

Санкт-Петербургский государственный университет
Физический факультет
Кафедра оптики



Исследование процессов пробоя в бактерицидной газоразрядной лампе

Выпускная квалификационная работа
студентки магистратуры
_____ **Бутрис Марии**

Научный руководитель:
д.ф.-м.н., проф. **Ю.З. Ионих**

Рецензент:
_____ д.ф.-м.н. **В.В.Кучинский**

Санкт-Петербург
2017

Оглавление:

Введение.....	3
1. Литературный обзор.....	7
1.1. Объект исследования. Пробой газа	7
1.2. Наблюдение волны ионизации.....	8
1.3. Способы определения электрического поля.....	12
2. Экспериментальная установка и методика эксперимента.....	17
3. Результаты эксперимента.....	23
3.1. Разряд постоянного тока.....	23
3.2. Импульсно-периодический режим разряда	24
3.3. Волна ионизации	26
3.4. Спектральный состав излучения волны ионизации.....	27
4. Обсуждение результатов.....	31
4.1. Спектральный состав излучения волны ионизации.....	31
4.2. Приведенное поле в стационарном приближении	33
4.3. Модель напряженности поля в волне ионизации.....	40
5. Заключение	44
6. Список литературы.....	45

Введение

Сегодня молодая и быстро развивающаяся отрасль физики, изучающая ионизированный газ - плазму, привлекает к себе все большее внимание. С плазмой, в частности, связаны перспективы новой техники, получившей название электронной технологии. Быстро расширяется круг научных работников и инженеров, которым необходимо знание физики плазмы. Возможности практического применения плазмы чрезвычайно многообразны: создание жизненно важных для человечества источников энергии с помощью управляемого термоядерного синтеза, разработка методов прямого преобразования тепловой энергии в электрическую, использование плазмы в качестве активной среды лазеров, в плазмохимии, плазменных технологиях, получение сверхскоростных газовых струй и потоков и другое. Наверно, самым распространенным применением тлеющего разряда является осветительная техника. На данный момент все более широкое распространение получают компактные люминесцентные лампы. Эти лампы часто выпускаются со встроенным электронным дросселем, благодаря чему имеют улучшенные характеристики в сравнении с традиционными люминесцентными лампами – более быстрое включение, отсутствие мерцания за счет питания ВЧ напряжением. При эксплуатации в правильном режиме такая лампа может работать гораздо дольше лампы накаливания, потребляя, в среднем, в пять раз меньше электроэнергии.

В медицинских учреждениях, школах, детских садах и в других местах скопления детей используют ультрафиолетовый бактерицидный облучатель для предотвращения эпидемий различных заболеваний. Бактерицидный облучатель представляет собой электротехническое устройство, состоящее из ультрафиолетовой бактерицидной лампы или ламп, пускорегулирующего аппарата, отражательной арматуры, деталей для крепления ламп и присоединения к питающей сети, а также элементов для подавления электромагнитных помех в радиочастотном диапазоне. При

ультрафиолетовом обеззараживании помещений воздействие облучения на структуру микроорганизмов, находящихся в воздухе и на различных поверхностях, приводит к замедлению темпов их размножения и вымиранию. Использование ультрафиолетового оборудования, по данным Департамента образования г. Москвы, позволяет значительно снизить уровень микробной обсемененности воздуха в помещениях с повышенным риском распространения возбудителей инфекций в групповых, учебных и других помещениях с большим скоплением детей — столовых, актовых и спортивных залах. Практика применения ультрафиолетового оборудования в образовательных организациях с 2005 г. показала снижение уровня заболеваемости острыми респираторными вирусными инфекциями (ОРВИ) среди детей более чем на 30 % [1].

Учитывая все это, вновь повышается интерес к изучению процессов при зажигании длинных трубок с целью получения наиболее выгодного режима зажигания компактных ламп, о чем свидетельствуют последние публикации [2].

Кроме того, газовые разряды в настоящее время являются основным средством создания плазмы с заданными физическими свойствами. Наиболее удобно изучать основные закономерности образования газоразрядной плазмы на примере тлеющего и дугового разрядов, чаще других находящихся практические применения.

Разработка новых или усовершенствование известных технологий, основанных на использовании неравновесной низкотемпературной плазмы, невозможна без проведения соответствующих фундаментальных исследований газового разряда. Основная цель этих исследований — получение информации об элементарных процессах, протекающих в такой плазме, и определяющих ее характеристики. Эта информация может быть, как качественного характера (например, выяснение основного механизма

ионизации или возбуждения данного электронного состояния), так и количественного – определение вероятностей или констант скорости. Такого рода информация необходима для понимания работы всех плазменных устройств (лазеров, источников света, плазмохимических реакторов и др.) и для создания теории («построения теоретических моделей») таких систем.

Данная работа посвящена изучению процессов в длинной разрядной трубке. Целью работы является нахождение приведенной напряженности электрического поля в предпробойной волне ионизации.

В длинной разрядной трубке расстояние между электродами намного больше их размеров и диаметра трубки. Механизм пробоя в случае длинной трубки имеет заметную специфику и включает в себя первоначальный пробой на стенку, который можно считать таунсендским, с последующей генерацией и распространением волны ионизации. Пробой таких разрядных систем представляет собой сложный процесс, в общем случае не сводящийся к развитию электронных лавин через весь разрядный промежуток. Это связано с резкой неоднородностью электрического поля, приводящей к тому, что плотность его силовых линий велика вблизи электродов и практически отсутствует в центральной части трубки.

Для длинных разрядов в качестве механизма пробоя рассматривают прохождение волны ионизации, представляющую собой локализованную в пространстве и времени область высокого значения напряженности электрического поля, взаимодействующего с частицами газа. Во фронте волны происходит интенсивная ударная ионизация и формируется плазма, создающая начальную проводимость трубки. Волна ионизации как физический объект сама по себе представляет интерес, и часто она исследуется вне связи с пробоем.

Результаты работы могут быть использованы при проведении исследований и разработки экономичных газоразрядных источников света в длинных разрядных трубках. Таким образом, информация о поведении характеристик пробоя имеет практическую ценность при разработке новых энергосберегающих газоразрядных ламп освещения.

1. Литературный обзор

1.1. Объект исследования. Пробой газа

Термин «газовый разряд» происходит от обозначения процесса разрядки конденсатора через цепь, включающую в себя газовый промежуток между электродами. При достаточно высоком напряжении в газе происходит пробой и возникает ионизированное состояние. Поскольку в достаточной степени ионизированный газ светится, стали говорить: зажигается разряд, горит, гаснет. При небольших давлениях (1-10 Торр) и большом электрическом сопротивлении внешней цепи, которое не позволяет течь большому току, в результате пробоя зажигается тлеющий разряд – один из наиболее распространенных и важных типов разряда. Для него характерна небольшая сила тока (10^{-6} - 10^{-1} А, в трубках радиусом ~ 1 см). В достаточно длинной трубке ($\sim 10 - 100$ см) при давлении ~ 1 Торр образуется однородный по длине, красиво светящийся столб. Так делают красочные рекламные трубки для улиц [3].

Изучение процесса формирования тлеющего разряда имеет длительную историю. Уже в работах Дж. Дж. Томсона 1893 г. описывается зажигание длинных разрядных трубок [4].

В современной научной литературе пробоем называют явление, в ходе которого изначально непроводящий газ становится проводником электричества. На практике пробой наблюдается следующим образом: на электроды разрядной трубки, наполненной газом заданного давления, подается напряжение с некоторой конечной скоростью. На определенном уровне рост напряжения сменится его резким спадом. При этом в промежутке возникнет свечение, и загорится разряд. Тот уровень, после достижения которого наблюдается спад напряжения на разрядном

промежутке, называется напряжением пробоя $U_{пр}$ или потенциалом зажигания [2].

Длинной считается трубка, у которой межэлектродное расстояние существенно превосходит ее диаметр и размеры электродов. Пробой таких разрядных систем представляет собой сложный процесс, в общем случае не сводящийся к развитию электронных лавин через весь разрядный промежуток. Это связано с резкой неоднородностью электрического поля, приводящей к тому, что плотность его силовых линий велика вблизи электродов и практически отсутствует в центральной части трубки.

1.2. Наблюдение волны ионизации

Известные механизмы пробоя газовых промежутков – таунсендовский и стримерный – в настоящее время изучены хорошо, понятны происходящие при этом элементарные процессы и можно указать условия, при которых будет осуществляться один из этих механизмов. В ряде случаев механизм пробоя нельзя отнести ни к таунсендовскому, ни к стримерному. При развитии пробоя или разряда иногда возникает специфическая стадия, один из признаков возникновения которой – движение через разрядный промежуток светящегося фронта со скоростью большей, чем скорость стримера. Это явление возникает, например, при пробое длинных трубок, при СВЧ-разрядах, при росте лавин до критических размеров и так далее.

Данный процесс наблюдался и был описан в работах [5 - 13]. Одна или более ионизационные волны распространяются между электродами. Первая из этих волн оказывается инициированной у электрода, у которого локальное электрическое поле является сильнейшим. Это локальное поле приводит к таунсендовскому пробую между этим электродом и ближайшей части стенки, у которой потенциал равен нулю. Это приводит к распространению электростатического заряда на некоторое расстояние, как

будто происходит смещение высоковольтного электрода к низковольтному [5]. Фронт волны ионизации начинает двигаться вперед с помощью пробоев таунсендовского типа на ближайšie части стенок [5,6].

Таким образом, перемещается область ионизации, которая создает свободные заряды и продвигает их вперед. Постепенно увеличивается длина проводящего участка. После того, как волна ионизации достигла противоположного электрода, развивается (ход возврата) и движется назад по направлению к высоковольтному электроду фронт обратной волны. Было высказано предположение, что обратная волна частично разряжает стенки [6]. Этот механизм удаления поверхностного заряда пока не доказан, но в работе [6] описывается разрядка поверхности стенки с помощью тока, проходящего через плазму. Наблюдение показало, что скорость этого обратного хода значительно выше, чем у первичной волны ионизации. Впервые волны ионизации были обнаружены Дж. Дж. Томсоном [4] в 1893 г. при исследовании импульсного электрического пробоя в длинной разрядной трубке длиной 15 м и диаметром 5 мм. Дальнейшие исследования волны ионизации тесным образом связаны с развитием техники регистрации быстропротекающих процессов. В 1937 г. Бимс, Снодди и Дитрих [14] провели исследования импульсного пробоя длинной разрядной трубки с импульсами положительной и отрицательной полярности амплитуды. Они выяснили, что движущийся фронт излучения сопровождается фронтом потенциала, имеющем ту же скорость. При заземлении второго электрода они наблюдали образование обратной волны, которая имела скорость, превосходящую скорость первичной волны и составлявшую в их экспериментах примерно 1/3 скорости света. Также было показано, что скорость волны зависит от диаметра трубки, давления газа, величины и полярности приложенного напряжения.

Спустя 10 лет, Митчел и Сноди [15] впервые поместили разрядную трубку в металлический заземленный экран и высказали предположение, что величина тока в волне ионизации определяется зарядкой емкости

разрядной трубки относительно экрана до потенциала высоковольтного импульса. Авторы указали также на то, что такой вид пробоя похож на «возвратный удар» в молнии. Вестберг [16] наблюдал за волной ионизации, которая возникала в плазме тлеющего разряда. На основании этих работ Леб [17] установил общие черты данного явления, такие как наличие объемного заряда в разрядном промежутке, неоднородность поля, важную роль ионизации, и дал ему название «ионизирующие волны градиента потенциала». Естественно, что они тоже стали предметом исследований. Был поставлен вопрос о параметрах фронта: толщина, напряженность поля, заряд, воздействие фронта на среду, степень ионизации, температура электронов, а также вопрос об условиях возникновения волн. Следующие эксперименты были более узко направлены. В работе [19] Винн (1966) изучил влияние металлического экрана на распространение волны ионизации через образование погонной емкости, которая заряжается волной до напряжения пробойного импульса. Были отмечены различия между волнами, полученными при различной полярности приложенного напряжения (положительные и отрицательные волны). В работе [20] также упоминается, что в зависимости от условий могут возникать либо волны обеих полярностей, либо только одна из них.

На современном этапе исследований различают два типа волны ионизации: быстрые и медленные. Скорости распространения от 10^5 до 10^7 см/с характерны для медленных волн, а скорости от 10^8 до 10^{10} см/с – для быстрых.

Изучению свойств волны ионизации посвящены многочисленные экспериментальные и расчетные работы. В большинстве этих работ волны ионизации изучаются вне связи с инициированием разряда. В некоторых статьях акцент делается на исследовании волны как механизма зажигания тлеющего разряда. При этом параметры разрядного промежутка и заполняющего его газа, а также параметры возбуждающего волну импульса напряжения (амплитуда порядка сотен вольт, длительность фронта $\sim 1-10$

мкс) подбираются близкими к параметрам разрядов, используемых в светотехнике, в интересах которой в основном и ведутся эти работы.

Наша научная группа с 2014 по 2016 представила ряд работ [21-24, 27], в которых исследованы характеристики пробоя в начальной стадии разряда в длинной (межэлектродное расстояние 40 и 80 см, диаметр 2.8 см) трубке. В работе [21] 2014 года пробой осуществлялся импульсами напряжения положительной полярности с линейно растущим передним фронтом крутизной $dU/dt \sim 10^6-10^8$ В/с. Промежуток между импульсами варьировался в диапазоне $\tau = 0.5$ мс – 1 с при длительности каждого импульса 10 мс. Цель работы состояла в исследовании “эффекта памяти” разрядного промежутка: влиянии предшествующего импульса на характеристики пробоя в последующем. В экспериментах измерялась величина пробойного напряжения при различных значениях dU/dt и τ . Обнаружено, что при $\tau \sim 1$ с эффект памяти отсутствует, при этом наблюдается рост напряжения пробоя с увеличением dU/dt . В диапазоне $\tau \approx 50-200$ мс напряжение пробоя также не зависит от τ , но “эффект памяти” имеет место. Он состоит в том, что напряжение пробоя уменьшается с ростом dU/dt , и при $dU/dt \sim 10^7$ В/с величина напряжения вдвое меньше, чем для случая $\tau \sim 1$ с. Для значений $\tau \sim 1-10$ мс “эффект памяти” проявляется в том, что пробойное напряжение зависит от τ , причем оно может как уменьшаться (“нормальный” эффект), так и увеличиваться (“аномальный” эффект). Пробой разрядного промежутка предваряется прохождением волны ионизации, за исключением диапазона малых значений τ в области существования “аномального” эффекта. В [22] цель состояла снова в обнаружении и исследовании “аномального эффекта памяти”, наблюдавшегося ранее в азоте, но при пробое в аргоне. Пробой осуществлялся последовательность пар разрядных импульсов. В результате проведенных исследований установлено, что условием наблюдения этого эффекта является такая длительность промежутка между парами импульсов, при которой первый импульс пары находится в области

действия нормального эффекта памяти, связанного с предыдущей парой (в рассматриваемых условиях это $T \approx 0.1-0.4$ с). В статье [23] измерялось динамическое напряжение пробоя, регистрировалась предпробойная волна ионизации и находилась ее скорость. Изучалась зависимость этих величин от интервала между импульсами (“эффект памяти” разрядного промежутка). Исследовалось влияние на пробой освещения разрядной трубки источником видимого излучения. Обнаружено, что облучение анодной области трубки светом с длиной волны около 500 нм и меньше существенно уменьшает динамическое напряжение пробоя.

В работе [24] обнаружено влияние на пробойные характеристики излучения видимого спектрального диапазона от внешнего источника (галогенной лампы накаливания). Измерены зависимости динамического напряжения пробоя трубки от dU/dt и от интенсивности падающего излучения. В широком диапазоне dU/dt обнаружено снижение напряжения пробоя при облучении области высоковольтного анода трубки, получена зависимость эффекта от интенсивности и спектра воздействующего излучения.

1.3. Способы определения электрического поля

В работе Недопасова и Новика [5] впервые был предложен способ оценки электрического поля в длинной трубке. Авторы рассматривают явления, происходящие в пробое длинных газоразрядных трубок при скоростях нарастания напряжения 10^5-10^6 в секунду. Кратковременный разряд между электродом и стенками, распространяющийся вдоль трубки, сопровождается ионизацией и образованием первичной плазмы. Скорость этого процесса распределяется наряду с родом и давлением газа и диаметром трубки, также емкостью стенок и скоростью изменения потенциала электрода.

При повышении напряжения на положительном электроде происходит пробой газового промежутка между электродом и близлежащим участком

стенки. Возникает ток, заряжающий стенки до потенциала, близкого к потенциалу электрода, и образуется облачко плазмы. В дальнейшем электрическое поле оказывается сосредоточенным в основном между поверхностью этого облачка и последующими участками стенок. При достаточной величине этого поля граница плазмы смещается вдоль трубки за счет новой ионизации в области сильного поля. Таким образом, граница плазмы движется вслед за фронтом ионизации, «вынося» перед собой электрическое поле. Для продвижения фронта ионизации между границей плазменного столба и землей должна поддерживаться определенная разность потенциалов. Для распределения потенциала в плазменном столбе справедливо уравнение

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{1}{a} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2},$$

где $a=RC$, емкость и сопротивление единицы длины столба, соответственно. Решение этого уравнения имеет вид:

$$\varphi(z, t) = \varphi_0 e^{-av(z-vt)},$$

где v – скорость, а φ_0 – потенциал границы.

$$\dot{\varphi}(0, t) = E_0 v,$$

E_0 – напряженность продольного электрического поля в столбе.

Более строгий расчет напряженности поля в волне был проведен в работе [8]. В работах [7, 10] напряженность поля в волне находится путем обработки данных, полученных с помощью электростатического зонда (рис. 1.2.1.).

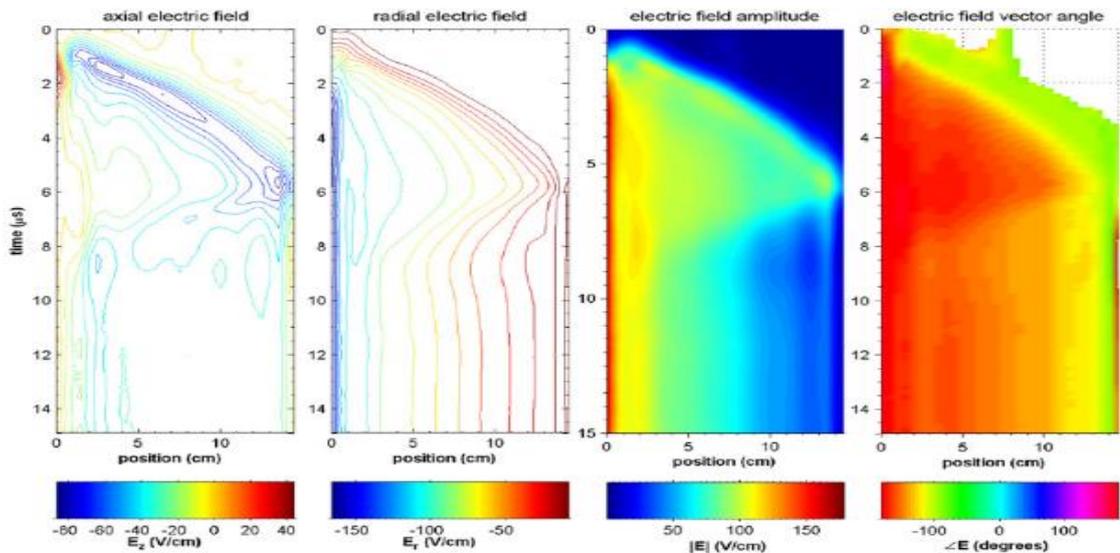


Рис. 1.2.1. пространственно-временные диаграммы эволюции аксиального электрического поля, радиального электрического поля, амплитуда электрического поля и векторный угол при условиях: $p=3$ торр аргон при -500 В. Активный и заземляющие электроды расположены на 0 см и $14,5$ см, соответственно.

Отдельно можно выделить работу [22] 2011 года, где было выполнено экспериментальное и расчетно-теоретическое исследование характеристик начальной стадии формирования положительного столба тлеющего разряда пониженного давления в азоте. Экспериментально обнаружено существование провала яркости излучения плазмы в начальной стадии разрядного импульса (“темная фаза”) при положительной полярности высоковольтного электрода (заземленном катоде). При этом появлении эффекта предшествует волна ионизации. При заземленном аноде волна ионизации и провал яркости излучения не наблюдаются. Разработана теоретическая модель, позволяющая описывать разряд для условий эксперимента. Показано, что эффект “темной фазы ” может быть обусловлен высокой (выше стационарной) концентрацией электронов, которая нарабатывается в газе при прохождении волны ионизации через разрядный промежуток. Этот механизм формирования темной фазы отличается от механизма, предложенного ранее для объяснения подобного эффекта в инертных газах. Дополнительные эксперименты в чистом аргоне, гелии и в

гелии с примесями азота показали, что при заземленном катоде пробой также сопровождается прохождением волны ионизации, а при заземленном аноде волна ионизации отсутствует. Но эффект темной наблюдается в обоих случаях. На основании результатов расчетов дано объяснение тому факту, что в азоте при отсутствии волны ионизации не реализуется механизм возникновения темной фазы, аналогичный механизму в инертных газах.

Как уже было отмечено, при наличии темной фазы ей предшествует короткий пик яркости. Оказалось, что источник этого пика свечения локализован и движется от анода к катоду (рис. 1.3.2), т.е. им является волна ионизации.

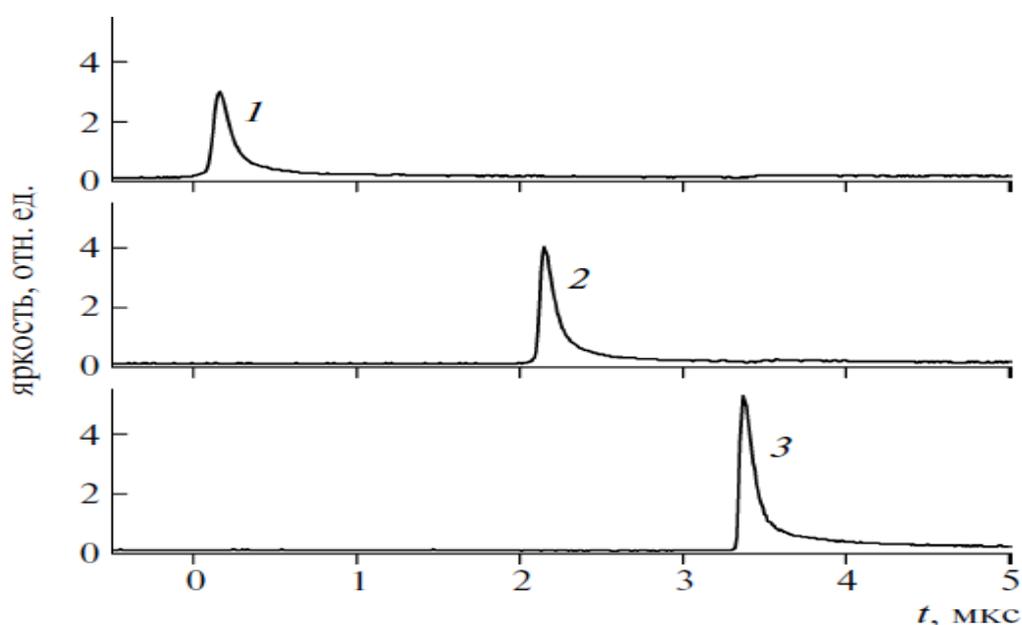


Рис. 1.3.2 Интегральная (по спектру) яркость свечения разряда в начале импульса на различных расстояниях от анода: 12 см (1), 20 см (2) и 28 см (3); $P = 2$ Торр, $I_0 = 20$ мА.

Величина E/N определялась из отношения интенсивностей рассматриваемых полос второй положительной ($C^3P_u, v' = 0 \rightarrow B^3P_g, v'' = 2$) и первой отрицательной ($B^2\Sigma_u^+, v' = 0 \rightarrow X^2\Sigma_g^+, v'' = 0$) [8]. Из рисунка 1.3.3 видно, что яркости двух рассматриваемых полос в волне ионизации приблизительно одинаковы. В то же время, в установившемся разряде в этих условиях молекулярная полоса (0, 2) 2 п.с. приблизительно в 100 раз

интенсивнее ионной полосы (0, 0) 1 о.с. Тогда тот факт, что яркости двух рассматриваемых полос в пике примерно одинаковы несмотря на большое различие энергий состояний $N_2(C^3\Pi_u)$ и $N_2(B_2\Sigma_u^+)$ (11 и 19 эВ соответственно), свидетельствует о большой величине приведенной напряженности электрического поля E/N (E – напряженность электрического поля, N – число молекул в единице объема). Величину E/N можно оценить из отношения интенсивностей рассматриваемых полос. Такие оценки были проведены, при этом зависимость констант скоростей возбуждения и ионизации от E/N рассчитывалась путем численного решения уравнения Больцмана для функции распределения электронов по энергиям (по программе, аналогичной описанной в [9]). Найденные значения E/N для таких условий и близких к ним оказались ~ 1000 Тд, в то время как для установившегося разряда при этих условиях $E/N \sim 90$ Тд [7].

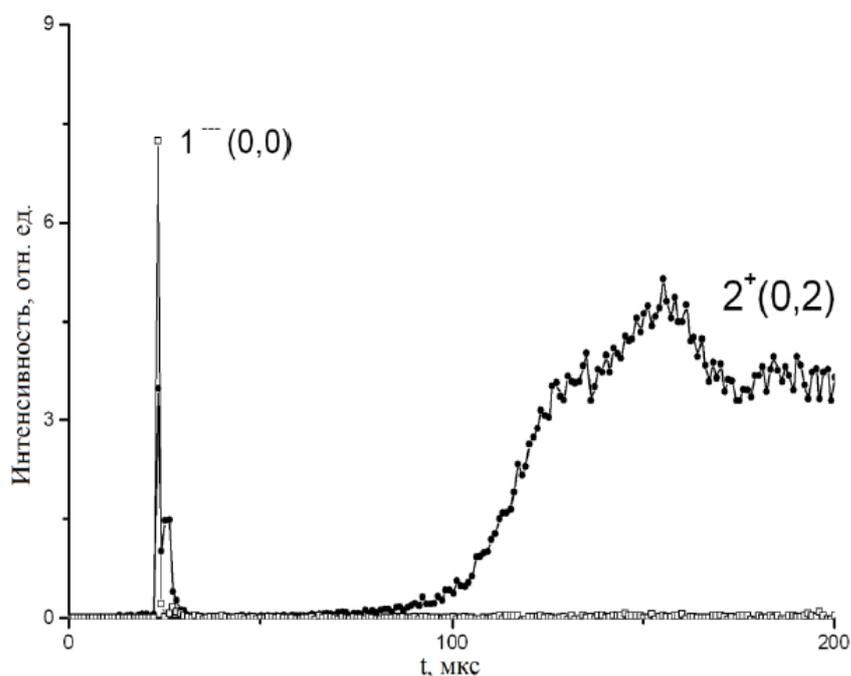


Рис. 1.3.3 Зависимости от времени относительных интенсивностей полос первой отрицательной и второй положительной систем азота. 1 Торр, $U_0 = 3.75$ кВ, $R_6 = 210$ кОм, период повторения импульсов 23 мс, их длительность 3 мс.

2. Экспериментальная установка и методика эксперимента

Для исследования процессов зажигания разряда в длинной трубке была использована бактерицидная ртутная лампа PhilipsTUV-30W. Она представляет собой цилиндрическую трубку с расстоянием между впаиваемыми электродами 800 мм и внешним диаметром 25 мм. От стандартной люминесцентной лампы она отличается отсутствием люминофорного покрытия и материалом стенки, прозрачным к УФ излучению (в частности, излучению резонансной линии ртути $\lambda = 253.65$ нм). Трубка наполнена аргоном при давлении 2 – 4 Торр и парами ртути (паспортное содержание ртути в лампе 2 мг).

Для решения поставленной проблемы была разработана и создана установка, позволяющая подавать на лампу импульсы высокого напряжения и регистрировать электрические и оптические сигналы.

На рисунке 2.1 представлена схема экспериментальной установки, состоящая из стабилизированного источника высокого напряжения, позволяющего задавать напряжение от 0 до 2,5 кВ с шагом 0,1 кВ. Напряжение с этого источника поступает на вход генератора высоковольтных импульсов, который формирует прямоугольные импульсы высокого напряжения. Эти импульсы через балластное сопротивление поступают на лампу и зажигают ее. Длительность импульса 1 мс, период повторения 1 с. Длительность переднего фронта импульса на выходе ненагруженного генератора составляет 30 нс, а при подключении нагрузки изменяется в пределах от 0.2 до 1.5 мкс в зависимости от величины балластного сопротивления.

Стандартная схема включения лампы предусматривает, разогрев обоих электродов пропуском тока через нити накала. На данной установке разогревается только катод, для чего используется отдельный источник накала. Ток накала равен 0.3 А.

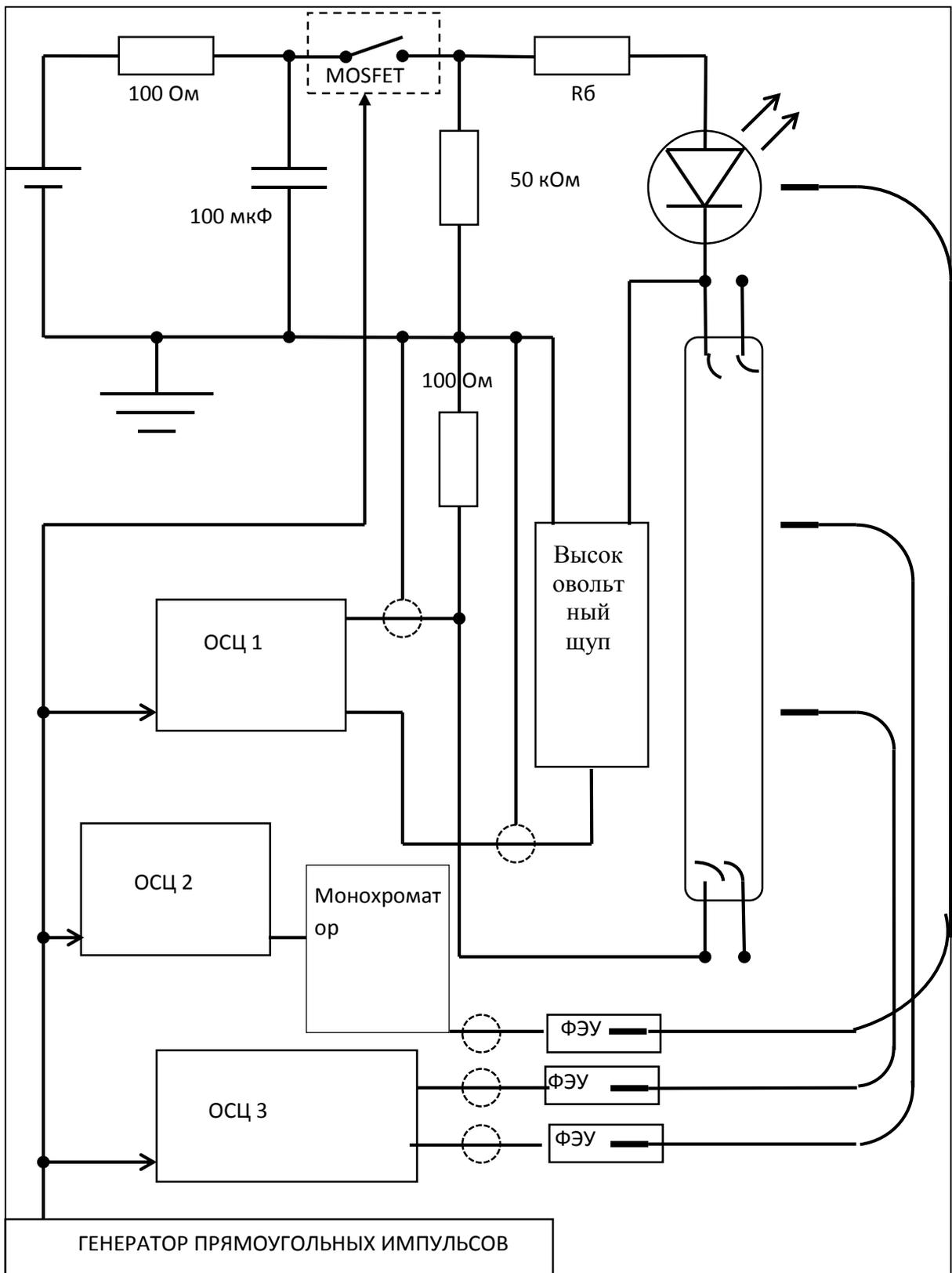


Рисунок 2.1 Схема экспериментальной установки.

Система диагностики измеряет 5 сигналов: напряжение на высоковольтном электроде, ток в цепи низковольтного электрода, ток в цепи высоковольтного электрода, а также два оптических сигнала в произвольных точках вдоль оси лампы (рисунок 2.2).

Напряжение на высоковольтном электроде измеряется с помощью высоковольтного щупа TektronixP6013A, который подключен к осциллографу Tektronix (марка). Ток в цепи низковольтного электрода находится по падению напряжения на низкоомном (100 Ом) резисторе, включенном между электродом и землей.

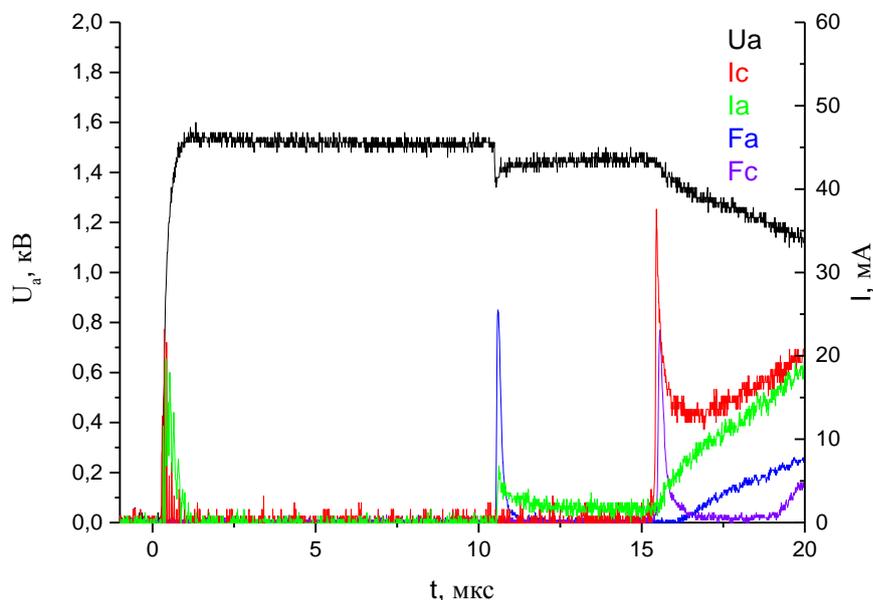


Рисунок 2.2. Обзорный график процессов зажигания лампы при амплитуде напряжения источника тока $U=1.5$ кВ и балластном сопротивлении $R=20$ кОм. Зависимости напряжения на высоковольтном аноде лампы (U_a), тока низковольтного катода (I_c), тока высоковольтного анода (I_a) и световых сигналов на аноде (F_a) и катоде лампы (F_c) от времени).

Для измерения тока в цепи высоковольтного электрода используется оптическая развязывающая линия, состоящая из быстродействующего светодиода, оптоволоконного кабеля и фотоэлектронного умножителя. Светодиод включается в цепь разряда непосредственно перед высоковольтным электродом, сигнал с ФЭУ подается на вход осциллографа, а оптоволокно осуществляет оптическую связь между светодиодом и ФЭУ.

Для измерения интегральной яркости свечения лампы предусмотрена возможность съема световых сигналов через оптоволоконные кабели, которые могут перемещаться вдоль лампы. Выходные сигналы от каждого кабеля подаются на входы ФЭУ. Эта система использовалась для детектирования волны ионизации и измерения ее скорости. Уширение световых импульсов системой регистрации было менее 20 нс.

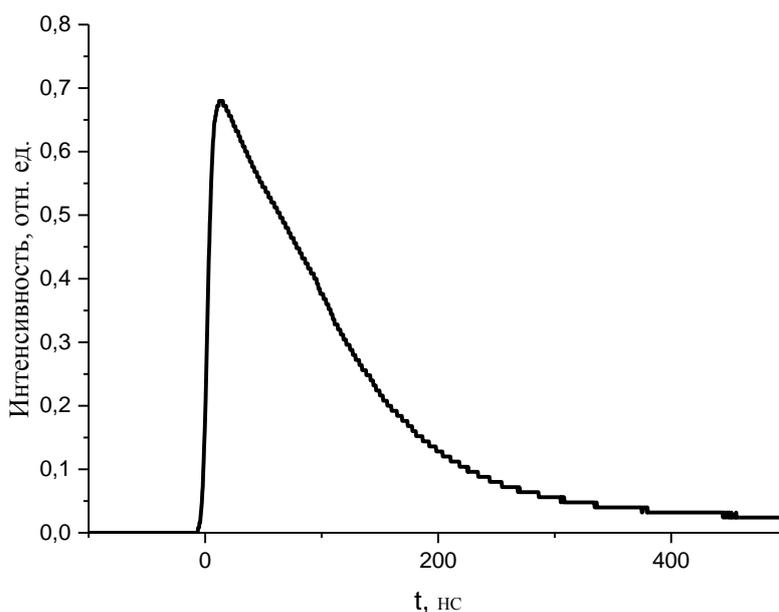


Рис. 2.3. Пример осциллограммы фронта волны ионизации у анода.

Оптические измерения позволяли наблюдать движение фронта излучения, порождаемого волной ионизации. Пример осциллограммы излучения из фронта ВИ у высоковольтного электрода, снятые схемой с помощью световода, приведены на рис. 2.3.

Кроме осциллограмм фронта волны ионизации, регистрировался спектральный состав волны ионизации (рис. 2.4). Для изучения спектрального состава излучения использовался монохроматор. Излучение разрядной трубки передавалось на входную щель монохроматора с помощью световода.

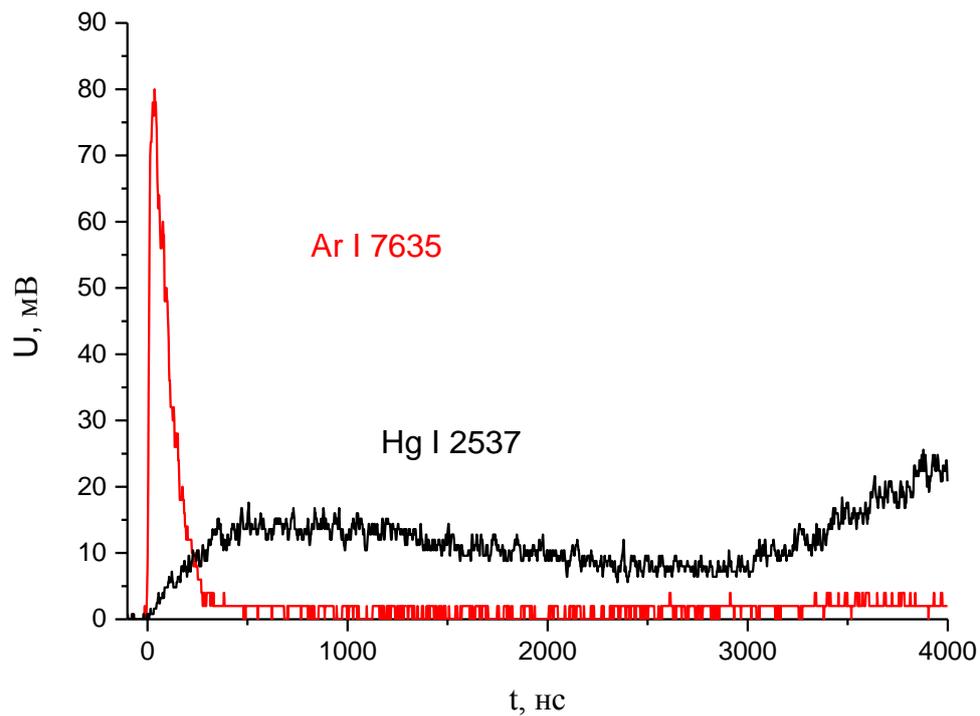


Рисунок 2.4. Осциллограммы яркости волны ионизации для линии аргона (7635 \AA), линии ртути (2537 \AA).

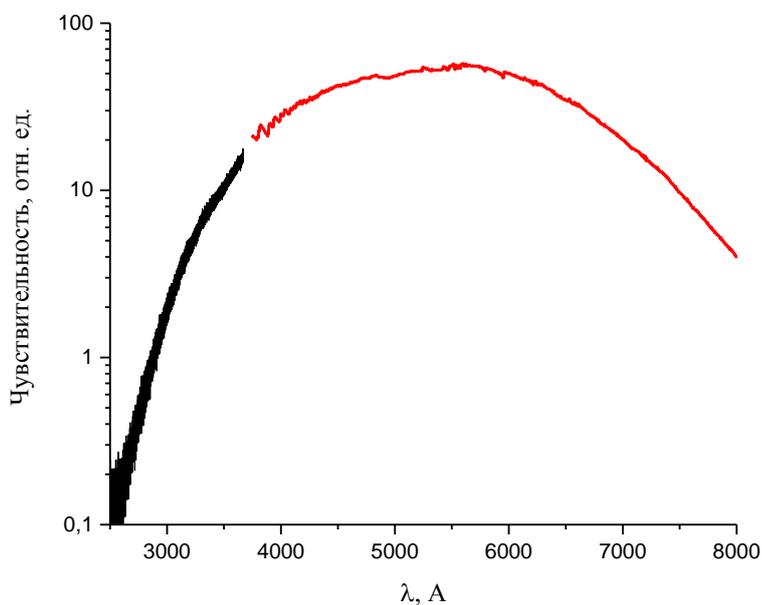


Рис.2.5. Относительная спектральная чувствительность системы регистрации.

Для калибровки относительной спектральной чувствительности установки в области спектра $\lambda > 2800 \text{ \AA}$ использовалась эталонная лампа накаливания. В более коротковолновой области применялась дейтериево-водородная лампа. Кривая относительной спектральной чувствительности показана на рис. 2.5.

Для улучшения качества сигнала можно использовать цветные светофильтры вместо монохроматора. В эксперименте проводились измерения с помощью фильтров КС-18 и СЗС-8, спектральные характеристики пропускания таких светофильтров приведены на рис. 2.6.

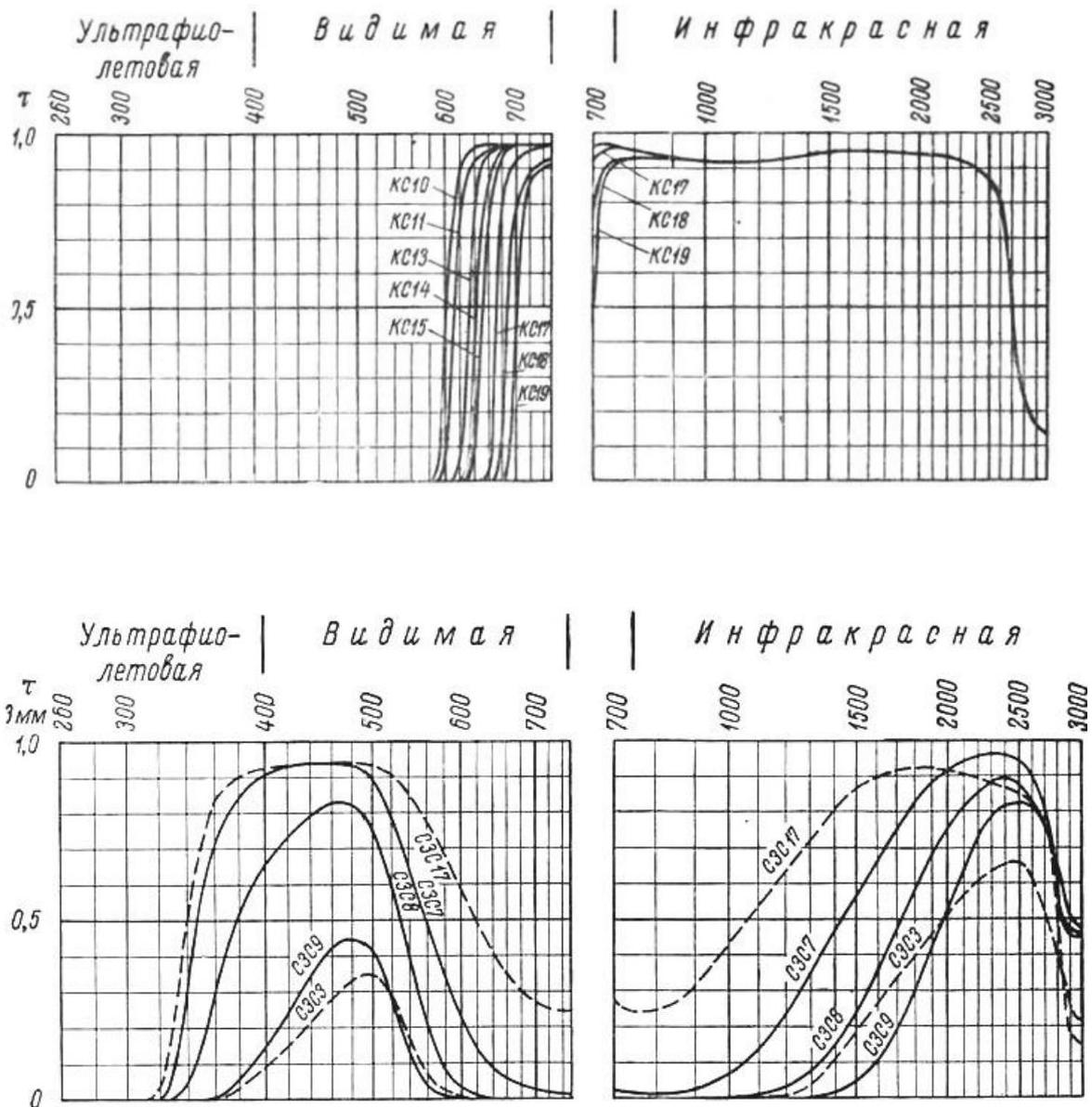


Рис. 2.6 Спектральные характеристики пропускания светофильтров КС и СЗС.

3. Результаты эксперимента

3.1. Разряд постоянного тока

В разряде постоянного тока снималась вольтамперная характеристика и спектр излучения. На рис. 3.1.1. представлена вольтамперная характеристика лампы. Из этих данных следует, что напряженность электрического поля в положительном столбе стационарного разряда составляет ≈ 1 В/см, а приведенная напряженность поля $E/N \approx 3$ Тд.

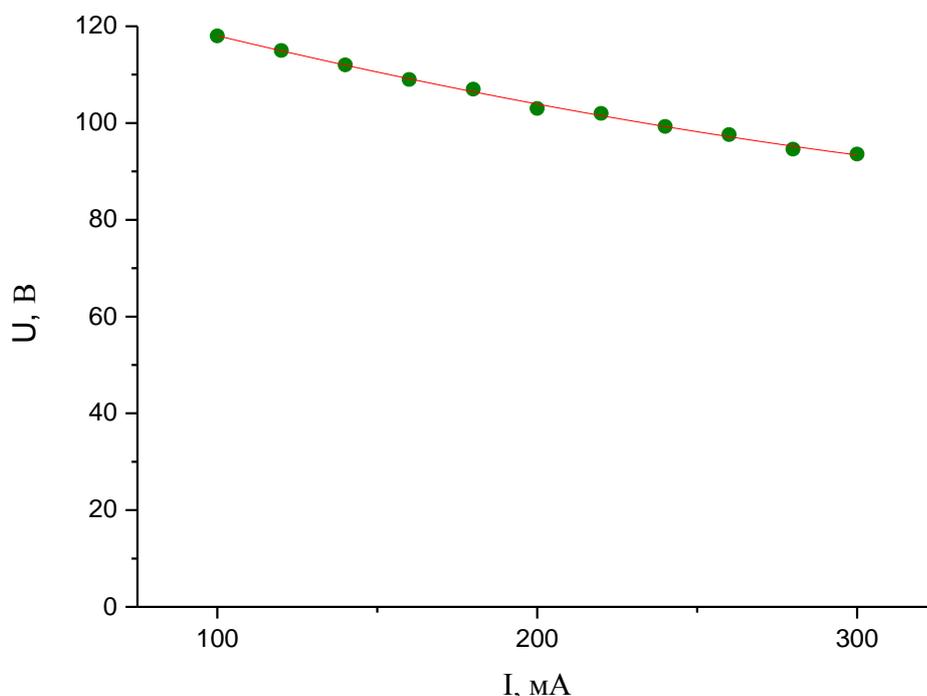


Рис. 3.1.1. Вольтамперная характеристика разряда постоянного тока в лампе.

На рис. 3.1.2 представлен спектр излучения лампы. На спектре присутствуют также линии 2-го порядка, они отмечены звездочкой. В полученном спектре наблюдаются только линии ртути, наиболее интенсивная – резонансная линия $\lambda 2536.5$ Å (во втором порядке).

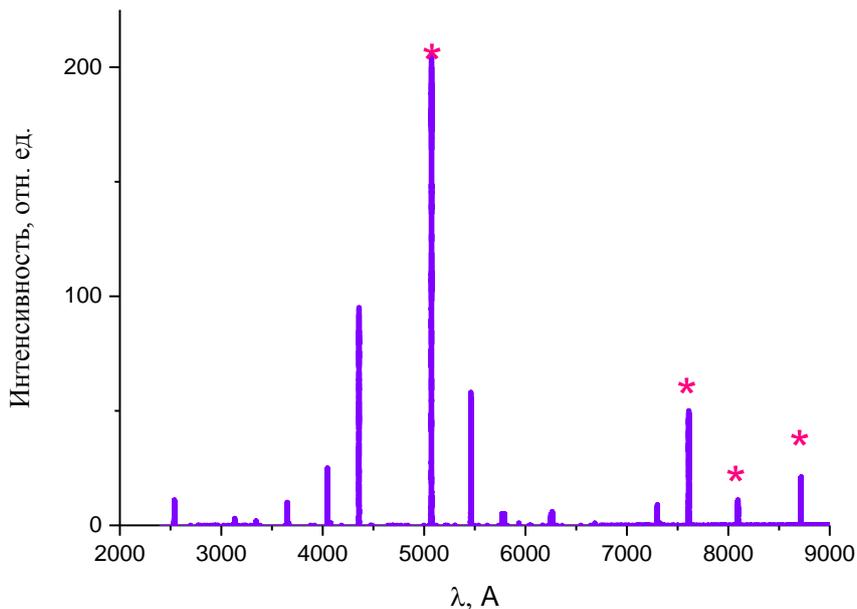


Рис.3.1.2 Спектр излучения непрерывного разряда в лампе.

3.2. Импульсно-периодический режим разряда

Осциллограммы напряжения, тока и излучения лампы из приэлектродных областей в фазе пробоя и после нее при напряжении источника 1.5 кВ и балластном сопротивлении 20 кОм представлены на рис. 3.2.

В момент $t=0$ на генератор прямоугольных импульсов подается управляющий сигнал. После этого происходит рост анодного напряжения до момента $t_0=1.5$ мкс, когда напряжение достигает заданного уровня U_0 . На этом уровне напряжение остается вплоть до $t_1=11$ мкс, когда возникают пробойные процессы. Пробой начинается с резкого провала напряжения, после чего оно медленно растет, не достигая, однако, уровня U_0 . В момент $t_2=16$ мкс напряжение снова начинает спадать, причем этот спад продолжается вплоть до уровня $U \approx 0.1$ кВ, соответствующего напряжению на установившемся разряде. Одновременно появляется и монотонно растет ток в цепи катода, достигая в пределе тока стационарного разряда. До момента t_2 катодный ток отсутствует.

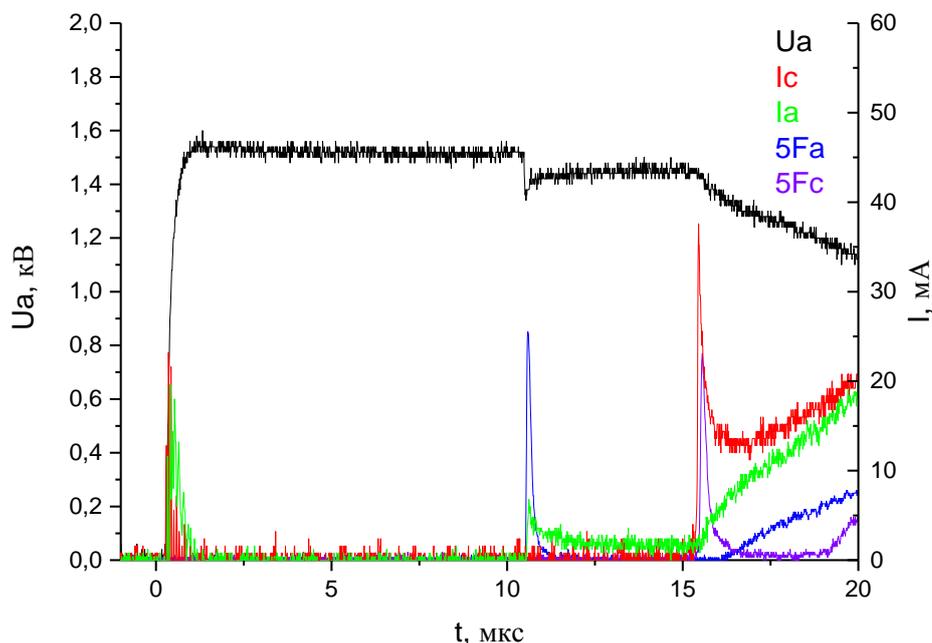


Рисунок 3.2 Зависимости напряжения на высоковольтном аноде лампы (U_a), тока низковольтного катода (I_c), тока высоковольтного анода (I_a) и световых сигналов на аноде (F_a) и катоде лампы (F_c) от времени. $R=20$ кОм $U=1.5$ кВ

Анодный ток возникает раньше, в момент времени t_1 (выброс тока в момент t_0 объясняется зарядкой паразитной емкости между анодом и землей). В момент t_1 в анодной цепи появляется пик тока, затем ток незначительно спадает, оставаясь примерно на одном и том же уровне. После t_2 ток начинает расти, приближаясь по величине к катодному току и к тому значению, которое соответствует току в установившемся разряде.

До зажигания разряда источником излучения в разрядном промежутке является волна ионизации, распространяющаяся от высоковольтного электрода к заземленному. При регистрации оптических сигналов, показанных на рис. 3.2, один из световодов находился над срезом анода, второй – катода. В первом случае регистрируется волна ионизации в момент ее старта от анода, во втором – в момент прихода на катод. В рассматриваемых условиях, этими моментами являются $t_1=11$ мкс и $t_2=16$

мкс. Яркости пиков свечения волны ионизации на аноде и катода приблизительно одинаковые. При $t > 15$ мкс появляется свечение во всем промежутке, хотя и не одновременно по длине: вначале у анода, затем граница светящейся области движется к катоду.

Через некоторое время после пробоя устанавливается стационарный разряд.

3.3. Волна ионизации

До момента, когда разряд зажигается, происходит свечение волны ионизации. Представляет интерес зависимость интенсивности свечения волны ионизации от расстояния по длине трубки, которая представлена на рисунке 3.3.1. Вблизи высоковольтного анода интенсивность достаточно высокая, затем она монотонно убывает и резко возрастает при приближении к катоду.

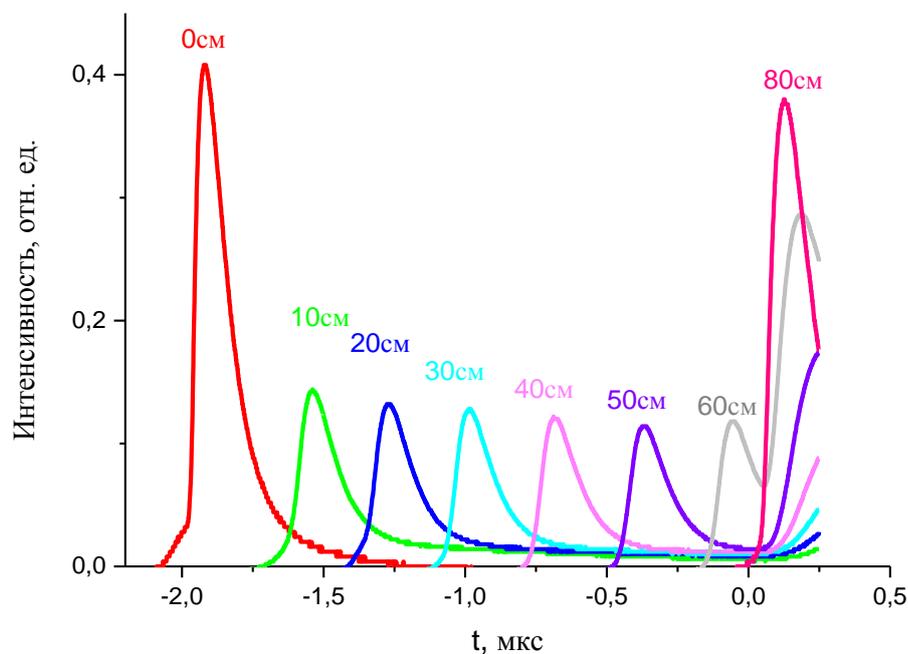


Рис. 3.3.1 Зависимость интегральной яркости свечения волны ионизации от времени на различных расстояниях от анода ($U = 2,5$ кВ, $R = 40$ кОм).

3.4. Спектральный состав излучения волны ионизации

При исследовании спектрального состава волны ионизации использовался монохроматор или цветные светофильтры, которые выделяют определенную линию или область в спектре. В результате мы имеем набор зависимости свечения от времени для различных областей спектра. На рис.3.4.1 – 3.4.3 представлен спектральный состав излучения волны ионизации из различных точек вдоль оси лампы. Видно, что, в отличие от излучения лампы в непрерывном режиме, основной вклад в излучение волны ионизации дают линии аргона. Кроме того, отчетливо видны линии иона Ar^+ . Линии же ртути имеют наименьшую яркость и при этом сильно растянуты во времени.

Сравнение рисунков 3.4.1 – 3.4.3 с рисунком 3.1 показывает, что пропускание излучения через монохроматор существенно уменьшает отношение сигнал–шум. Для улучшения качества сигнала можно использовать цветные светофильтры вместо монохроматора. При этом удачным оказалось то, что все яркие линии излучения Ar лежат в красной области спектра, а линии Ar^+ – в сине-зеленой. Поэтому можно было подобрать фильтры, пропускающие либо те, либо другие линии. Результаты таких измерений представлены на рисунках 3.4.4 – 3.4.8.

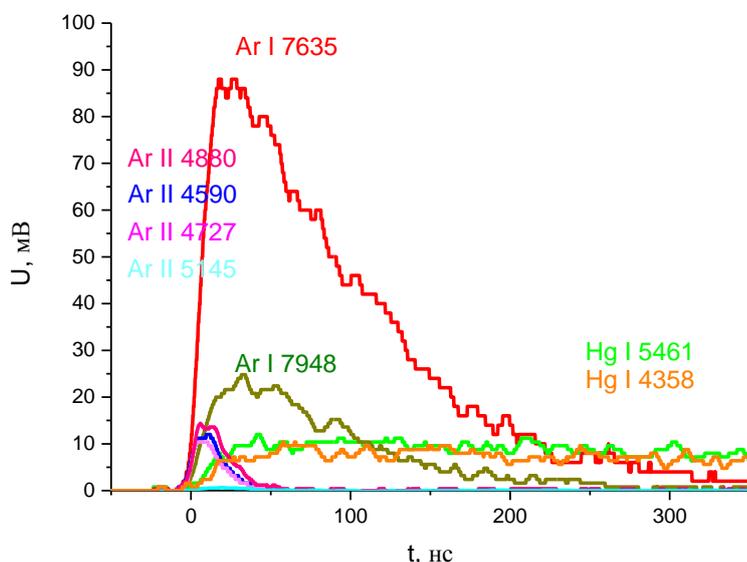


Рис. 3.4.1 Спектральный состав излучения волны ионизации из точки на срезе анода.

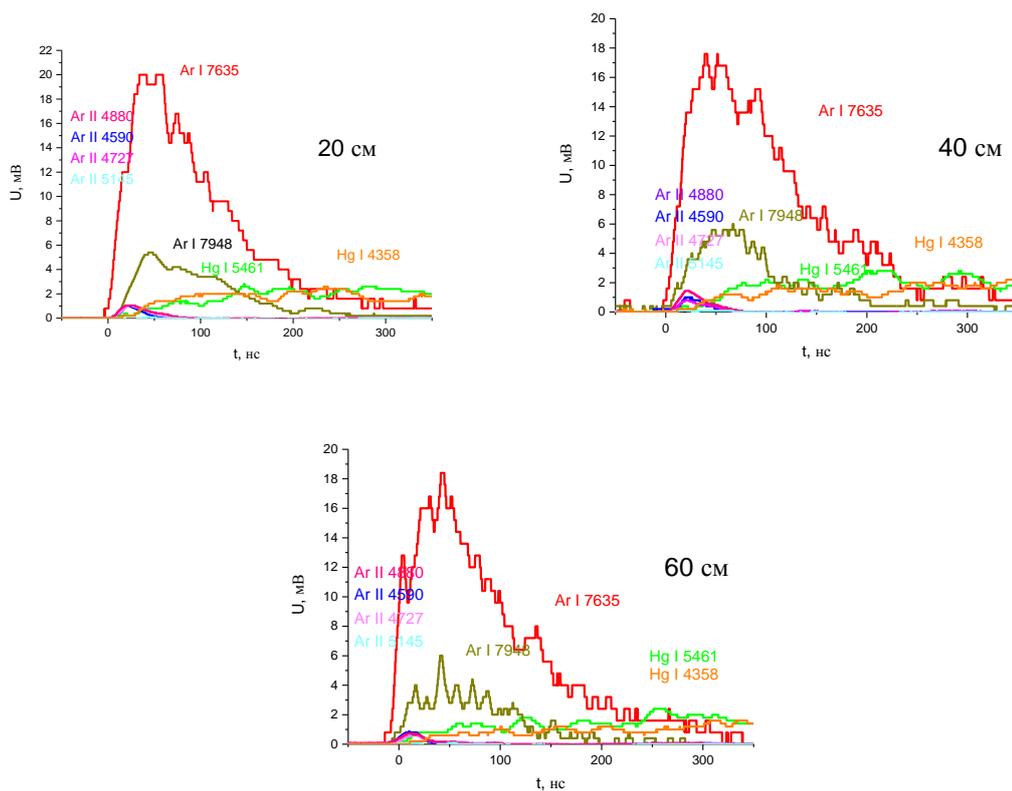


Рис. 3.4.2 Спектральный состав излучения волны ионизации из точки на расстоянии 20 см, 40 см и 60 см от анода.

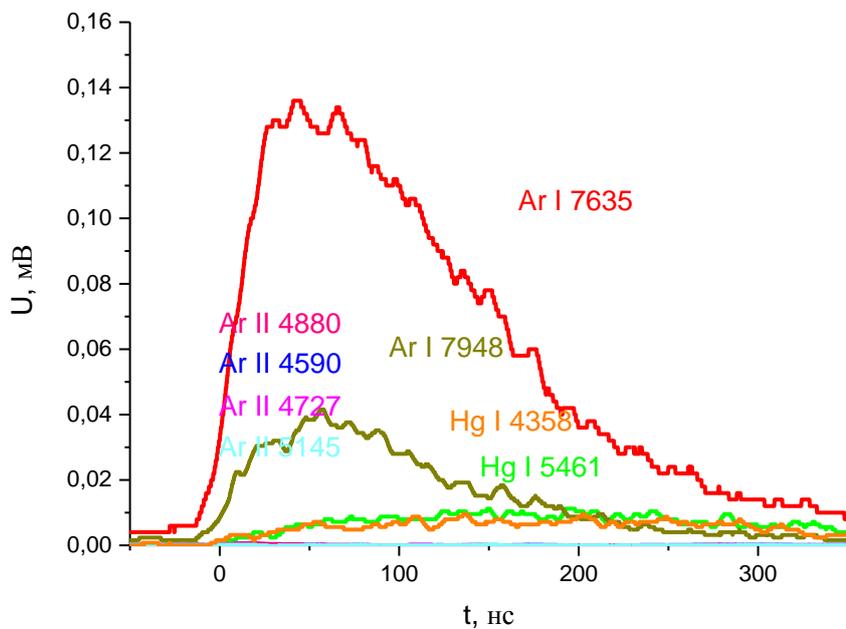


Рис. 3.4.3 Спектральный состав излучения волны ионизации из точки на срезе катода.

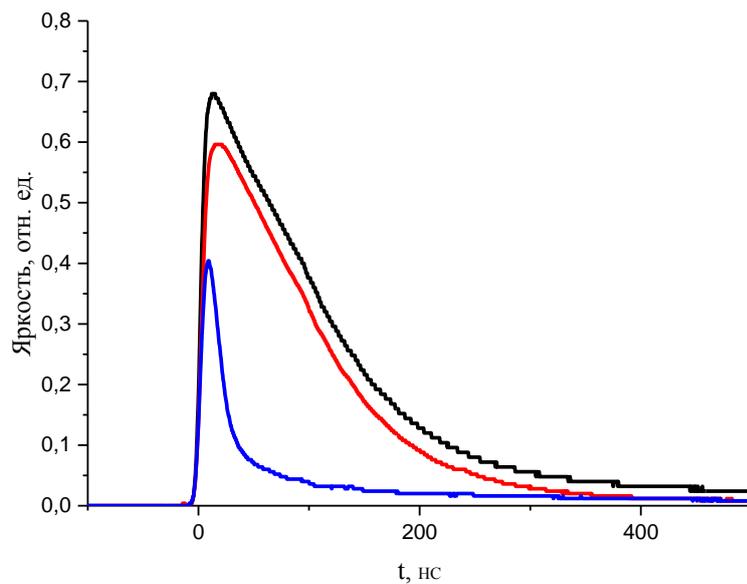


Рис. 3.4.4 Относительная яркость волны ионизации из точек на срезе анода без фильтра (черная кривая) и с фильтрами КС-18 (красная кривая), СЗС-8 (синяя кривая).

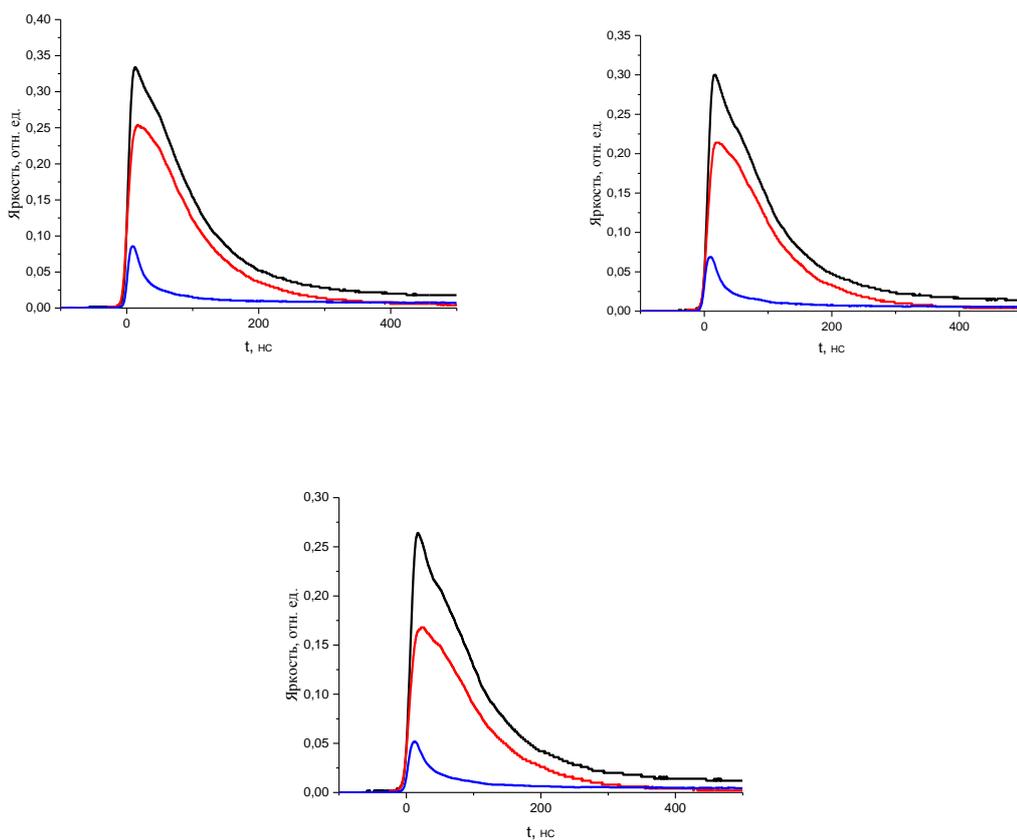


Рис. 3.4.5 Относительная яркость волны ионизации из точки на расстоянии 20 см, 40 см и 60 см от анода без фильтра (черная кривая) и с фильтрами КС-18 (красная кривая), СЗС-8 (синяя кривая).

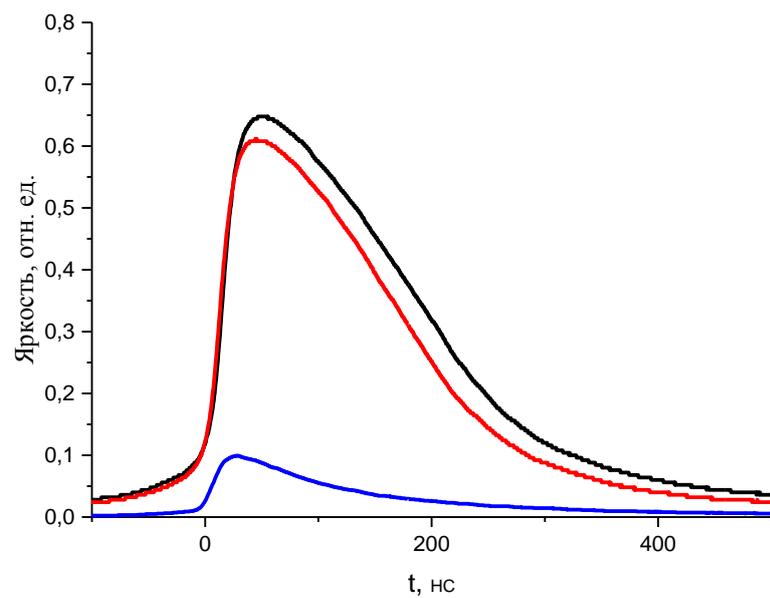


Рис. 3.4.6 Относительная яркость волны ионизации из точки на срезе катода без фильтра (черная кривая) и с фильтрами КС-18 (красная кривая), СЗС-8 (синяя кривая).

4. Обсуждение результатов

4.1. Спектральный состав излучения волны ионизации

На рис. 4.1.1 – 4.1.3 представлен спектральный состав излучения волны ионизации. С помощью спектральной чувствительности системы регистрации (рис. 2.5) сигналы 3.4.1 – 3.4.3 были пересчитаны в сигналы относительной яркости.

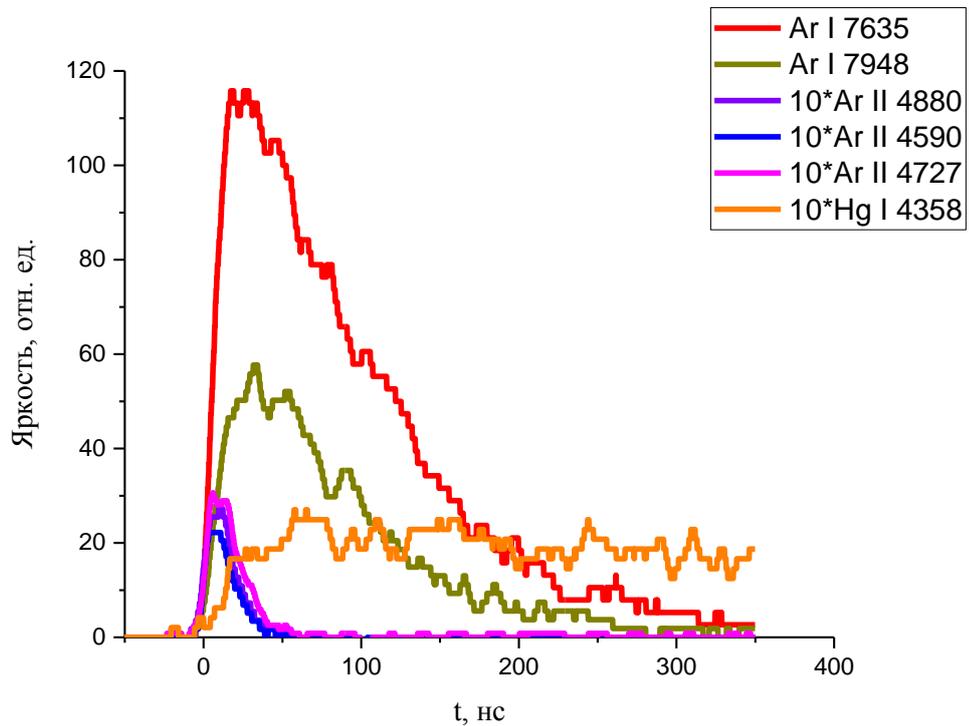
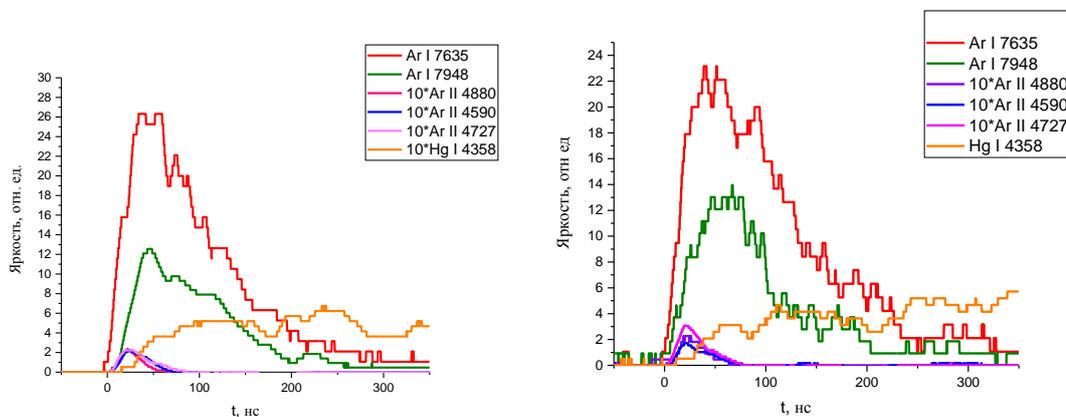


Рис. 4.1.1 Спектральный состав излучения волны ионизации из точки на срезе анода.



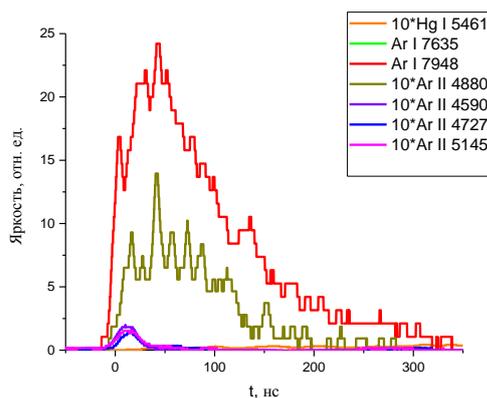


Рис. 4.1.2 Спектральный состав излучения волны ионизации из точки на расстоянии 20 см, 40 см, 60 см от анода.

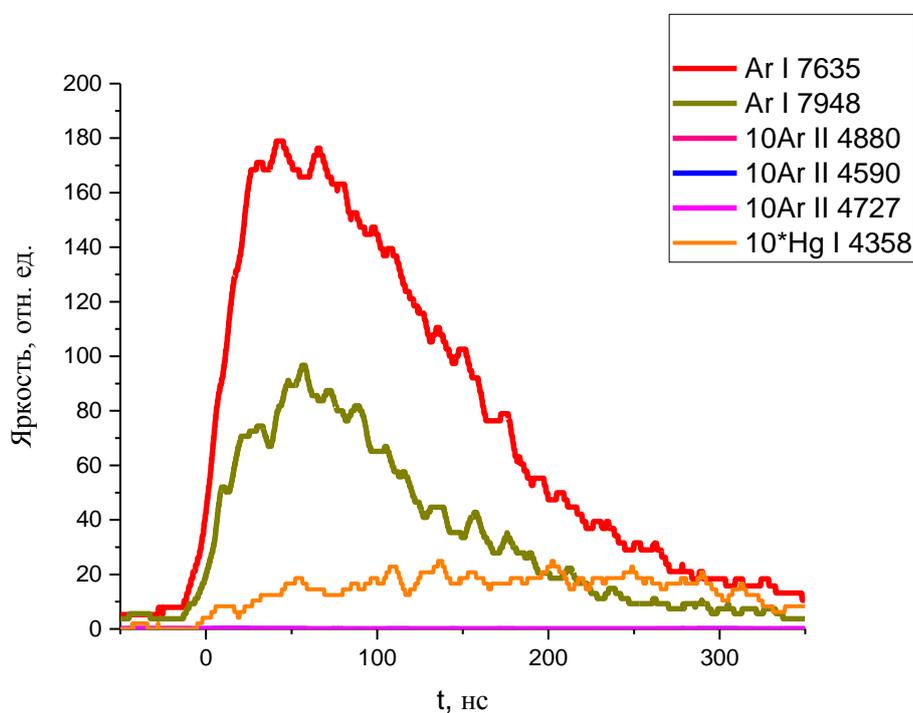


Рис. 4.1.3 Спектральный состав излучения волны ионизации из точки на срезе катода.

Из этих осциллограмм видно, что Ar вносит основной вклад в яркость излучения волны ионизации. Ион аргона в среднем в 400 раз менее интенсивный, чем аргон, поэтому на рисунках 4.1.1-4.1.3 сигналы Ar^+ умножен на 10. На рис. 4.1.3 представлен состав волны ионизации на срезе катода, где, несмотря на множитель 10, линии Ar^+ практически не видны. Ртуть в волне ионизации относительно аргона имеет слабую интенсивность и сильно размазана по времени.

4.2. Приведенное поле в стационарном приближении

На основе измерений излучения Ar и Ar⁺ можно оценить величину приведенного поля E/N в области фронта волны ионизации. Было рассчитано отношение интенсивностей линий Ar и Ar⁺, как функция E/N . При этом использовалась функция распределения электронов по энергиям, рассчитанная Н.А. Дятко по программе, разработанной в ТРИНИТИ [<http://fr.lxcat.net/>]. Результаты рассчитанных констант скоростей для разных уровней Ar, Ar⁺, и Hg приведены на рис. 4.2.1.

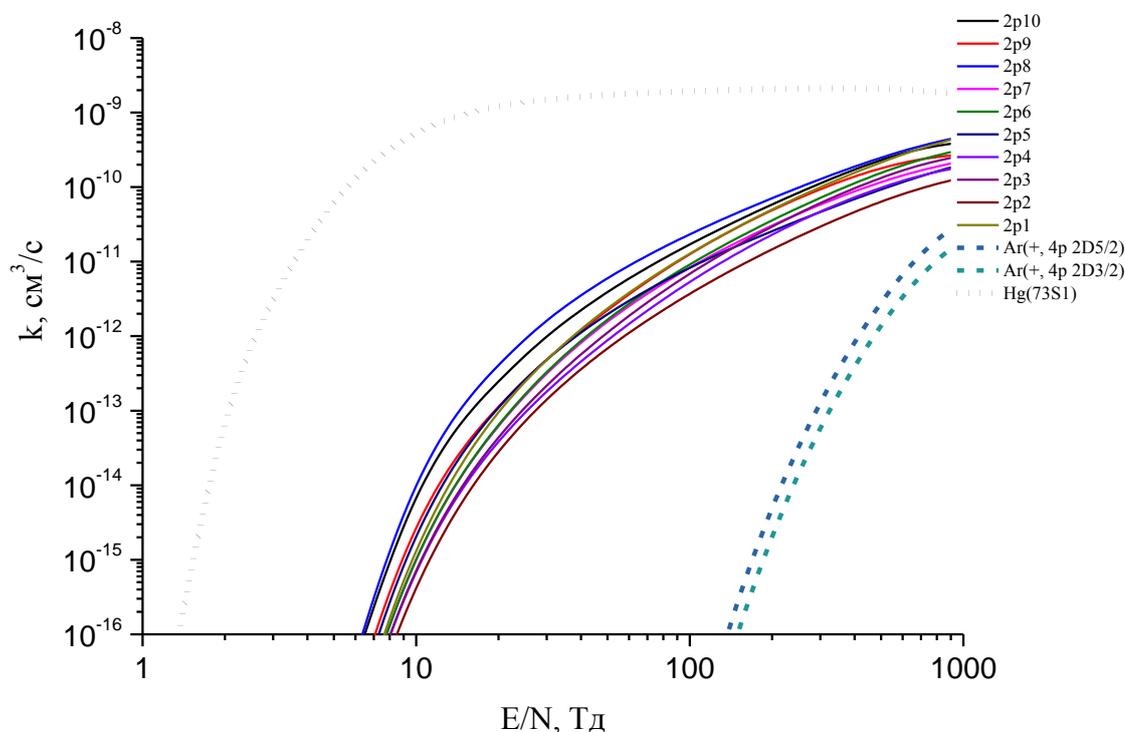


Рис. 4.2.1 Константы скорости возбуждения уровней Ar, Ar⁺ и Hg.

При малых полях, около 3 Тд, константа скорости существенная только у ртути. Такие поля свойственны для стационарных разрядов. На рис. 3.1.2 представлен спектр газоразрядной лампы, где мы можем наблюдать только линии ртути.

Для того чтобы интенсивность линий аргона была значительной, нужны поля порядка 10 Тд, а для иона аргона – более 100.

Интенсивность (число переходов с уровня i на уровень k из единицы объема за единицу времени) определяется следующим соотношением:

$$I_{ik} = N_i A_{ik},$$

где N_i – концентрация атомов или ионов на уровне i , A_{ik} – вероятность перехода с уровня i на уровень k . В стационарных условиях и для низких давлений:

$$N_i = \Gamma_i \tau_i = n_e N_0 k_i \tau_i,$$

где Γ_i – скорость возбуждения уровня i , n_e – концентрация электронов, N_0 – концентрация нормальных атомов, k_i – константа скорости возбуждения уровня i электронным ударом, τ – радиационное время жизни уровня i .

Тогда:

$$I_{ik} = n_e N_0 k_i \tau_i A_{ik}.$$

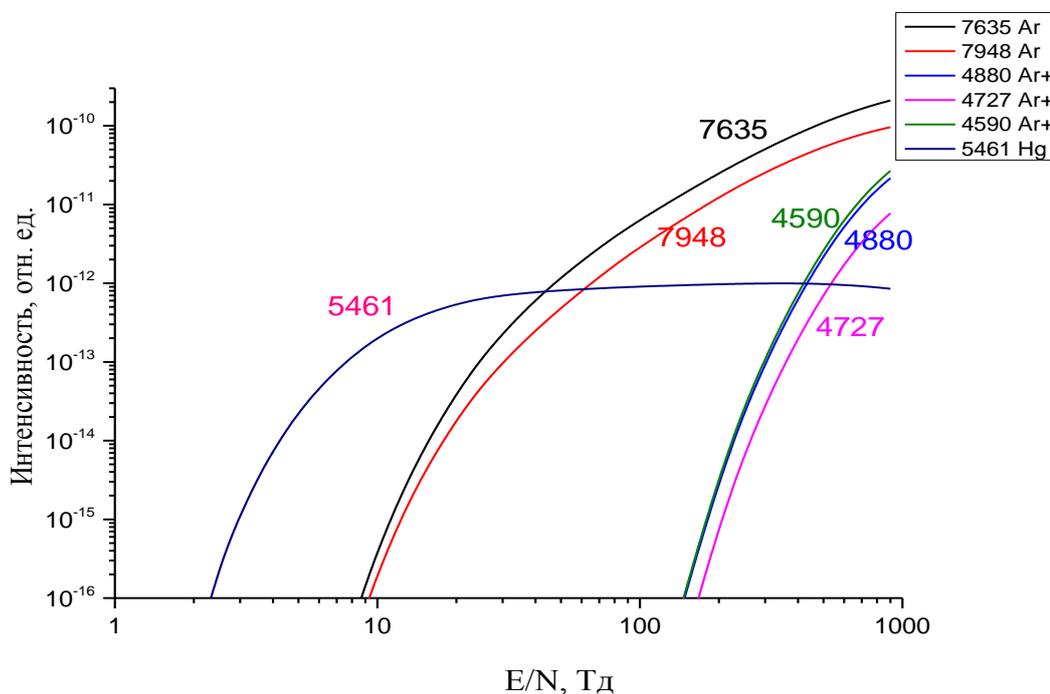


Рис. 4.2.2 Зависимость интенсивности линий Ar, Ar⁺, Hg от приведенного поля.

Если искать интенсивность в относительных единицах, то величина концентрации электронов и нормальных атомов не влияет на качественную

картину. Но необходимо учитывать, что доля атомов ртути в трубке составляет 0,1 %. Таким образом, можно найти зависимость относительной интенсивности от приведенного поля (рис. 4.2.2).

Из рисунка 4.2.2 видно, что при небольших полях (3-4 Тд) возбуждается только атомы ртути. Но в области, где значения поля более 100 Тд, интенсивность Hg перестает расти, это происходит из-за того, что порог возбуждения атомов ртути значительно ниже, чем атомов аргона. В этой области наибольшую интенсивность имеет Ar. Менее интенсивным является ион аргона и наименее интенсивной - ртуть. Такое распределение интенсивности соответствует свечению волны ионизации (рис. 4.1.1-4.1.3). На рис. 4.2.3 – 4.2.4 приведены отдельно рассчитанные интенсивности линий с различных уровней Ar и Ar⁺.

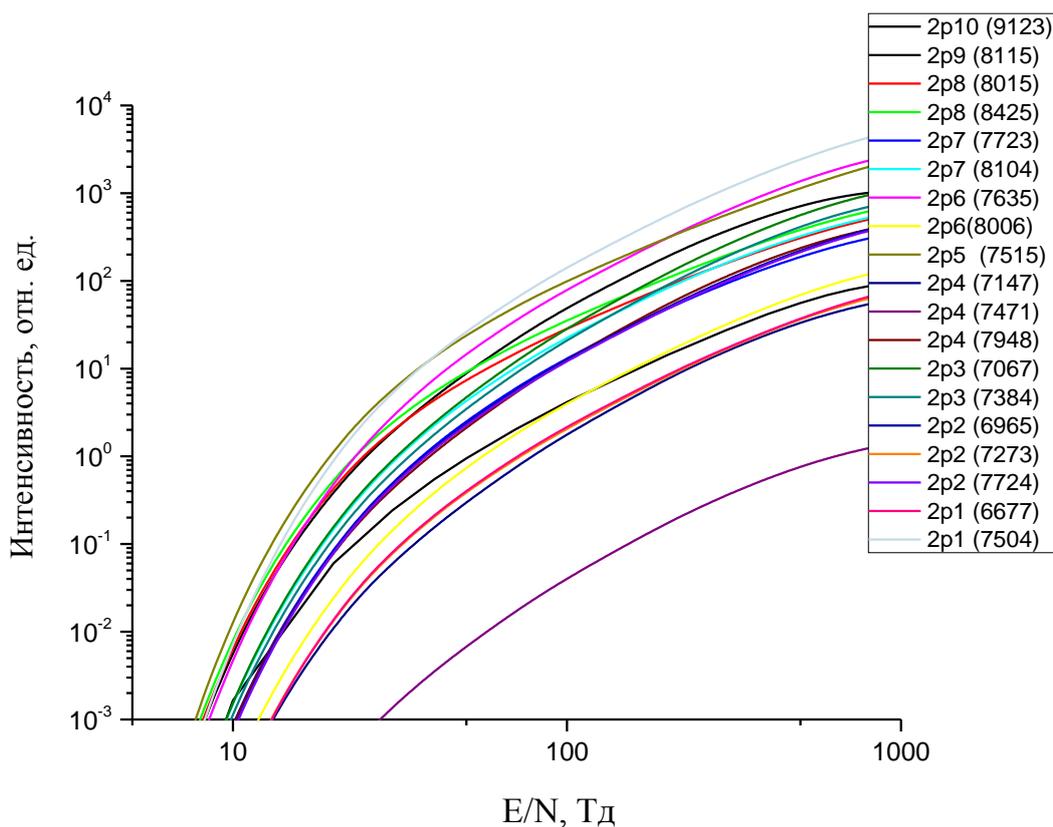


Рис. 4.2.3 Зависимость интенсивности линий Ar от приведенного поля.

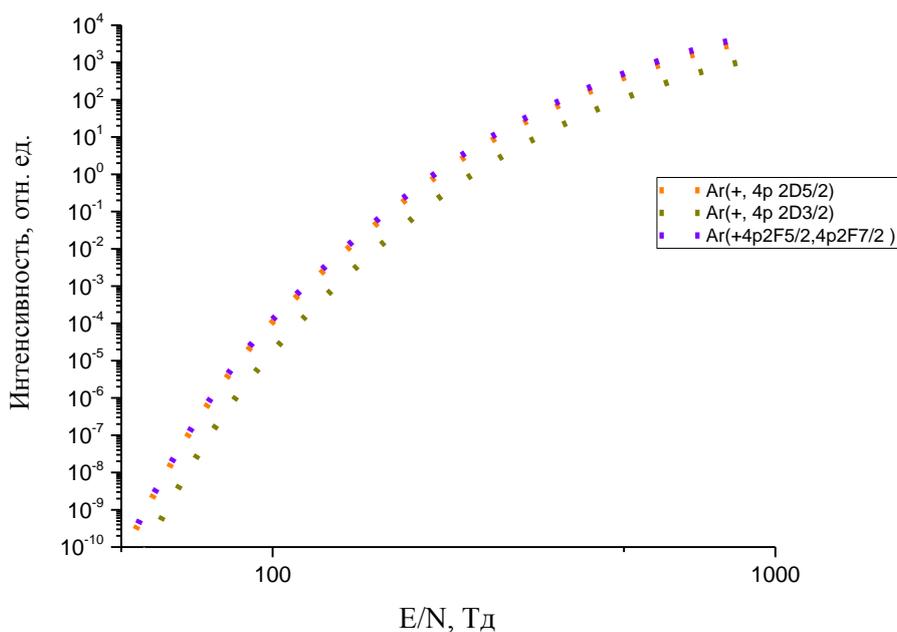


Рис. 4.2.4 Зависимость интенсивности линий Ar^+ от приведенного поля.

Для увеличения отношения сигнал/шум, проводились также измерения с использованием светофильтров. С их помощью удалось разделить свечение аргона и иона аргона. Использовались стеклянные фильтры КС-18 и СЗС-8 (спектральные характеристики пропускания таких светофильтров на рис.2.6).

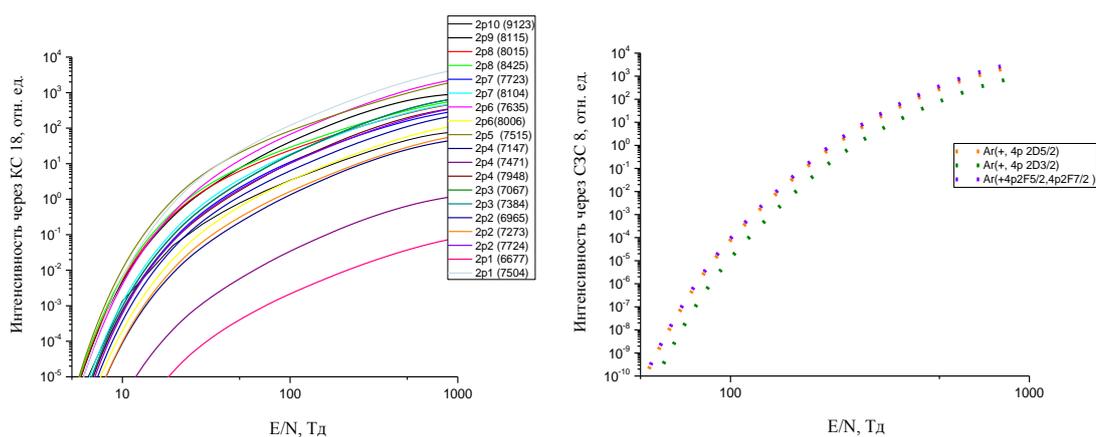


Рис. 4.2.5 Зависимость интенсивности линий Ar и Ar^+ через фильтры КС-18 и СЗС-8 от приведенного поля.

Фильтр КС-18 пропускает желто-красную область излучения, то есть излучение Ar, фильтр СЗС-8 – сине-зеленую область – излучение Ar⁺ (рис. 4.2.5). На рисунке 4.2.5 представлены расчетные зависимости интенсивности линий Ar и Ar⁺ через фильтры от приведенного поля, эти кривые были получены с помощью умножения кривых 4.2.3-4.2.4 на кривые пропускания соответствующих фильтров и с учетом спектральной характеристики фотоумножителя.

Общая картина представлена на рисунках 4.2.6 - 4.2.7, здесь черная кривая отвечает за полное свечение трубки, красная - за свечение, пропускаемое фильтром КС-18, синяя – СЗС-8. На рисунке 4.2.6 черная кривая получена суммированием всех линий Ar и Ar⁺, красная – суммированием всех линий Ar, синяя – суммированием всех линий Ar⁺. На рисунке 4.2.7 для красной и синей кривых суммирование линий было проведено с учетом пропускания фильтров.

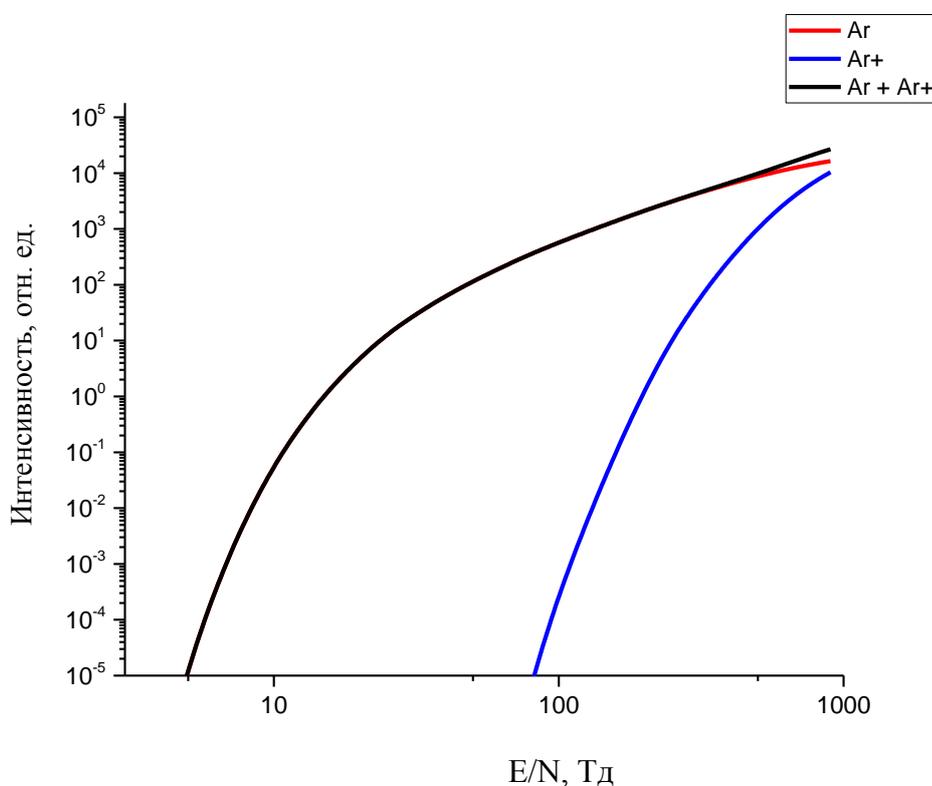


Рис. 4.2.6 Зависимость интенсивности полного свечения, линий Ar и Ar⁺ от приведенного поля.

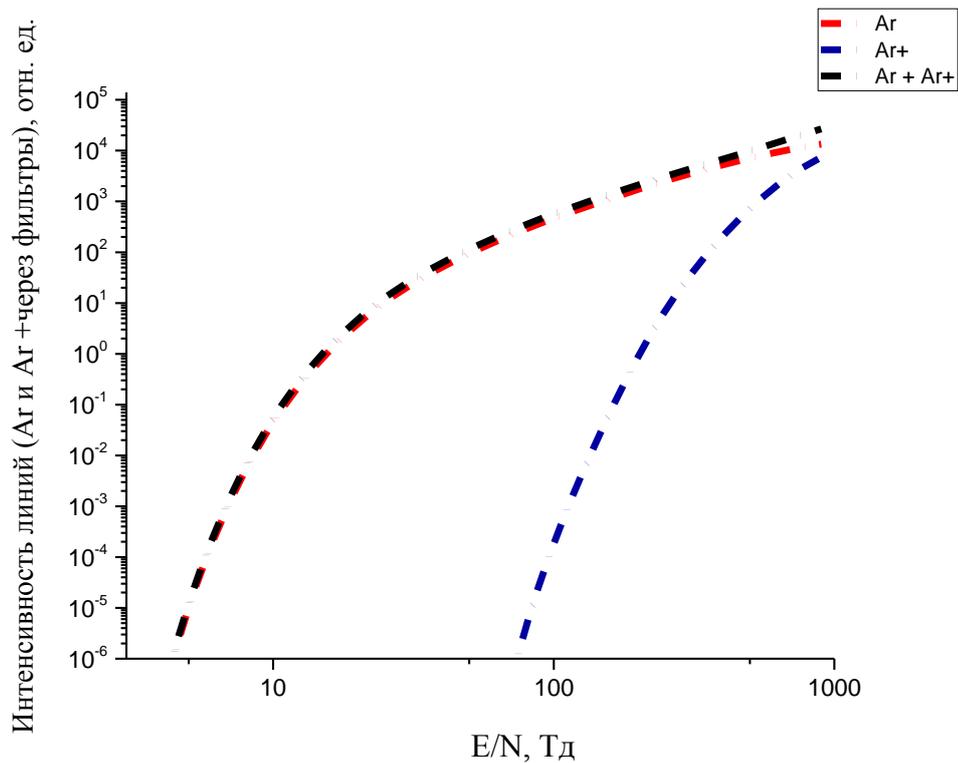


Рис. 4.2.7 Зависимость интенсивности полного свечения, линий Ar и Ar⁺ через фильтры KC-18 и C3C-8 от приведенного поля.

С помощью рис. 4.2.7 может быть рассчитано отношение суммарных интенсивностей линий Ar и Ar⁺, как функция E/N (рис. 4.2.8).

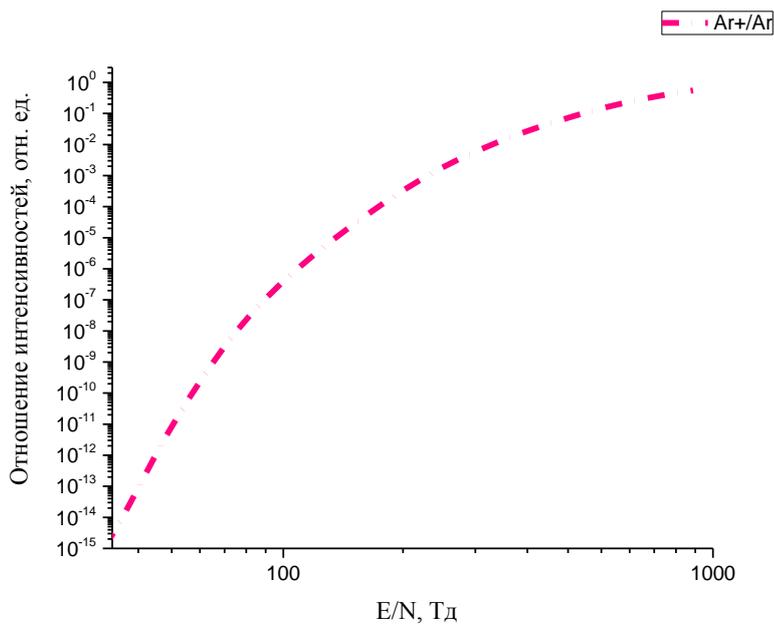


Рис. 4.2.8 Отношение суммарных интенсивностей линий Ar и Ar⁺ как функция E/N.

Далее для определения поля в волне ионизации находились площади под кривыми яркости отдельных линий (рис. 4.2.9) или кривыми суммарной яркости излучения Ar и Ar⁺ (рис. 4.2.10).

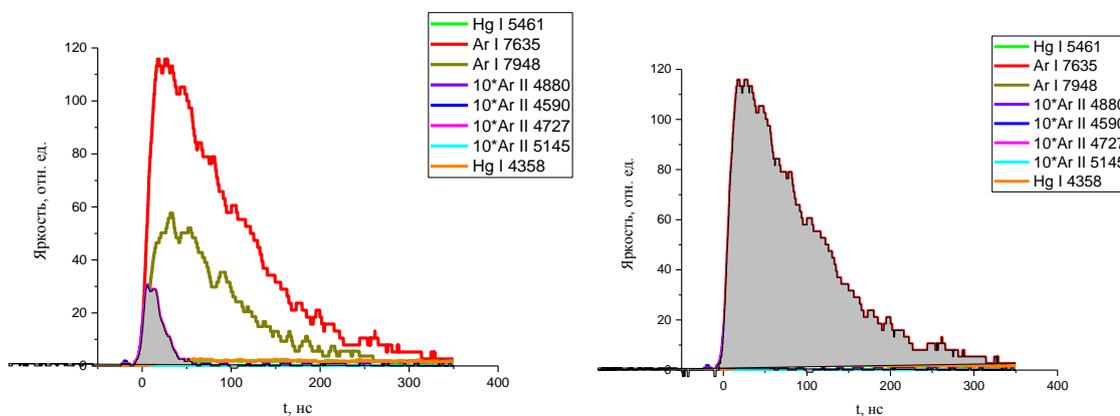


Рис. 4.2.9 Определение площади под кривыми яркости излучения отдельных линий.

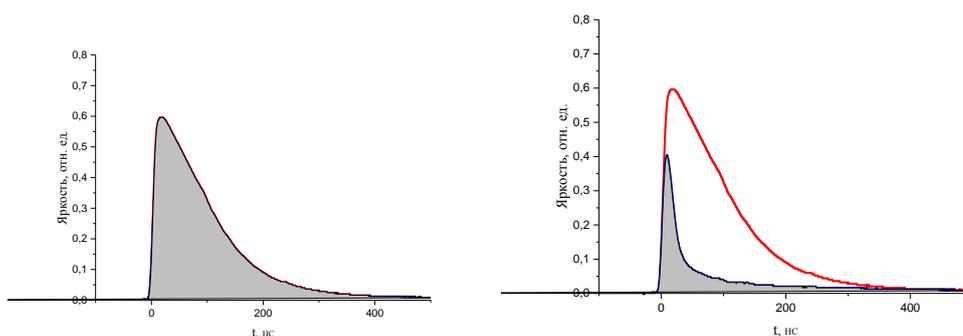


Рис. 4.2.10 Определение площади под кривыми суммарной яркости излучения Ar и Ar⁺.

Расстояние от анода	Площадь Ar ⁺	Площадь Ar	Отношение Ar ⁺ /Ar	Значения приведенного поля
0	1,6	7	0,23	630
20	0,4	2,8	0,14	551
40	0,3	2,4	0,13	528
60	0,25	2	0,13	528
80	1,3	10	0,13	528

Площади и их отношения приведены в таблице. Далее, воспользовавшись расчетной зависимостью отношения интенсивности от приведенного поля (рис. 4.2.8), можно определить значение этой величины: $E/N \approx 600$ Тд. Это более чем на два порядка превышает значение, характерное для стационарного разряда.

4.3. Модель напряженности поля в волне ионизации

В пункте 4.2 напряженность поля в волне считалась не зависящей от времени. Рассмотрим теперь модель, где такое условие не ставится.

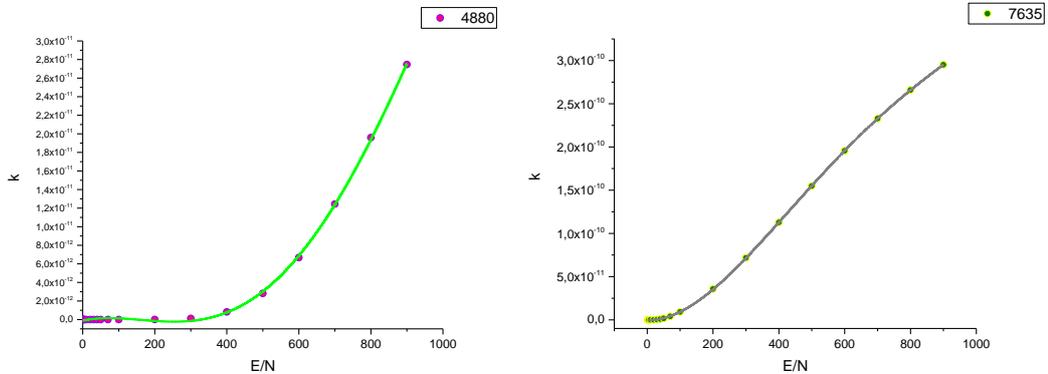


Рис. 4.3.1 Аппроксимационные кривые для констант скоростей Ar (7635) и Ar⁺(4880).

Предположим, что поле во времени имеет гауссову форму:

$$\frac{E}{N}(t) = E_0 e^{-\frac{(t-t_0)^2}{s^2}},$$

где E_0 и s – варьируемые параметры.

Для концентрации возбужденных атомов $N(t)$ вместо уравнения стационарности (1) надо теперь рассматривать дифференциальное уравнение:

$$\frac{dN}{dt} = k_i n_e N_0 - N \frac{1}{\tau}$$

$$N(0) = 0.$$

Решение этого уравнения имеет вид:

$$N(t) = e^{-\frac{t}{\tau}} \int_{t_0}^t k_i n_e N_0 e^{\frac{t'}{\tau}} dt'$$

Как и в интенсивности для качественной картины можно не учитывать n_e , N_0 . На рисунке 4.3.2 приведены результаты такого расчета.

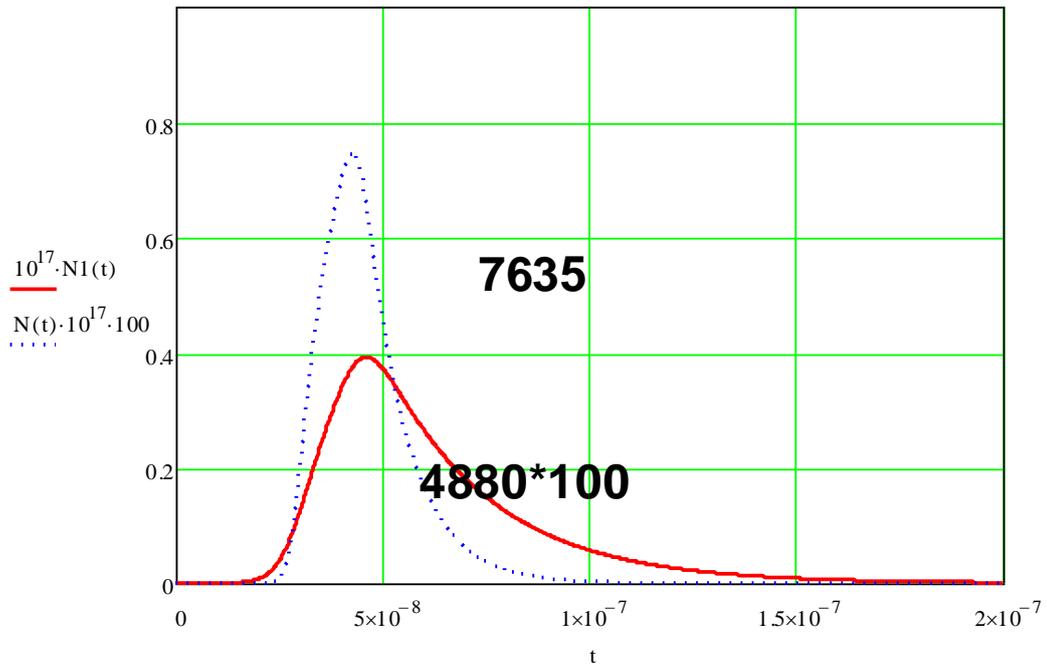


Рис. 4.3.2 Концентрация частиц для Ar^+ (4880) и Ar (7635) $E_0=1000$, $s=1.210^8$.

Сравниваем полученные с помощью расчета кривые концентрации с экспериментальными данными. Для этого необходимо перевести графики для яркости (рис. 4.1.1 -4.1.3) в концентрацию (рис.4.3.3).

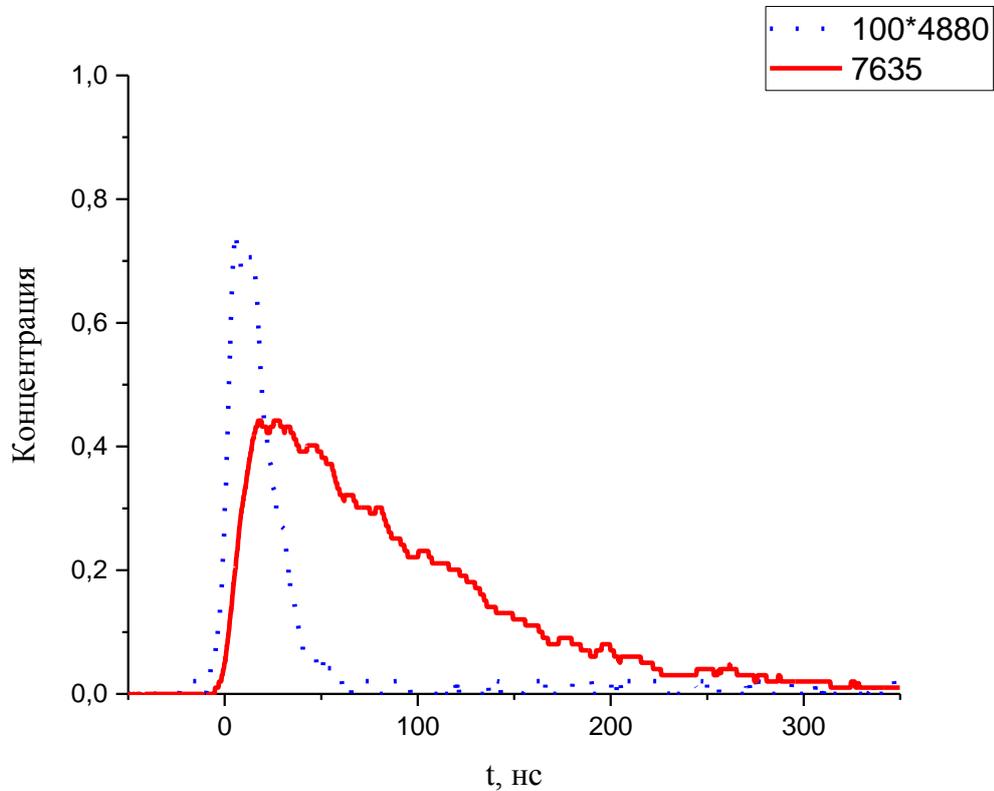


Рис. 4.3.3 Концентрация частиц для Ar^+ (4880) и Ar (7635) на срезе анода.

Концентрация в обоих случаях получена в относительных единицах. Из рисунков 4.3.2 – 4.3.3 видно, что зависимости, полученные с помощью расчета и эксперимента, качественно совпадают, Варьируя параметры E_0 и s , получим такие же кривые для остальных точек по трубке (рис. 4.3.4 – 4.3.7).

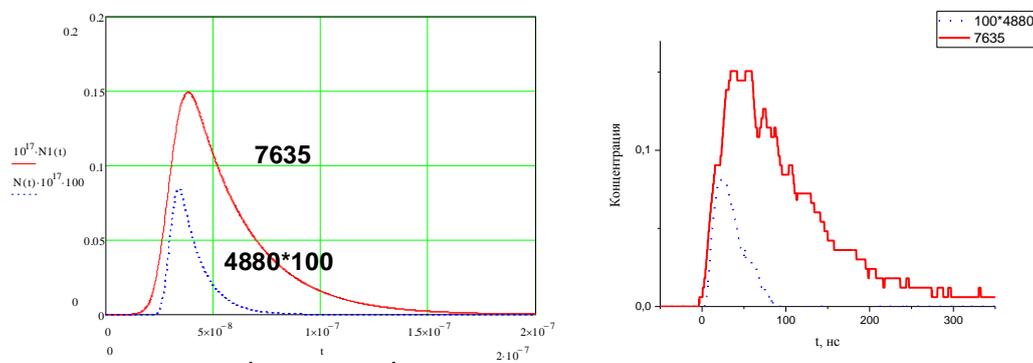


Рис. 4.3.4 Концентрация частиц теоретический расчёт $E_0=500$, $s=10^8$ и экспериментальный результат для Ar^+ (4880) и Ar (7635) на расстоянии 20 см от анода.

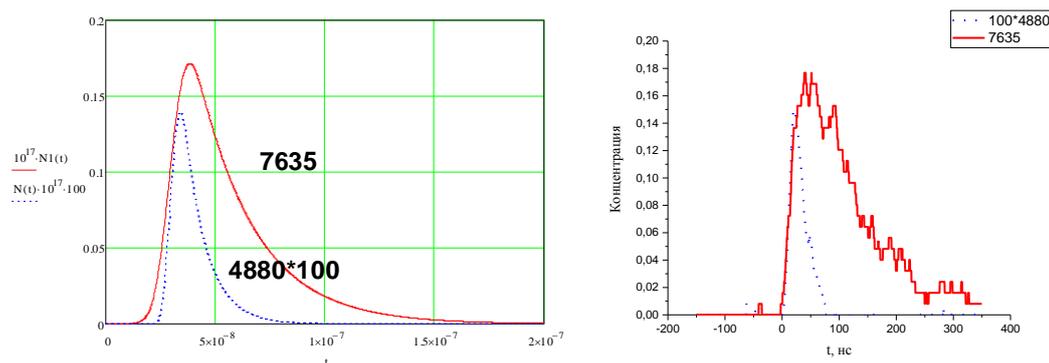


Рис. 4.3.5 Концентрация частиц теоретический расчёт $E_0=550$, $s=10^8$ и экспериментальный результат для Ar^+ (4880) и Ar (7635) на расстоянии 40 см от анода.

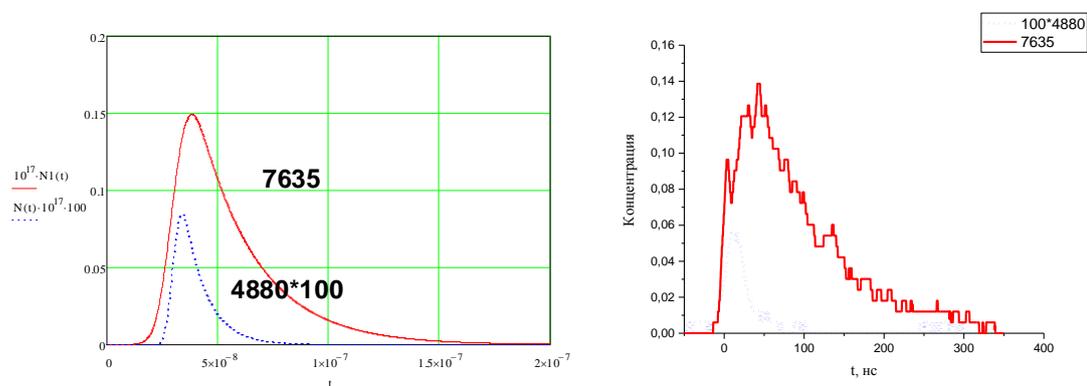


Рис. 4.3.6 Концентрация частиц теоретический расчёт $E_0=500$, $s=10^8$ и экспериментальный результат для Ar^+ (4880) и Ar (7635) на расстоянии 60 см от анода.

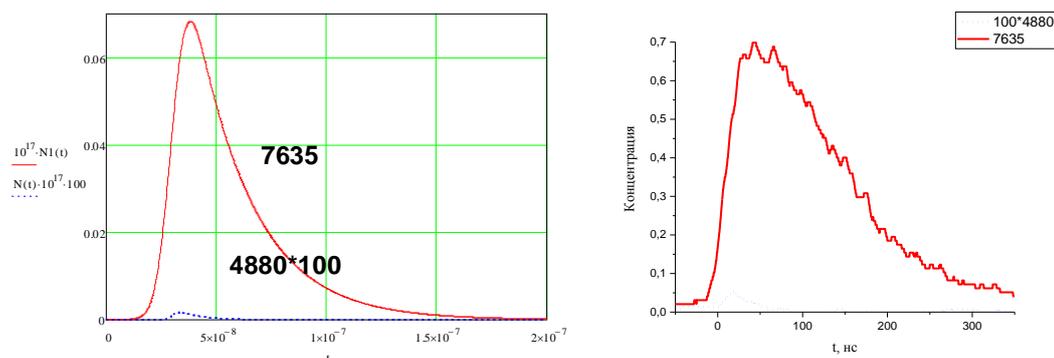


Рис. 4.3.7 Концентрация частиц теоретический расчёт $E_0=300$, $s=10^8$ и экспериментальный для Ar^+ (4880) и Ar (7635) на расстоянии 80 см от анода.

Подобранные таким образом варьируемые величины E_0 и s представлены в таблице для разных точек трубки. С помощью данного метода можно найти зависимость от времени приведенного поля волны ионизации в любой точке длинной газоразрядной трубки.

Расстояние от анода	E_0	s
0	1000	$1,2 \cdot 10^8$
20	500	10^8
40	550	10^8
60	500	10^8
80	300	10^8

Полученные значения близки к найденным в стационарном приближении.

5. Заключение

В заключение перечислим результаты проделанной работы.

- 1) Получен и обработан большой массив экспериментальных данных по спектральному составу волны ионизации и относительной яркости волны ионизации в разных точках газоразрядной трубки.
- 2) Установлено, что спектр излучения волны ионизации существенно отличается от спектра излучения стационарного. В последнем видны только линии ртути, в то время как в волне ионизации излучают также атомы и ионы аргона.
- 3) Для определения приведенного поля волны ионизации в стационарном приближении рассчитано отношение интенсивностей линий Ar и Ar⁺, как функция E/N . При этом использовалась расчетная функция распределения электронов по энергиям [<http://fr.lxcat.net/>]. Из сравнения результатов расчета с экспериментальными данными получена оценка усредненного значения приведенной напряженности электрического поля: $E/N \approx 600$ Тд.
- 4) Создана модель, позволяющая найти приведенное поле в волне ионизации любой точке длинной газоразрядной трубки. Из сравнения результатов расчета с экспериментальными данными получены значения приведенной напряженности электрического поля в различных точках разряда.

6. Список литературы

- [1] «Санэпидконтроль. Охрана труда» №1 2015 / Гигиена детей и подростков
- [2] Шишпанов А. И. Экспериментальное исследование явлений, происходящих при пробое длинной разрядной трубки в азоте при низком давлении (канд. дисс.) Санкт-Петербург, 2014;
- [3] Райзер Ю. П. «Физика газового разряда» 3е – издание, переработанное и дополненное – Долгопрудный: Издательский Дом «Интеллект», 2009. -736 с.;
- [4] Thomson J.J. // Recent Research in Electricity and Magnetism.-Clarendon, Oxford, 1893. – P. 115 – 118.
- [5] Недоспасов А.В., Новик А.Е. // ЖТФ. 1960. Т. 30. С. 1329.
- [6] Horstman R E and Oude-Lansink F M 1988 The starting process in long discharge tubes J. Phys. D: Appl. Phys. 21 1130–6
- [7] Gendre M F, Haverlag M and Kroesen G M W 2010 J. Phys. D: Appl. Phys. **43** 234004
- [8] Brok W J M, van Dijk J, Bowden M D, van der Mullen J J A M and Kroesen G M W 2003 J. Phys. D: Appl. Phys. **36** 1967
- [9] Gendre M F, Bowden M D, Haverlag H, van den Nieuwenhuizen H C M, Gielen J and Kroesen G M W 2003 Frontiers in Low Temperature Plasma Diagnostics V: Proc. of International Workshop (Villaggio: Cardigliano) p. 295
- [10] Gendre M F, Bowden M D, van den Nieuwenhuizen H C M, Haverlag M, Gielen J W A M and Kroesen G M W 2005 IEEE Trans. Plasma Sci. **33** 262
- [11] Brok W J M, Gendre M F and van der Mullen J J A M 2007 J. Phys. D: Appl. Phys. **40** 156
- [12] Brok W J M, Gendre M F, Haverlag M and van der Mullen J J A M 2007 J. Phys. D: Appl. Phys. **40** 3931

- [13] Langer R, Garner R, Hilscher A, Tidecks R and Horn S 2008 J. Phys. D: Appl. Phys. **41**
- [14] Snoddy L.M., Dietrich J.R., Beams J.W. Phys Rev. 52, 739 (1937).
- [15] Mitchel A., Snoddy L.B. Phys. Rev. 72, 1202 (1947).
- [16] Westberg R.G. Phys. Rev. 114, 1 (1959).
- [17] Loeb L.B. Science 148, 1417 (1965).
- [18] Bartholomeuczeyk W. // Ann. Phys. 1939. V. 36. P. 485.
- [19] Winn W. P.//J.Appl.Phis., 1967, v.38, N 2, p. 39.
- [20] ВасилякЛ.М., КостюченкоС.В., КудрявцевН.Н., ФилюгинИ.В. // УФН. 1994. Т. 164. С. 263.
- [21] А. И. Шишпанов, Ю. З. Ионих, А. В. Мещанов, Н. А. Дятко Физика Плазмы, 2014, том 40, № 6, с. 548–562
- [22] А. В. Мещанов, А. Н. Коршунов, Ю. З. Ионих, Н. А. Дятко Физика Плазмы, 2015, том 41, № 8, с. 736–744
- [23] А. В. Мещанов, Ю. З. Ионих, А. И. Шишпанов, С. А. Калинин Физика Плазмы, 2016, том 42, № 10, с. 936–948
- [24] А. И. Шишпанов, Ю. З. Ионих, А. В. Мещанов Оптика и Спектроскопия, 2016, том 120, № 6, с. 929–934
- [25] M. Steenbeck und G. Mierdel. Zs. fur Phys., 106, 311, 1937
- [26] Н. А. Дятко, Ю. З. Ионих, А. В. Мещанов, А. П. Напартович, А. И. Шишпанов Физика Плазмы, 2011, том 37, № 6, с. 544
- [27] Shishpanov A.I., Meshchanov A.V, Kalinin S.A., Ionikh Y.Z. Plasma Sources Sci. Technol. (в печати)