

**Санкт-Петербургский государственный университет**

**Добров Юрий Владимирович**

**Выпускная квалификационная работа**

*Исследование теплопередачи на аэродинамическом теле при локальном  
энерговложении в сверхзвуковой поток*

Уровень образования:

Направление *01.06.01 «Математика и механика»*

Основная образовательная программа *МК.3004.2017 Механика*

Научный руководитель:

д.ф.-м.н., профессор Лашков Валерий Александрович

Рецензент:

д.т.н., профессор Владимир Юрьевич Митяков

Санкт-Петербург

2021

**Saint-Petersburg State University**

**Dobrov Iurii Vladimirovich**

**Graduation work**

*Heat transfer investigation on aerodynamic body after local energy deposition  
into a supersonic gas flow*

Education level:

Direction *01.06.01 « Mathematics and Mechanics »*

Basic educational program *MK.3004.2017 Mechanics*

Scientific adviser:

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor

Lashkov Valeriy Aleksandrovich

Reviewer:

Doctor of Technical Sciences, Professor

Vladimir Yurievich Mityakov

Saint-Petersburg

2021

## Оглавление

Введение-----	4
Глава 1. Обзор литературы-----	8
Глава 2. Численное моделирование-----	16
Глава 3. Экспериментальное исследование-----	24
Заключение-----	37
Список литературы-----	38

## Введение

### Актуальность темы исследования:

Активное управление сверхзвуковыми потоками газа при помощи локального энерговложения является важной и перспективной задачей современной плазменной аэродинамики. Это связано с поиском альтернативных методов управления высокоскоростными летательными аппаратами, а также возможностью улучшения их аэродинамики и уменьшения тепловых нагрузок на поверхность летательного аппарата. Локальное энерговложение в сверхзвуковой поток газа позволяет управлять газодинамическими параметрами высокоскоростных потоков и воздействовать на характер обтекания различных тел: уменьшать коэффициент лобового сопротивления, увеличивать коэффициент подъемной силы, тем самым увеличивая аэродинамическое качество; проводить интенсификацию перемешивания, смену режима течения в пограничном слое. Вклад энергии при этом осуществляется различными типами газовых разрядов, например, с использованием СВЧ-разряда или лазерно-инициированного оптического пробоя. В зависимости от вида разряда можно получать необходимые геометрические конфигурации возмущенной области газа для изучения различных физических явлений.

### Степень разработанности темы исследования:

Анализ литературы показывает, что проведено немалое количество экспериментальных и теоретических исследований эффекта от локального энерговложения в сверхзвуковой поток газа, но в основном проводилось исследование аэродинамики различных затупленных тел в условиях энергоподвода, в особенности много работ посвящено исследованию динамики давления в критической точке на лицевой поверхности и коэффициента сопротивления плохообтекаемых тел.

### Цели и задачи исследования:

Целью данной работы является проведение комплексного исследования локального теплового потока на поверхности пластины в условиях локального энергоподвода в сверхзвуковой поток газа. Для проведения такого исследования необходимо было решить следующие задачи:

Подготовка экспериментальной установки ТБ-3 для стабильной реализации межэлектродного искрового разряда в сверхзвуковом потоке газа с числом Маха равным 2. Проверка равномерности распределения профиля скоростей по длине и радиусу сверхзвуковой струи.

Разработка методики для обработки данных, полученных при помощи градиентного датчика теплового потока. Подготовка экспериментальной модели для исследования динамики локального теплового потока.

Проведение численного моделирования процесса взаимодействия плотностной неоднородности с ударной волной. Оценка количества энергии, идущей в нагрев газа за время реализации импульсного межэлектродного разряда. Сравнение расчетных и экспериментальных данных.

### Научная новизна:

Предложена методика обработки экспериментальных данных, полученных при помощи градиентного датчика теплового потока на основе монокристалла висмута, изготовленного в Санкт-Петербургском политехническом университете.

Впервые получены новые экспериментальные данные о динамике теплового потока на поверхности обтекаемого тела в условиях локального энергоподвода в сверхзвуковой поток газа с использованием градиентного датчика теплового потока.

В результате численного моделирования было получено, что даже в случае хорошо обтекаемого тела при взаимодействии ударной волны с плотностной неоднородностью образуется вихрь, движущийся вдоль поверхности.

### Теоретическая и практическая значимость:

Полученные экспериментальные данные могут быть полезны для оценки тепловых нагрузок при конструировании высокоскоростных летательных аппаратов и верификации численных расчетов.

### Методология и методы исследования:

Экспериментальное исследование теплового потока было выполнено при помощи градиентного датчика теплового потока. Численное моделирование взаимодействия нагретой области с ударной волной на теле проведено в рамках модели совершенного вязкого газа с использованием пакета ANSYS.

### Степень достоверности и апробация результатов:

Основные результаты работы опубликованы в статьях:

1. Dobrov Y.V., Lashkov V.A., Mashek I.Ch., Khoronzhuk R.S. Investigation of heat flux on aerodynamic body in supersonic gas flow with local energy deposition. (2018) AIP Conference Proceedings 1959, 050009.  
DOI: 10.1063/1.5034637
2. Dobrov Y.V., Lashkov V.A., Mashek I.Ch., Mityakov A.V., Mityakov V.Y., Sapozhnikov S.Z., Khoronzhuk R.S. Measurement of Essentially Nonstationary Heat Fluxes by a Bismuth-Based Gradient Sensor. (2021) Technical Physics 66(2), pp. 229-234.  
DOI: 10.1134/S1063784221020109
3. Добров Ю.В., Лашков В.А., Машек И.Ч., Митяков В.Ю., Митяков А.В., Сапожников С.З., Хоронжук Р.С. Измерение существенно нестационарных тепловых потоков градиентным датчиком на основе висмута. (2021) ЖТФ 91(2), стр. 240-246.  
DOI: 10.21883/JTF.2021.02.50357.209-20

А также представлены на следующих конференциях:

1. Международная научная конференция по механике «VIII Поляховские чтения», Санкт-Петербург, 30 января - 2 февраля 2018.
2. Международная научно-техническая конференция по фундаментальным исследованиям "Наука и технологии высокоскоростных ЛА" (HiSST-2018), Москва, 26-29 ноября 2018.
3. XXI Международная конференция по Вычислительной механике и современным прикладным программным системам (ВМСППС'2019), Алушта, 24-31 мая 2019.
4. XIII Международная конференция по Прикладной математике и механике в аэрокосмической отрасли (АММАГ'2020), Алушта, 6-13 сентября 2020.
5. XIX Международное совещание по магнитоплазменной аэродинамике, Москва, 15-17 сентября 2020.
6. XX Международная конференция по методам аэрофизических исследований (ICMAR 2020), Новосибирск, 1-7 ноября 2020.
7. Международная научная конференция по механике «IX Поляховские чтения», Санкт-Петербург, 9-12 марта 2021.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 19-31-90071). При расчетах использовались компьютерные ресурсы, предоставленные РЦ "Вычислительный центр СПбГУ"

## Глава 1. Обзор литературы

При увеличении скорости полета значительно возрастают силовые и тепловые нагрузки на поверхность летательного аппарата [1]. Известно, что при помощи изменения формы летательного аппарата можно получить значение аэродинамического качества, близкого к 4 [2]. В частности, сотрудниками ЦАГИ было проведено численное исследование [3], в котором производился поиск оптимальной формы гиперзвукового летательного аппарата; значение аэродинамического качества в данной работе не превышало 2.5. Поэтому возникает интерес к другим методам управления высокоскоростными потоками газа. В частности, достаточно давно известен метод управления газодинамикой при помощи локального энерговложения в потоке. Проведено немало экспериментальных и теоретических исследований, которые показали, что при помощи реализации электрических разрядов перед обтекаемым телом и использовании МГД-эффектов возможно снижать лобовое сопротивление и менять характер обтекания различных аэродинамических тел. Также есть исследования, которые показывают, что при помощи локального энерговложения возможно создавать управляющие моменты, которые будут более эффективны, чем традиционные механические средства управления летательным аппаратом на гиперзвуковых скоростях. Преимущество такого метода управления летательным аппаратом заключается в том, что при помощи оптического лазерного пробоя возможно почти мгновенно локализовать в нужной точке пространства энерговыделитель и получить необходимое изменение аэродинамики летательного аппарата.

Ранние работы по исследованию возможности управления потоком газа при помощи вложения энергии были опубликованы еще в середине прошлого века в работах Клауса Осватича [4], в них впервые рассматривается концепция по улучшению аэродинамики сверхзвукового летательного аппарата при помощи локального нагрева потока. Активные исследования по управлению потоками газа при помощи локальных энерговыделителей начались

в 80-е годы. Например, в работе [5] рассматривается влияние от тепловых областей в сверхзвуковом потоке на волновое сопротивление осесимметричных затупленных тел. В работе [6] представлено продолжение работы, предложена оптимальная геометрия формы тела для получения наилучшего эффекта уменьшения волнового сопротивления после локального энергоподвода в поток. В экспериментальной работе [7] коллективом ученых был впервые получен стабильный подвод энергии лазерного излучения в сверхзвуковой поток аргона в импульсно-периодическом режиме. В [8] работа была продолжена, произведено исследование влияния квазистационарного подвода энергии в сверхзвуковой поток газа при помощи лазерного разряда на аэродинамику конуса и сферы, показано относительное изменение аэродинамического сопротивления сферы и конуса в зависимости от частоты реализации лазерных импульсов в потоке. В [9] проделано численное моделирование импульсного энергоподвода в сверхзвуковой поток газа. Показана зависимость изменения давления в критической точке сферы при числе Маха = 3 от частоты пульсаций энергоисточника. В работе [10] оценивается энергетическая эффективность подвода тепла перед телом в сверхзвуковой поток, приводятся оценки минимальных чисел Маха, при которых целесообразно совершать подвод энергии в поток, однако предложенный критерий эффективности энергоподвода не учитывает степени нагрева газа в следе энергоподвода. В работе [11] проводится исследование аэродинамики крыловых профилей после энерговложения в различных режимах на трансзвуковых скоростях потока. В ходе расчетов показано изменение коэффициента сопротивления крылового профиля в зависимости от вкладываемой энергии и расположения энергоисточника в потоке. В [12] в рамках уравнений Эйлера проведено численное моделирование обтекания профиля NASA-0012 трансзвуковым потоком с различным расположением зон энергоподвода в пространстве. Было показано, что расположение энергоисточника в потоке является важнейшим критерием для управления аэродинамикой крыла при нулевом

угле атаки. В работе [13] проведено комплексное исследование взаимодействия локального энергоподвода при помощи оптического разряда с ударной волной. Проведено численное моделирование, предложена физическая модель импульсного оптического разряда. Проведен расчет расположения энергоисточника перед и за ударной волной, показано формирование новых ударно-волновых структур в потоке. В [14] проведено численное моделирование обтекания конусообразного тела с углом полураствора в 15 градусов с локальным энерговложением в сверхзвуковой поток газа. Проведено исследование зависимости распределения давления по поверхности и создания управляющих моментов от расположения энерговложения в набегающем потоке газа. В [15] проведено численное исследование в рамках уравнений идеального газа, показано образование новых газодинамических структур в потоке после локального энергоподвода. Проведено исследование взаимодействия тонких протяженных каналов пониженной плотности с различными профилями, показано изменение давления на поверхности тел в результате такого взаимодействия. В работах [16, 17, 18, 19] проведено экспериментальное исследование взаимодействия возмущенной СВЧ-разрядом области газа с ударной волной на продольно обтекаемом цилиндре. Исследовано влияние удаления разряда от обтекаемого тела на динамику давления в критической точке после начала взаимодействия. Давление измерялось при помощи датчика Kulite. Была выполнена оценка нагрева газа в области разряда при помощи спектральных методов. Получены теневые фотографии взаимодействия следа разряда с ударной волной. Были проведены оценки, показавшие, что в основном эффективность метода зависит от формы тела (коэффициента  $C_x$ ) и числа Маха набегающего потока.

В работе [20] впервые было проведено исследование пространственного и временного распределения электронной плотности и температуры плазмы СВЧ-разряда в сверхзвуковом потоке газа при помощи определения томсоновского рассеяния импульсного рубинового лазера. Отмечено, что

структура следа неоднородна по длине и во времени. В работе [21] проведено численное и аналитическое исследование взаимодействия бесконечно длинной возмущенной области с ударной волной на теле в сверхзвуковом потоке газа. Была произведена оценка эффективности создания таких неоднородностей в набегающем потоке, показано, как будет меняться интенсивность ударных волн на теле в зависимости от коэффициента разрежения, сформулирован критерий отрыва скачка. Показано, что метод более эффективен в случае плохо обтекаемых затупленных тел, когда ударная волна на теле имеет большую интенсивность, чем в случае с хорошо обтекаемыми телами. Произведено сравнение расчетов с экспериментальными данными, когда неоднородность в потоке создавалась при помощи СВЧ-разряда. В работе [22] проведено аналитическое исследование характеристик СВЧ-разряда, реализованного в сверхзвуковом потоке газа. При помощи спектрального анализа был найден нагрев газа в области, объем вкладываемой энергии и показано, что основной нагрев происходит в тонкой нитеобразной области, находящейся в центре плазоида. В работе [23] представлены результаты экспериментальных исследований эффективности преобразования импульсов энергии газовых и твердотельных лазеров в тепловую энергию газа, сопровождающуюся пробоем в азоте и воздухе при давлениях 0.1–1 атмосферы и энергии импульсов 5-90 Дж. Проведенные экспериментальные исследования показали, что эффективность преобразования энергии в чистом азоте и воздухе составляет около 20% для импульса излучения CO<sub>2</sub>-лазера и практически постоянна в интервале энергий лазерного импульса от 10 до 90 Дж. Никаких изменений эффективности не обнаружено для двух значений фокусного расстояния объективов: 5280 мм и 5540 мм. В отличие от CO<sub>2</sub>-лазера, эффективность преобразования энергии неодимового лазера увеличивается с 20 до 30% при изменении энергии импульса от 5 до 20 Дж. При снижении давления азота с 1 до 0.2 атмосферы регистрируется слабое увеличение КПД преобразования в пределах 20%, при этом передаваемая

энергия остается постоянной. При давлении 0.1 атмосферы фиксируется резкое изменение условий преобразования, выражающееся в том, что эффективность преобразования падает в 1.5 раза, а передаваемая энергия увеличивается в 10 раз. Запись спектра излучения плазмы пробоя в видимой области показывает, что в спектре присутствуют линии ионов азота. Обработка спектрограмм с помощью соотношений для неравновесной плазмы позволяет оценить температуру плазмы, которая составляет 23000 К как для плазмы CO<sub>2</sub>-лазера, так и для плазмы Nd-лазера. Температура остается постоянной при изменении давления и энергии лазера. При анализе результатов, полученных при экспериментальном исследовании, обнаружено слабое изменение эффективности преобразования изменения давления в интервале 0.2–1 атмосферы указывает на то, что порог пробоя напрямую связан с давлением и не является определяющим фактором при моделировании процесса энергетического вклада в плазму пробоя. По-видимому, перспективным является использование моделей поглощения энергии, в которых динамика эволюции плазмы учитывается во взаимосвязи с динамикой падающего излучения. Предполагается, что использование азота в сочетании с водой позволит повысить эффективность преобразования энергии в импульсно-периодическом разряде за счет снижения пороговой интенсивности лазерного пробоя топлива и увеличения энергетического вклада лазерного импульса в плазму оптического пробоя. В работах [24, 25, 26, 27] проведено экспериментальное исследование лазерной инициации СВЧ-разряда. Данный подход позволяет, используя различную пространственную и временную конфигурацию лазерных искр в сверхзвуковом потоке, снизить порог СВЧ пробоя и управлять формой и расположением СВЧ плазмы. В работе [28] проделано экспериментальное исследование взаимодействия СВЧ-разряда с ударной волной на обтекаемом теле, приведены экспериментальные данные о возникновении вихря в ударном слое при его взаимодействии с нагретой областью разряда, который является основной причиной уменьшения сопротивления тела. Выполнено исследование

аэродинамического эффекта взаимодействия плазмы с телами по их размеру. Показано, что взаимное расположение области СВЧ-разряда и тела имеет существенное значение. Исследование проводилось с различными телами, находящимися в потоке, в частности, с торцом цилиндра, сферой и клином. В случае торца цилиндра и сферы падение давления в критической точке составило 40% и 50% соответственно. В работе [29] продолжается исследование физики плазменного разряда, показано комбинированное исследование влияния разряда на изменение характера обтекания затупленных тел сверхзвуковым потоком. В [30, 31] разработан метод многолучевой интерферометрии для исследования самоподдерживающихся и лазерно-индуцированных СВЧ-разрядов в сверхзвуковых потоках (статическое давление 10-50 Торр) и в спокойном газе. Экспериментальная установка содержит СВЧ-генератор, газодинамическую вакуумную камеру, лазер зажигания и систему диагностики. Генератор СВЧ-импульсов с выходной мощностью 200 кВт используется для создания либо самоподдерживающегося разряда, либо СВЧ-разряда, индуцированного лазером (при атмосферном давлении). С помощью высокочувствительного внутрикамерного интерферометра Фабри-Перо изучается временная эволюция полей оптической плотности, возникающих на этом месте плазмы пробоя и тепловой ямы. Область исследования сверхзвукового потока помещается между зеркалами интерферометра, установленными внутри испытательной камеры. В этом случае окна камеры не входят в оптический путь интерферометра, и его чувствительность к фазовым объектам внутри резонатора становится очень высокой. Внутрикамерный плоский интерферометр Фабри-Перо имеет толщину около 14 мм, диаметр светового отверстия 86 мм и расстояние между зеркалами 650 мм. Интерферометр работает на одночастотном стабилизирующем He-Ne лазере. Интерференционная картина анализируется высокочувствительной (время экспозиции 1-500 мкс) камерой. Эти изображения имеют высокую четкость и сравнительно хорошее соотношение сигнал / шум (20-25). Это позволяет

получить чувствительность к сдвигу интерференционной линии порядка  $1/50$  ширины интерференционной полосы. Для теплового следа диаметром около 5 мм, возникающей в потоке со статической температурой 200К и статическим давлением 35 Торр, этот минимальный измерительный сдвиг соответствует изменению температуры примерно на 10 К. Уровень нагрева для этой тепловой ямы в момент 10 мкс после СВЧ-разряда составляет  $250 \pm 10$ К. Анализ интерференционных картин волновых структур, возникающих в покоящемся газе при атмосферном давлении с задержками 50 - 100 мкс после лазерной искры зажигания, показывает, что в том месте существует очень глубокая тепловая яма, в которой ведется мониторинг наиболее эффективных вкладов СВЧ энергии.

В [32] показано, что вихревое движение газа, вызванное взаимодействием СВЧ-разряда и ударного слоя на теле, является основным механизмом, приводящим к изменению аэродинамических характеристик тела. Предлагается упрощенный анализ движения газа в начале распада неоднородности, происходящего при контакте плазмоида с ударным слоем на затупленном теле. Обсуждается перечень основных безразмерных параметров этого движения. В экспериментах оценивается вклад энергии в газ во время микроволнового разряда. Приведены результаты численного моделирования на основе уравнений Эйлера воздействия тонкого канала малой плотности ограниченной длины при сверхзвуковом обтекании цилиндрического тела АД со сложной полостью. Представлено исследование возможности интенсификации вихревого движения газа перед телом с целью управления аэродинамическими характеристиками последнего. Исследованы специальные модели, передняя поверхность которых сформирована для поддержки движения газового вихря.

Численное моделирование показало [33, 34], что в результате взаимодействия протяженного разреженного газового канала с ударной волной происходит распад ударно-волновой конфигурации и образование тороидального вихря, движущегося к поверхности обтекаемого цилиндра. В

экспериментальной работе [35] было подтверждено, что при реализации СВЧ-разряда на оси симметрии поперечно обтекаемого цилиндра происходит значительное падение давления в критической точке торца цилиндра и отход ударной волны от поверхности тела. Похожие экспериментальные исследования [36] были проведены с применением фемтосекундного лазерного излучения, аналогично показавшие возможность значительного снижения давления на лицевой поверхности плохообтекаемого тела.

При проведении экспериментального исследования тепловых потоков в процессах с характерными временами порядка нескольких микросекунд необходимо использовать измерительную аппаратуру с высоким временным разрешением. Одним из наиболее подходящих инструментов для таких работ является градиентный датчик теплового потока (ГДТП), так как он обладает достаточным быстродействием, помехоустойчивостью и чувствительностью [37, 38]. Однако градиентный датчик, построенный на основе висмута, имеет быстродействие порядка 0.05 мс [39], что недостаточно для исследования процессов теплообмена с характерными временами порядка 1-10 мкс, например, взаимодействие нагретой после лазерного или СВЧ разряда области газа с поверхностью сверхзвукового тела [40].

Для обработки экспериментальных данных, полученных при помощи ГДТП, необходимо знать динамические характеристики применяемой измерительной системы, которая устанавливает связь между величинами нестационарного входного воздействия, приложенного к ГДТП, и выходным сигналом. В данной работе мы предлагаем метод обработки экспериментальных данных, полученных при помощи ГДТП, позволяющий восстановить мгновенные значения теплового потока на поверхности исследуемого тела.

## Глава 2. Численное моделирование

Проводилось численное моделирование взаимодействия плотностной неоднородности набегающего потока с ударной волной в пакете ANSYS. Для построения расчетных сеток использовался ANSYS ICEM CFD, расчет течения газа проходил в ANSYS Fluent.

Моделирование проводилось в рамках модели совершенного вязкого газа. Уравнения сохранения массы, импульса и энергии записываются в следующей форме:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla * (\rho \vec{V}) &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho \vec{V}) + \nabla * (\rho \vec{V} \vec{V}) &= -\nabla p + \nabla * (\overline{\overline{\tau}}) \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho E) + \nabla * (\vec{V}(\rho E + p)) &= \nabla * (\overline{\overline{\tau}} * \vec{V})\end{aligned}$$

где  $\rho$  – плотность газа,  $V$  – скорость,  $p$  – давление,  $\overline{\overline{\tau}}$  – тензор вязкости,  $E$  – энергия,

$$E = h - \frac{p}{\rho} + \frac{V^2}{2}$$

$h$  – энтальпия. Использовалось уравнение состояния газа в форме Менделеева-Клапейрона:

$$p = \rho RT$$

При численном интегрировании системы уравнений движения газа использовалась неявная схема Эйлера, для описания турбулентности использовалась  $k-\omega$  SST модель, при расчете потоков на грани контрольных объемов использовалась разностная схема Roe-FDS. Для описания изменения вязкости газа в зависимости от температуры использовалось уравнение Сазерленда.

В первой серии численных экспериментов решалась плоская задача. На рис. 1 приведена схема расчетной области, которая состоит из 300 тысяч ячеек.

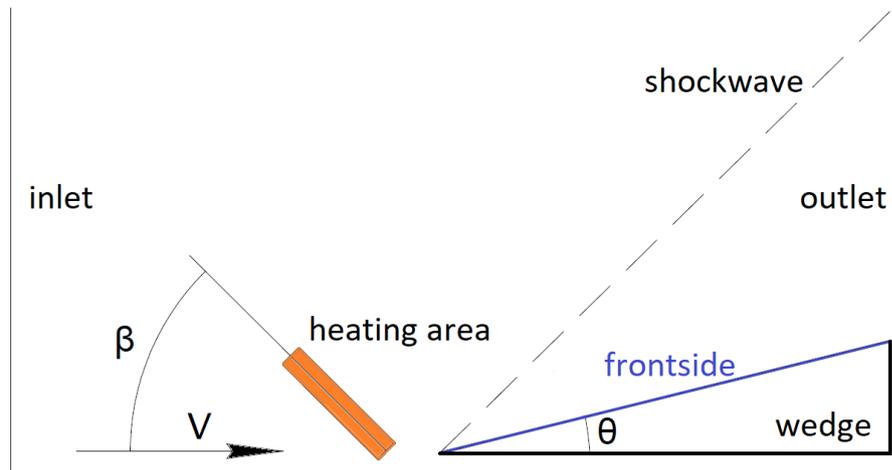


Рис. 1. Схематичное изображение расчетной области,  $\beta$  – угол наклона нагретой области по отношению к вектору скорости набегающего потока.

Рассматривалось обтекание пластины, находящейся под углом атаки в  $14^\circ$ . На пластине в сверхзвуковом потоке формируется косой скачок уплотнения. Расчеты проводились с числом Маха набегающего потока равным 2 и 5, статическое давление в потоке 40 Торр, температура торможения 290 К. На рис. 2 и 3 представлено распределение чисел Маха при стационарном обтекании пластины.

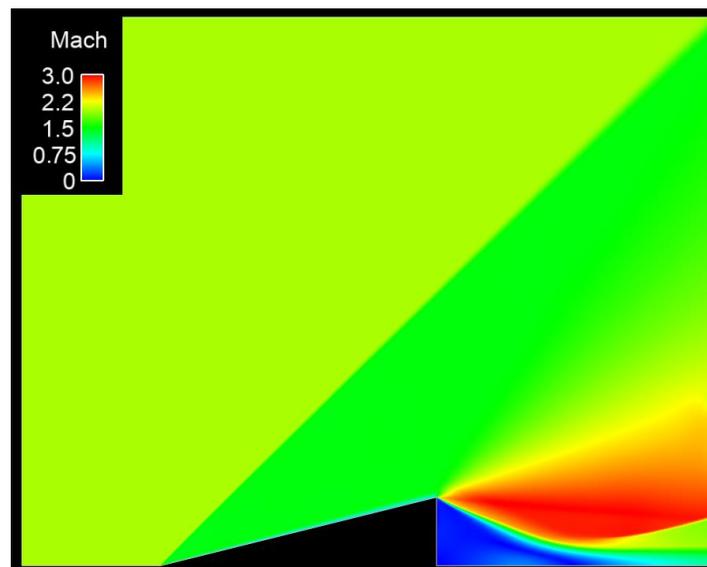


Рис. 2. Распределение чисел Маха при стационарном обтекании пластины под углом атаки  $14^\circ$  сверхзвуковым потоком газа ( $M=2$ ).

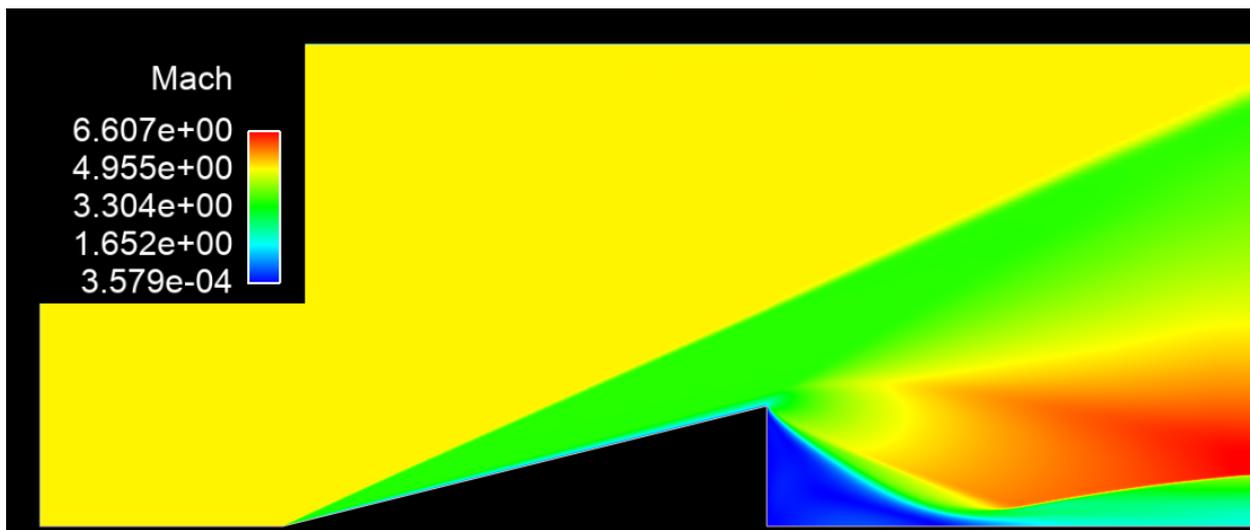


Рис. 3. Распределение чисел Маха при стационарном обтекании пластины под углом атаки  $14^\circ$  сверхзвуковым потоком газа ( $M=5$ ).

Была проведена серия расчетов, в ходе которой варьировался угол наклона нагретой области  $\beta$  в интервале от  $0^\circ$  до  $60^\circ$  градусов, число Маха набегающего потока, степень разрежения газа в локальной области перед телом.

В данной задаче рассматривался наиболее простой подход для создания плотностной неоднородности в набегающем потоке газа, для этого менялась температура и плотность в локальной области. Температура увеличивалась до 500 К или 1000 К, и соответственно, степень разрежения  $\omega$ , равная отношению плотности газа в нагретом слое к плотности газа в невозмущенном набегающем потоке составляет примерно 0.32 (или 0.16). Таким образом, в набегающем потоке газа формировалась плотностная неоднородность потока, которая представляла из себя бесконечно длинную пластину, поскольку рассматривалась задача в плоской постановке.

Пусть  $T(x,t)$  – функция, характеризующая распределение температуры на поверхности обтекаемой пластины, зависящая от координаты  $0 < x < L_w$ , где  $L_w$  – характерный размер лицевой поверхности пластины, и времени  $t > 0$ .

Обозначим интеграл от температуры по лицевой поверхности клина как  $T_f(t)$  (1).

$$T_f(t) = \frac{1}{L_w} \int_0^{L_w} T(x, t) dx \quad (1)$$

Относительное изменение  $T_f$  можно представить как (2)

$$\Delta T_f(t) = \left( \frac{T_f(t)}{T_f(0)} - 1 \right) * 100 \quad (2)$$

На рис. 4 показано изменение  $\Delta T_f$  во время процесса взаимодействия плотностной неоднородности с ударной волной в сверхзвуковом потоке с числом Маха 2 и степенью нагрева  $\omega=0.32$ .

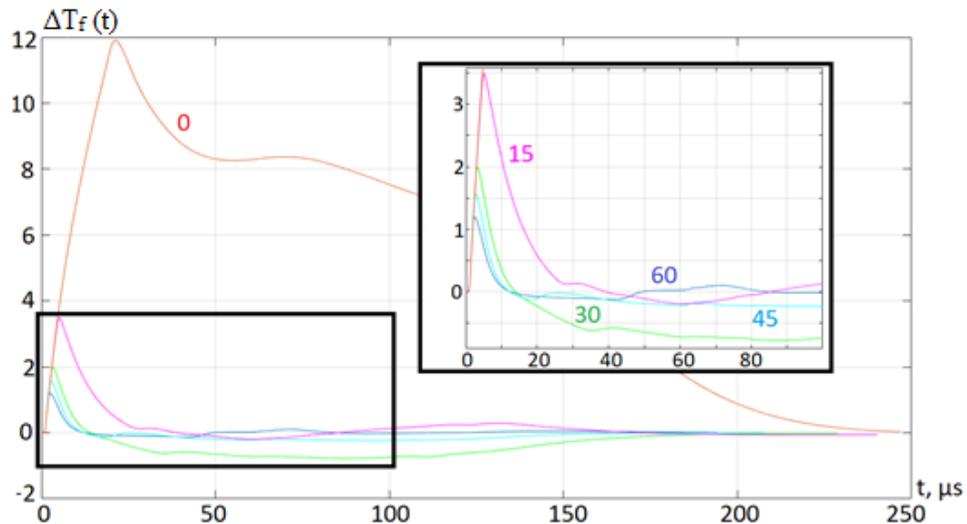


Рис. 4. Изменение  $\Delta T_f(t)$  для разных углов  $\beta$  при взаимодействии плотностной неоднородности с ударной волной в сверхзвуковом потоке ( $M=2$ ).

Заметно, что, когда  $\beta$  равно 0, температура газа у поверхности обтекаемого тела увеличивается значительно больше, чем в других случаях. Это можно

объяснить тем, что в случае, когда разряд расположен коллинеарно вектору скорости набегающего потока, большой объем горячего газа проходит непосредственно рядом с поверхностью тела, поэтому происходит более интенсивный конвективный теплообмен, поскольку больше площадь взаимодействия с нагретым газом, что и способствует более сильному нагреву газа возле поверхности.

Поле векторов скорости при взаимодействии плотностной неоднородности с ударной волной представлено на рис. 5. Теперь рассмотрим относительное движение газа за ударной волной. Для этого мы вычитаем из поля скоростей в момент взаимодействия плотностной неоднородности с ударной волной поле скоростей при стационарном обтекании пластины. В результате мы увидим вихревую структуру, которая образовалась после взаимодействия горячего газа с ударной волной (рис. 6). Максимальная скорость в вихре около 153 м/с. При движении вихря вдоль поверхности тела распределение давления и температуры газа вблизи лицевой поверхности клина будут изменяться, а интенсивность вихря будет уменьшаться.

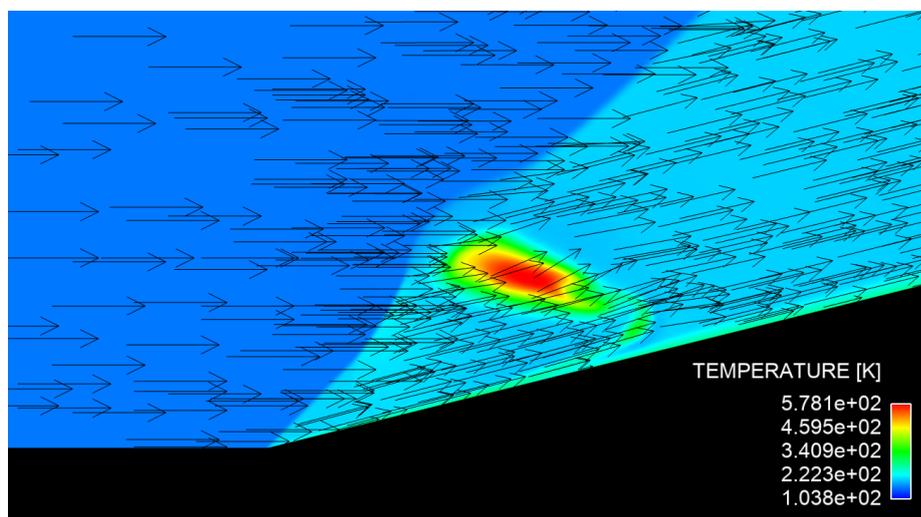


Рис. 5. Распределение температуры и поле векторов скорости через 20 мкс после появления плотностной неоднородности в потоке газа,  $\beta = 30$  градусов.

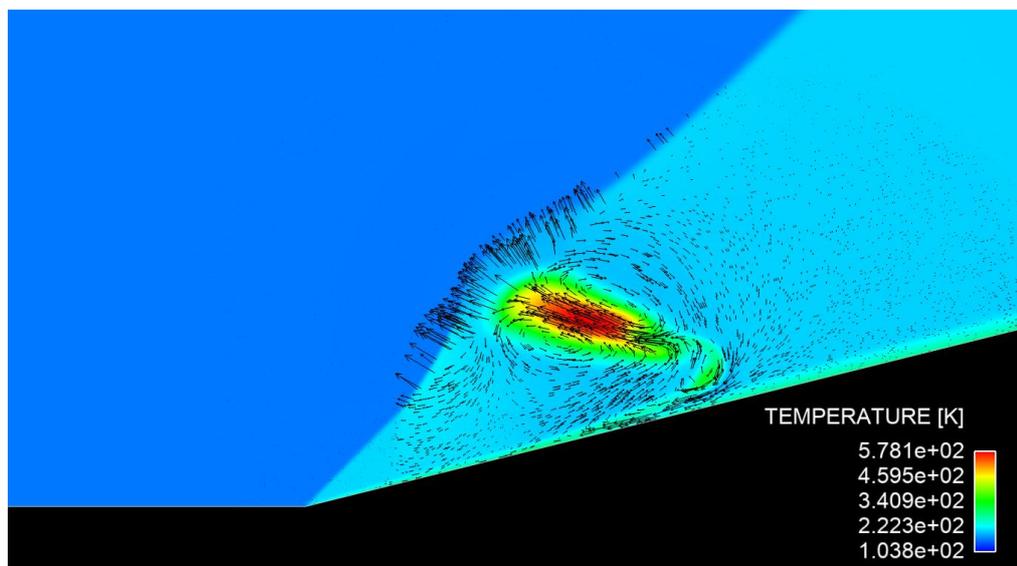


Рис. 6. Относительное движение газа за ударной волной через 20 мкс после появления плотностной неоднородности в потоке газа,  $\beta = 30$  градусов.

Обозначим за  $S_T$  интеграл по времени от  $T_f$ :

$$S_T = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} T_f(t) dt \quad (3)$$

На рис. 6 показано, как меняется относительное значение  $S_T$  при изменении угла наклона разряда  $\beta$  и при увеличении степени разрежения в локальной области перед телом (увеличении нагрева).

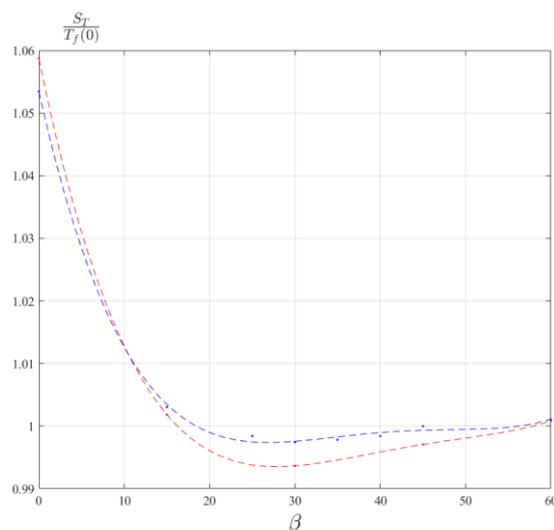


Рис. 6. Относительное изменение  $S_T$  при разной температуре возмущаемой области газа (500 и 1000 К) в зависимости от  $\beta$ .

Теперь рассмотрим изменение  $S_T$  для разных чисел Маха набегающего потока (рис. 7). Заметно увеличение эффекта снижения температуры газа рядом с поверхностью тела при росте числа Маха. Подобный эффект был отмечен в экспериментальной работе [41] при реализации СВЧ-разряда перед торцом цилиндра при разных числах Маха.

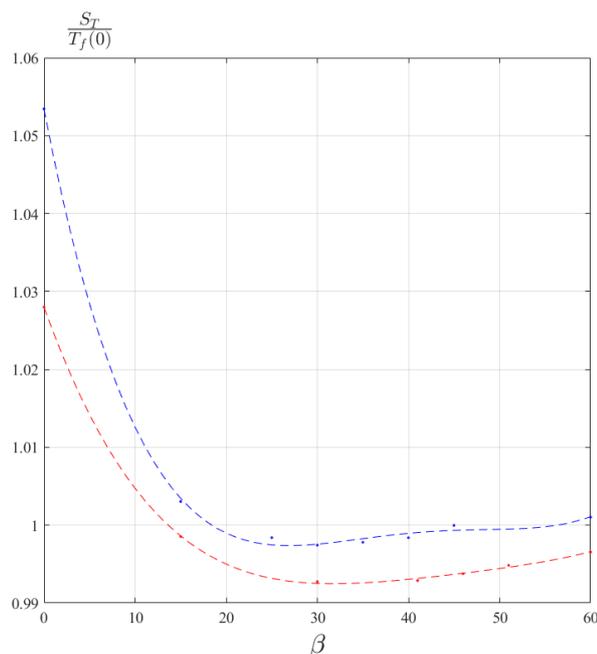


Рис. 8. Относительное изменение  $S_T$  при разных числах Маха набегающего потока ( $M=2$  и  $M=5$ ) в зависимости от  $\beta$ .

Также было проделано численное моделирование в рамках трехмерных уравнений Навье-Стокса с использованием пакета ANSYS. Расчетная область содержит порядка 3.3 млн. ячеек. Угол атаки обтекаемого тела составляет  $22^\circ$ , в область перед телом импульсно вкладывалось 0.157 мДж за 2.5 мкс, степень разрежения  $\omega$  равна 0.4. На рис. 9 представлено распределение чисел Маха.

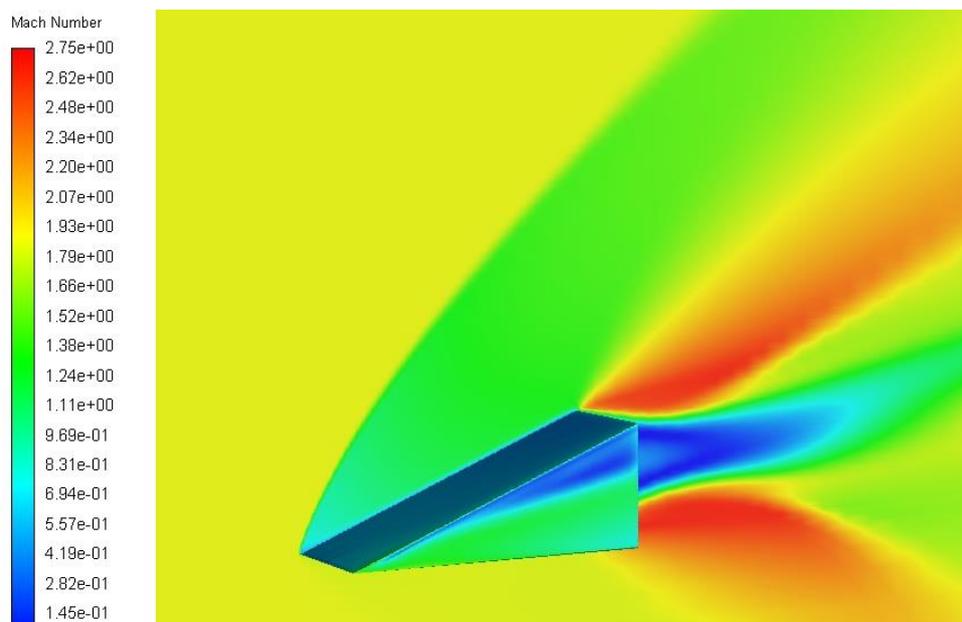


Рис. 9. Распределение чисел Маха при стационарном обтекании тела сверхзвуковым потоком газа.

Было проделано численное моделирование, которое показало, что в зависимости от угла наклона нагретой области можно менять степень нагрева газа у поверхности обтекаемого тела. Также было показано, что при взаимодействии плотностной неоднородности с ударной волной на теле образуется вихревое течение, которое движется вдоль поверхности тела, существенно меняя характер течения рядом с поверхностью обтекаемого тела. Можно отметить, что при более простом подходе при создании плотностной неоднородности в потоке газа (непосредственно меняя температуру и плотность газа) мы не учитываем того, что из области энергоисточника расходятся ударные волны. Когда же моделирование происходит при помощи вложения энергии, то формируются расходящиеся из области энерговложения ударные волны, в нашем случае с числом Маха примерно 1.4, по форме они близки к цилиндрической.

### Глава 3. Экспериментальное исследование

Экспериментальное исследование проводилось на базе сверхзвуковой аэродинамической трубы ТБ-3 (рис. 10) в лаборатории газовой динамики Санкт-Петербургского государственного университета. Аэродинамическая труба имеет рабочую камеру Эйфеля, в которой с помощью профилированного сопла создается рабочий поток с числом Маха равным 2.1, диаметр рабочего потока составляет 60 мм. Давление в камере поддерживается на уровне 40 Торр с помощью сверхзвукового эжектора. Температура торможения потока 290 К.



Рис. 10. Сверхзвуковая аэродинамическая труба ТБ-3.

Проводилось исследование качества истекающей сверхзвуковой струи при помощи трубки Пито. На рис. 11 представлено изменение числа Маха по длине, на рис. 12 – по радиусу струи. Исследование показало, что отклонение числа Маха не превышает 6%, то есть эксперименты проводились в достаточно равномерной сверхзвуковой струе.

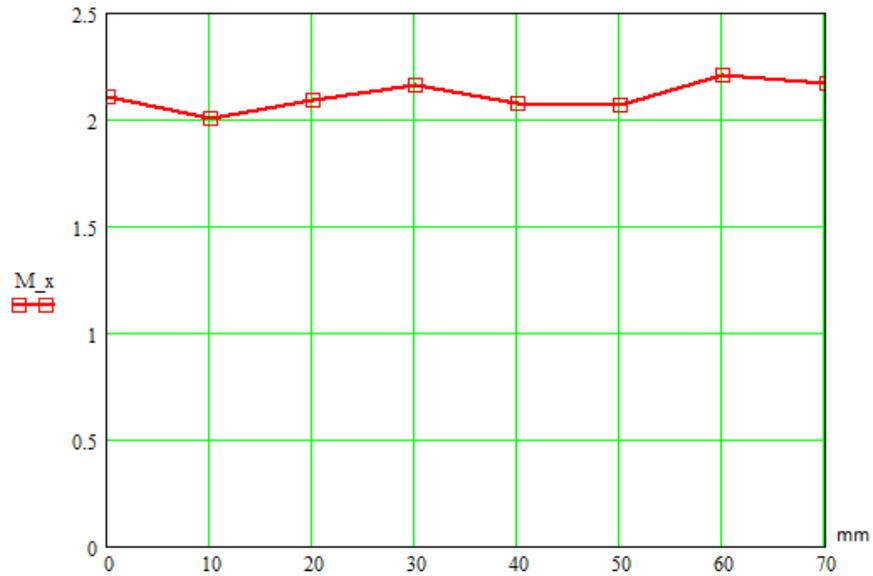


Рис. 11. Распределение чисел Маха по длине струи начиная от среза сопла.

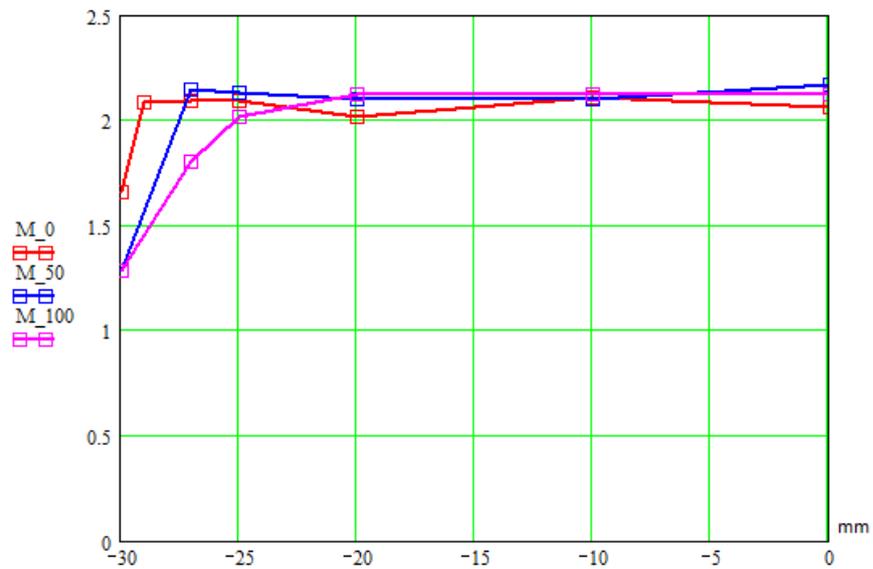


Рис. 12. Распределение чисел Маха по радиусу струи,  $M_0$  – на срезе сопла,  $M_{50}$  – на расстоянии 50 мм от среза сопла,  $M_{100}$  – на расстоянии 100 мм.

Для формирования неоднородности в набегающем сверхзвуковом потоке производился импульсный межэлектродный разряд перед телом (рис. 13), подаваемое напряжение 20 кВ, балластное сопротивление 800 Ом,

длительность импульса составляет 2.5 мкс. Электрическая энергия в импульсе составляет примерно 5 мДж.



Рис. 13. Фотография рабочей части аэродинамической трубы в момент разряда.

В данной работе использовался ГДТП, изготовленный в СПбПУ. Основой для датчика являются анизотропные термоэлементы из монокристалла висмута [<sup>42</sup>, <sup>43</sup>], имеющие форму прямоугольного параллелепипеда с толщиной и шириной равной 0.2 мм, длиной  $l = 2$  мм. Десять таких термоэлементов ( $n = 10$ ) соединены в пластину с площадью лицевой поверхности  $2 \times 2$  мм<sup>2</sup> и толщиной  $h = 0,2$  мм. Термоэлементы построены в последовательное электрическое соединение. Принцип работы датчика основывается на поперечном эффекте Зеебека [<sup>44</sup>, <sup>45</sup>]. Датчик оснащен дифференциальным усилителем, собранным по двухкаскадной схеме, с коэффициентом усиления  $175 \pm 5$  и характерным временем 25-30 нс. Датчик устанавливался заподлицо с лицевой поверхностью экспериментальной модели, изготовленной из пластика при помощи 3-D принтера (рис. 14).

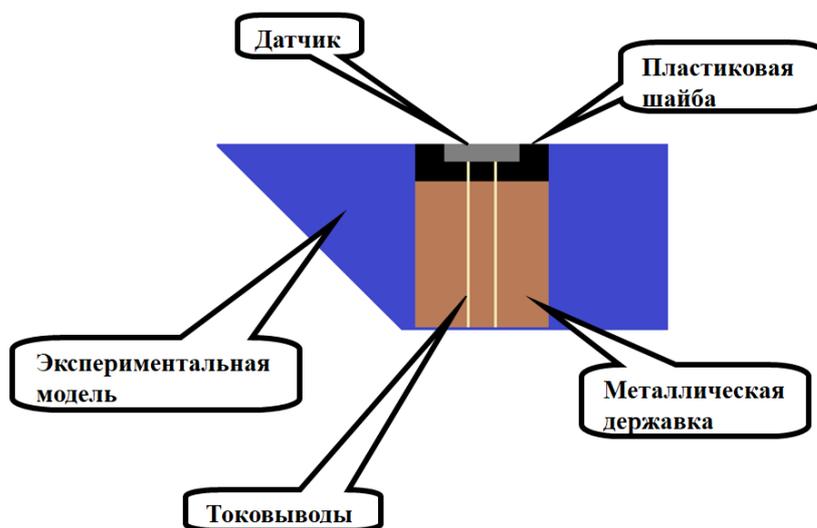


Рис. 14. Схематичное изображение расположения ГДТТ на экспериментальной модели, 1 – точка вывода электрода, 2 – датчик теплового потока, 3 – термопара.

На рисунке 15 представлена схема эксперимента.

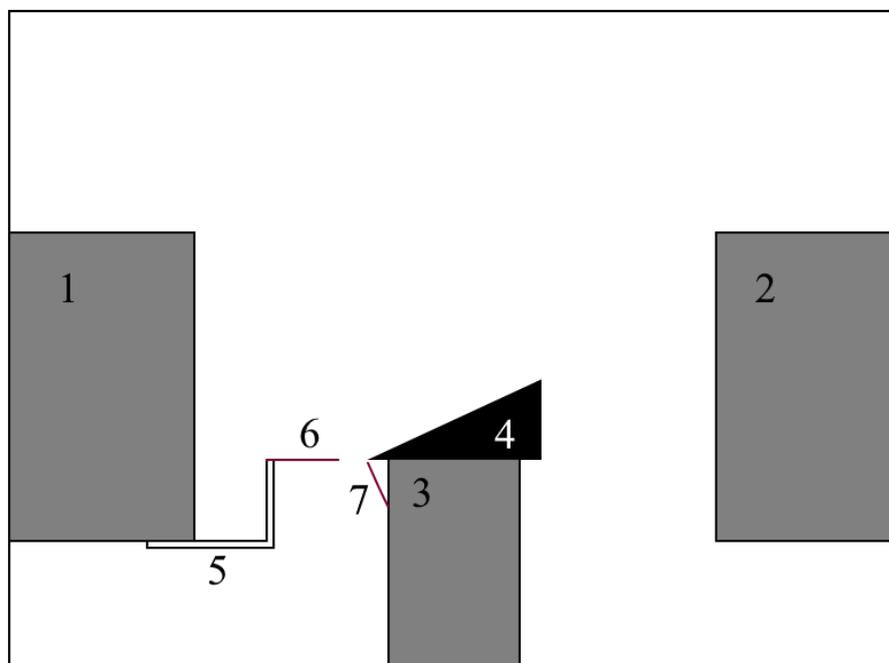


Рис. 15. Схема эксперимента, 1 – сверхзвуковое сопло, 2 – диффузор, 3 – металлическая державка, 4 – экспериментальная модель, 5 – пластмассовое крепление, 6 и 7 – электроды.

Из сопла истекает сверхзвуковая струя, обтекая экспериментальную модель, в потоке формируется ударно-волновая конфигурация примыкающая к поверхности обтекаемого тела. Затем сверхзвуковой поток тормозится в диффузоре и выбрасывается в атмосферу. Плотностная неоднородность формируется при помощи межэлектродных разрядов, при помощи изменения положения электродов можно менять угол наклона разряда по отношению к вектору скорости набегающего потока.

Чтобы найти вольт-ваттную чувствительность измерительной системы, использовался квазистационарный лучистый тепловой поток. В качестве источника излучения применялась галогеновая лампа мощностью 500 Вт. Оптической системой создавался равномерный тепловой поток на поверхности ГДТП. Лучистый поток, поступающий от источника на датчик, формировался при помощи модулятора. С помощью фотодиода ФД-24К было установлено, что сигнал модулируемого потока мощности имеет форму равнобедренной трапеции.

Для ослабления потока мощности и выяснения возможного влияния фотоэффекта было проведено несколько экспериментов: сначала лучистый поток подавался непосредственно от источника (эксперимент №1), а затем через инфракрасные фильтры КС-19 и ИКС-3 (эксперименты №2 и №3). Для исключения возможных переотражений фильтры наклонялись по углом  $20^\circ$  к оптической оси. Мощность излучения находилась при помощи измерителя средней мощности ИМО-2.

Показания с ГДТП записывались с частотой 0.5 МГц, полученные экспериментальные данные представлены на рис. 16. Очевидно, что графики близки по форме к криволинейной трапеции. Можно отметить, что при поступлении на ГДТП в течение 5 мс стационарного теплового потока напряжение не остается на одном уровне и продолжает понемногу возрастать, а также затянутые во времени передний и задний фронты.

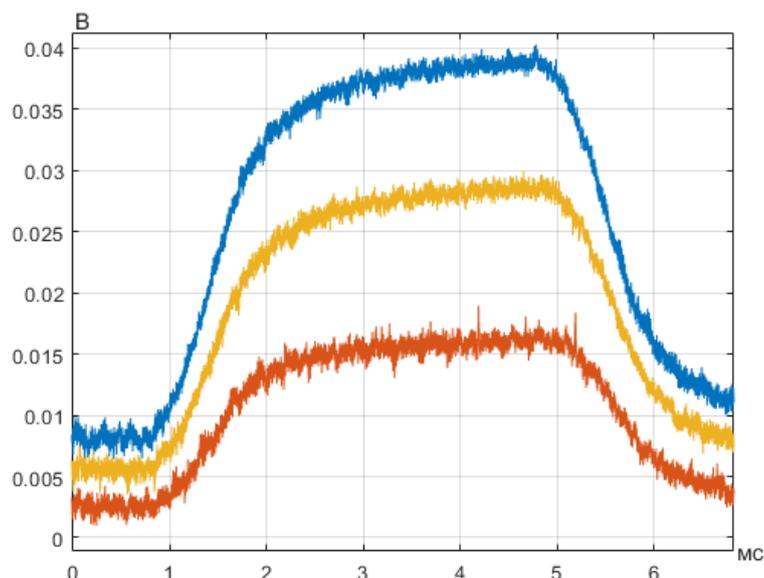


Рис. 16. Данные с ГДТП. Красный график – экс-т №1, желтый – экс-т №2, синий – экс-т №3.

Зная поступающую на датчик мощность излучения и значение максимального отклонения напряжения, была найдена чувствительность измерительной системы (ГДТП с усилителем). Экспериментально замеренный поток мощности на ГДТП и чувствительность измерительной системы представлены в таблице.

Эксперимент №	Поток мощности на ГДТП, мВт	Чувствительность ИС, мВ/Вт
1.(без фильтров)	40	750
2.(КС-19)	30.3	726
3.(ИКС-3)	18.4	652

Таким образом, было установлено, что среднее значение вольт-ваттной чувствительности измерительной системы составляет 709 мВ/Вт. Хорошая корреляция чувствительности в трех спектральных диапазонах подтверждает отсутствие значительного влияния фотоэлектрического эффекта на сигнал приемника и высокую степень его серости.

В предположении, что вектор градиента температуры направлен перпендикулярно к поверхности датчика [46], будем использовать формулу Томсона (4) для связи разности температур тыльной и лицевой поверхностей с напряжением, получаемым на ГДТП:

$$U = \alpha_{xy} (T_h - T_0) \frac{l n}{h} \quad (4)$$

где  $U$  – возникающее на датчике напряжение,  $\alpha_{xy}$  – компонента тензора термоЭДС висмута,  $T_h$  – температура лицевой поверхности датчика,  $T_0$  – температура тыльной поверхности датчика,  $n$  – количество термоэлементов в датчике.

Уравнение (4) можно переписать в виде:

$$T_h - T_0 = \frac{U}{\alpha_{xy}} \frac{h}{l n}, \quad (5)$$

то есть, разница температур пропорциональна возникающему напряжению.

Учитывая достаточно маленькую толщину датчика (отношение толщины датчика к его ширине 1/10), опишем процесс теплообмена ГДТП с внешней средой при помощи уравнения теплопроводности для бесконечно тонкой пластины с граничными условиями второго рода. Датчик установлен на основании с низким коэффициентом теплопроводности (полиэтилен), поэтому будем считать, что тепловой поток на тыльной стороне отсутствует. Запишем решение уравнения нестационарного теплообмена для пластины в форме, предложенной в [47]:

$$T(x, \tau) - T_s = \frac{\alpha}{\lambda h} \int_0^{\tau} q(\vartheta) d\vartheta + \frac{2\alpha}{\lambda h} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \cos\left(\mu_n \frac{x}{h}\right) \int_0^{\tau} q(\vartheta) \exp\left[-\frac{\alpha \mu_n^2}{h^2} (t - \vartheta)\right] d\vartheta \quad (6)$$

где  $T(x, \tau)$  – температура пластины в зависимости от толщины и времени,  $T_s$  – начальное распределение температуры в пластине,  $\alpha$  – температуропроводность,  $\lambda$  – теплопроводность висмута,  $q(\tau)$  – тепловой поток к лицевой поверхности пластины в зависимости от времени, а

коэффициент  $\mu_n = \pi * n$ . Запишем выражение (6) для  $x = h$  и  $x = 0$ , вычтем одно из другого и получим

$$\begin{aligned}
 T_h(\tau) - T_0(\tau) &= \frac{2\alpha}{\lambda h} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n (\cos(\mu_n) - 1) \int_0^{\tau} q(\vartheta) \exp\left[-\frac{\alpha \mu_n^2}{h^2} (t - \vartheta)\right] d\vartheta \quad (7)
 \end{aligned}$$

Зная из эксперимента значение напряжения на датчике в каждый момент времени, мы находим разницу температур ( $T_h - T_0$ ) из уравнения (5). Затем, численно решая обратную интегральную задачу (7), можем найти тепловой поток для каждого момента времени.

Восстановив этим методом значения теплового потока из имеющихся экспериментальных данных, получим, что график теплового потока в зависимости от времени имеет форму прямоугольной трапеции (рис. 17а). С учетом работы модулятора ИМО тепловой поток соответствует форме сигнала мощности лучистой энергии, подаваемой на ГДПП.

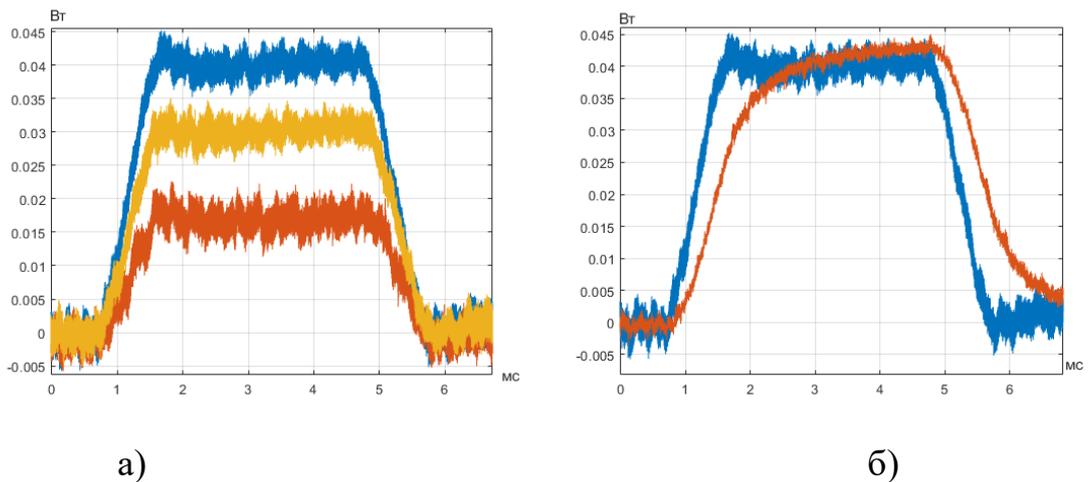


Рис. 17. а) - расчетный тепловой поток в экс-те №1 (красный), №2 (желтый) и №3 (синий), б) синий график – расчетное и красный – экспериментальное изменение теплового потока с учетом вольт-ваттной чувствительности в экс-те №1.

На рис. 17б представлено сравнение экспериментальных данных с поправкой на вольт-ваттную чувствительность, полученных из эксперимента №1, с расчетным тепловым потоком. Можно отметить хорошее совпадение сигналов по амплитуде. Использованная методика позволяет хорошо описать временные особенности теплового потока, регистрируемого ГДТП.

В ходе эксперимента для визуализации процесса взаимодействия следа разряда с ударной волной на теле использовался шлирен-метод. На рис. 18 и 19 представлена серия снимков при различном угле наклона разряда и разной чувствительности.

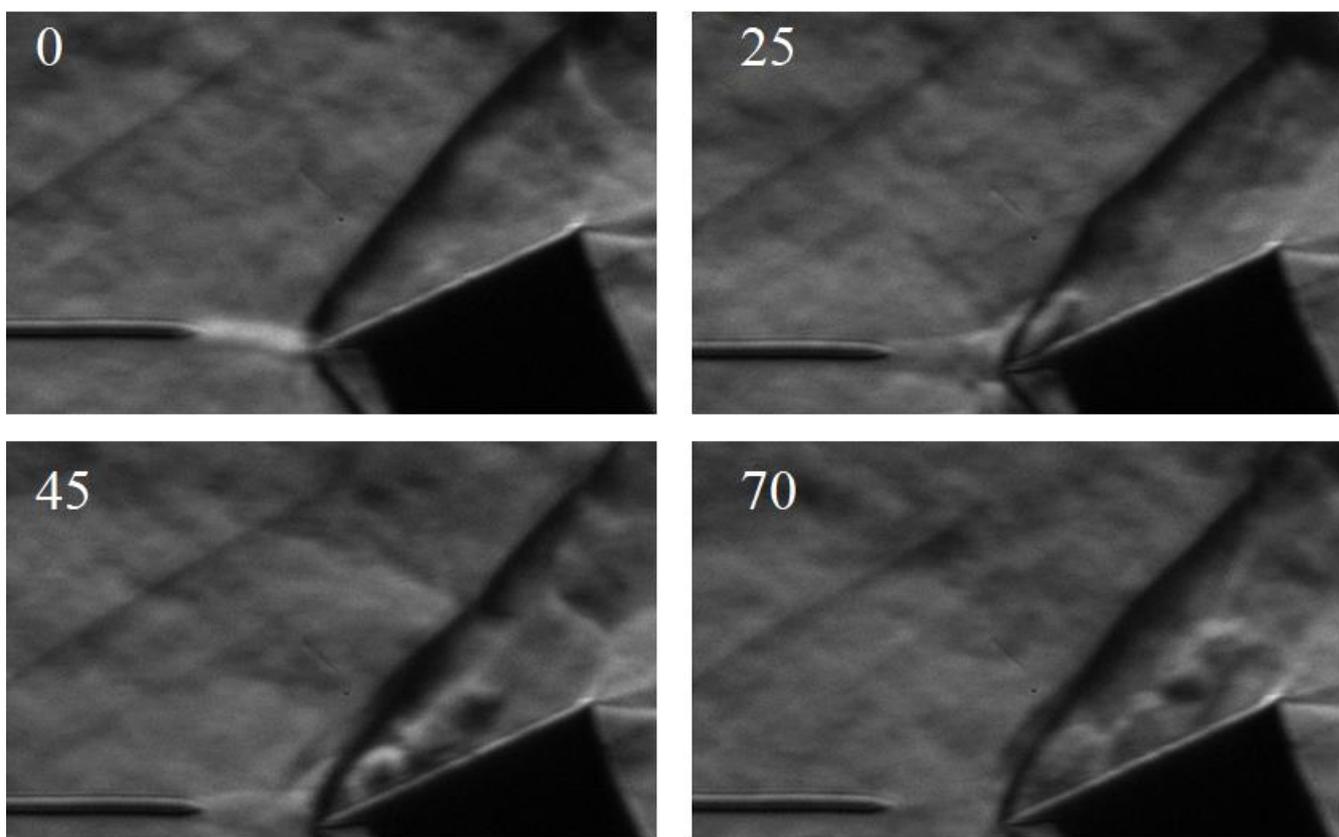


Рис. 18. Теневые фотографии в момент разряда и через 25/45/70 мкс после, угол между осью разряда и вектором скорости набегающего потока составляет 10 градусов.

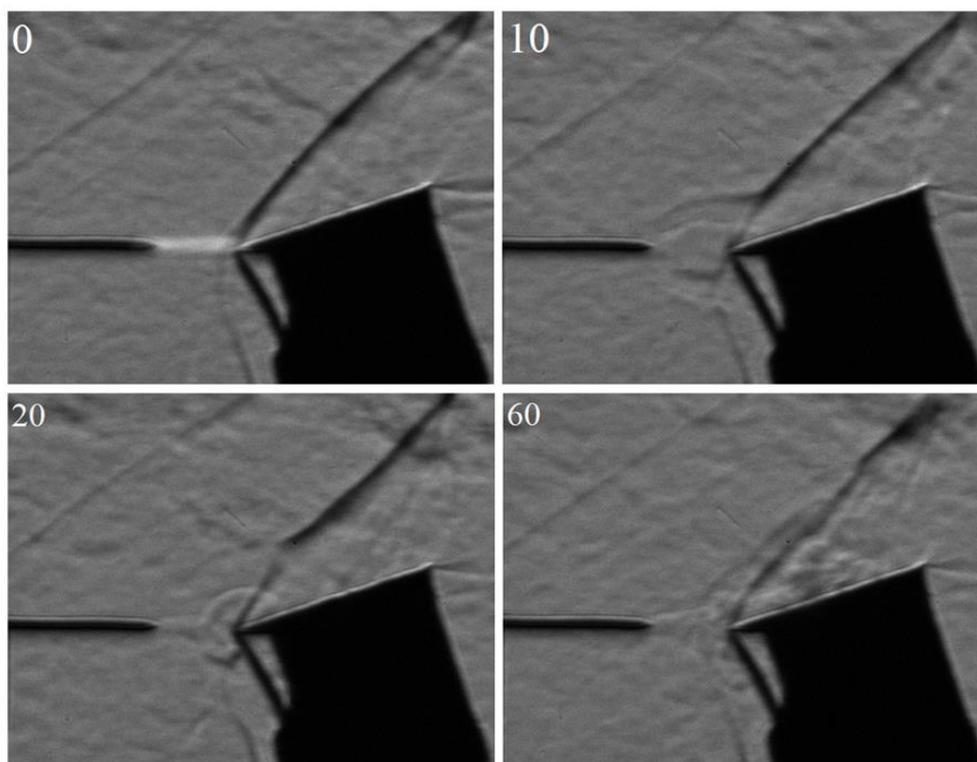


Рис. 19. Теневые фотографии в момент разряда и через 10/20/60 мкс после, угол между осью разряда и вектором скорости набегающего потока составляет 0 градусов.

Исходя из теневых фотографий, мы можем оценить геометрические характеристики следа разряда: это цилиндрическая область диаметром 1 мм и протяженностью 8 мм. Мы можем наблюдать, как расходится ударная волна из разрядной области, за счёт чего давление в следе разряда выравнивается с давлением в набегающем потоке, но возрастает температура и уменьшается плотность в следе разряда. Происходит образование вихря на границе соприкосновения ударной волны со следом разряда, и искривление фронта ударной волны по мере его продвижения вдоль поверхности тела. Появляется область газа с пониженной плотностью и повышенной температурой, по оценкам составляющей около 450 К (степень разрежения около 0.4). Когда след разряда начинает взаимодействовать с косым скачком уплотнения, ударная волна отходит от носика модели. После того, как плотностная неоднородность проходит за ударную волну, происходит образование вихря

на границе соприкосновения ударной волны со следом разряда, и колебание фронта ударной волны по мере его продвижения вдоль поверхности тела.

На рис. 20 представлены экспериментальные данные о динамике сигнала с градиентного датчика. В эксперименте не получилось полностью экранировать датчик от возникающих при разряде электрических помех, что приводит к сильному искажению начальной фазы изменения теплового потока (на 10 мкс). Из полученных данных можно сделать вывод, что след разряда дошел до датчика примерно за 50 мкс, то есть он двигался со скоростью около 100 м/с. Когда возмущенная разрядом область газа подходит к рабочей поверхности датчика, происходит нагрев рабочей поверхности датчика, что приводит к значительному изменению величины термоэдс. В зависимости от расположения разряда по отношению к вектору скорости набегающего потока изменяется интенсивность конвективного теплообмена, поэтому при увеличении угла между разрядной областью и вектором скорости набегающего потока амплитуда изменения сигнала при подходе нагретой области уменьшается.

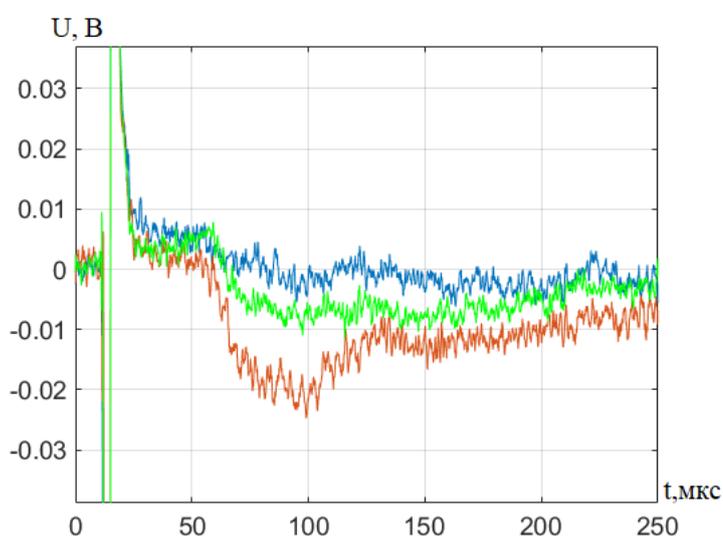


Рис. 20. Экспериментальные данные с градиентного датчика для разряда под углом 0, 10, 20 градусов к вектору скорости набегающего потока.

Если обработать полученные экспериментальные данные, то получим, что плотность теплового потока возрастает при взаимодействии следа разряда с рабочей поверхностью датчика (рис. 21). Также заметно, что, когда разряд не коллинеарен вектору скорости набегающего потока, перед ростом происходит небольшое уменьшение плотности теплового потока. В случае нагрева, соосного вектору скорости набегающего потока, происходит только увеличение плотности теплового потока.

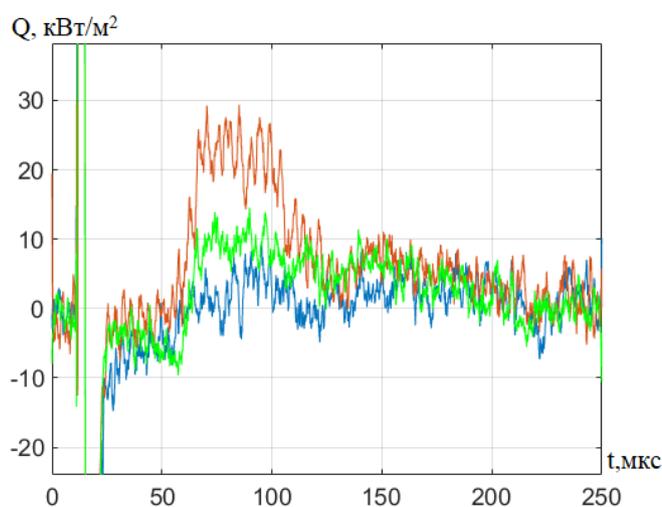


Рис. 21. Динамика относительной плотности теплового потока для разряда под углом 0, 10, 20 градусов к вектору скорости набегающего потока.

Теперь сравним данные, полученные при расчете с экспериментальными данными. На рис. 22 представлены нормированные графики изменения плотности теплового потока и расчетного интеграла температуры в области, занимаемой датчиком. Можно отметить, что присутствует хорошая корреляция во времени между увеличением температуры и ростом теплового потока на поверхности датчика. Если считать, что в процессе конвективного теплообмена температура поверхности клина не успевает значительно измениться, то, зная величину теплового потока, мы можем найти величину

коэффициента теплопередачи  $\alpha$ . В случае, когда угол наклона разряда равен  $0^\circ$ ,  $\alpha = 1277 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ К})$ .

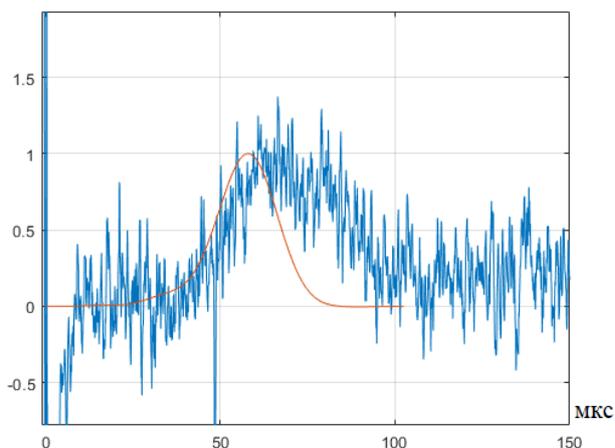


Рис. 22. График изменения нормированной **расчетной средней температуры на поверхности датчика** и **теплового потока** в случае, когда разряд коллинеарен набегающему потоку.

Также можно сравнить расчетные контуры давления с шлирен-фотографиями, полученными в эксперименте (рис. 23). Мы видим достаточно хорошее совпадение контуров и фронта расходящейся ударной волны из области энергоисточника, что говорит о правильной оценке энергии, вкладываемой в область перед телом при трехмерном расчете.

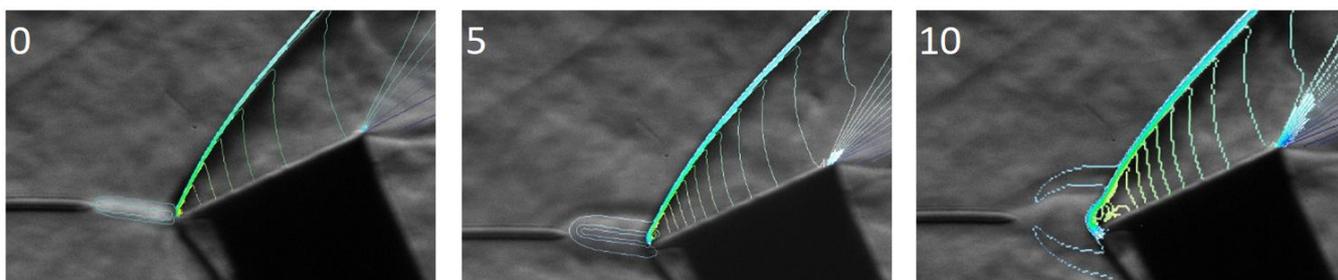


Рис. 23. Сравнение расчетных контуров давления и шлирен-фотографий в момент разряда и через 5/10 мкс после.

## Заключение

Выполнен численный двумерный и трехмерный расчет взаимодействия плотностной неоднородности с ударной волной на теле в рамках модели совершенного вязкого газа с применением ANSYS, сделана оценка вкладываемой в нагрев газа энергии. Проведено сопоставление экспериментальных данных и результатов численного расчета.

Показано, что и в случае с хорошо обтекаемым телом в результате взаимодействия плотностной неоднородности с ударной волной образуется вихрь, который движется вдоль поверхности тела.

Предложена методика для обработки экспериментальных данных, полученных при помощи градиентного датчика теплового потока. Использование предложенной методики обработки показаний датчика позволяет существенно скорректировать временные характеристики данных о тепловом потоке, получаемых из эксперимента. Также найдена вольт-ваттная чувствительность датчика при помощи экспериментальной калибровки квазистационарным тепловым потоком.

Проведено экспериментальное исследование взаимодействия нагретой электрическим разрядом области с косым скачком уплотнения на теле. Получены шлирен-фотографии процесса, на которых видно движение следа разряда в потоке и значительное колебание ударных волн на теле.

Впервые экспериментально получены данные о динамике плотности локального теплового потока на пластине, находящейся под углом атаки, после импульсного межэлектродного разряда в сверхзвуковом потоке газа. Обработка данных показывает, что в зависимости от расположения разряда можно как увеличить, так и уменьшить локальный тепловой поток на поверхности обтекаемого тела.

## Список литературы

---

- <sup>1</sup> Bletzinger P., Ganguly B.N., Van Wie, D., Garscadden, A.: Plasmas in high speed aerodynamics. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 38(4), R33-R57 (2005).
- <sup>2</sup> Latypov A.F., Fomin V.M.: Evaluation of the energy efficiency of heat addition upstream of the body in a supersonic flow. *Appl. Mech. Tech. Phys.* 43(1), 59-62 (2002).
- <sup>3</sup> Задонский С.М., Косых А.П., Нерсесов Г.Г., Чельшева И.Ф., Чернов С.В., Юмашев В. Л. «Расчетно-экспериментальное исследование аэродинамических характеристик модели гиперзвукового летательного аппарата интегральной компоновки» // Ученые записки ЦАГИ 44(1) 2013, стр. 75-85
- <sup>4</sup> Oswatitsch K. Schub und Widerstand bei Warmezufuhr in Überschallströmung. *Acta Mechanica* 3, pp. 237–247 (1967). DOI: 10.1007/BF01179111.
- <sup>5</sup> Георгиевский П.Ю., Левин В.А. «Сверхзвуковое обтекание тел при наличии внешних источников тепловыделения» // Письма в журнал технической физики (1988) выпуск 8, стр. 684.
- <sup>6</sup> Георгиевский П.Ю., Левин В.А., Сверхзвуковое обтекание тела при подводе тепла перед ним, *Тр. МИАН СССР*, 1989, том 186, 197–202.
- <sup>7</sup> Третьяков П.К., Грачев Г.П., Иванченко А.И., Крайнев В.Л., Пономаренко А.Г., Тищенко В.Н. Стабилизация оптического разряда в сверхзвуковом потоке аргона. *Докл. РАН*, 1994, том 336, номер 4, 466–467

---

<sup>8</sup> П. К. Третьяков, А. Ф. Гаранин, Г. Н. Грачев, В. Л. Крайнев, А. Г. Пономаренко, В. Н. Тищенко, В. И. Яковлев, Управление сверхзвуковым обтеканием тел с использованием мощного оптического пульсирующего разряда, Докл. РАН, 1996, том 351, номер 3, 339–340

<sup>9</sup> С.В. Гувернюк, А.Б. Самойлов «Об управлении сверхзвуковым обтеканием тел с помощью пульсирующего теплового источника» Письма в ЖТФ, 1997, том 23, № 9.

<sup>10</sup> Латыпов А. Ф., Фомин В. М. Оценка энергетической эффективности подвода тепла перед телом в сверхзвуковом потоке // ПМТФ. 2002. Т. 43, № 1. С. 71–75.

<sup>11</sup> Аульченко С. М., Замураев В. П., Калинина А. П., Латыпов А. Ф. Управление трансзвуковым обтеканием крыловых профилей посредством локального импульсного подвода энергии // ПМТФ. 2004. Т. 45, № 5. С. 62–67.

<sup>12</sup> Замураев В.П., Калинина А.П. Влияние локализации импульсного подвода энергии на волновое сопротивление профиля, обтекаемого трансзвуковым потоком // ПРИКЛАДНАЯ МЕХАНИКА И ТЕХНИЧЕСКАЯ ФИЗИКА. 2005. Т. 46, N5

<sup>13</sup> В. Н. Зудов, П. К. Третьяков, А. В. Тупикин Некоторые особенности импульсно-периодического энергоподвода в сверхзвуковом потоке // Вестник Новосибирского государственного университета. СЕРИЯ: ФИЗИКА, Том: 5, Номер: 2, Год: 2010 Страницы: 43-54

---

<sup>14</sup> I. G. Girgis, M. N. Shneider, S. O. Macheret, G. L. Brown, and R. B. Miles Steering Moments Creation in Supersonic Flow by Off-Axis Plasma Heat Addition, JOURNAL OF SPACECRAFT AND ROCKETS, Vol. 43, No. 3, May–June 2006

<sup>15</sup> Georgievsky P.Y., Levin V.A. Transformations of Front Separation Regions Controlled by Upstream Energy Deposition. (2007) 45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. doi:10.2514/6.2007-1232

<sup>16</sup> Kolesnichenko Y., Brovkin V., Leonov S., Krylov A., Lashkov V., Mashek I., Gorynya A., Ryvkin M. Investigation of AD-body interaction with microwave discharge region in supersonic flows. (2001) AIAA 39th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. doi:10.2514/6.2001-345

<sup>17</sup> Kolesnichenko Y., Brovkin V., Leonov S., Gorynya A., Ryvkin M. Influence of differently organized microwave discharge on AD-body characteristics in supersonic flow. (2001) 32nd AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference doi:10.2514/6.2001-3060

<sup>18</sup> Kolesnichenko Yu., Brovkin V., Azarova O., Grudnitsky V., Lashkov V., Mashek I. Microwave energy release regimes for drag reduction in supersonic flows. (2002) 40th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. doi:10.2514/6.2002-353

<sup>19</sup> Kolesnichenko Yu., Brovkin V., Khmara D., Lashkov V., Mashek I., Ryvkin M. Microwave discharge parameters in supersonic flow. (2002). 40th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. doi:10.2514/6.2002-356

- 
- <sup>20</sup> Kolesnichenko Yu., Anisimov Yu., Lashkov V., Mashek I. Thompson Scattering Technique for Spatial Diagnostic of MW Discharge in Supersonic Flows. (2003) 41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. doi:10.2514/6.2003-1196
- <sup>21</sup> Kolesnichenko Y. F., Brovkin V. G., Azarova O. A., Grudnitsky V. G., Lashkov V. A. & Mashek I. C. MW energy deposition for aerodynamic application. 41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. doi:10.2514/6.2003-361
- <sup>22</sup> Kolesnichenko Y., Brovkin V., Khmara D., Lashkov V., Mashek I., & Rivkin M. Fine Structure of MW Discharge: Evolution Scenario. (2003). 41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. doi:10.2514/6.2003-362
- <sup>23</sup> Ageichik A.A., Borisov M.F., Egorov M.S., Rezunkov Y.A., Saveleva V.P., Safronov A.L., Stepanov V.V. Conversion efficiency of laser energy into thermal energy of a gas as applied to laser rocket engines. (2003). Journal of Optical Technology, 70(4), 274. doi:10.1364/jot.70.000274
- <sup>24</sup> Mashek I., Anisimov Y., Lashkov V., Kolesnichenko Y., Brovkin V., Rivkin M. Microwave Discharge Initiated by Laser Spark. (2004). 42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. doi:10.2514/6.2004-358
- <sup>25</sup> Afanasev S.A., Brovkin V.G., Kolesnichenko Y.F. Laser spark initiated microwave discharge. (2010). Technical Physics Letters, 36(7), 672–674. doi:10.1134/s1063785010070266
- <sup>26</sup> Khoronzhuk R. S., Karpenko A. G., Lashkov V. A., Potapeko D. P., Mashek, I.C. Microwave discharge initiated by double laser spark in a supersonic airflow. (2015). Journal of Plasma Physics, 81(03). doi:10.1017/s0022377814001299

- 
- <sup>27</sup> Mashek I.C., Anisimov Y.I., Efremova E.A., Lashkov V. A. (2006). Laser-induced MW discharge. doi:10.1117/12.660453
- <sup>28</sup> Lashkov, V., Mashek, I., Anisimov, Y., Ivanov, V., Kolesnichenko, Y., & Ryvkin, M. (2004). Gas Dynamic Effect of Microwave Discharge on Supersonic Cone-shaped Bodies. 42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. doi:10.2514/6.2004-671
- <sup>29</sup> Kolesnichenko, Y., Azarova, O., Brovkin, V., Khmara, D., Lashkov, V., Mashek, I., & Ryvkin, M. (2004). Basics in Beamed MW Energy Deposition for Flow/Flight Control. 42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. doi:10.2514/6.2004-669
- <sup>30</sup> Mashek, I., Anisimov, Y., Lashkov, V., & Kolesnichenko, Y. (2005). Multibeam Interferometry of Self-Sustaining and Laser Induced MW Discharges in Air. 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. doi:10.2514/6.2005-790
- <sup>31</sup> Kolesnichenko, Y., Brovkin, V., Afanas'ev, S., Khmara, D., Lashkov, V., & Mashek, I. (2005). Interaction of High-Power MW with DC, RF, SHF and Laser Created Plasmas. 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. doi:10.2514/6.2005-405
- <sup>32</sup> Lashkov, V., Mashek, I., Anisimov, Y., Ivanov, V., Kolesnichenko, Y., & Azarova, O. (2006). Method of Vortex Flow Intensification under MW Filament Interaction with Shock Layer on Supersonic Body. 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. doi:10.2514/6.2006-404
- <sup>33</sup> В. И. Артемьев, В. И. Бергельсон, И. В. Немчинов, Т. И. Орлова, В. А. Рыбаков, В. А. Смирнов, В. М. Хазинс, "Формирование новых структур

---

газодинамических течений при возмущении плотности в тонких протяженных каналах перед фронтами ударных волн", *Мат. моделирование*, 1989, том 1, номер 8, стр. 1–11

<sup>34</sup> Azarova O.A.: Generation of Richtmyer–Meshkov and secondary instabilities during the interaction of an energy release with a cylinder shock layer, *Aerospace Science and Technology* 42, 376–383 (2015), doi:10.1016/j.ast.2015.01.027.

<sup>35</sup> Knight D., Kolesnichenko Yu., Brovkin V., Khmara D., Lashkov V. and Mashek I.: Interaction of Microwave-Generated Plasma with a Hemisphere Cylinder at Mach 2.1. *AIAA Journal* 47(12), 2996-3010 (2009), doi:10.2514/1.43657.

<sup>36</sup> Elias P.-Q., Severac N., Luysen J.-M., André Y.-B., Doudet I., Wattellier B., Tobeli J.-P., Albert S., Mahieu B., Bur R., Mysyrowicz A., Houard A.: Improving supersonic flights with femtosecond laser filamentation. *Science Advances* 4(11) (2018), doi:10.1126/sciadv.aau5239.

<sup>37</sup> Сапожников С.З., Митяков В.Ю., Митяков А.В. Основы градиентной теплотометрии, СПб.: Изд-во Политехн. ун-та. (2012). 203 стр.

<sup>38</sup> Mityakov A.V., Sapozhnikov S.Z., Mityakov V.Y., Snarskii A.A., Zhenirovsky M.I., Pyrhönen J.J. Gradient heat flux sensors for high temperature environments, *Sensors and Actuators:A* 176 (2012), 1–9, doi.org/10.1016/j.sna.2011.12.020

<sup>39</sup> Сапожников С.З., Митяков В.Ю., Митяков А.В. Градиентные датчики на основе висмута в теплофизическом эксперименте // *Теплофизика высоких температур*, 2004, том 42, №4, с.626-634.

---

<sup>40</sup> Lashkov V.A., Mashek I.Ch., Ivanov V.I., Kolesnichenko Yu.F., Rivkin M.I. Gas-dynamic peculiarities of microwave discharge interaction with shock wave near the body // AIAA-2008-1410. 46<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, Reno, NV, 7-11 January, 2008.

<sup>41</sup> Lashkov, V. A., Karpenko, A. G., Khoronzhuk, R. S. & Mashek, I. Ch., Effect of Mach number on the efficiency of microwave energy deposition in supersonic flow (2016), Physics of Plasmas 23(5), doi.org/10.1063/1.4949524

<sup>42</sup> Снарский А.А., Пальти А.М., Ащеулов А.А. Анизотропные термоэлементы. Обзор, Физика и техника полупроводников (1997) Т.31 №11.

<sup>43</sup> Самойлович А.Г. Термоэлектрические и термомагнитные методы превращения энергии: Конспект лекций, М.: Издательство ЛКИ, 2007. – 224 стр.

<sup>44</sup> Резников Б.И., Менде Н.П., Попов Н.А., Сахаров В.А., Штейнберг А.С. Определение теплового потока по измерениям температуры поверхности в импульсных газодинамических процессах, Письма в ЖТФ (2008), Т.34 вып.15.

<sup>45</sup> Бобашев С.В., Менде Н.П., Попов Н.А., Резников Б.И., Сахаров В.А., Сапожников С.З., Митяков В.Ю., Митяков А.В., Бунтин Д.А. и др. Использование анизотропных датчиков теплового потока в аэродинамическом эксперименте, Письма в ЖТФ (2009), Т.35 вып.5.

---

<sup>46</sup> Попов Н.А., Резников Б.И., Сахаров В.А., Штейнберг А.С. Измерение теплового потока анизотропным термоэлементом в импульсных процессах, Письма в ЖТФ (2011), Т.37 вып.1.

<sup>47</sup> Лыков А.В. Теория теплопроводности, М.: Издательство ВШ, 1967.