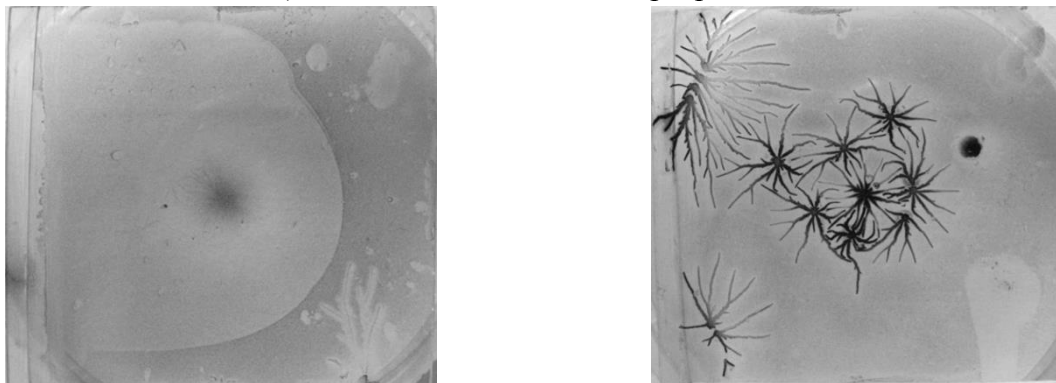
Если барьер находился в зоне низкой напряженности поля (случай  $h=2$  мм - рис. 2.556.в) то структура поверхностного заряда иная. Древовидная структура поверхностного заряда на  $S_1$  вырождена, а на поверхности  $S_2$  вместо одного центра ветвления появляется сразу несколько локальных центров, отстоящих от центральной оси системы.



а) Барьер расположен вплотную к электроду-игле



б) Расстояние от иглы до барьера 30мкм

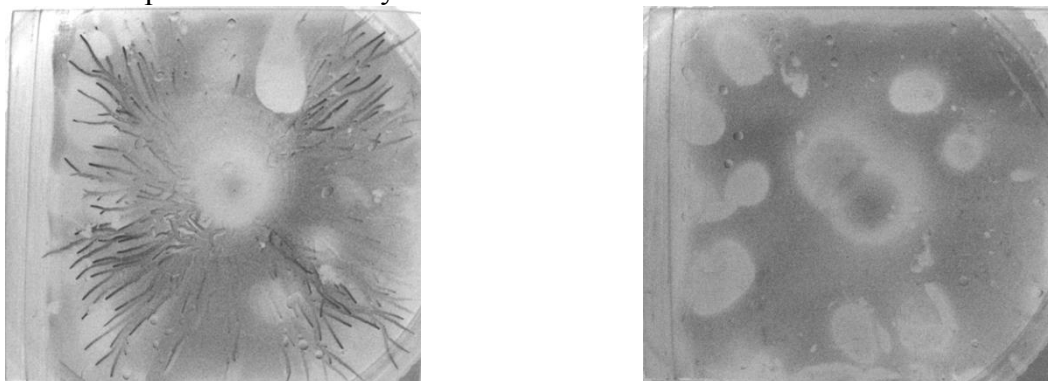


в) Расстояние от иглы до барьера 2мм

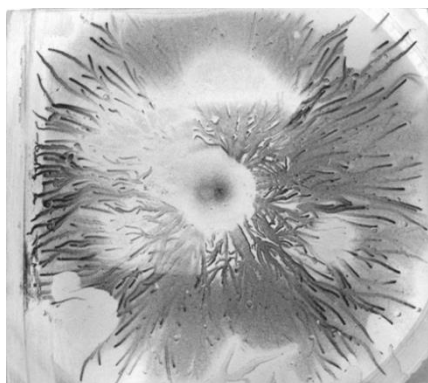
Рис. 2.556. Фотография электрографического изображения поверхностного заряда на поверхности твердого диэлектрического барьера: слева - поверхность S1 (обращена к электроду-игле); справа - поверхность S2 (обращена к плоскому противоэлектроду). Отрицательная полярность коронирующего электрода-иглы.

### **Общая структура поверхностного заряда при положительной полярности**

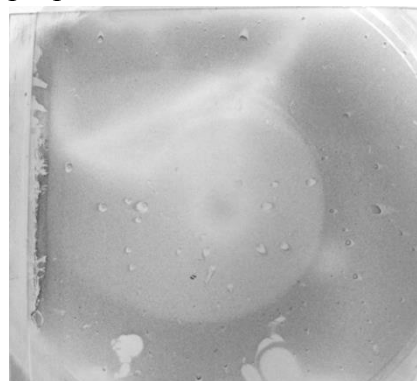
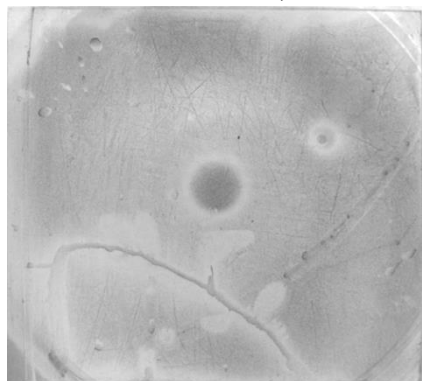
Если барьер находился в чехле положительной короны (зоне высокой напряженности поля), то под игольчатым электродом на поверхности S1, обращенной к электроду-игле, проявляется просветленное пятно с темной сердцевинкой, а древовидная структура поверхностного заряда занимает всю периферическую часть поверхности диэлектрика (рис. 2.557). В отличие от случая отрицательной полярности, по всей поверхности S2 образуются размытые пятна поверхностного заряда, а не древовидные структуры (разрешающая способность ИПЭП-1 не позволяет измерить заряд каждой области в отдельности). Эти области можно условно разделить на 2 вида: центральная – состоит из нескольких (от 1 до 7) пересекающихся окружностей, имеет серый цвет, окружены ареолом светлой области. Периферия – представляет собой несколько (от 1 до 10) областей, обычно округлой формы и различных размеров, которые располагаются хаотично по поверхности S2 и могут сливаться.



а) Барьер расположен вплотную к электроду-игле



б) Расстояние от иглы до барьера 30мкм



в) Расстояние от иглы до барьера 2мм

Рис. 2.557. Фотография электрографического изображения поверхностного заряда на поверхности твердого диэлектрического барьера: слева - поверхность S1 (обращена к электроду-игле); справа - поверхность S2 (обращена к плоскому противоэлектроду). Положительная полярность коронирующего электрода-иглы.

При плавном снижении напряжения, с приближением приложенного напряжения к нулю, поле поверхностного заряда начинает доминировать, вызывая разряд противоположной полярности или «обратный разряд». Так в некоторых крайних случаях, в отсутствие внешнего приложенного напряжения, накопленный поверхностный заряд может стать основной причиной появления и развития разряда. Например, когда в момент снятия напряжения с игольчатого электрода происходит разряд части осажденного зарядового рельефа непосредственно на коронирующий электрод. Так под электродом-иглой появляется область дефицита порошка (радиусом 5 мм), что отчетливо видно при положительной полярности, когда барьер находится в области высокой напряженности поля.

Если барьер находится во внешней зоне, т.е. в зоне низкой напряженности поля, то с увеличением расстояния до барьера перестает проявляться древовидная структура, остаются лишь концентрические окружности (рис. 2.557). Отсюда следует, что при моделировании задание плотности поверхностного заряда как осесимметричной функции радиальной переменной является верным только для случая, когда барьер находится в области низкой напряженности поля, т.е. находится вне зоны чехла коронного разряда.

Итак, экспериментальные результаты говорят, что положительный коронный разряд на поверхности диэлектрика ведет себя как стример в газовом промежутке. Таким образом, мы можем использовать наши знания о механизмах распространения стримера в воздухе, чтобы подойти к механизмам распространения нитевидного канала разряда на поверхности диэлектрика. Электроны, необходимые головке канала для ее развития теперь могут быть получены за счет фотоэмиссии с поверхности диэлектрика, где



необходимая для ионизации энергия фотонов ( $h\nu > 4$  эВ) меньше энергии фотоионизации в газе ( $h\nu > 12$  эВ для воздуха). Вырывание электронов с поверхности диэлектрика оставляет положительный поверхностный заряд (рис. 2.558).

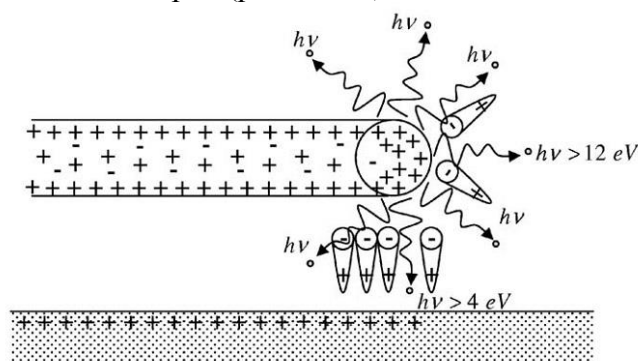


Рис. 2.558. Схематическое изображение механизма распространения тонкого разрядного канала на поверхности раздела газ/диэлектрик

### Разделение барьера

Чтобы подтвердить предположение о том, что на разных сторонах барьера накапливается заряд разных знаков, был поставлен эксперимент, в ходе которого на поверхность барьера при помощи коронного разряда наносится заряд. Затем барьер извлекается из установки и с помощью ИПЭП-1 (подробнее о приборе в приложении №2) измеряется электрическое поле, наведенное поверхностным зарядом. Измерение поля проходит в два этапа: сначала, пока обе пластинки соединены друг с другом, измеряется поле на обеих сторонах барьера: SV1 и SN2; затем разделяем барьер и измеряем поле по обеим сторонам для каждой пластинки в отдельности: SV1, SV2 и SN1, SN2. В первом случае мы измеряем поле, наведенное зарядами с обеих сторон барьера. Т.е. вместо интересующего нас локального поля поверхностного заряда с одной стороны барьера, мы меряем интегральное поле, образованное зарядами, находящимися с обеих сторон. Во втором случае пластинки разносятся на расстояние, достаточное, чтобы исключить взаимное влияние полей обеих пластинок. Таким образом, мы имеем возможность измерить поле, создаваемое поверхностным зарядом каждой из сторон барьера в отдельности.

Эксперимент показал, что для обеих полярностей коронного разряда справедливо утверждение, что поверхностный заряд осаждается на обеих сторонах твердого диэлектрического барьера. Оба заряда (с обеих сторон барьера) имеют один порядок величины. На стороне, располагающейся ближе к высоковольтному электроду, осаждается заряд того же знака, что и полярность коронирующего электрода. Обратная сторона барьера покрыта зарядом противоположного знака. Это можно объяснить на примере отрицательного КБР: электроны во время распространения лавины прилипают к молекулам кислорода, в результате чего образуются отрицательные ионы. При своем движении ионы встречают на своем пути механическую преграду в виде диэлектрического барьера. Таким образом, на стороне, ближней к активному электроду, напыляется одноименный с полярностью иглы заряд. Часть лавин огибает барьер, оказываясь в области между барьером и плоским электродом. Головка лавины продолжает продвигаться к аноду, порождая на своем пути электроны и положительные ионы. Последние под действием внешнего поля двигаются в сторону катода. Встречая на своем пути преграду в виде диэлектрика, ионы оседают на ней. Так на стороне, обращенной к плоскому электроду, появляется положительный поверхностный заряд.

Накапливаясь на поверхности диэлектрика, заряд искажает электрическое поле. Чем больше величина поверхностного заряда, тем больше искажается поле. Заряд накапливается до тех пор, пока величина заряда не достигнет критического значения. После чего заряженные частицы будут огибать барьер. Это утверждение подтверждает эксперимент, суть которого состоит в том, что в межэлектродный промежуток помещаем барьер, подаем напряжение 35.5 кВ. Следим за тем, как изменяется ток в течение 10 минут при постоянном напряжении.

На рис.2.559 представлена осциллограмма тока. Сначала, пока на барьере нет заряда и напряженность поля в районе иглы велика, разряду ничто не препятствует и ток максимален. На барьере начинает накапливаться заряд, который ослабляет поле в районе электрода иглы, тем самым, препятствуя распространению разряда, ток при этом уменьшается. Со временем (за 3-5 мин) заряд накапливается на всей пластине. Величины заряда уже достаточно, чтобы исказить траектории электронов настолько, что последующие лавины будут отражаться от поверхности диэлектрик. В дальнейшем заряд на пластине будет меняться слабо, соответственно слабо меняется и поле в районе иглы, и, как следствие, слабо изменяется и ток (с 5 до 10 минут).

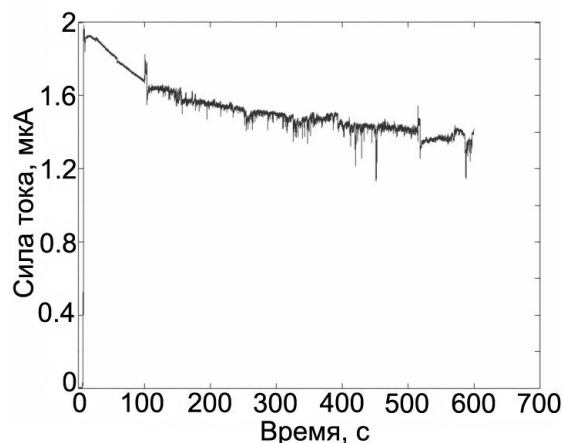


Рис. 2.559. Осциллограмма тока при постоянном напряжении -35.5 кВ; расстоянии игла-барьер 30 мкм

### **Особенности расчета внешней зоны коронного разряда при наличии барьера**

Основную часть пространства между электродами при униполярном коронном разряде занимает внешняя область, в которой движутся ионы только одного знака. Чехол коронного разряда, в котором сосредоточены ионизационные процессы, играет роль поставщика ионов для внешней зоны (зоны дрейфа). Система уравнений поля для внешней зоны коронного разряда в установившемся режиме имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \operatorname{div} E &= \frac{\rho}{\varepsilon_0} \\ E &= -\operatorname{grad} \varphi \\ \operatorname{div} J &= 0 \\ J &= \rho b E \end{aligned}$$

Первое уравнение — уравнение Пуассона — представляет собой запись теоремы Гаусса в дифференциальной форме и устанавливает связь между плотностью объемного заряда  $\rho$  и напряженностью поля  $E$ . Второе уравнение — известное выражение напряженности поля через потенциал  $\varphi$ . Далее следует уравнение неразрывности плотности тока, и, наконец, четвертое уравнение отражает связь плотности тока  $J$  плотностью объемного заряда  $\rho$ , напряженностью  $E$  и подвижностью ионов  $b$ .

### **Расчет поверхностного заряда на диэлектрике**

При введении диэлектрических вставок в межэлектродный промежуток рассмотрим их влияние на процесс начальной стадии коронного разряда в системе электродов провод над плоскостью. Поместим в середине межэлектродного промежутка пластину из твердого диэлектрика с закругленными краями. В области напряжений, соответствующих несамостоятельной проводимости воздуха, до порога возникновения коронного разряда для расчета электрического поля можно использовать электростатическое приближение и рассчитанная в этом приближении картина силовых линий электрического поля приведена на рис. 2.560 в центре. Начиная с порога возникновения коронного разряда электрическая проводимость воздуха резко повышается, а проводимость пластины остается неизменной. Поэтому электростатическое приближение оказывается непригодным для расчета электрического поля в такой системе. Если предположить, что проводимость воздуха остается однородной, но повышенной, например до значения ( $10^{-8}$  См/м) и рассчитать задачу прохождения тока в такой системе, то распределение силовых линий электрического поля будет соответствовать картине на рис. 2.560 слева. Видно, что силовые линии поля, а равным образом и тока обтекают область малой проводимости, но поле в нее не проникает. В реальном случае распределение электрической проводимости газа будет неоднородно, а на поверхности твердого изолятора осядет электрический заряд (рис. 2.560 справа).

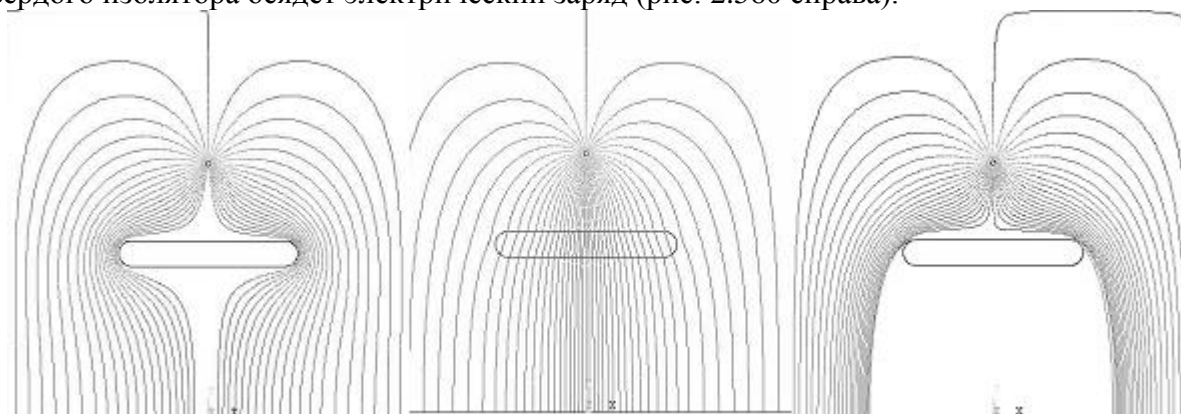


Рис. 2.560. Расчет силовых линий электрического поля при установке условия Неймана на границе барьера (слева), в стандартной электростатической постановке (в центре), при расчете движения заряда в воздухе (справа)

На рис. 2.560 приведены силовые линии электрического поля, рассчитанные в электростатическом приближении (в центре) и в режиме постоянного тока. Диэлектрическая проницаемость барьера 3, потенциал иглы 10кВ. В случае однородной проводимости (рис. 2.560 слева) проводимость твердого изолятора составляет 0,001 пСм/м, а проводимость воздуха на два порядка выше (считаем, что в результате ионизации воздуха короной проводимость воздуха повышена по сравнению с фоновой, по меньшей мере, на два порядка).

### **Литература**

92. Yu. K. Stishkov, V. B. Kozlov, A. N. Kovalyov and A. V. Samusenko Barrier effect on the corona discharge form and structure in the air // Surface Engineering and Applied Electrochemistry. 2010. Vol. 46. № 4. P. 315-323.

## Глава 11. Электрический ветер в газах.

### Введение

Исследование электрического ветра имеет давнюю историю, характеризующуюся взлетами и спадами. Например, в конце 19 в. «электрическое истечение» в газах привлекло внимание многих исследователей в связи с вопросом о носителях электрических зарядов: как было известно, газы — непроводники, значит, в них нет носителей зарядов, а истечение электричества с игольчатых электродов осуществляется через газ — что же переносит заряды в этом случае?

Леман в 1897 г. описал форму струек тока конвекции, наблюдаемых при стратифицированном газовом разряде в разрядной трубке [95].

Большой интерес вызвала опубликованная тогда же статья Аррениуса [95]. Этот ученый подверг экспериментальному исследованию механическую реакцию стекающего с игольчатого электрода ветра.

В работах Гюнтершульце и др. [101], [102] исследовано самопроизвольное движение (вращение) тонкого длинного провода, подвешенного за концы в воздухе. Вращение возникает при коронировании провода вследствие его электризации относительно другого электрода — «противоэлектрода», форма которого не играет существенной роли. Направление вращения зависит от случайных причин. Скорость вращения возрастает с увеличением приложенного напряжения.

Явление было первоначально замечено на проводе, накаленном вспомогательным током, для возникновения вращения требовалось сравнительно низкое напряжение. На этом основании предложено следующее объяснение. Передняя сторона сечения провода сильнее охлаждается набегающим потоком воздуха и не испускает зарядов, тогда как кормовая, более горячая, сторона испускает много зарядов, скопляющихся в воздухе и отталкивающих провод вперед от себя. Однако когда более высокое напряжение позволило осуществить явление при комнатной температуре провода и указанное объяснение потеряло силу, то нового объяснения дано не было.

Одной из причин первоначальной ионизации в коронном разряде с отрицательного провода в вакууме большинство авторов, например Хэфер, называют автоэлектронную эмиссию. В исключительных случаях указывается и другой механизм коронного разряда. Начальное напряжение необходимо для пробоя некоторого поверхностного слоя газа и выхода из него электронов. При разряде вокруг этого слоя образуется электропроводная оболочка, в которой происходит ионизация толчком. Впрочем, некоторые авторы, например Беннет, и после такого уточненного подхода к объяснению явления пренебрегают гидродинамическими явлениями в уравнениях, составляемых для описания короны.

Оценивая другие, подчас очень интересные опубликованные работы по коронному разряду, можно установить, что в них явление короны обсуждается с позиций электроники, но не гидродинамики. Правда, некоторые авторы, видимо, тяготясь односторонностью подхода к сложному явлению и в то же время уклоняясь от разбора гидродинамической стороны проблемы, исследуют импульсную корону, возникающую при чрезвычайно кратковременных импульсах напряжения, когда все сопутствующие явления развиваются столь быстро, что инерция газа «не может быть преодолена» и гидродинамическая сторона явления «не успевает» проявиться, так что остается и изучается только «электронная» его сторона. Это, конечно, верно, но это уже и не «корона».

Исключение из этого правила составляют немного работ. Работа Холца посвящена описанию тех изменений, которые претерпевает разряд при «одевании» электродов матерчатыми чехлами или чехлами из иных изоляционных материалов. Теперь понятно, что главное действие таких чехлов заключалось в угнетении или подавлении гидродинамических движений воздуха около электродов.

### ***Экспериментальное исследование электрического ветра***

#### **Электрический ветер в воздухе**

Из этого обзора видно, что хотя электрическому ветру в газах, особенно в воздухе, уделялось неизмеримо большое внимание, чем электрическому ветру в жидкостях, тем не менее, гидродинамическая картина явлений не обладает достаточной полнотой.

Остроумовым были предприняты новые опыты по обнаружению и исследованию явлений, в том числе гидромеханических, сопровождающих корону в воздухе на игольчатом электроде. В частности, было проведено экспериментальное (на основе крутильных весов Аррениуса) исследование. Крутильные весы имеют солидную конструкцию (рис. 2.5б1) и состоят из латунной трубки 1 диаметром 10/12 мм, длиной 300 мм, внутри которой на вольфрамовых проволочных растяжках 2 и 3 подвешен латунный стержень 4, снабженный отсчетным зеркалом 5, коромыслом 6 и крыльчаткой 7 (задемпфированной в масле). В верхней части трубки укреплено натяжное устройство 8, покрытое противокоронным шаром 9.

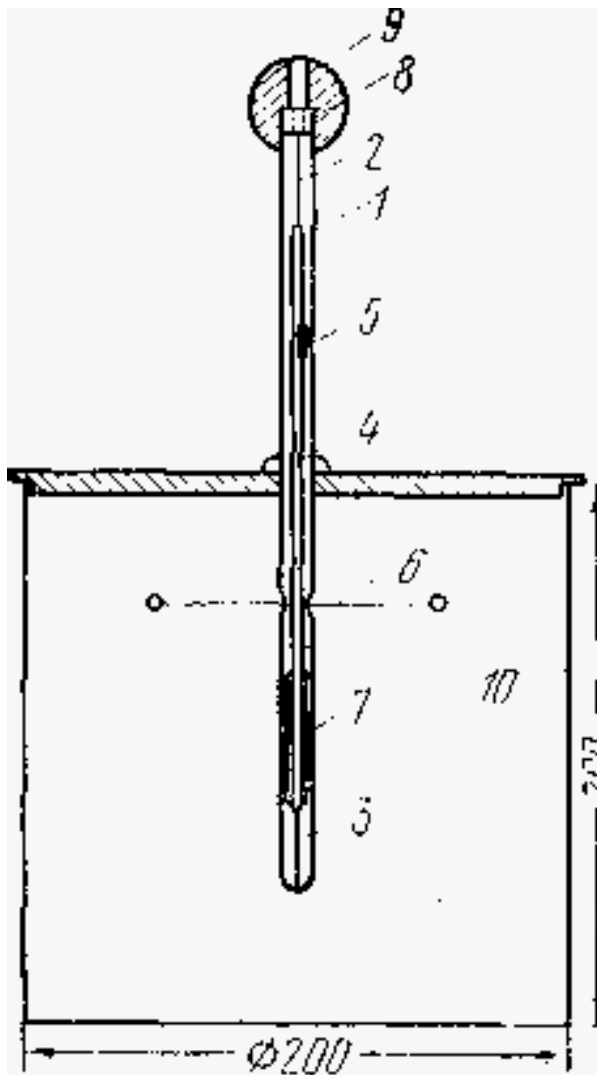


Рис. 2.561. Крутильные весы.

В вертикальном канале этого шара на трении укрепляется провод от высоковольтного выпрямителя. На концах медного коромысла (рис. 5.2) оплавлены шарики диаметром по 4 мм. Шарики просверлены, и в отверстие одного шарика *11* вставлена испытуемая игла *12*. Второй шарик является противовесом. Трубка *1* укреплена в центре крышки из оргстекла, покрывающей жестяной бак *10* (см. рис. 5.1) диаметром 200 мм и высотой 200 мм. Бак заземлен через микроамперметр. Противоположный провод от выпрямителя также заземлен. Подаваемое напряжение измеряется статическим вольтметром G-96. Для измерения угла закручивания использован оптический отсчет: 1 мм шкалы, отстоящей от зеркала 5 на 285 мм, соответствует силе реакции электрического ветра в 0,23 дин. В опытах были по очереди испытаны четыре иглы с радиусами кривизны острия 28, 31, 33 и 281 мкм.

Проведенные опыты показали отличную воспроизводимость. Сила реакции ветра  $F$  оказалась линейной функцией от квадрата приложенного напряжения (здесь и далее используются СГСЭ-единицы без специального обозначения)

$$F = a(V^2 - V_0) > 0; \quad 3 < V < 5 \quad (2.92)$$

Значение безразмерного параметра  $a$  оказалось не зависящим от знака заряда и степени заострения иглы. В среднем  $a = 0,030 \pm 0,001$ . Пороговое напряжение  $V_0$  растет: нелинейно по мере увеличения радиуса кривизны острия  $R$ .

Можно рассчитать пороговую напряженность поля как для сферической модели по формуле:

$$E = \frac{V_0}{R_1} = E_0 \left( \frac{R}{R_0} \right)^n \quad (2.93)$$

$$\left( \frac{E_0}{R_0^n} \right)_+ = 1,0 \cdot 10^4, \quad n_+ = -0,738 \quad (2.94)$$

$$\left( \frac{E_0}{R_0^n} \right)_- = 0,69 \cdot 10^4, \quad n_- = -0,554$$

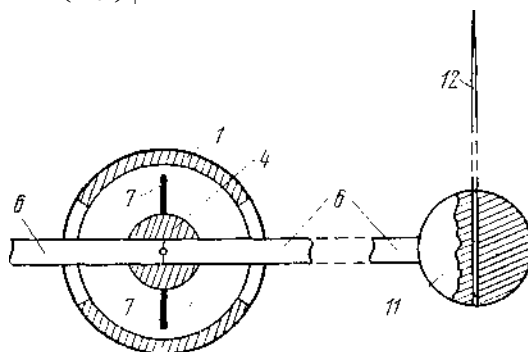


Рис. 2.562. Подвижная часть крутильных весов в горизонтальном разрезе.

Здесь  $R_0$  означает вспомогательную длину, а  $n$  — показатель степени, соответствующие сопоставлению в электрическом ветре моделей сферического и иглообразного электродов. Измеренная сила реакции электрического ветра очень точно описывается такой степенной зависимостью от силы коронного тока:

$$F_+ = 8.15 \cdot 10^4 \cdot I^{0.84}, \quad F_- = 2.88 \cdot 10^4 \cdot I^{0.80} \quad (2.95)$$

$I > 0$  при  $V > V_0$

Таким образом, в этой серии опытов с крутильными весами были тщательно повторены измерения Аррениуса, однако с аппаратом более солидной конструкции; силы реакции протарированы, подтверждена отличная воспроизводимость, установлена весьма точная линейная зависимость силы реакции от квадрата приложенного напряжения и обнаружена отчетливая степенная зависимость силы реакции от силы коронного тока в пределах указанного в (2.92) диапазона напряжений.

### Чехол и внешняя зона коронного разряда

Ранее показано, что в процессе ионизации в чехле коронного разряда в воздухе образуются отрицательные электроны и отрицательные и положительные ионы, которые разносятся электрическим полем в противоположные направления. Это приводит к образованию объёмного заряда, который формирует собственное электрическое поле. Основную часть пространства между электродами при коронном разряде занимает внешняя область, в которой движутся ионы только одного знака. Чехол коронного разряда, в котором сосредоточены ионизационные процессы, играет роль поставщика ионов для внешней зоны. Если объёмный заряд достигает некоторого критического значения, созданное им поле оказывается соизмеримым с внешним полем. Процесс повторяется, и происходит возникновение новой стадии разряда - **стримерной**, при которой образуются светящиеся каналы, называемые стримерами. Эксперименты

показывают, что стример представляет собой тонкий канал частично ионизованного газа, на переднем конце которого расположен избыточный заряд высокой концентрации, называемый головкой стримера. В поле этого заряда идет интенсивная ионизация, образуются лавины, что обеспечивает образование нового избыточного заряда и продвижение стримера в глубь промежутка в соответствии с направлением внешнего поля.

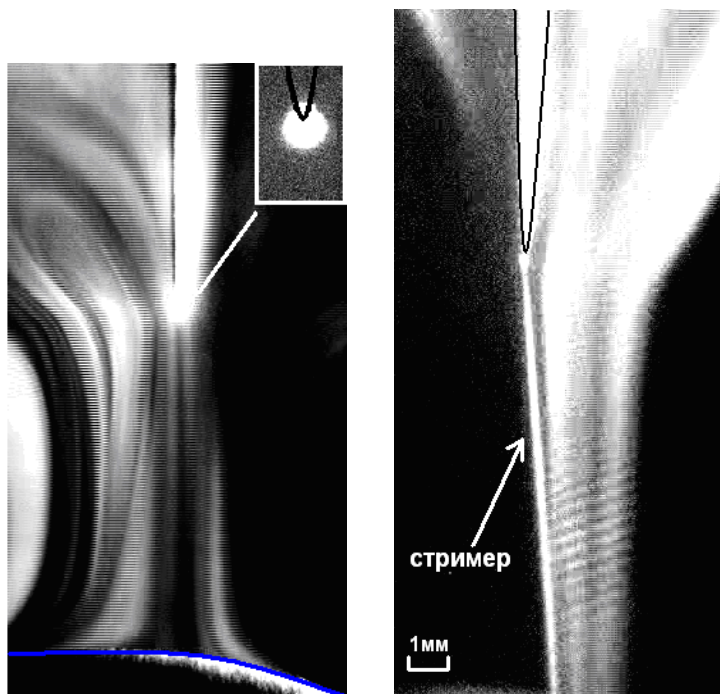


Рис. 2.563. Электрический ветер от лавинной и стримерной (справа) форм коронного разряда.

В резко-неоднородном поле размеры области, занятой коронным разрядом в лавинной форме значительно меньше длины промежутка, чехол короны обычно располагается вблизи электрода с малым радиусом закругления. Такой разряд называется лавинным коронным разрядом. Если коронный разряд переходит в стримерную форму то область разряда может перекрывать межэлектродный промежуток. Коронный разряд в воздухе и в других электроотрицательных газах обычно сопровождается гидродинамическим движением среды в целом. Это явление получило название электрического ветра. Поскольку во внешней области коронного разряда находится объёмный заряд, движущийся от коронирующего электрода к противоположному. Электроны и ионы, сталкиваясь с молекулами воздуха, передают им некоторый импульс и энергию. Как уже отмечалось в главе «Лавинный процесс» электроны весьма слабо передают импульс нейтральным частицам, в следствии малости массы. Поэтому основными частицами передающими импульс среде являются ионы. В результате столкновений нейтральные молекулы воздуха приходят в движение, образуя гидродинамическое движение среды, которое и называют электрическим ветром

На рис. 2.563 приведена картина электрического ветра на фоне КР в системе электродов игла над полусферой большого диаметра. Визуализация потока электрического ветра проводилась дымом. Основную часть пространства между электродами при лавинной форме коронного разряда занимает внешняя область, в которой движутся ионы только одного знака. Чехол коронного разряда, в котором сосредоточены ионизационные процессы (показан в верхней части рисунка), играет роль



поставщика ионов для внешней зоны, в которой мы видим потоки электрического ветра. Такой характер электрического ветра определяется распределением напряженности и плотности объемного заряда в коронном разряде, которые максимальны в центральном сечении, проходящем через провод (иглу), и быстро убывают при удалении от центрального сечения. Электрическая сила  $F$ , действующая на объемный заряд в промежутке, равна:

$$\vec{F} = \vec{E}\rho$$

Здесь  $\rho$  — плотность объемного заряда,  $E$  — напряженность электрического поля. Поскольку скорость движения ионов в воздухе много меньше соответствующей скорости ионов в вакууме, практически весь импульс и энергия, получаемая ионами в поле, передается в результате соударений молекулам воздуха. Сила, действующая на объемный заряд, по существу является силой, действующей на среду.

Электрический ветер как физическое явление известен еще со времен Фарадея, однако возникают трудности экспериментального исследования (так как возможно использование только специальных методов бесконтактного измерения местной скорости потока) и теоретического анализа (поскольку в гидродинамике решение аналогичных или близких по сложности задач отсутствует). Такие возможности появились в последнее время в связи с разработкой методов измерения скорости движения частиц размером менее 10 мкм в поле коронного разряда. Скорость движения таких частиц определяется электрическим ветром, поскольку составляющей скорости, обусловленной полем, можно пренебречь из-за ее малости. Измерение скорости частиц производится методом съемки траекторий в малом объеме или с помощью доплеровского измерителя скорости. Богатый материал по экспериментальному изучению электрического ветра сосредоточен в книге Верещагина [80]. Показано, что время установления электрического ветра при межэлектродном расстоянии 100—150 мм составляет примерно 1 с. Зарегистрированные скорости ЭВ весьма велики и составляют до десятка метров в секунду.

Экспериментальные данные по распределению потоков электрического ветра, наиболее существенные из которых представлены на рис. 2.564—2.567, позволяют сделать следующие обобщающие выводы.

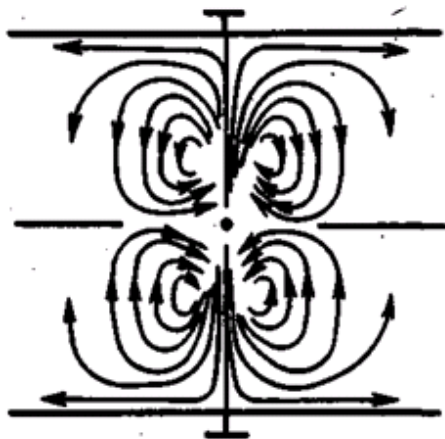


Рис. 2.564. Распределение потоков электрического ветра в системе электродов провод между параллельными плоскостями

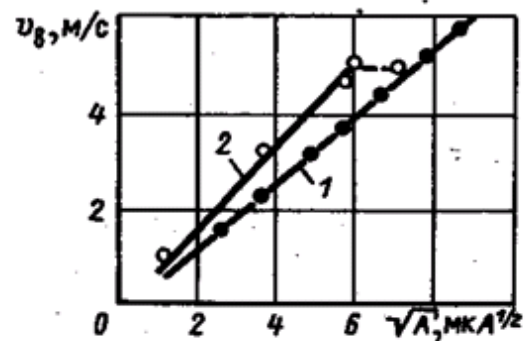


Рис. 2.565. Зависимость скорости ветра на расстоянии 15 мм от иглы от тока. Система игла — плоскость,  $h=100$  мм: 1 — отрицательная полярность; 2 — положительная полярность

1. Скорость электрического ветра линейно зависит от корня квадратного из тока (рис. 2.565). Значения скорости при положительной и отрицательной полярностях напряжения соотносятся обратно пропорционально корню квадратному из подвижности ионов. Соответственно значения скорости при любой полярности ложатся на единую линейную зависимость от напряжения.

2. Распределения скорости вдоль оси и в поперечном направлении (профили скорости) не зависят от напряжения, т. е. могут быть представлены в обобщенном виде (рис. 2.565-2.567). Влияние параметров иглы или провода начинает сказываться только тогда, когда они начинают влиять на ток короны.

Экспериментальные профили ветра на любом расстоянии от иглы или провода (например, рис. 2.566б) аппроксимируются следующими зависимостями:

Для системы игла — плоскость:

$$\frac{v}{v_0} = \left[ 1 + f(z) \left( \frac{r}{z} \right)^{3/2} \right]^{-1}$$

Здесь  $v_0$  - скорость ветра на оси,  $r$  - радиальная координата,  $z$  - расстояние от кончика иглы.

$$f(z) = \frac{4h^{1/2}}{\left( 1 - \frac{z}{h} \right)^{3/2}}$$

Для системы провод—плоскость:

$$\frac{v}{v_0} = \left[ 1 + f(z) \left( \frac{y}{h} \right)^{3/2} \right]^{-1}$$

$$f(z) = \left( 1,7 + 0,14 \frac{h}{z} \right) \left( \frac{h}{0,02} \right)^{3/4}$$

Здесь  $v_0$  - скорость ветра на оси,  $y$  - координата параллельно плоскости,  $h$  - межэлектродное расстояние.

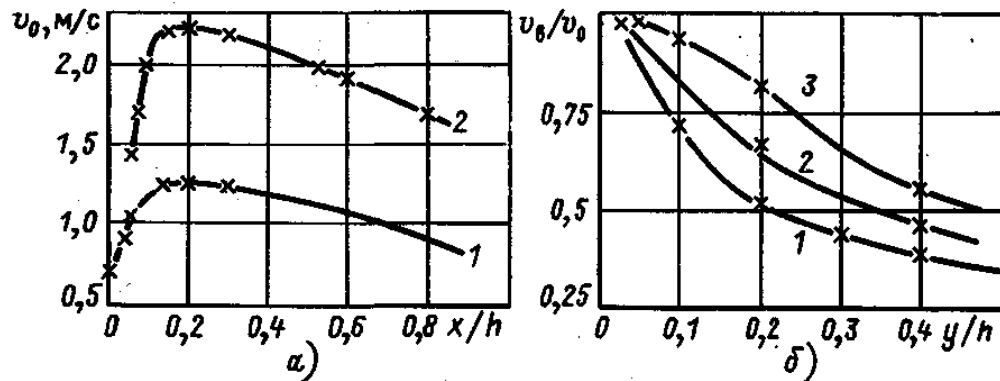


Рис. 2.566. Распределение скорости ветра в системе электродов провод — плоскость: *a*— распределение скорости ветра по оси *x* при  $A=100$  мм;  $d_{np}=0,19$  мм; 2— $U=50$  кВ; 6— относительные профили скорости ветра при  $A=100$  мм; 2— $x/h=0,3$ ; 3— $x/h=0,6$

В этих формулах межэлектродное расстояние  $h$  следует подставлять в метрах.

3. Скорость электрического ветра имеет наибольшее значение в системе игла— плоскость и достигает 12 м/с, а в системе провод—плоскость не превышает 2,3—2,5 м/с.

Характер распределения скорости вдоль оси в значительной степени зависит от межэлектродного расстояния: по мере увеличения расстояния возрастает спад скорости к плоскости. Если при  $h = 50$  мм скорость ветра в промежутке практически постоянна, то при  $H= 150$  мм она изменяется более чем в 3 раза.

Интересно сопоставить распределения скорости при одинаковом токе короны и различных межэлектродных расстояниях (рис. 2.567). Максимальное значение скорости несколько увеличивается с ростом межэлектродного расстояния за счет более резкого изменения ее вдоль промежутка.

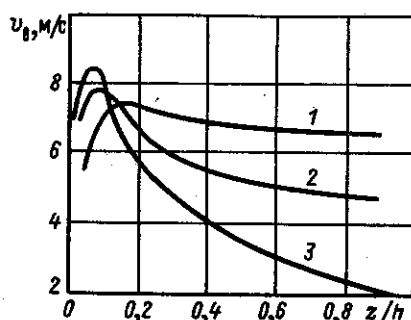


Рис. 2.567. Распределение скорости ветра вдоль оси при  $A^{0,5} = 10$  мкА $^{0,5}$ . Система электродов игла — плоскость: 1 -  $h = 50$  мм; 2 -  $h = 100$  мм; 3 -  $h = 150$  мм

На основании обобщения экспериментальных данных получены формулы для распределения скорости вдоль оси струи электрического ветра для системы игла— плоскость:

$$v_0 = \left( \frac{a_1 I}{k \gamma h} \right)^{1/2} z_1 \left[ (1 + b z_1)^{1/2} (1 + c z_1) \right]^{-1}$$

Здесь  $a=6,2 \cdot 10^5 h^{7/3}$ ;  $b=2 \cdot 10^3 h$ ;  $c=6,6 \cdot 10^2 h^3$ ;  $z_1 = z/h$ ;

Для системы провод—плоскость

$$v_0 = \left( \frac{A}{k \gamma} \right)^{1/2} d \left( 1 + \frac{b}{z_1} \right)^{1/2} (1 + c z_1 + g z_1^4)$$

Здесь  $b = 3,5 \cdot 10^2 h/0,05$ ;  $c = 0,75 [l - (0,049/h)^4]$ ;  $d = [l - 0,25(0,05/h)^4] \cdot 10^2$ ;  $g=1$  при  $h \geq 0,15$  м и  $g=0$  при  $h < 0,15$  м.

Формулы применимы при  $0,05 \text{ м} \leq h \leq 0,15 \text{ м}$ ; значение  $h$  следует подставлять в формулы в метрах.

4. Сравнительно медленное формирование электрического ветра во времени дает основание предполагать, что существенное влияние на характерные параметры ветра должно оказывать наличие внешнего потока воздуха.

## Экспериментальный стенд для исследования ЭВ



Рис. 2.568. Установка для изучения электрического ветра в воздухе.

Стенд предназначен для исследования электрического ветра в воздухе. Фотография стенда представлена на рис. 2.568.



Рис. 2.569. Блок-схема стенда.

Блок-схема экспериментального стенда представлена на рис. 2.569. Стенд состоит из следующих блоков и систем.

**Система электродов** представлена на рис. 2.571.

**Блок питания** состоит из источника высокого напряжения ИВН-50, управляемого от внешнего модулирующего генератора сигналов специальной формы Г6-15.

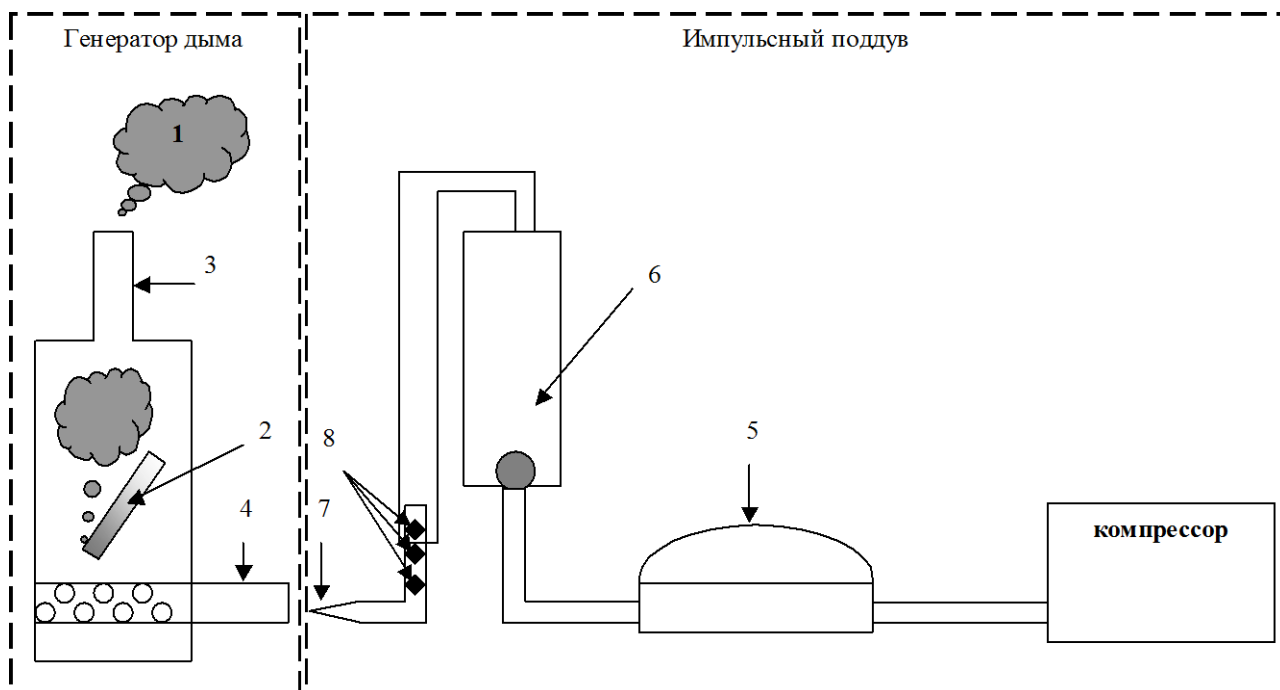


Рис. 2.570. Генератор дыма с импульсным поддувом.

В установке для визуализации движения воздуха систему электродов используется дым, выдуваемый из генератора дыма (ГД, рис. 2.569) импульсным поддувом (ИП) небольшими порциями (сгустками) дыма с четкими границами. Схема генератора дыма с импульсным поддувом представлена на рис. 2.570. Дым ("1" на рис. 2.570) образуется при тлении бумаги смоченной селитрой ("2"), закрепленных внутри небольшой «топки» с трубой ("3") для выхода дыма и трубкой ("4") для подачи воздуха. На той части трубки ("4"), которая расположена внутри «печки» сделана перфорация для свободного прохождения воздуха. Для поддержания непрерывного тления бумаги, осуществляется принудительная подача воздуха от импульсного поддува. Воздух прокачивается компрессором через небольшую емкость ("5") с упругой резиновой мембраной, выполняющей роль емкости или накопителя сжатого воздуха. Далее воздух проходит через отверстие, закрытое металлическим шариком ("6"). Когда в емкости ("5") создается достаточное давление металлический шарик ("6") приподнимается и открывает отверстие для прохождения воздуха. Таким образом, работает источник импульсной подачи воздуха в «топку», или импульсный поддув.

Далее воздух через тонкое отверстие в насадке ("7") подается в «топку». Отверстия ("8") служат для регулирования скорости истечения воздуха через основное отверстие. Регулировка производится открытием или закрытием дополнительных отверстий при перемещении насадки ("7" на рис. 2.570) в шланг или обратно. При хорошей настройке генератора дыма он подает сгустки дыма с частотой единицы Гц.



Рис. 2.571. Система электродов.

Вместо дыма можно использовать охлажденный водяной пар, но в воздухе этот пар самостоятельно вверх не поднимается, а как бы плывет, медленно опускаясь вниз. Пар почти не искажает ВАХ и не легче воздуха, даже без промежуточного дополнительного охлаждения, что позволяет наиболее точно определять пороги возникновения электрического ветра и получать стационарные картины при небольших напряжениях. Также преимуществом пара является его густота, которая позволяет получать линии тока при высоких напряжениях и больших скоростях. Схема установки представлена на рис. 2.572-2.573. Для обеспечения однородности и густоты подачи дыма трубка, по которой подавался дым, оборачивалась вокруг активного электрода и в ней по периметру были проделаны отверстия, через которые выходил дым (рис. 2.573).

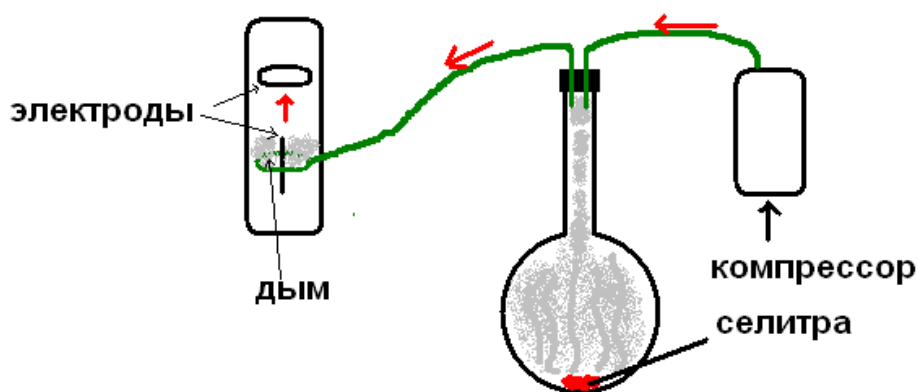


Рис. 2.572. Схема установки по подаче дыма в межэлектродный промежуток.

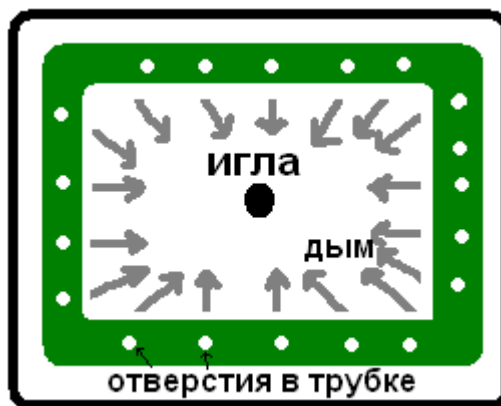


Рис. 2.573. Схема подачи дыма на активный электрод. Вид сверху.

Для защиты воздуха в лаборатории от дыма и мелких частичек талька в стенд вмонтирована бытовая вытяжка с угольным фильтром, которая не только улавливает мелкие частицы, но и удаляет запах дыма.

**Система регистрации данных.** Сгустки дыма на выходе ЭГД-насоса, освещаемый источником света, фиксируется видеокамерой (ВК на рис. 2.569) и записываются в компьютер через плату видеозахвата (ВЗ на рис. 2.569). Одновременно с видеорядом производится запись электрических параметров эксперимента: напряжения на электроде и ток, протекающий между электродами.

**Система синхронизации** состоит из обычного светодиода, подключенного к выходу синхроимпульса модулирующего генератора Г5-15. Светодиод расположен в поле зрения камер, а электрический сигнал, подаваемый на этот светодиод, регистрируется одним из каналов АЦП.

**Система подсветки.** В качестве источника подсветки визуализирующих частиц дыма используется сверхяркий диод марки Luxeon, подключаемый к генератору сигналов специальной формы и питается импульсным напряжением нужной частоты. При обоснованном выборе частоты стробированной подсветки этого достаточно для измерения скорости сквозной прокачки воздуха через щелевые электроды.

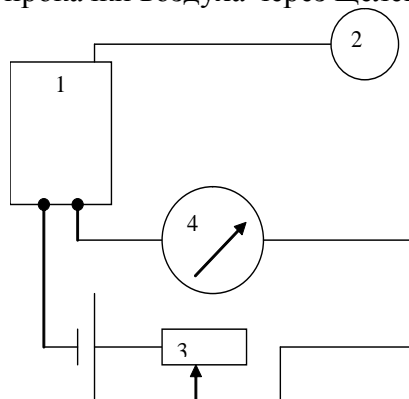


Рис. 2.574. Схема измерителя скорости электрического ветра.

**Система измерения скорости потока воздуха (ИСВ на рис. 2.569)** представляет собой торсионный механизм, принцип действия которого основан на компенсации нагрузки на измерительный элемент с помощью схемы компенсации (СК). Схема измерителя скорости ветра представлена на рис. 2.574. В данной установке используется подвижный измерительный элемент амперметра ("1" на рис. 2.574), на стрелке которого закреплен пробный диск ("2"). Вытекающий из ЭГД-насоса воздух давит на пробный

диск. Сила лобового сопротивления диска потоку воздуха, как известно из гидродинамики, пропорциональна квадрату скорости натекающего потока:

$$F = c \cdot S \frac{\rho v^2}{2} \quad (2.96)$$

Здесь  $S$  - площадь площадки, на которую действует воздух, в данном случае наш площадь пробного диска,  $\rho$ - плотность воздуха,  $v$  - скорость натекания воздуха на диск,  $c$  - некоторая безразмерная константа, величина которой зависит от формы пробного диска. Под действием натекающего воздуха пробный диск отклоняется от своего равновесного положения. Для того чтобы вернуть его в начальное положение, необходимо пропустить через используемый измерительный элемент ("I") некоторый электрический ток. Для этого используется элемент питания, ток от которого через реостат подается на измерительный элемент. Величина этого тока измеряется стрелочным амперметром, также установленным в эту цепь (рис. 2.574). При измерении устанавливается зависимость скорости натекающего потока от тока, через измерительный элемент. Калибровка торсионного элемента производилась методом взвешивания. Калибровочная кривая приведена на рис. 2.575. Учитывая зависимость (2.96), получаем зависимость скорости натекающего потока воздуха от тока компенсации через измерительный элемент:

$$v \left[ \frac{м}{с} \right] = \frac{1}{c} \sqrt{I[\text{дел}]} = C \sqrt{I[\text{дел}]}.$$

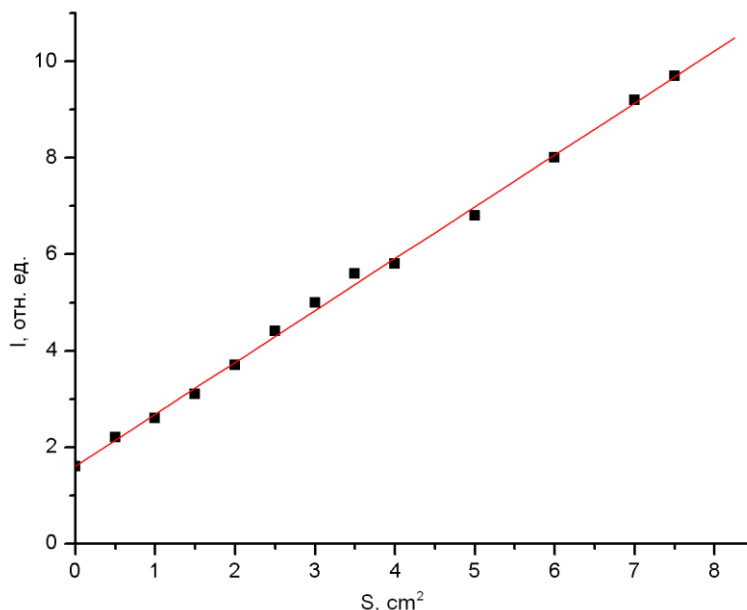


Рис. 2.575. Калибровочная кривая.  $I$ - ток компенсации,  $S$ - площадь бумажного груза ( $\rho=80$  г/м<sup>2</sup>).

Для уточнения константы  $c$  необходимо получить значение скорости натекающего потока хотя бы в одной точке. Это можно сделать путем анализа видеозаписей ЭВ при его визуализации сгустками дыма.

### Результаты исследования электрического ветра в воздухе.

В настоящей части рассматриваются результаты экспериментального исследования электрического ветра (ЭВ) в системах электродов игла-плоскость, игла-тор



и взаимосвязь ЭВ с формами чехла коронного разряда. Ранее, в главе 6 «Экспериментальное исследование коронного разряда» обсуждались результаты исследования зависимости форм коронного разряда в воздухе от напряжения при различных полярностях игольчатого электрода. При малых напряжениях структура отрицательной короны близка к классической: в окрестности острия наблюдается малая полусферическая зона ионизации, размеры которой сопоставимы с размерами электрода. Расчеты [80] показывают, что высокоэнергетические электроны локализованы внутри чехла, вне границ чехла электроны прилипают к молекулам кислорода, обладающих электроноакцепторными свойствами, образуя отрицательные ионы, которые быстро передают импульс молекулам воздуха и определяют перенос заряда и структуру электрического ветра в темной внешней области разряда. При более высоких напряжениях, видимые размеры чехла короны растут, а форма изменяется. В [93] было высказано предположение о сносе ионизованного газа потоком электрического ветра, однако это предположение не нашло своего подтверждения.

Положительная корона при пороговых напряжениях образует короткий светящийся канал, так называемую начальную стримерную форму, при чуть больших напряжениях переходит в классическую форму, а при больших напряжениях имеет стримерную структуру. Возникает вопрос: каковы реальные размеры зоны ионизации, каково распределение напряженности поля во внешней области. Как влияет форма чехла короны на кинематику ЭВ? Что является источником ионов в условиях стримера и как это влияет на кинематику ЭВ? Ответы на все поставленные вопросы может дать только эксперименты по исследованию структуры ЭВ при одновременном изучении форм короны.

На рис. 2.576-2.577 приведены вольтамперные и вольт-секундные характеристики различных систем электродов.

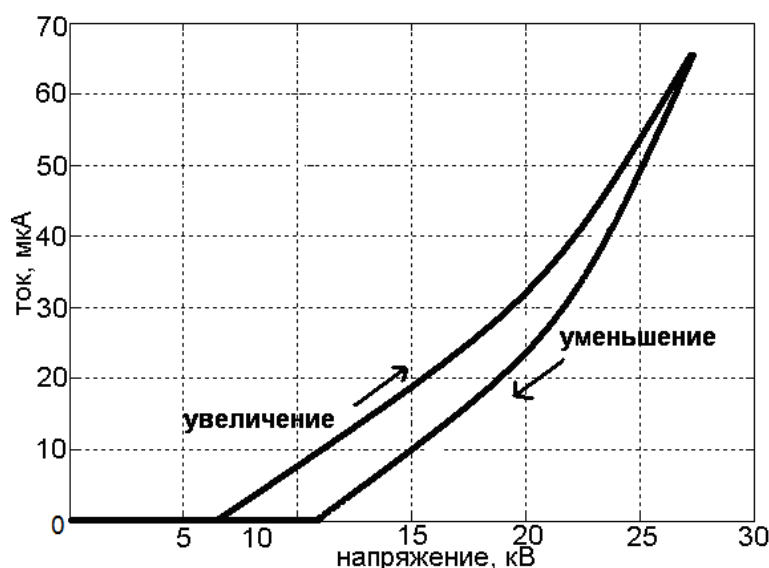


Рис. 2.576. Вольтамперная характеристика, отрицательная полярность.

При отрицательной полярности при напряжениях чуть ниже порога зажигания стационарного разряда (4.5 кВ) наблюдаются импульсы тока (рис. **Ошибка! Источник ссылки не найден.**) на фоне нулевой постоянной составляющей тока, при этом движение среды зафиксировать не удаётся, свечение кончика иглы отсутствует. Длительность импульсов 30 мкс. Амплитуда 7 мкА. Переносимый заряд, интеграл по времени от тока  $Q = 4 \cdot 10^{-11}$  Кл. Импульсы строго периодические, период –  $6 \cdot 10^{-2}$  секунд. При небольшом

увеличении напряжения (5 кВ) импульсы тока идут «пачками» друг за другом. В одной пачке импульсы присутствуют на фоне постоянной составляющей. Длительность пачки составляет 1 мс. Строгой периодичности следования пачек нет. Дальнейшее увеличение напряжения до 7 кВ увеличивает длину пачек до  $1-2 \cdot 10^{-2}$  с, интервал между импульсами сокращается до  $3-5 \cdot 10^{-2}$  с (рис. 2.577). При этом ширина импульса в пачке составляет около  $2 \cdot 10^{-5}$  с, то есть практически такая же, как и при импульсах без постоянной составляющей тока. На видео заметно мигание свечения коронного разряда и импульсное движение среды, интервалы свечения соответствуют пачкам импульсов тока на осциллограмме.

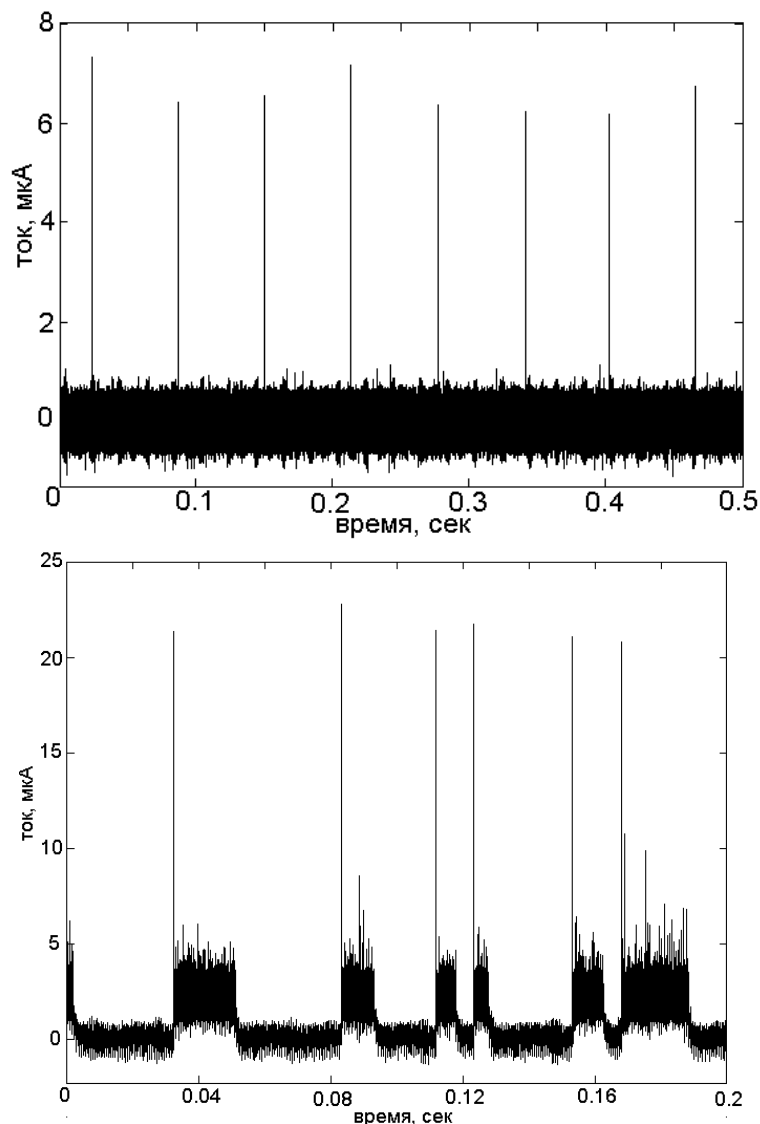


Рис. 2.577. Импульсы на фоне нестационарной постоянной составляющей (пачки). Импульсные выбросы ЭВ. Напряжение 7кВ.

При увеличении напряжения до 7.6 кВ наблюдается стационарное движение среды, возникает стационарный ЭВ (рис. 2.578). В этот же момент на осциллограмме появляется постоянная составляющая тока  $1.0 \cdot 10^{-6}$  А, однако на ее фоне остаются импульсы тока. Течение имеет следующую структуру: под иглой видна обширная область квазиоднородного течения, которое начинается примерно в 1 мм от острия иглы, до нее идет зона ускорения.

Светлая область чехла короны при дальнейшем увеличении напряжения увеличиваться в размерах, достигая в диаметре нескольких диаметров иглы (рис. 2.579). Форма чехла перестаёт быть строго сферической. На осциллограмме тока продолжают наблюдаться импульсы на фоне постоянной стационарной составляющей, их длительность меняется не значительно, а амплитуда возрастает в несколько раз. Толщина струи ЭВ значительно увеличивается, линии тока ЭВ, которые проходят близко к кончику иглы начинают расходиться от него (рис. 2.579).

На рис. 2.580 приведена структура короны в экспериментах с жидким водяным противоэлектродом. Применение такого электрода позволяет визуализировать воронку в жидком противоэлектроде, возникающую в результате давления центральной струи ЭВ на поверхность жидкого противоэлектрода.

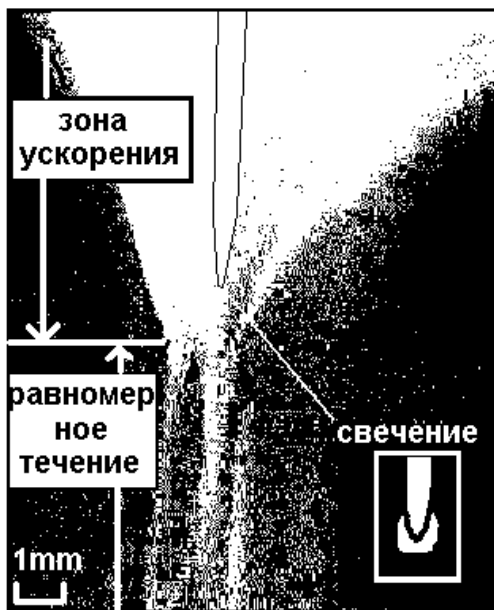


Рис. 2.578. Стационарный ЭВ  
Напряжение - 7.6 кВ.



Рис. 2.579. ЭВ при высоких напряжениях отрицательной полярности (-11 кВ).

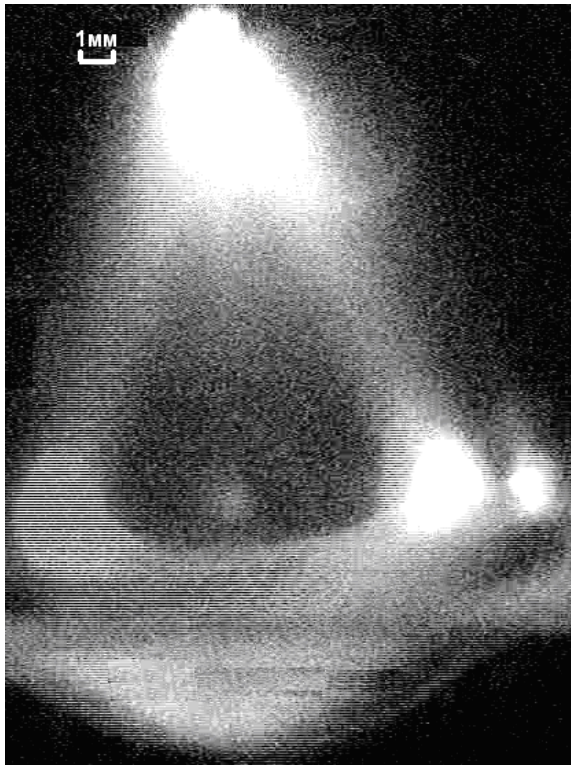


Рис. 2.580. Деформация жидкого противозлектрода. Напряжение -18 кВ.

при пороговых напряжениях отрицательной полярности. При этом на осциллограмме наблюдался стационарный ток величиной  $2.6 \cdot 10^{-8}$  А. Импульсов тока на фоне постоянной составляющей не было видно. Такой ранний стационарный ток имеет место только при положительной полярности. На видеозаписи было заметно слабое шарообразное свечение на острие иглы.

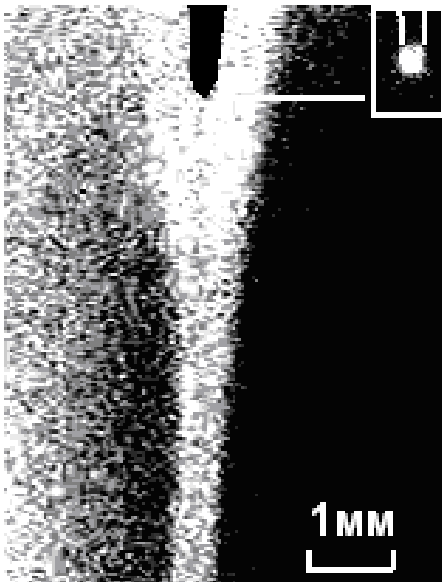


Рис. 2.581. Стационарный ЭВ. Напряжение +4.5 кВ.

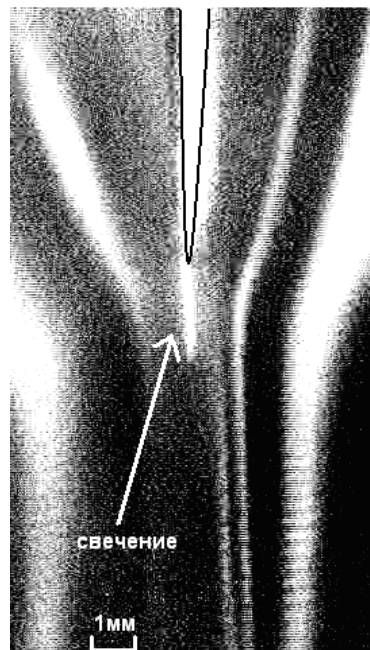


Рис. 2.582. Начальная форма чехла коронного разряда. Напряжение +5 кВ.

Видно, что диаметр возмущенной электрическим ветром поверхности воронки значительно больше центральной струйки ЭВ и соответствует диаметру диффузной светящейся области короны исходящей с концов лопатовидного чехла. По видимому в этом случае струя ЭВ формируется существенно возросшей зоной ионизации, имеющей поперечные размеры в 3-4 мм. Поэтому поперечные размеры струйки ЭВ возрастают. При этом при больших напряжениях на водной поверхности образуются конические выступы, на которых формируется противокорона.

Рассмотрим теперь коронный разряд при положительной полярности иглы. При напряжении порядка 4.5 кВ удалось зафиксировать на видео некоторые движения среды (рис. 2.581) в области у самого острия иглы. Было видно, что движение не импульсное, как

При увеличении напряжения до 5 кВ (рис. 2.582) формируется течение характерной формы с зонами ускорения и квазистационарного течения. ЭВ наблюдается на фоне начальной стримерной формы. Стационарный ток возрастает до  $7.8 \cdot 10^{-7}$  А. На осциллограмме тока наблюдаются импульсы на фоне стационара.

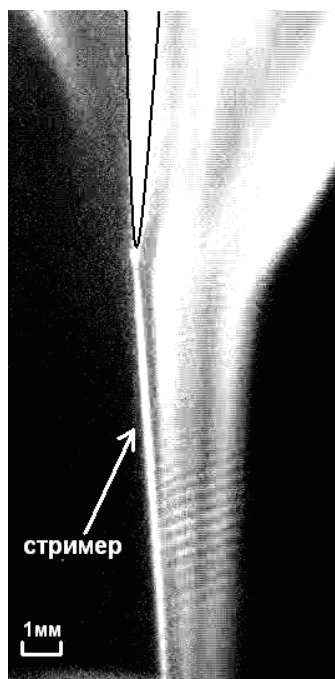


Рис. 2.583. Стримерная форма при положительной полярности. Дым распространяется тонкой струйкой вдоль стримера  
Напряжение +15 кВ.

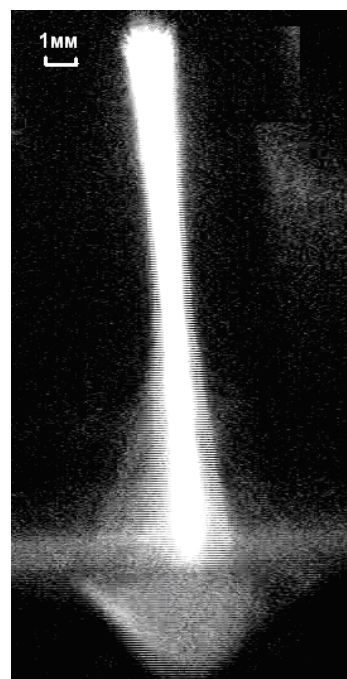


Рис. 2.584. Деформация жидкого противоиэлектрода. Напряжение +18кВ.

При дальнейшем увеличении напряжения до 8.3 кВ скорость ЭВ увеличивается. Стационарный ток возрастает до  $1.2 \cdot 10^{-6}$  А, импульсы тока исчезают. При этом свечение локализуется у острия иглы и имеет классическую шарообразную форму. При 13 кВ появляется стример и очень частые импульсы тока. Стример разрастается в древовидную структуру. Ток при высоком напряжении стационарный с частыми импульсами. Так, при 18 кВ стационарная составляющая тока  $2.3 \cdot 10^{-6}$  А, период следования импульсов  $2 \cdot 10^{-4}$  с, длительность  $3 \cdot 10^{-5}$  с, максимальное значение тока  $1.8 \cdot 10^{-5}$  А. Заряд одного импульса  $1.2 \cdot 10^{-10}$  Кл. Из рис. 2.583 видно, что центральная струя ветра идёт вдоль стримера, то есть не происходит явного уширения струи, как при отрицательной полярности. При несимметричном развитии стримерного канала ветер дует тоже несимметрично по направлению вдоль этого канала. В стримерном режиме понятие чехла и внешней зоны становится не определенным. Из экспериментов с жидким электродом видно, что диаметр возмущенной электрическим ветром поверхности воронки (рис. 2.584) значительно меньше, чем в случае отрицательной полярности электрода. При увеличении напряжения при положительной полярности толщина центральной струйки почти не изменяется, как при отрицательной, но скорость возрастает. Это объясняется тем, что зоной образования заряда при положительной полярности является тонкий стримерный канал, который незначительно меняется в ширине при изменении напряжения. При отрицательной полярности резко растёт размер чехла короны, а, следовательно, зона образования объёмного заряда, что и приводит к уширению центральной струи.

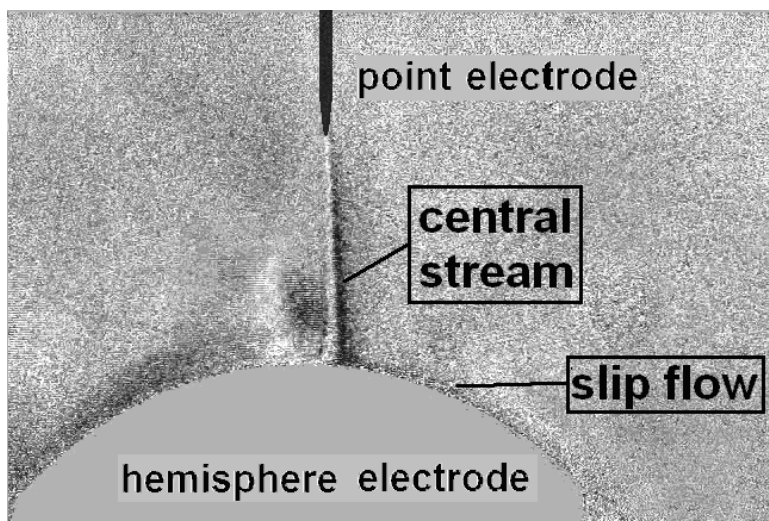


Рис. 2.585. Визуализация центральной струи ЭВ полутеневым методом. Напряжение -23 кВ.

На рис. 2.585 приведен видеокادر ЭВ в системе электродов игла-полусфера полученный полутеневым методом на установке ИАБ-451. Хорошо видны оптические возмущения в области центральной струи и в области пристеночного слоя у полусферического электрода. Как показали расчеты, оптическая неоднородность обусловлена перегревом центральной части струйки ЭВ джоулевым нагревом чехла короны.

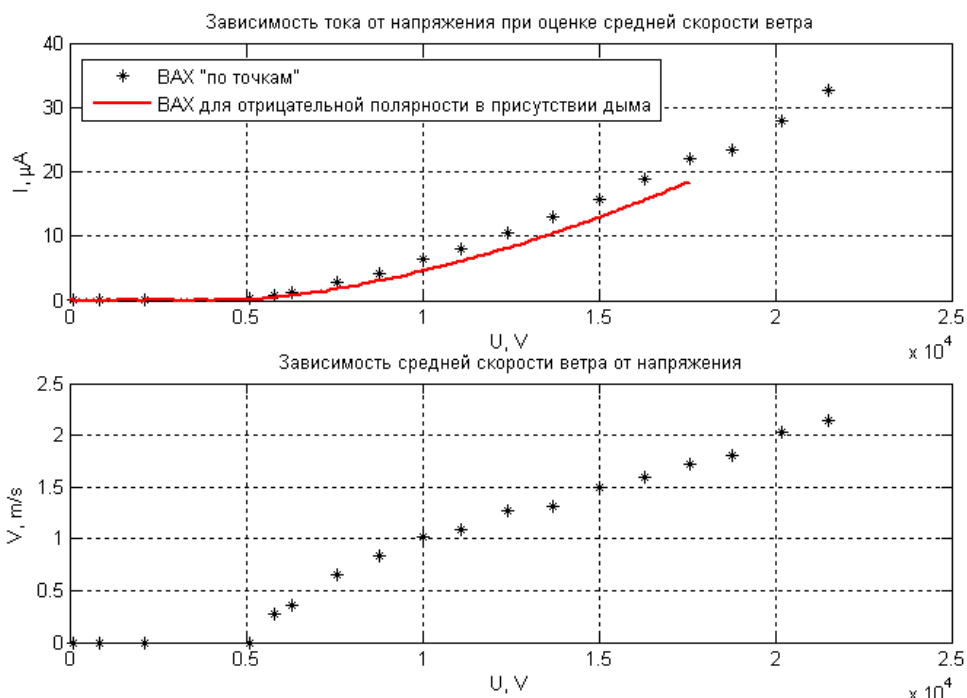


Рис. 2.586. Зависимость тока  $I$  и скорости  $V$  электрического ветра от напряжения.

На рис. 2.586 приведена зависимость тока и скорости ЭВ от напряжения при отрицательной полярности иглы измеренные в системе игла-гор компенсационным методом. Порог возникновения ЭВ 5 кВ. Зависимость скорости ЭВ от напряжения близка к линейной.

## Компьютерное моделирование электрического ветра

### Постановка задачи

В литературе имеется значительное количество работ, посвященных компьютерному моделированию электрического ветра [109, 112]. Основой большинства моделей является разделение межэлектродного промежутка на две области: область чехла

короны и внешнюю область, где расчет объемного заряда производится по упрощенной схеме [80]. В последних работах проводятся численные эксперименты, при использовании различных упрощений в исходной системе ЭГД-уравнений. В настоящей работе единственным приближением является утверждение о малых размерах чехла коронного разряда (справедливо для сравнительно малых напряжений) и утверждение о том, что носителями заряда во внешней зоне являются отрицательные ионы кислорода с постоянной подвижностью. Обоснованность этих утверждений показана в работе [111], где по результатам компьютерного моделирования процессов в чехле короны в воздухе, показано, что размеры чехла короны при малых напряжениях не превышают 0,5 мм, в чехле короны электрические силы прижимают воздух к поверхности электрода и не вызывают течения среды, а во внешней зоне облако заряда сформировано отрицательными ионами кислорода, что и определяет действующие силы ЭВ.

Моделирование задачи об электрическом ветре основано на анализе полной системы ЭГД-уравнений:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{j} = 0 \quad (2.97)$$

$$\vec{j} = \rho b \vec{E} + D \nabla \rho + \rho \vec{v} \quad (2.98)$$

$$\varepsilon_0 \operatorname{div} \vec{E} = \rho \quad (2.99)$$

$$\vec{E} = -\nabla \varphi \quad (2.100)$$

$$\gamma \left( \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v}, \nabla) \vec{v} \right) = -\nabla p + \eta \Delta \vec{v} + \rho \vec{E} \quad (2.101)$$

$$\operatorname{div} \vec{v} = 0 \quad (2.102)$$

Здесь  $\rho$  – плотность заряда,  $\vec{j}$  – плотность тока,  $b$  – подвижность,  $D$  – коэффициент диффузии,  $\vec{E}$  – напряженность электрического поля,  $\vec{v}$  – скорость,  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость,  $\varphi$  – потенциал,  $\gamma$  – плотность,  $p$  – давление,  $\eta$  – динамическая вязкость.

Система состоит из следующих уравнений: (2.97) – закон сохранения заряда, (2.98) – определение полного тока, (2.99) – уравнение Гаусса-Остроградского, (2.100) – потенциальный характер электрического поля, (2.101) – уравнение Навье-Стокса, (2.102) – уравнение неразрывности для несжимаемого газа.

Расчет проводится в режиме постоянного напряжения. На поверхности электрода задавалось постоянное напряжение, а на поверхности чехла короны плотность тока пропорциональная локальной напряженности электрического поля:

$$j_n = \begin{cases} C(E_n - E_0), & E_n \geq E_0 \\ 0, & E_n < E_0 \end{cases} \quad E_0 = 24.5 \text{ кВ / см} \quad (2.103)$$

Коэффициент  $C$  подбирается так, чтобы расчетная вольтамперная характеристика соответствовала измеренной на эксперименте.

Система уравнений, описывающая моделируемый процесс, существенно нелинейна. Одним из самых эффективных методов решения нелинейных краевых задач является метод конечных элементов. Для проведения компьютерного моделирования по этому методу использовался программный пакет COMSOL 3.5. Были задействованы следующие модули: Уравнение Нернста-Планка (носители заряда во внешней зоне отрицательные ионы кислорода), модуль уравнений движения несжимаемой жидкости (действующие объемные силы носят кулоновский характер), модуль расчета электростатики (уравнение Пуассона). Моделирование проводилось для электродов игла –

плоскость и игла-тор. Игольчатый электрод моделировался цилиндром с полусферической головкой.

Учитывая осевую симметрию исследуемой системы, при моделировании была реализована двухмерная осесимметричная конечно-элементная модель, состоящая из 38 тыс. элементов (около 300 тыс. степеней свободы). Исследуемая среда – воздух; его свойства: относительная диэлектрическая проницаемость  $\epsilon = 1$ , механическая плотность  $\gamma = 1.29 \text{ кг/м}^3$ , динамическая вязкость  $\eta = 2 \cdot 10^{-5} \text{ Па}\cdot\text{с}$ , подвижность отрицательных ионов кислорода  $b = 2.2 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ , коэффициент диффузии  $D = 5 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ .

### Анализ результатов

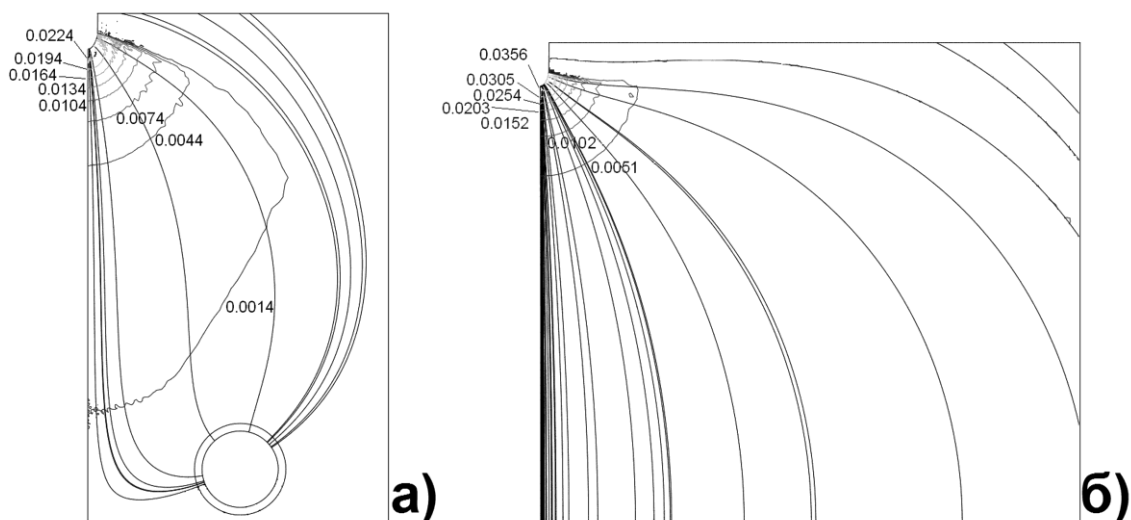


Рис. 2.587. Распределение объемного заряда ( $\text{Кл/м}^3$ ) и линии напряженности поля в системе игла-тор (а) и игла-плоскость (б)

На рис. 2.587 приведено распределение объемного заряда на фоне силовых линий напряженности поля для системы игла-плоскость и игла-тор. Поскольку размер чехла короны при малых напряжениях мал, а форма повторяет форму торца иглы, то плотность тока отрицательных ионов в соответствии с (2.103) задавалась на полусферическом торцевом кончике игольчатого электрода. В обоих случаях объемный электрический заряд сосредоточен в ближней окрестности кончика иглы, на расстоянии порядка 3 радиусов иглы заряд падает в 2 раза. Линии уровня объемного заряда практически соответствуют линиям уровня электрического поля, что говорит о миграционном механизме формирования заряда. Образование центральной заряженной струйки, характерной для конвективного механизма переноса заряда [114], как это было в моделях ЭГД-течений жидкости не наблюдается. Линии уровня заряда близко соответствуют линиям уровня электрического поля и повторяют контуры электрода. Различие в ходе силовых линий поля наблюдается в области противоиэлектрода, однако это не должно влиять на структуру электрического ветра. Кулоновские силы сосредоточены вблизи торцевой поверхности иголки и направлены по силовым линиям поля.

Структура электрического ветра в системе игла-тор и игла-плоскость в области центральной струйки очень похожа рис. 2.588: от игольчатого электрода распространяется тонкая струйка воздуха. Линии тока ЭВ непосредственно над кончиком иглы образуют коническую воронку, а далее они параллельны центральной оси течения и образуют тонкий цилиндр. В первом случае струйка свободно проникает сквозь полый торообразный противоэлектрод за межэлектродный промежуток, прокачивая воздух за межэлектродный промежуток, во втором она, ударяясь в плоский противоэлектрод,



образует возвратный вихрь. Размеры зоны ускорения значительно меньше размеров межэлектродного промежутка и примерно равны 1 мм.

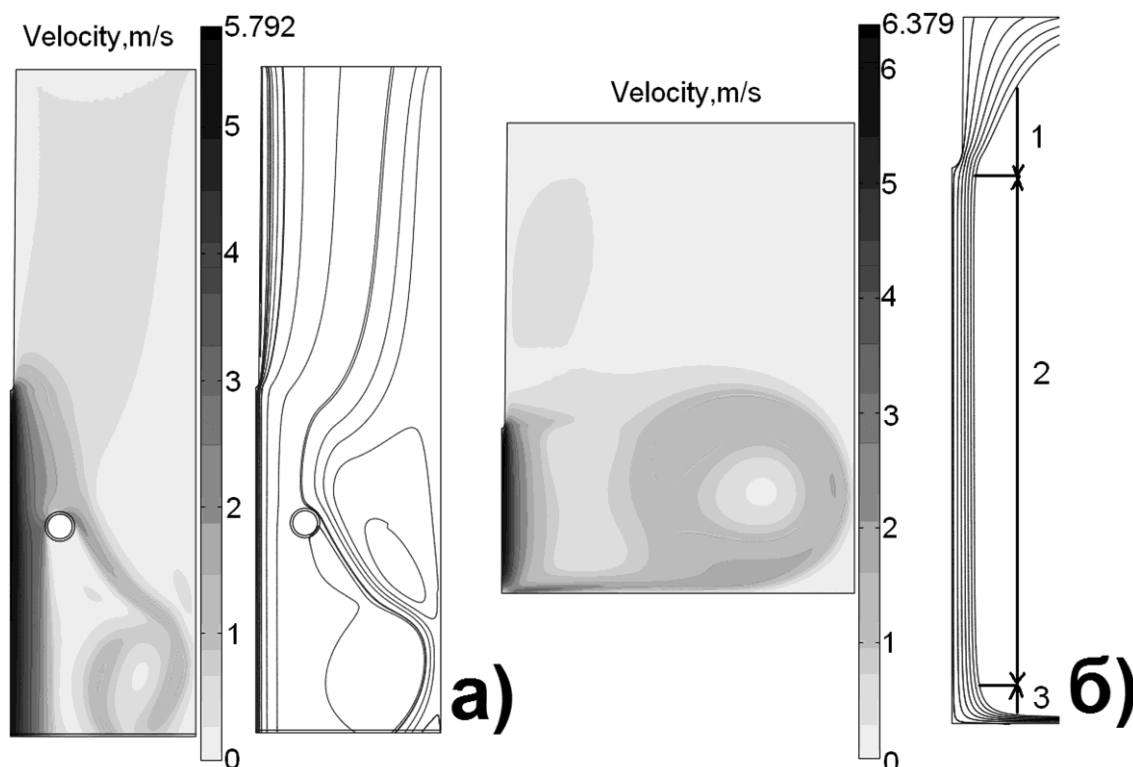
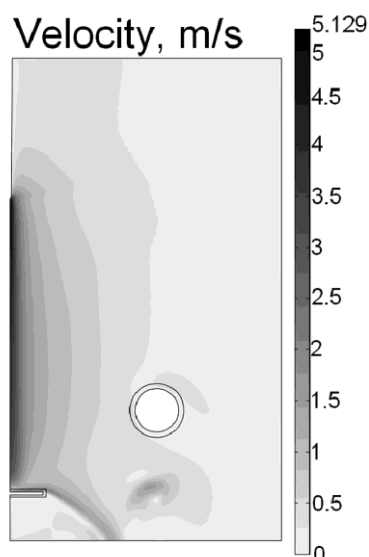


Рис. 2.588. Распределение скорости и линии тока в системе электродов игла-тор (а) и игла-плоскость (б).

Распределение скорости в системе игла-плоскость имеет типовой характер (рис. 2.588,б): короткая зона ускорения у кончика иглы (1), а далее, продолжительная зона однородного течения (2) и короткая зона торможения у плоского электрода (3). В случае тора (рис. 2.588,а) на первых двух участках картина сохраняется, однако торможения нет, так как нет препятствия на пути центральной струи, которая свободно распространяется до открытой границы и за нее. Распределения скорости показывают, что плоский противозлектрод начинает влиять на центральную струю ЭВ на весьма малых расстояниях, около 1 мм. Совпадение структуры течений в обеих электродных системах в зоне ускорения связано с миграционным характером распределения объемного заряда.

Использование тора в качестве противозлектрода позволяет применить для измерений средней скорости ЭВ своеобразный торсионный анемометр, располагая его вне пределов межэлектродного промежутка. Введение измерительного, диска, как показывают расчеты, практически не влияет на распределения скорости в центральной струе ЭВ, что позволяет измерять силу давления центральной струйки ЭВ на измерительный диск, расположенный за тором, при этом, практически не искажая структуру течения. Поскольку струйка ЭВ не несет объемного заряда, то за пределами межэлектродного промежутка электрические помехи также отсутствуют.



### **Без чехла**

Рис. 2.589. Распределение скоростей электрического ветра в компьютерной модели. Система электродов игла-тор. В нижней части модели виден измерительный диск.

На рис. 2.589 в нижней части модели введен измерительный диск. Видно, что изменение структуры течения происходит лишь в ближней окрестности диска, диск никак не влияет на структуру электрического ветра в межэлектродном промежутке.

Электрический ветер используется в различных устройствах по очистке воздуха, ионизаторах, теплообменниках, озонаторах и др. [93,80]. Имеется ряд работ по исследованию влияния коронного разряда на обтекание тел воздушным потоком. Если организовать электрический ветер в системе электродов игла-тор, лезвие-щель, то можно получить эффект сквозной прокачки, т.е. организовать ЭГД-насос. Такого рода ЭГД-насосы используются в современных воздухоочистителях. Однако информация об эффективности электродов типа лезвие отсутствует.

### ***Влияние очагового характера коронного разряда на электрический ветер***

#### **Очаговый характер отрицательного коронного разряда и влияние очаговости на структуру электрического ветра**

В предыдущей главе показано, что от электродов типа шар-плоскость, а также провод-плоскость отрицательный КР имеет выраженную очаговую структуру (рис. 2.590-2.591). Этот эффект связан с влиянием объемного заряда чехла КР на соседствующие с ним участки электродной поверхности. Очаговый характер чехла КР по-видимому создает очаговый характер электрического ветра от электродов типа провод(лезвие) плоскость. Экспериментальные исследования этого процесса проводились на системе электродов «лезвие – плоскость» (рис. 2.592).



Рис. 2.590. Очаги отрицательного коронного разряда на электроде-сфере.

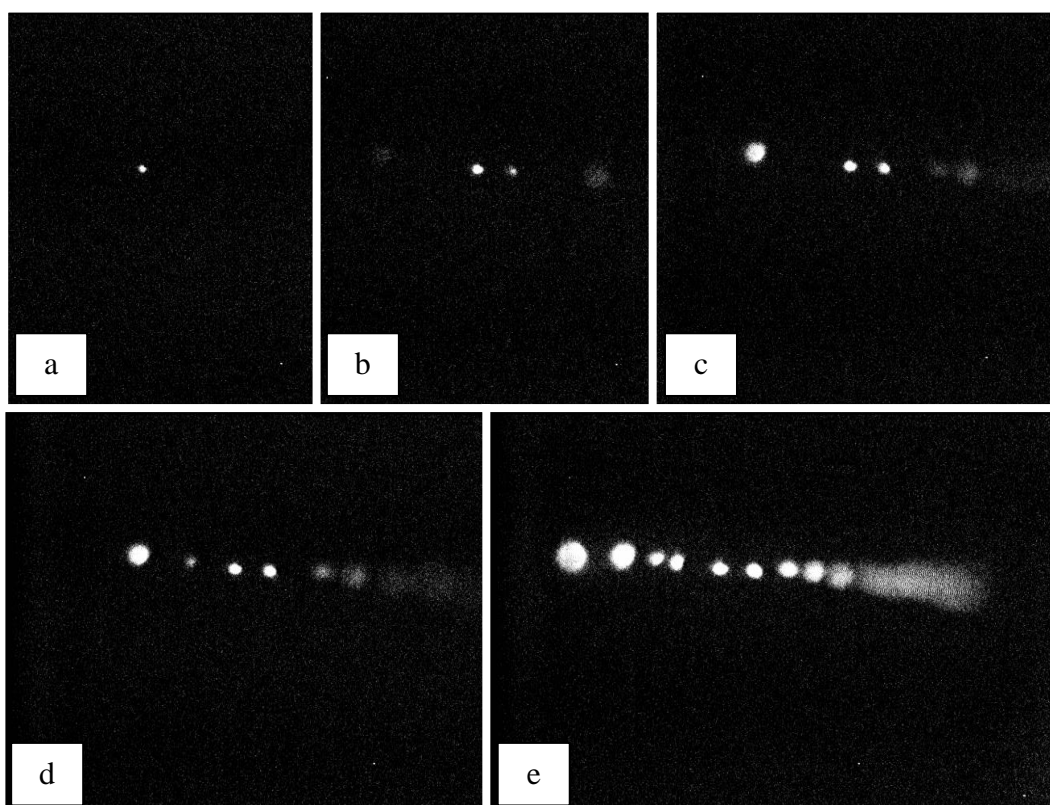


Рис. 2.591. Очаги отрицательного коронного разряда на электроде-проводе. Напряжение постепенно поднимается на рисунках *a-e*.

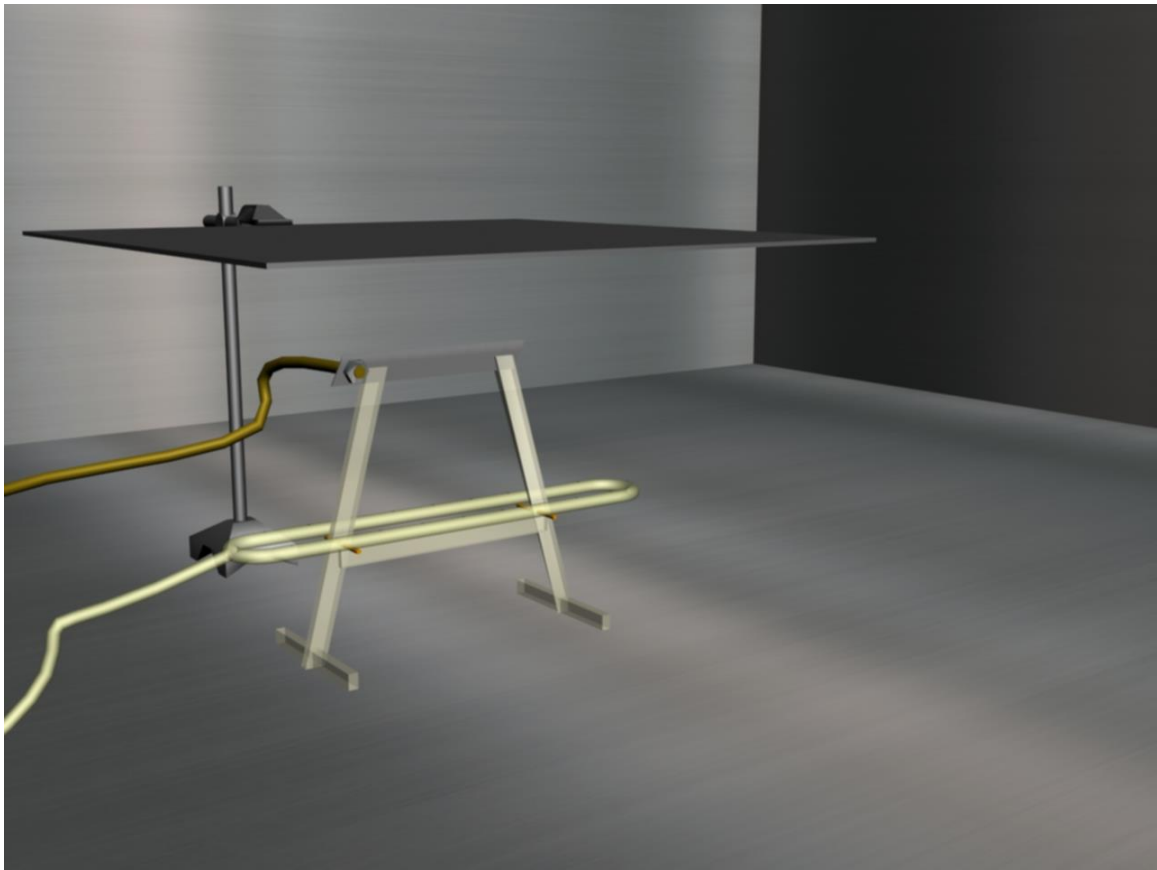


Рис. 2.592. Изображение системы «Лезвие – плоскость»

На рис. 2.593. представлена ВАХ и фотографии коронного разряда при увеличении и понижении напряжения. Из этих кадров можно увидеть, что очаги разряда располагаются по всей длине острия в хаотичном порядке, и при этом место их локализации изменяется как при изменении напряжения, так и с течением времени при фиксированной межэлектродной разности потенциалов.

Как видно из ВАХ, представленной на рис. 2.593, зажигание коронного разряда происходит при достаточно высоком напряжении, равном 21 кВ (по сравнению с системой игла–тор, где это напряжение было равно  $\sim 3,7$  кВ), а максимальный ток существенно меньше и достигает значения всего 8,2 мкА.

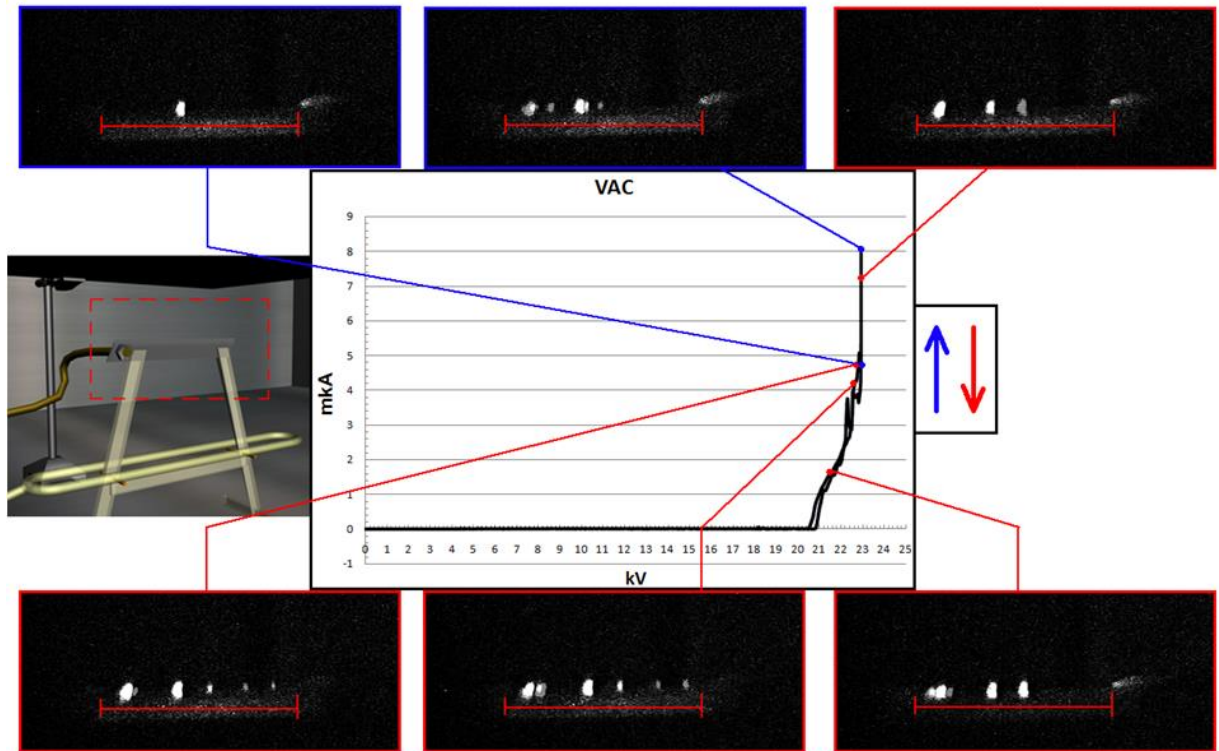


Рис. 2.593. Зажигание очагов короны в системе «Лезвие – плоскость», вольтамперная характеристика.

Истечение электрического ветра происходит в основном с краевых точек лезвиеобразного электрода, что видно из рис. 2.594, на котором представлено изображение, полученное за счет наложения (суммирования) нескольких кадров видеозаписи. Синими линиями обведены линии тока, полученные при помощи визуализирующих струек дыма.

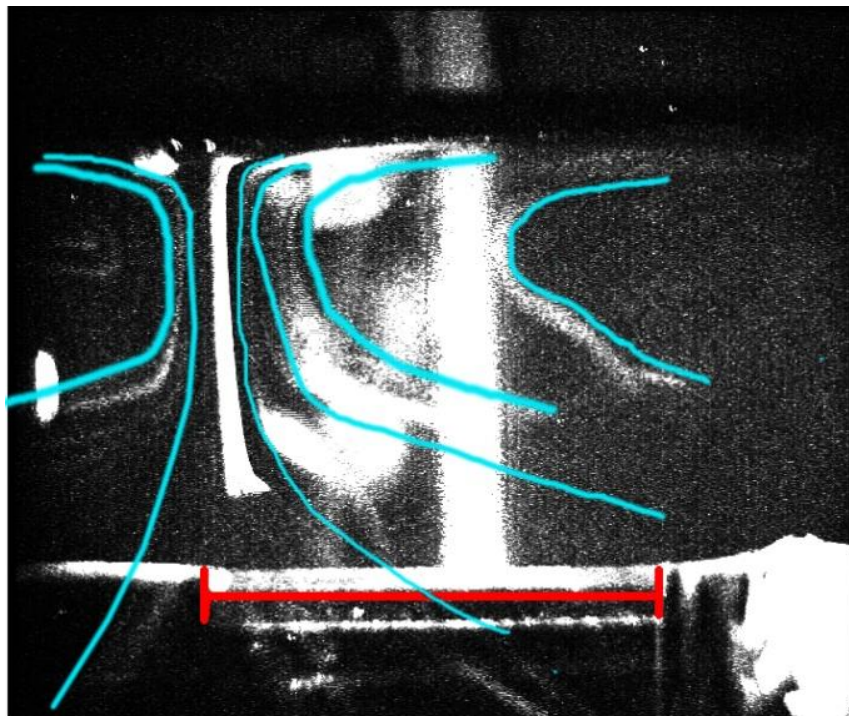


Рис. 2.594. Течение ЭВ с лезвия

Таким образом, эксперимент убедительно показывает эффект взаимовлияния отдельных очагов КР на структуру ЭВ. Для того, чтобы исключить фактор случайности и определить зону взаимовлияния очагов КР был изготовлен электрод, состоящий из правильной гребенки игл, расположенных на одинаковом расстоянии друг от друга, равным 1 мм. Соответствующая система «гребенка игл - плоскость» изображена на (рис. 2.595).

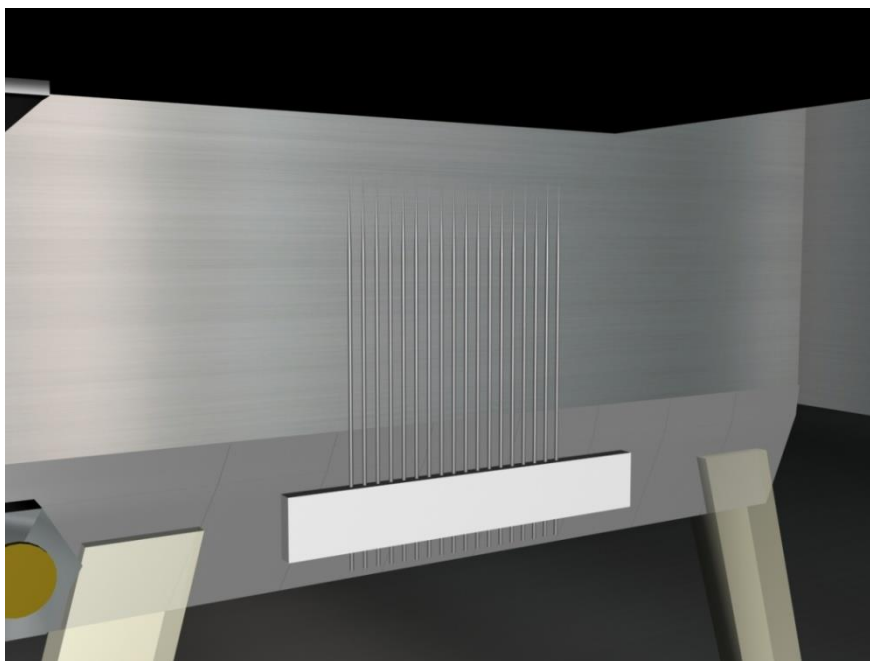


Рис. 2.595. Изображение системы «Лезвие + иголки – плоскость»

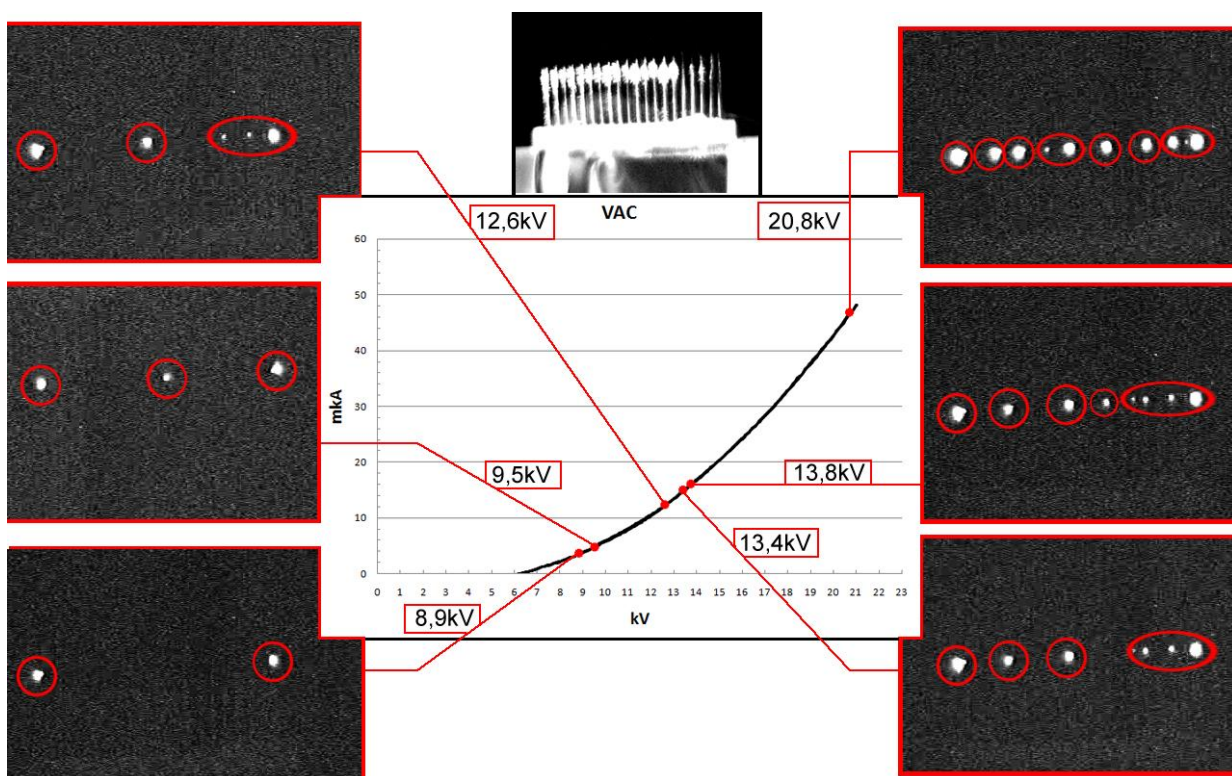


Рис. 2.596. Зажигание очагов короны в системе «гребенка игл – плоскость»

На рис. 2.596 изображены фотографии зажигания очагов короны по мере повышения напряжения. Из этого видно, что порог зажигания короны соответствует напряжению 8,9 кВ, т.е. при напряжении в 2,5 раза меньше, чем в системе «лезвие - плоскость». Соответственно из ВАХ можно видеть, что максимальный ток достигает значения 43 мкА, т.е. в 5 раз больше, чем для предыдущей системы. Видно, что корона зажигается в начале на крайних иглах (9,5 кВ), затем на средней (12кВ), затем (13,4кВ) КР загорается на промежуточных иглах и т.д. В такой системе удалось добиться относительно упорядоченного расположения очагов коронного разряда. Тем не менее, очаги короны загораются не одновременно: изначально загораются коронные разряды лишь на крайних иглах. По-видимому, из-за малых расстояний между иглками взаимовлияние сохраняется. Объяснением этому служит распределения электрического поля в данной системе. Крайние иголки загораются раньше других из-за большей напряженности электрического поля, а порядок зажигания остальных коронных разрядов определяется влиянием очагов разряда друг на друга. Такой характер зажигания корон обуславливается эффектом самогашения (ЭСГ). Также стоит заметить, что вплоть до момента пробоя примерно на 30% иглонок коронные разряды так и не загорелись.

При напряжениях, близких к порогу зажигания, ЭВ является нестабильным и линии тока достаточно сильно флуктуируют с течением времени. При увеличении напряжения повышается интенсивность течения, и оно становится более стабильным (рис 2.597). Более того, течение приобретает ячеистую структуру, в межэлектродном промежутке образуются структурированные вихри. Это в первую очередь связано с тем, что противоэлектродом является плоскость, т.о. струи ЭВ отражаются от неё и вызывают влияют друг на друга. С повышением напряжения  $> 19$  кВ течения становятся настолько сильными, что после отражения от пластины они дестабилизируют ячеистую структуру течения, и изучать структуру потоков ЭВ практически невозможно.

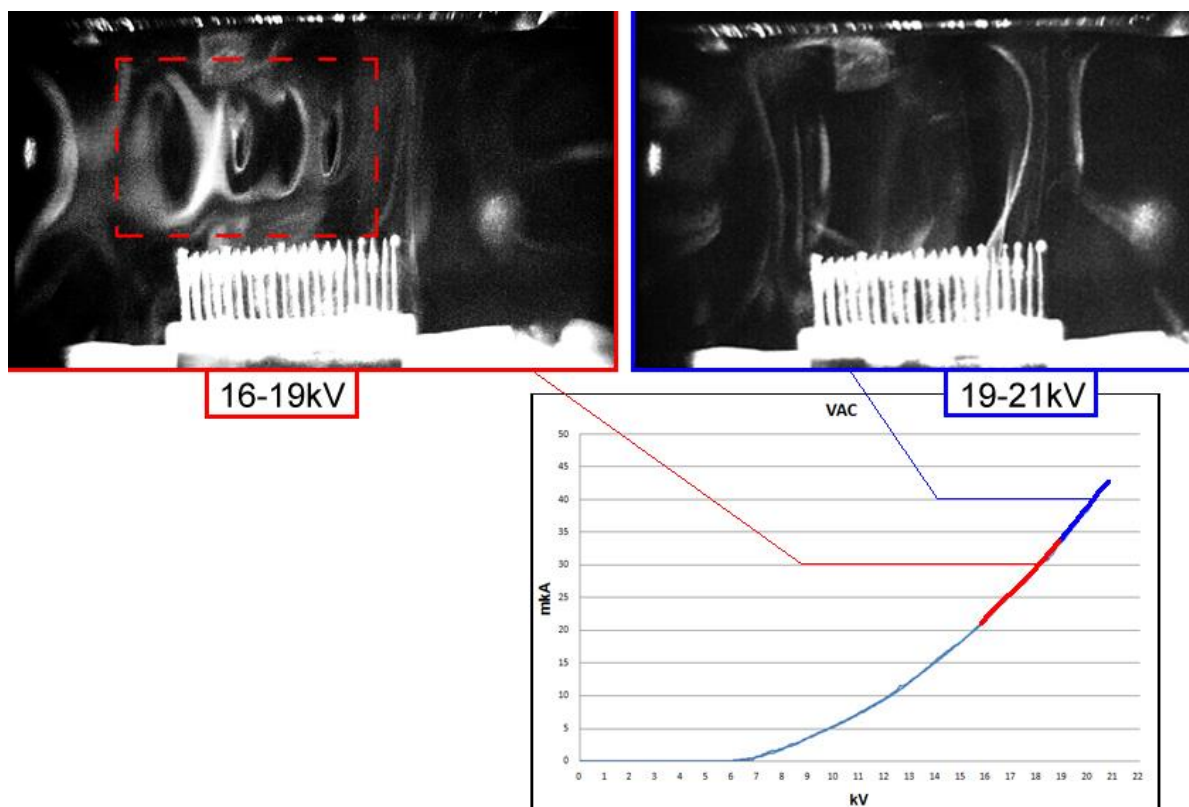


Рис. 2.597. Течение ЭВ и ВАХ в системе «Лезвие + иголки – плоскость».

При таком плотном расположении игольчатых электродов ЭСГ проявляется очень сильно, из-за чего на большей части игл загораются «короны» только при очень большом напряжении и пробой наступает раньше, чем корона загорается на каждом острие.

Для уменьшения эффекта самогашения необходимо уменьшение плотности распределения электродов.

Для организации сквозной прокачки воздуха в качестве противоэлектрода было решено использовать электрод типа эллипсоидальный тор. (рис 2.598). А в качестве основного электрода выбрана гребенка игл расположенных на большем расстоянии друг от друга - 3мм (по сравнению с 1мм в предыдущей системе). Диаметр сечения торообразного противоэлектрода был выбран таким, чтоб в рабочем диапазон напряжений (до 25 кВ) на нем не загорался коронный разряд.

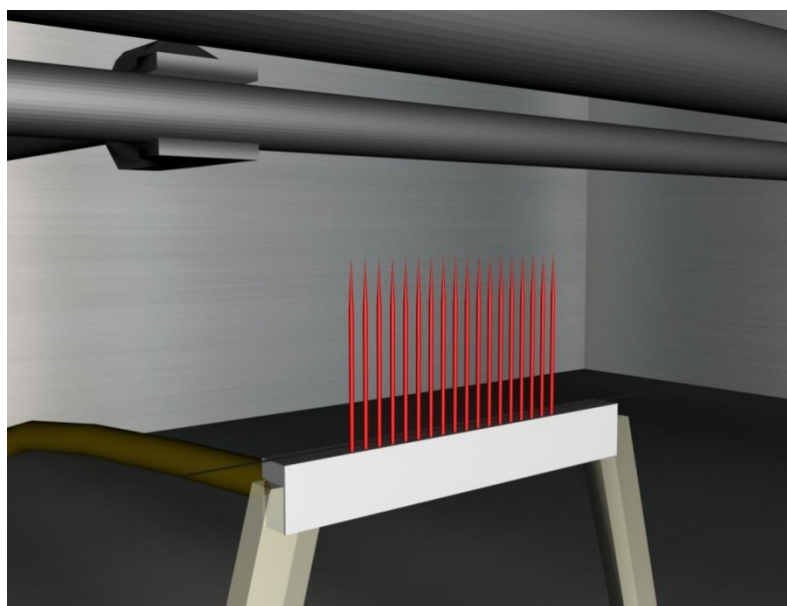


Рис. 2.598. Увеличенное изображение системы «Гребенка игл (3 мм) – тор».

На рис. 2.599 приведены фотографии межэлектродного промежутка при различных напряжениях. Видно, что зажигание корон происходит при напряжении 5,8 кВ (что на 3 кВ ниже, чем в системе «лезвие + иголки»). А из ВАХ можно видеть, что максимальный ток возрос и достиг значения 80 мкА. Несмотря на существенное увеличение расстояния между иголками эффект самогашения все еще оказывает сильное влияние и все иголки загораются только при напряжении 21 кВ.

Благодаря увеличению расстояния между иголками удалось снизить порог зажигания до 5,8 кВ, но так же, как и в предыдущем случае ЭСГ продолжает оказывать очень сильное воздействие на систему.

На рис. 2.599 приведены кадры видеозаписи зажигания коронных разрядов при увеличении напряжения от 0 до 21 кВ. Иголки же были наложены из светлого кадра и дополнительно прорисованы, для того чтобы можно было иметь представление на каких иголках и при каком напряжении уже загорелись коронные разряды. Так же на этом изображении приведена ВАХ и каждому кадру сопоставлена соответствующая точка на ВАХ.



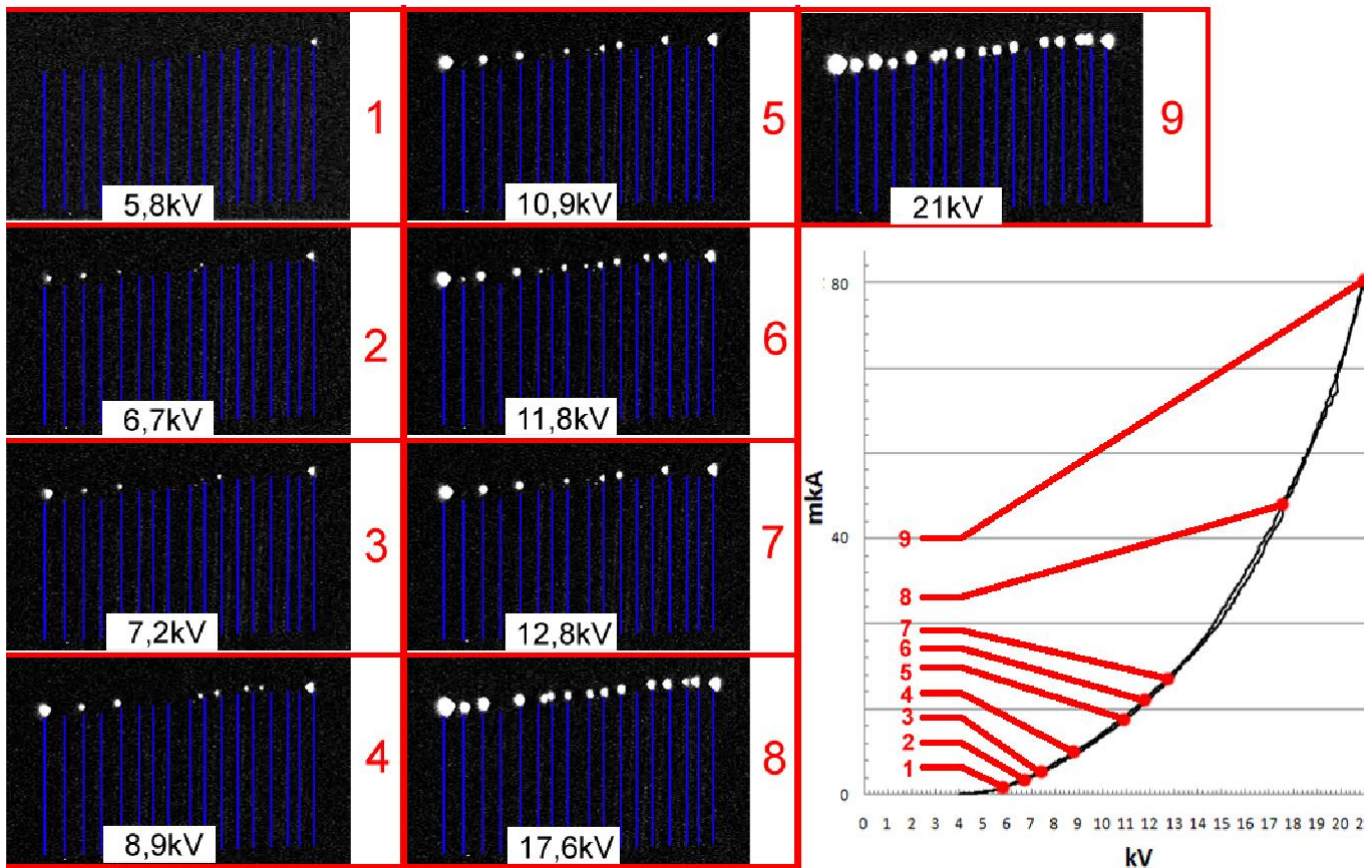


Рис. 2.599. Коронный разряд в системе электродов ряд игл - эллипсоидальный тор.

Но и при данной конструкции системы эффект самогашения (ЭСГ) оставался достаточно силён. И т.к. для изучения ЭВ нужно чтобы все короны загорались примерно одновременно и при как можно меньшем напряжении, данная система была усовершенствована, и расстояние между электродами было увеличено в 2 раза до 6 мм.

В результате, была выбрана система, близкая к предыдущей, но с ещё менее плотным распределением электродов, в которой иголки располагаются на расстоянии 6 мм друг от друга (рис. 2.600). Таким образом, планировалось минимизировать ЭСГ и как следствие улучшить структуру ветра.

В качестве противозэлектрода, как и в предыдущем случае, используется электрод эллипсоидальный тор, т.к. он позволяет изучать сквозные течения, и структура ЭВ не искажается из-за отраженных потоков.

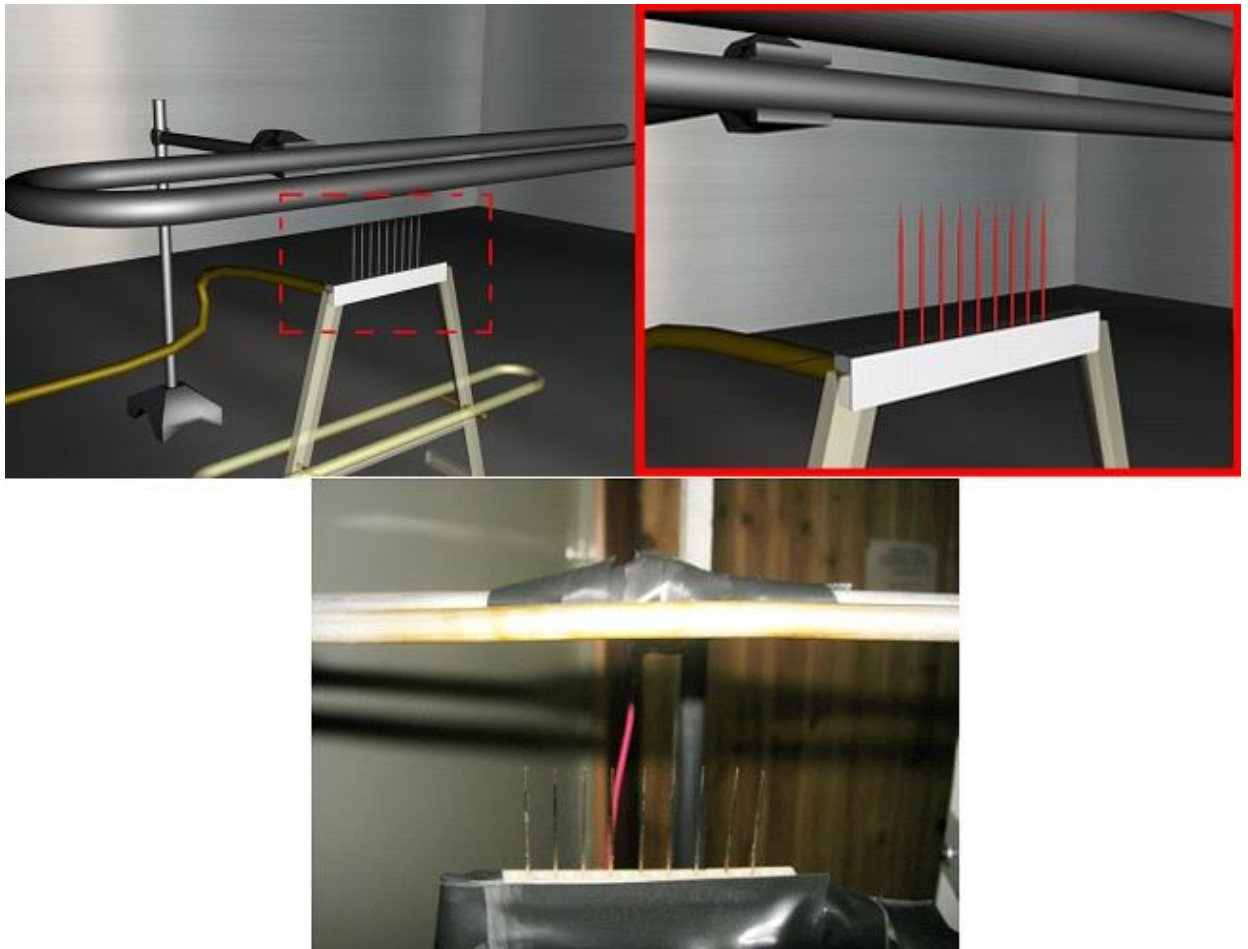


Рис. 2.600. Изображение системы «Иголки (6 мм) – цель».

На рис. 2.600 приведены фотографии межэлектродного промежутка. Видно, что зажигание корон происходит при напряжении 6,4 кВ, что не отличается от предыдущего случая и остается в границах погрешности. В этом случае коронные разряды по-прежнему в начале загораются на крайних иглах, затем на средней и только при напряжении 17,1 кВ загораются уже на всех иглах, что на 4 кВ ниже, чем в предыдущем случае.

Таким образом, мы получаем стабильную структуру коронного разряда в диапазоне напряжений от 17 кВ до 22 кВ. И с ростом напряжения усиливается лишь сила интенсивность ионизации на каждой из игл, а флуктуации интенсивности ионизации сведены к минимуму. Т.е. в этой системе электродов получены стабильные источники ЭВ.

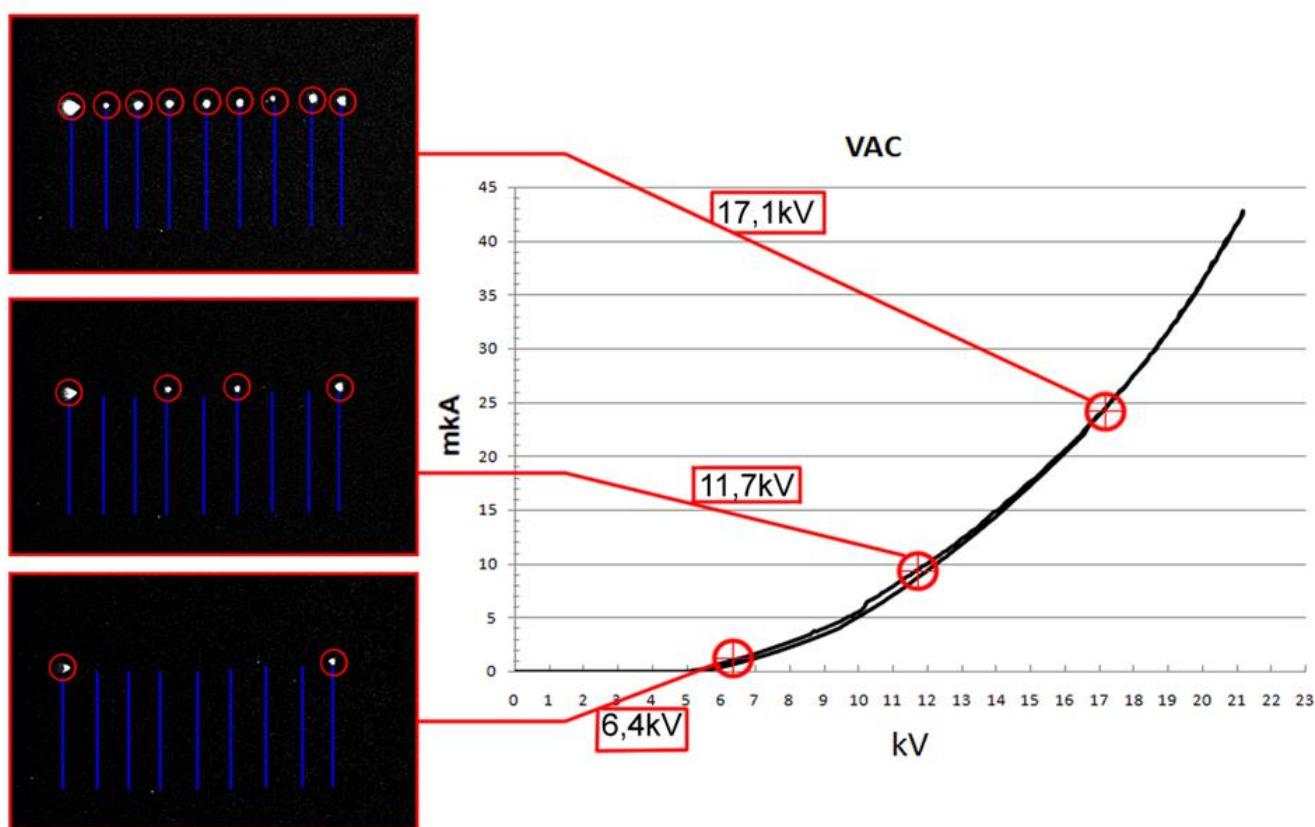


Рис. 2.601. Коронный разряд в системе электродов ряд игл – эллипсоидальный тор. Расстояние между иглами 6 мм.

На рис. 2.600 представлены характерные кадры видеозаписи, соответствующие ключевым этапам процесса зажигания разрядов, при росте напряжения от 0 до 21 кВ в данной системе. В данном случае так же, как и в предыдущем, иголки были наложены из светлого кадра и дополнительно прорисованы и для удобства восприятия обведены загоревшиеся «короны». Каждому изображению соответствует точка на ВАХ. На нижнем кадре приведен момент зажигания первых коронных разрядов, соответствующий 6,4 кВ. Средний кадр соответствует моменту зажигания половины «корон» - 11,7 кВ. И на верхней картинке изображен момент зажигания всех коронных разрядов - 17,1 кВ.

Однако, несмотря на то, что структура ветра стала более стабильной и ЭСГ значительно ослаб, максимальная сила тока при данной конструкции составила 43мкА., т.е., получив более стабильные течения, уменьшилась их интенсивность.

### Изучение структуры электрического ветра в системе электродов гребенка игл-плоскость

После выбора оптимальной системы для экспериментального изучения электрического ветра, была подробно изучена структура ЭВ при различных напряжениях и различных величинах межэлектродного промежутка.

Рассмотрим структуру течений при различных напряжениях: 16 кВ, 18 кВ и 20 кВ.

#### Напряжение 16 кВ.

Сделав видеозапись продолжительностью около одной минуты, на которой представлено протекание электрического ветра при постоянном напряжении и подаче визуализирующего дыма, можно получить представление о форме и структуре течений. Для удобства обработки полученных данных были просуммированы все кадры данной

записи. И таким образом было получено изображение описывающее течения ЭВ (рис. 2.602).

На рис. 2.602 графически изображено положение иголок, а так же обозначены границы потоков.

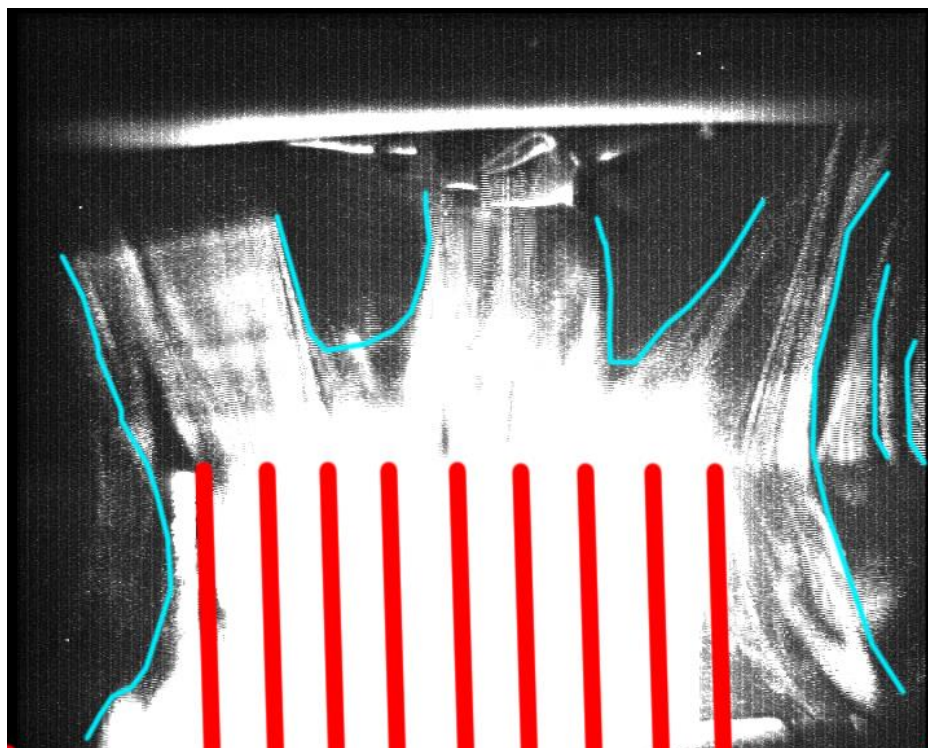


Рис. 2.602. Поток электрического ветра при 16 кВ.

Из видеок кадров видно, что поток получается не сплошным, а разделенным на 3 части. Левая часть формируется за счет ветра от трех левых электродов, правая часть от двух правых. А средний поток за счет центральных электродов. Стоит отметить, что при данном напряжении интенсивность коронного разряда на некоторых электродах достаточно слаба и эффект самогашения заметно сказывается на структуре течений.

Для детального исследования выявленного разделения потоков был использован метод измерения скорости при помощи компенсационного диска.

Этот метод позволяет получить среднее значение скорости в точке расположения диска. В эксперименте измерение профильного распределения скорости проводилось при смещении пробного диска вдоль всех иголок. И на рис. 2.603 приведен график с результатами соответствующих измерений.

Этот график подтверждает данные, полученные при визуализации течений при помощи дыма. Зоны относительно малой интенсивности ЭВ совпадают с теми же зонами на графике профилей скоростей. Провалы не такие явные, как того можно было ожидать, поскольку размер измерительного диска достаточно велик, и при измерении происходит сглаживание локальных особенностей распределения от отдельных струй.

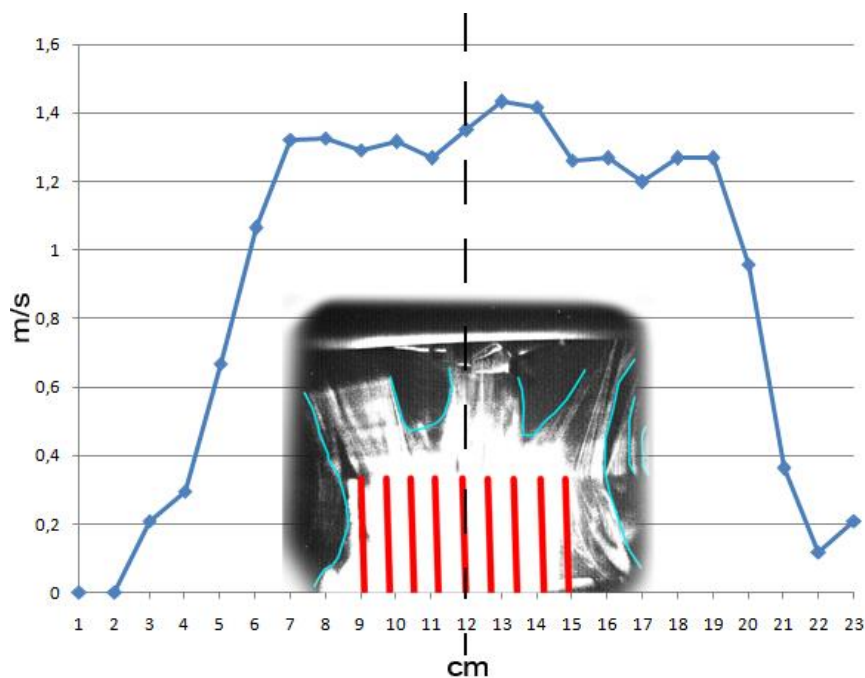


Рис. 2.603. Профиль скоростей при напряжении 16 кВ.

Напряжение 20 кВ.

Изучение структуры течений при разности потенциалов 20 кВ. Была сделана видеозапись, просуммированы все кадры, и получено изображение, описывающее течения ЭВ (рис. 2.604).

На рис. 2.604 графически изображено положение иглоок и обозначены границы потоков.

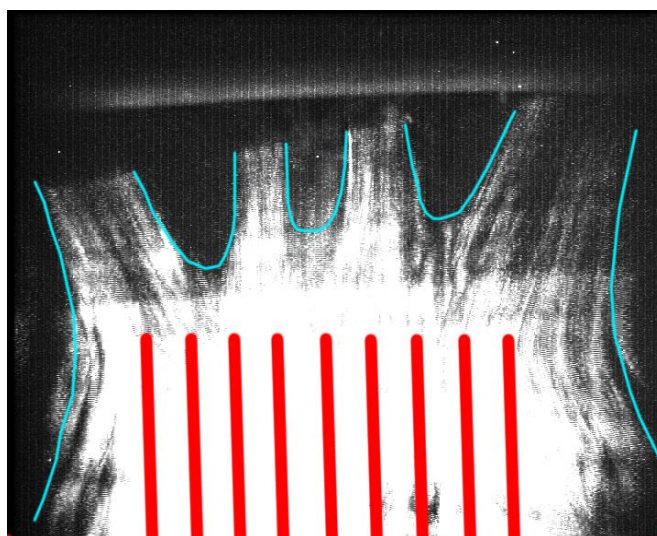


Рис. 2.604. Поток ЭВ при 20 кВ.

На рис. 2.604 видно, что в отличие от экспериментов 1 и 2, поток разделился не на 3 части, а на 4. Из предыдущих экспериментов можно было сделать вывод, что с повышением напряжения эффект самогашения практически исчезает. Но эксперимент 3 показал, что при более высоком напряжении эффект самогашения опять вносит значительный вклад в структуру ЭВ так, что потоки от четвертой слева и четвертой справа иглоок значительно превосходят по интенсивности поток от средней иглы.

Это обусловлено тем, что хотя при 20 кВ коронные разряды горят на всех иголках так же, как и при 18 кВ, но в отличие от предыдущего эксперимента на четвертой слева и четвертой справа иголках коронный разряд интенсивнее, чем на остальных

Для измерения скорости и исследования неоднородностей течений в данном эксперименте был так же применен метод компенсационного диска.

На рис. 2.605 приведен график с результатами соответствующих измерений.

Этот график подтверждает данные, полученные с помощью визуализации и зоны, в которых ЭВ более интенсивен, соответствуют зонам наибольших скоростей на графике.

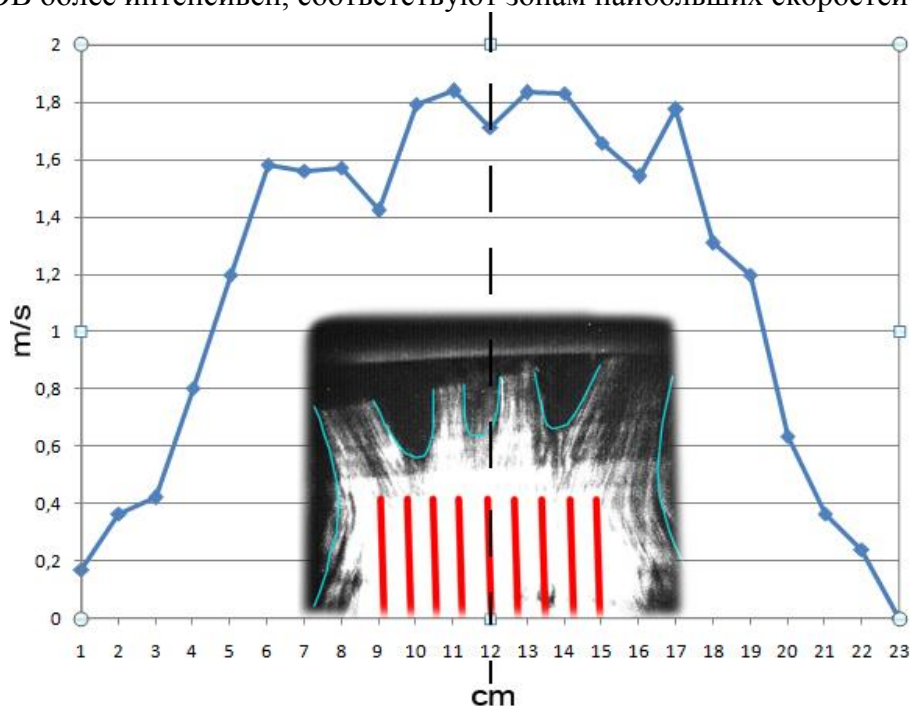


Рис. 2.605. Профиль скоростей при 20 кВ.

Подводя итоги экспериментального исследования, можно сделать следующие выводы.

Показано, что в многоэлектродных системах типа гребенки ЭВ инициируется отдельными очагами КР. Зарегистрировано разделение ЭВ на несколько отдельных потоков.

Показано, что эффект самогашения очагов КР проявляется на достаточно высоких расстояниях между очагами КР, вплоть до 10 мм.

Выбрана оптимальная системы электродов – типа гребенка игл - тор. А так же выбрано оптимальное расстояние между иголками для максимального уменьшения эффекта самогашения КР (6-10 мм).

### ***Интенсификация теплообмена от теплоотдающих поверхностей при помощи электрического ветра в воздухе***

В современных малогабаритных устройствах различного назначения задача интенсивного теплоотвода от нагреваемых частей стоит достаточно остро. Это касается, например, теплоотвода от элементов нагревателей, материнских плат компьютеров, и иных теплоотдающих поверхностей. Как правило, теплоотвода за счет естественной конвекции недостаточно, т.к. при этом возникает значительный перегрев. Наиболее распространенным способом интенсификации теплоотвода является принудительный

обдув при помощи кулеров, вентиляторов и других устройств. Однако этот способ имеет ряд недостатков.

В настоящей главе приведены результаты экспериментального исследования и компьютерного моделирования интенсификации теплообмена от вертикальной нагреваемой пластины при помощи электрического ветра в воздухе. Подобные исследования проводились ранее и касались в основном изучения вопросов интенсификации теплообмена в жидкостях. В настоящем исследовании основное внимание уделено вопросам разрушения структуры пристеночного температурного погранслоя естественной конвекции. Приведены также результаты компьютерного моделирования электрического ветра в воздухе и его влияние на температурный пограничный слой естественной конвекции. Сопоставительный анализ результатов экспериментального исследования и компьютерного моделирования способствовал более глубокому исследованию механизма интенсификации теплообмена от нагревателя при помощи электрического ветра.

Исследование проведено на полутеневой установке ИАБ-451, в качестве нагревателя использована вертикальная пластина, нагреваемая внутренним источником. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 2.606.

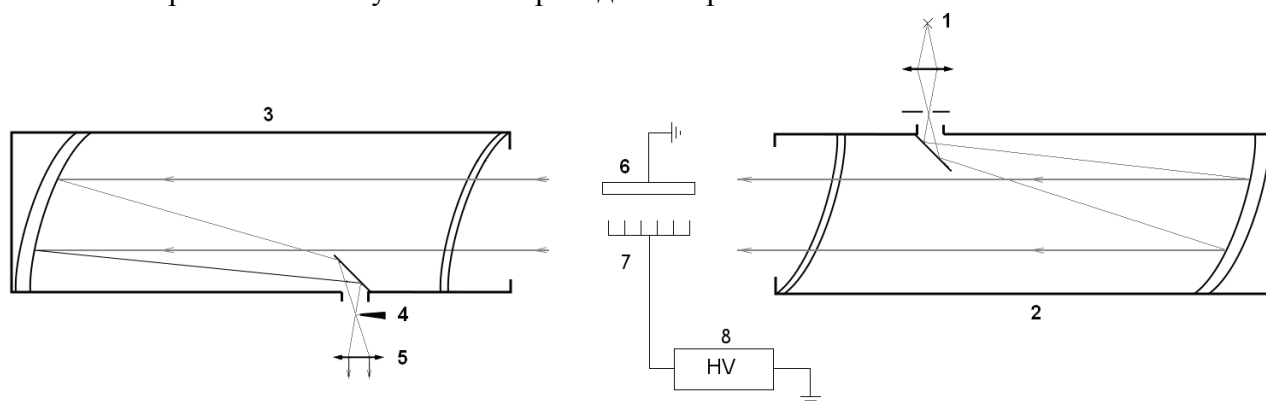


Рис. 2.606. Схема экспериментальной установки. 1 – источник света, 2 – осветительная часть прибора, 3 – приемная часть, 4 – нож Фуко, 5 – объектив видеокамеры, 6 – нагреваемая пластина, 7 – игольчатый электрод, 8 – источник высокого напряжения.

В условиях естественной конвекции интенсивность теплоотвода от нагреваемого тела – плоской вертикальной пластины - ограничена из-за формирования в окрестности поверхности нагревателя пристеночного теплового погранслоя. Структура теплового погранслоя при мощности нагрева 6 Вт приведена на рис. 2.608а, поверхность нагревателя слева. Видно, что существенные градиенты температуры сосредоточены в слое у поверхности нагревателя, толщина погранслоя увеличивается в направлении снизу-вверх и составляет 6-10 мм. В остальной части пространства температура воздуха практически однородна и равна комнатной. Механизм теплопереноса носит конвективный характер, тепловые потоки направлены вдоль слоя снизу вверх.

Воздействие на пристеночный тепловой слой осуществлялось при помощи коронного разряда в воздухе и сопутствующего электрического ветра. Электрический ветер в области теплового погранслоя создавался при помощи подачи отрицательного потенциала на систему игольчатых электродов, расположенный на расстоянии 1,7 см от поверхности нагревателя. Поверхность нагревателя заземлялась. Визуализация струек ЭВ при помощи дыма показывает, что подача высокого напряжения на электроды приводит к появлению на кончиках острий коронного разряда и электрического ветра от каждого острия. Эффект носит пороговый характер и в приведенной конфигурации электродов возникает при напряжении 3,9 кВ. Электрический ветер реализуется в виде системы

тонких струй, текущих от каждого игольчатого электрода, нормально к поверхности теплоотдающей пластины (рис. 2.607). Скорости ЭВ существенно превышают скорости естественной конвекции и достигают 1-3 м/с. Струйки электрического ветра растекаются по поверхности нагревателя, разрушая тепловой погранслоя и существенно увеличивая теплоотдачу поверхности нагревателя. Токи коронного разряда невелики и составляют несколько мкА при напряжении 10 кВ.

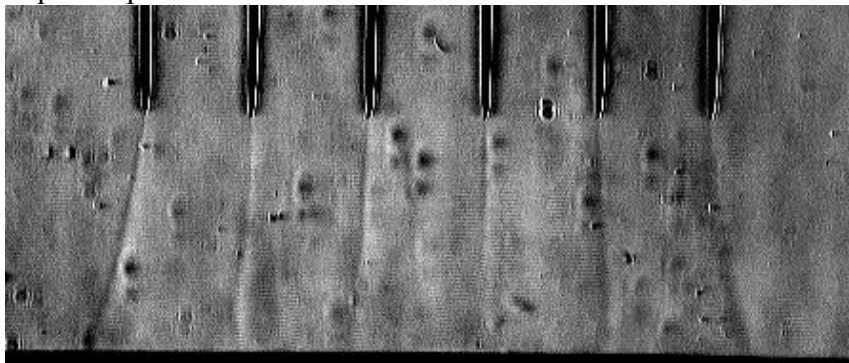


Рис. 2.607. Полутеневое изображение струй электрического ветра.

Как видно из рис. 2.608 появление электрического ветра приводит к кардинальному изменению структуры теплового погранслоя естественной конвекции: при напряжениях, близких к порогу электрического ветра (4,4 кВ), толщина пристеночного слоя локально уменьшается (рис. 2.608б). В области, лежащей напротив расположения игольчатых электродов, появляются локальные вихреобразные возмущения температуры воздуха. При относительно больших напряжениях (6-12 кВ) происходит кардинальное разрушение пристеночного пограничного слоя вдоль всей теплоотдающей поверхности, толщина пристеночного температурного погранслоя уменьшается до 10 раз (рис. 2.608в). Это существенно увеличивает конвективный теплоотвод от нагреваемой поверхности, и ее перегрев при постоянной выделяемой мощности значительно спадает. На рис. 2.609 приведены линейные графики распределения градиента температуры в нормальном к теплоотдающей поверхности направлении на уровне расположения игольчатых электродов при различных напряжениях на системе игольчатых электродов. Если при отсутствии электрического ветра распределение градиента температуры в пределах теплового погранслоя плавно спадает снизу вверх, то при появлении ЭВ картина резко изменяется и толщина погранслоя уменьшается по всей длине теплоотдающей пластины. Толщина погранслоя с ростом напряжения падает и при напряжении 8-15 кВ достигает 1 мм.



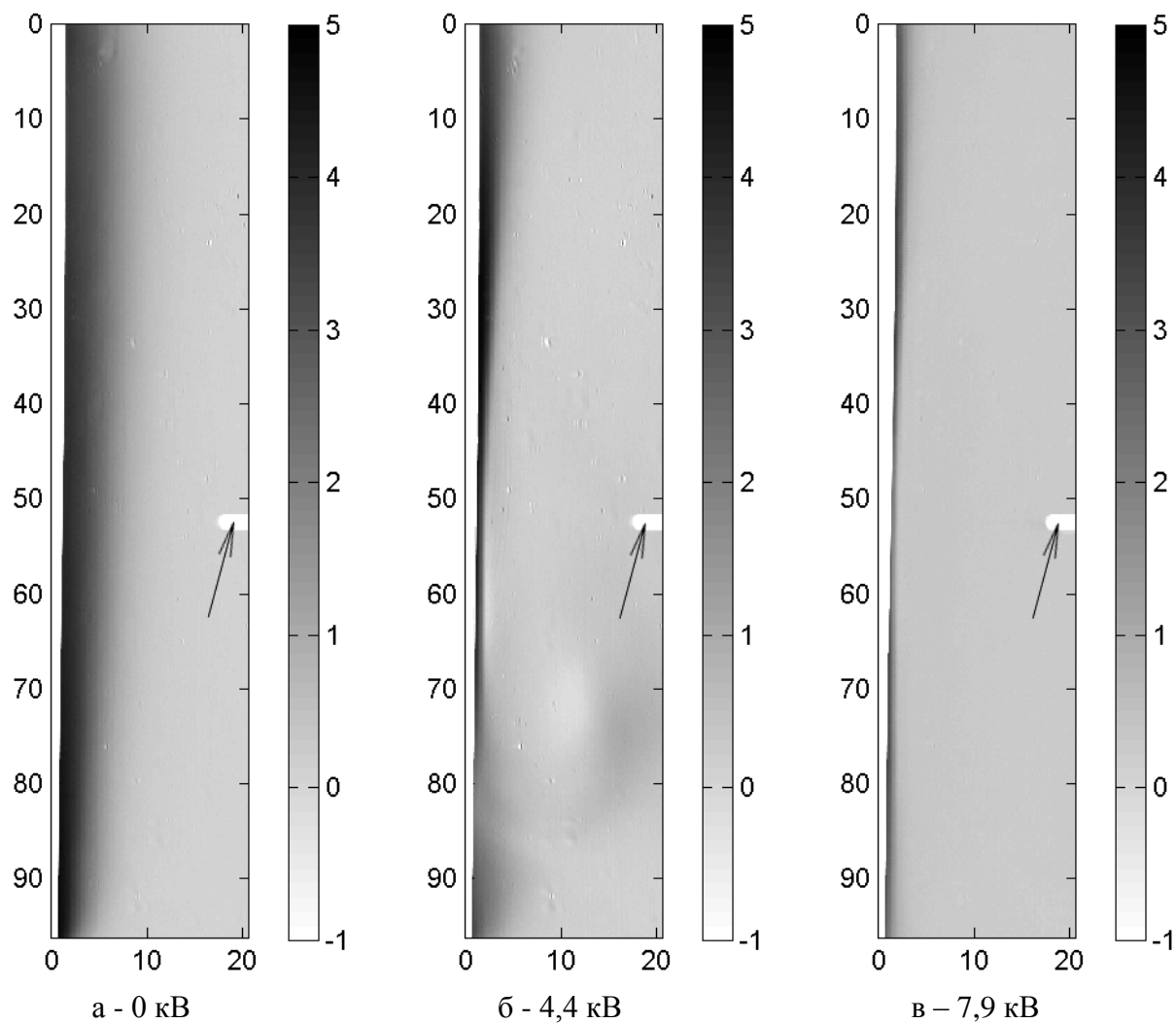


Рис. 2.608. Структура теплового погранслоя у вертикальной нагреваемой поверхности при различных напряжениях на системе игольчатых электродов. Стрелкой показано расположение коронирующих электродов.

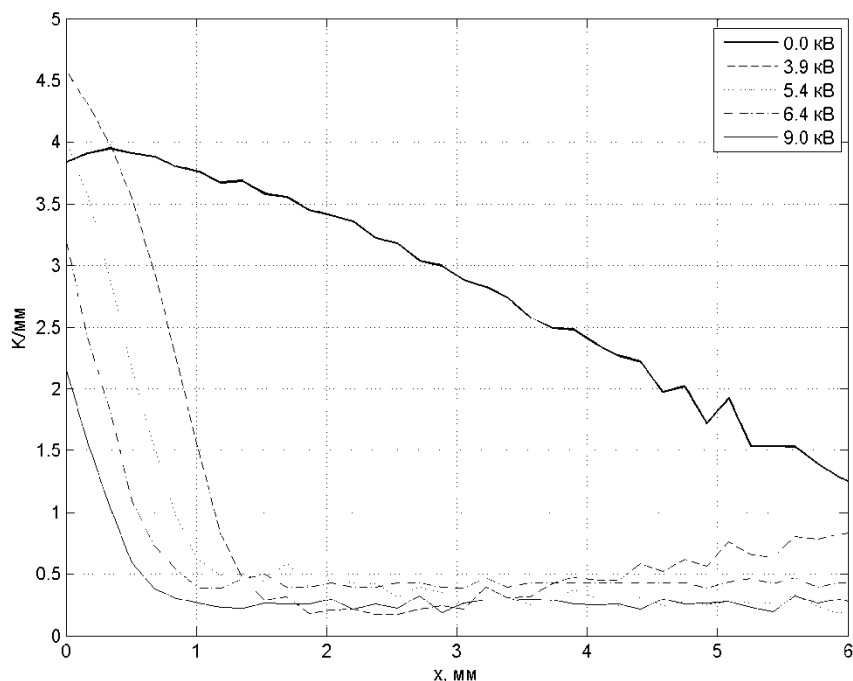


Рис. 2.609. Профили градиента температуры напротив игл ( $y=50$  мм).

Следует отметить, что перегревом теплоотдающей поверхности можно легко управлять, изменяя напряжение, подаваемое на игольчатый электрод. Этим же способом можно изменять также и распределение теплового потока вдоль поверхности нагревателя. С ростом напряжения продольные размеры области, в которой изменяется пограничный слой, расширяется. Когда изменение пограничного слоя распространяется на всю поверхность нагревателя, происходит только уменьшение толщины пограничного слоя. Таким образом, можно выровнять тепловой поток от нагревателя по высоте и устранить зону не эффективного теплоотвода в верхней части нагревателя. При постоянной мощности нагревателя перегрев поверхности нагревателя зависит от величины подаваемого на систему игольчатых электродов напряжения и при повышении напряжения от 4 до 15 кВ падает более чем в 3 раза (рис. 2.610). Процессы теплообмена слабо зависят также и от количества используемых игольчатых электродов: из рис. 2.610 видно, что при использовании шести электродов интенсивность теплоотвода несколько возрастает.

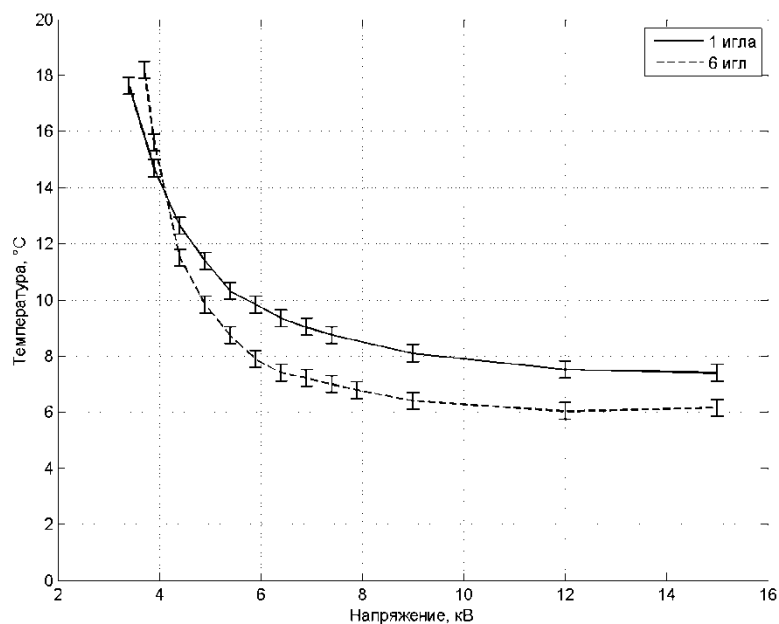


Рис. 2.610. Зависимость перегрева нагревателя от напряжения на коронирующем электроде.

Более интересной с практической точки зрения характеристикой эффективности является мощность, которую рассеивает радиатор при постоянном перегреве (рис. 2.611). Измерения проводились при 2 значениях перегрева ( $25^{\circ}$  и  $40^{\circ}$ ). Точность поддержания температуры  $0,4^{\circ}$ . При напряжениях 2,5-6 кВ влияние ветра не распространяется на всю поверхность пластины по высоте. Как было видно из предыдущих измерений, в нижней части пластины при этом градиент температуры такой же, как при естественной конвекции. Кроме уменьшения толщины пограничного слоя в части пластины выше места расположения иглы, которое происходит при всех напряжениях от порога появления ветра, зона повышенной теплоотдачи захватывает все большую часть поверхности. Из-за этого на начальном участке мощность растет быстрее. При напряжениях больше 6 кВ мощность растет линейно с напряжением на игле.

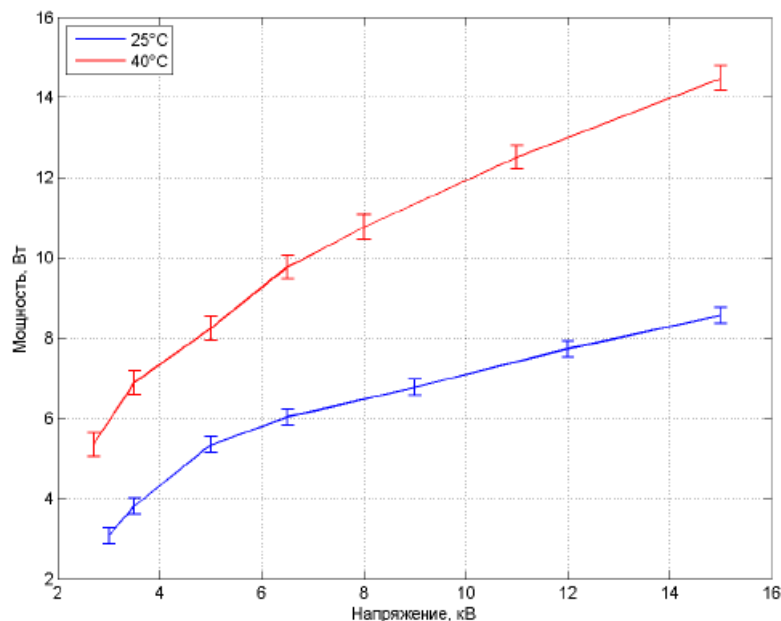


Рис. 2.611. Зависимость мощности, рассеиваемой нагревателем, от напряжения на игле при постоянном перегреве, равном 25° и 40°.

### Компьютерное моделирование

Моделирование задачи об электрическом ветре и его влиянии на теплообмен, основано на анализе полной системы ЭГД-уравнений, записанной для случая униполярной проводимости (2.97)- (2.102).

Для анализа влияния электрического ветра на теплообмен от нагреваемых тел, в модели учитывался процессы естественной конвекции. Для этого в систему ЭГД-уравнений подключалось уравнение теплопроводности с внутренним источником тепла, рассчитанным по выделяемой в нагревателе тепловой мощности, а в правую часть уравнения Навье Стокса добавлялась Архимедова сила в приближении Буссинеска:

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} - k \Delta T = Q - \rho C_p (\vec{v}, \nabla T) \quad (2.104)$$

Рассчитывается двумерная модель типа лезвие-плоскость (рис. 2.612).

Граничные условия:

1. Для уравнения Нернста-Планка
  - на кромке лезвия ток зависит от локальной напряженности электрического поля (2.103).
  - на поверхности пластины концентрация электронов равна нулю
  - поток через остальные границы равен нулю. При моделировании использовались значения токов, измеренные в экспериментах.
2. Для электростатики
  - на поверхности лезвия потенциал 5кВ;
  - на поверхности пластины потенциал 0;
  - на остальных границах электрическое поле направлено вдоль границы.
3. Для уравнения Навье-Стокса:
  - на поверхностях лезвия и пластины условия прилипания;
  - остальные границы – открытые.
4. По температуре
  - на поверхности пластины задана температура 17°С
  - на остальных границах градиент температуры равен нулю.

Система уравнений в частных производных решалась в программном пакете Comsol методом конечных элементов.

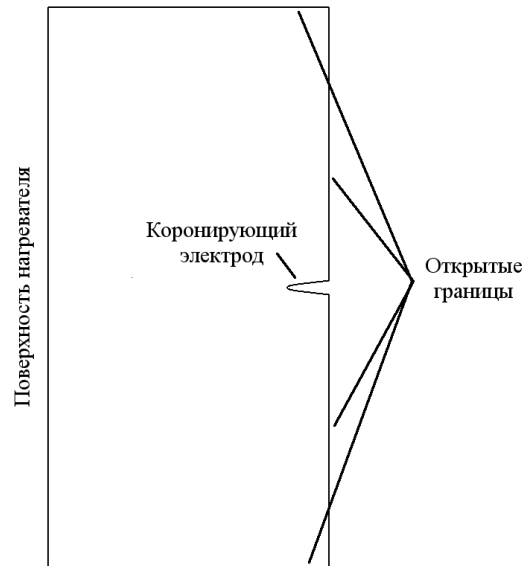


Рис. 2.612. Схема расчетной области.

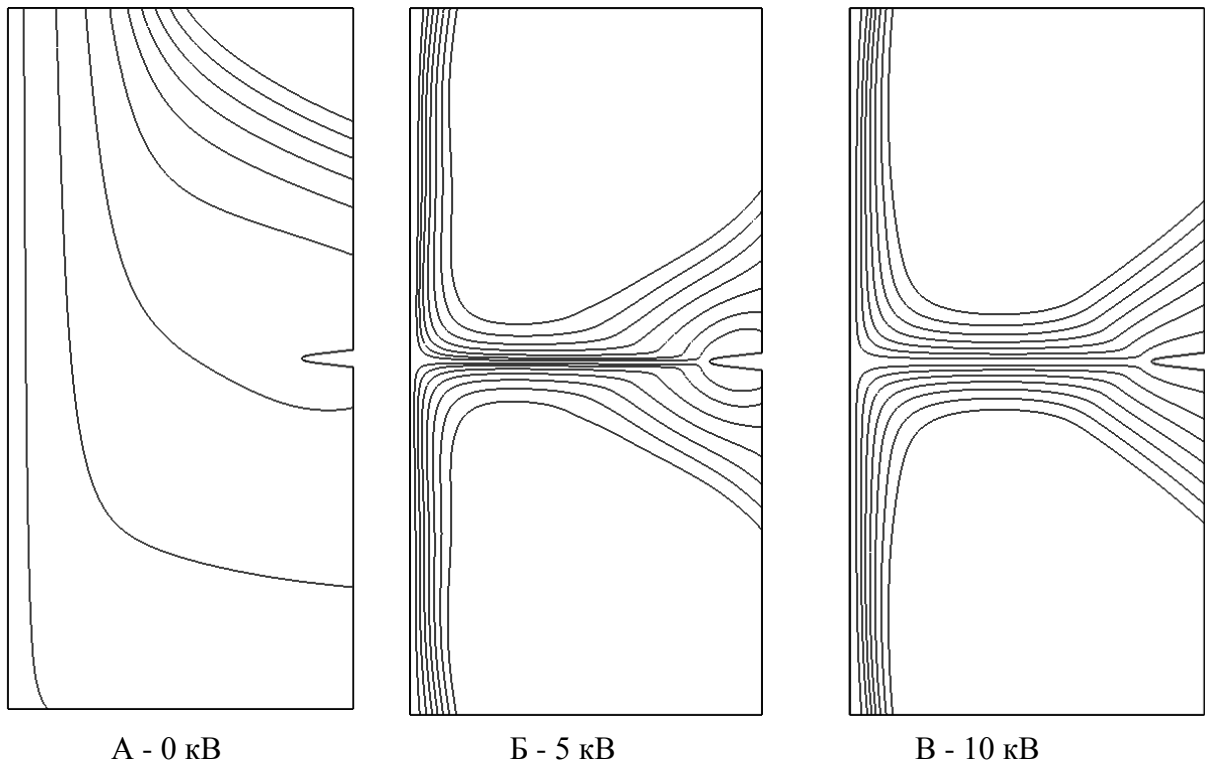


Рис. 2.613. Расчетная структура линий тока естественной конвекции и электрического ветра в системе игла над плоскостью.

Расчетная структура пристеночного погранслоя естественной конвекции и электрического ветра в системе игла-плоскость приведена на рис. 2.613-2.614. Видно, что в отсутствии напряжения (0 кВ) у поверхности нагревателя возникает пристеночный температурный (рис. 2.614а) и динамический (рис. 2.613а) погранслои, в котором под действием Архимедовых сил воздух движется снизу вверх, вдоль поверхности нагреваемой пластины. При подаче напряжения на электроды от лезвиеобразного электрода возникает тонкая струйка электрического ветра (рис. 2.613б, в). Струйка, ударяясь в плоский противозлектрод, коим является нагреватель, растекается по его

поверхности и образует возвратный вихрь за пределами пластины. Линии тока ЭВ на большей части межэлектродного промежутка образуют тонкую осевую струйку и взаимно параллельны, течение однородно, признаков турбулизации нет. Непосредственно у поверхности нагревателя линии тока заворачивают и распространяются вдоль нее, существенно изменяя температурный погранслоя естественной конвекции (рис. 2.614).

Скорости электрического ветра значительно выше скоростей естественной конвекции и достигают 5 м/с при напряжениях до 10 кВ.

На рис. 2.614 приведены распределения температуры естественной конвекции у поверхности нагревателя при различных напряжениях на игольчатых электродах. При отсутствии электрического ветра у поверхности нагревателя наблюдается температурный погранслоя толщиной 5-10 мм. При наличии напряжения 5 кВ электрический ветер почти полностью сдувает пограничный слой, конвективная составляющая скорости естественной конвекции не заметна на фоне интенсивного электрического ветра. Четко видна центральная струя ЭВ и расходящиеся вдоль пластины потоки. В объеме видны температурные неоднородности в виде вихреобразных структур. Температура возле поверхности пластины спадает до температуры втекающего воздуха на толщине меньше 1 мм. При повышении напряжения до 10 кВ структура температурного погранслоя еще более истончается, градиенты температуры напротив лезвиеобразного электрода остаются только в пределах тонкого слоя толщиной менее 0,5 мм.

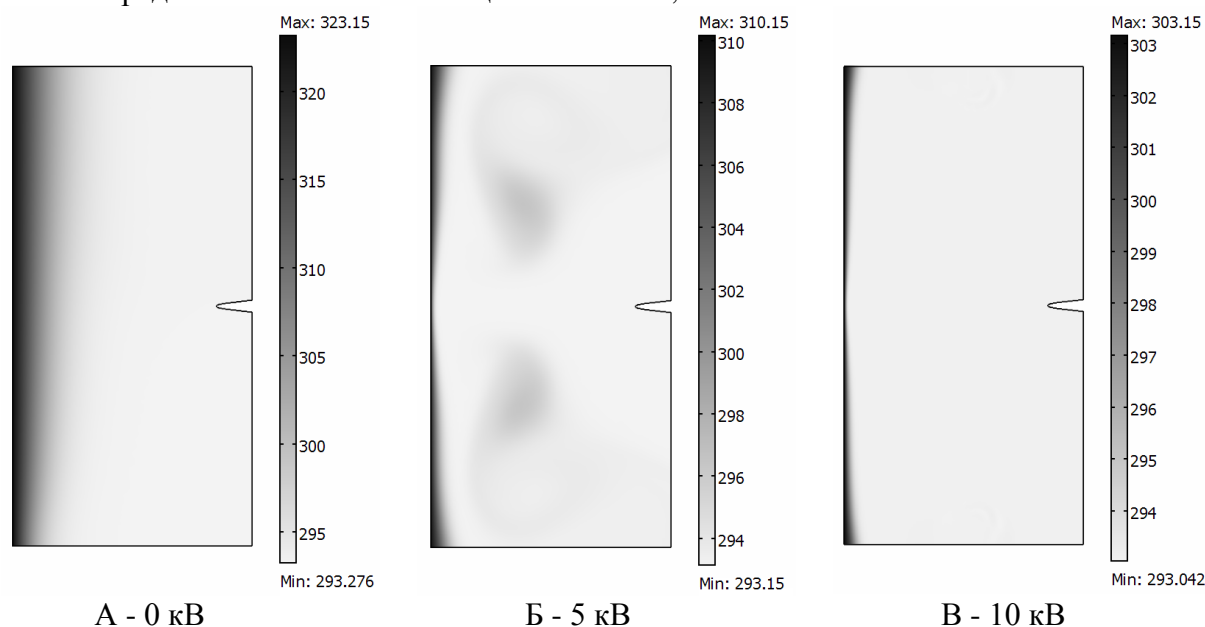


Рис. 2.614. Расчетное поле температур при различных напряжениях на игольчатом электроде

Значения градиента температуры выходят за пределы измерения прибора, поэтому для сравнения результатов было найдено среднее значение градиента температуры в пограничном слое (рис. 2.615). Оно определялось как отношение разности температур пластины и окружающего воздуха к толщине пограничного слоя, взятой на уровне середины интервала измерения прибора (3 К/мм). По результатам моделирования виден пик напротив коронирующего электрода ( $y=52$  мм), который не наблюдается в эксперименте, так как толщина пограничного слоя становится меньше разрешающей способности прибора. В остальной части получено сходство между результатами моделирования и эксперимента.

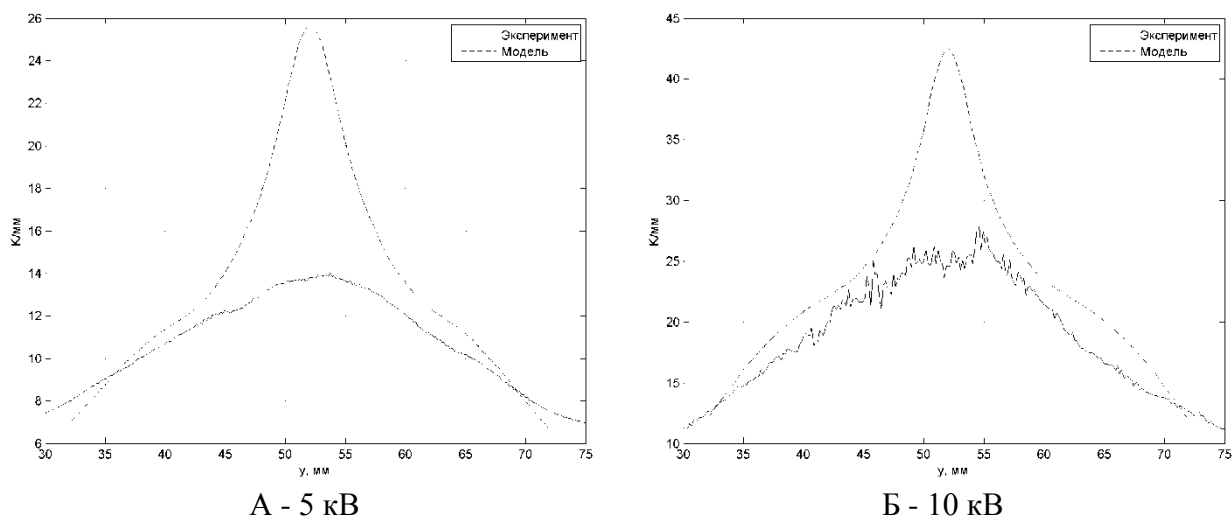


Рис. 2.615. Средние значения градиента температуры вдоль поверхности пластины.

Сравнительный анализ результатов компьютерного моделирования и экспериментального исследования демонстрирует идентичность, возникающих эффектов. В то же время компьютерные модели дают возможность просчитывать эффекты в более сложных геометрических моделях, для которых экспериментальное исследование затруднительно.

## Выводы

1. Предварительное исследование показало, что использование электрического ветра для интенсификации теплообмена от нагреваемых конструкций весьма эффективно. Затрачиваемая мощность не превышает долей ватта, а отводимая тепловая мощность значительно выше.
2. Эффектом увеличения теплового потока можно легко управлять, изменяя напряжение на электродах, что может быть использовано для создания термостатов.
3. Наиболее значительного эффекта можно достичь применяя эффект для интенсификации теплообмена в закрытых полостях.
4. Устройство бесшумно и не содержит движущихся и трущихся частей.
5. Разработан алгоритм компьютерного моделирования эффекта интенсификации теплообмена при помощи электрического ветра, результаты эксперимента и компьютерного моделирования процесса идентичны, что дает возможность оптимизировать подобные устройства на этапе расчета.

## Литература

93. Остроумов Г.А. Взаимодействие электрических и гидродинамических полей. Физические основы электрогидродинамики // М.: Наука, Главная редакция физико-математической литературы, 1979.
94. Верещагин И.П. Коронный разряд в аппаратах электронно-ионной технологии. М: Энергоатомиздат, 1985
95. Robinson M, History of the electric wind. American Journal of physics, 1962, vol.30, p.366-372
96. Robinson M, Movement of air in the electric wind of the corona discharge. Trans. AIEE, Comm. And Ei., vol.80, p.143-150

97. Остроумов Г.А., Майбуров С.П. Электрический ветер в жидкости и его реакция на острие. Электронная обработка материалов, 1967, N4.
98. Chattock P. On the velocity and mass of ions in the electric wind in air. *Philosophical Magazine*, London, 1899, vol.49, p.401-420
99. Ladenburg R., Fietze W. Untersuchungen über die physikalischen Gasreinigung. *Annalen der Physik*, 1930, N5, S. 381-621
100. Волков В.Н., Палкин Л.Н., Семенов В.К. К гидродинамике электрического ветра. В кн: Сильные электрические поля в технологических процессах (электронно-ионная технология). М.: Энергия, 1971, вып.2, с 216-226.
101. Kercher H. Elektrischer Wind, Ruckspruhen und Staubwiderstand als Einflubgrobten im Elektrofilter. *Staub-Reinhaltung Luft*, 1969, Bd 29, N8, S.314-319
102. Kercher H. Elektrischer Wind, Ruckspruhen und Staubwiderstand als Einflubgrobten im Elektrofilter. *VDI-Leitschrift*, 1970, Bd 112, N12, S.761-768
103. Янковский Л.П. Интенсификация процессов улавливания золы в электрофильтрах на тепловых электростанциях. М.: Всесоюз. Теплотехн. Ин-т., 1973
104. Янковский Л.П., Залогин Н.Г. Методика и результаты измерений скорости электрического ветра. – Промышленная и санитарная очистка газов, 1971, N6, с.13-15
105. Абрамович Г.Н. Теория турбулентных струй. М.: физматгиз, 1960
106. Стишков Ю.К., Самусенко А.В. Компьютерное моделирование коронного разряда в инертном газе // Электронная обработка материалов. № 4 (252). 2008. С. 25-37.
107. Afanas'ev, D. S. Lavrenyuk, I. N. Petrushenko, and Yu. K. Stishkov, Peculiarities of the Corona Discharge in Air, [ISSN 1063—7842, *Technical Physics*, 2008, Vol. 53, No. 7, pp. 848–852
108. J.S. Chang, K. Urashima Electrohydrodynamic Gas Flow Regime Map in a Wire-Plate Type Electrostatic Precipitator. *Proceedings of ISEHD 2009. Malaysia*, 2009.
109. L. Zhao, K. Adamiak EHD flow in air produced by electric corona discharge in pin-plate configuration *Journal of Electrostatics* 63 (2005) 337–350
110. A.V.Buyanov, I. A. Elagin, M. A. Pavleyno, A. A. Statuya, Yu.K. Stishkov. Computational modeling of a unipolar corona discharge. // *Proceedings of the 5 th international EHD workshop. Poitiers. France. 2004. pp 194—197.*
111. Самусенко А.В. Стишков Ю.К. Компьютерное моделирование коронного разряда в воздухе. *Modern Problems of Electrophysics and Electrohydrodynamics of Liquids*, 2009. Saint Petersburg, Russia
112. Зуев Д.В. Компьютерное моделирование электрического ветра в воздухе. Бакалаврская работа. СПбГУ. 2009 год.
113. Винайкин М.Ю. Экспериментальное исследование электрического ветра в воздухе. Бакалаврская работа. СПб, 2009.
114. Stishkov Yu., Zuev D., Vinaykin M., Chirkov V. // *Proceedings of International Symposium on Electrohydrodynamics. Malaysia. 2009*