

**МИНИСТЕРСТВО  
ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ  
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**

**Федеральное агентство  
по образованию**

**ГОСУДАРСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ  
ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ**

**НОВОСИБИРСКИЙ  
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ**

**физический факультет**

**Квалификационная работа на соискание  
степени бакалавра**

**Кафедра: физика плазмы**

**Домрачев Сергей Васильевич**

**Название работы**

**Управление сверхзвуковым обтеканием с помощью ионизации потока  
электронным пучком**

---

**Научный руководитель: к. ф.-м. н. Поздняков Г.А.**

**Новосибирск – 2006 год**

## Содержание

Название работы.....	1
Новосибирск – 2006 год.....	1
Содержание.....	2

# 1. Введение.

Дипломная работа посвящена экспериментальному поиску новых способов управления сверхзвуковым газовым потоком с помощью плазменных технологий. В частности, с помощью ионизации электронным пучком газа перед обтекаемым телом.

## 1.1. Введение и формулировка проблемы.

Погоня за высокоскоростными полетами привела к поразительным успехам в период 1960-67-х на тестах самолета с реактивным двигателем X-15, в этих тестах полеты проводились на скоростях, превышающих число  $M = 5$  на высотах выше 100 км. Нейл Армстронг отлетал семь миссий в X-15 прежде, чем был выбран для программы Аполлон.

Воздушный двигатель для гиперзвуковых скоростей был исследован еще 50 лет назад; однако, пилотируемый полет, использующий эту технологию - все еще только обещание, несмотря на многочисленные оптимистические проекты и некоторые, очень дорогие программы. Гиперзвуковой полет очень сложен; законы подобия для требуемых энергий и для тепловых нагрузок изменяются нелинейно с числом Маха ( $M$ ) (число Маха - отношение скорости летательного аппарата к местной скорости звука). Аэродинамическое сопротивление пропорционально  $\rho M^2$ , где  $\rho$  - плотность газа. Аэродинамический нагрев пропорционален  $\rho M^3$ . Скорость звука приблизительно одна и та же для всех высот вплоть до границы с космосом. Плотность атмосферы уменьшается с высотой примерно в  $10^3$  для

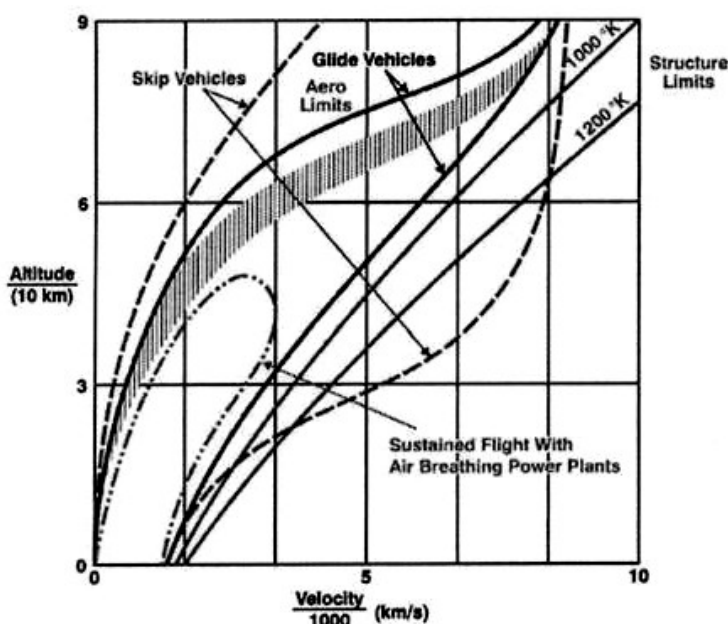


рис. 1. Схема режимов полета для воздушно-космических самолётов

каждых 50 км [1]. Из-за ограничений на тепловое управление полетом следует, что гиперзвуковой полет при числах Маха больше чем 10 может быть достигнут только на очень высоких высотах. Эти соображения приводят к подходу о космическом коридоре. Различные режимы полета в зависимости высоты от скорости летательного аппарата, приведены на рис. 1. Заштрихованная область – это потолок аэродинамического

подъема. Более низкие пределы определяются равновесием температуры обшивки летательного аппарата и максимально допустимой нагрузкой. При оснащении летательного аппарата воздушно-реактивным двигателем коридор еще более ограничен (двойная штрихпунктирная линия) необходимостью достигнуть полного сгорания топлива с

атмосферным кислородом при разумной длине камеры сгорания.

Выбор режима работы двигателя должен измениться при различных числах Маха. Турбореактивный двигатель может быть использован при числе  $M = 3.5 - 4$ , что соответствует приблизительно 20-километровой высоте, эффективность этого двигателя быстро уменьшается с высотой, прямоточный воздушно-реактивный двигатель, в котором сжатие воздуха на входном отверстии (эффект поджатия воздуха) доводит поток к дозвуковым скоростям в камере сгорания, предпочтителен до чисел  $M = 6$ . При больших числах Маха это сжатие может нагреть газ выше температуры пламени смеси и, в конечном счете, выше рабочей температуры материалов летательного аппарата. Это означает, что космические инженеры должны были задуматься о проблеме сверхзвукового сгорания, в летательном аппарате с воздушно реактивным двигателем.

Уменьшить сопротивление высокоскоростного летательного аппарата можно, ограничивая угол конуса; однако, эта геометрия делает сложным активное охлаждение. Прогресс в разработке конструкций летательных аппаратов и материалов произошел в начале 1990-ых, когда плазменно-тепловые механизмы для внешнего управления потоком и для уменьшения сопротивления, были исследованы в России, и немного позже на Западе. Было предложено множество разнообразных схем для изменения и управления обтеканием гиперзвукового летательного аппарата. Эти схемы включали новаторские подходы по генерации плазмы. Магнетогидродинамическое (МГД) управление потоком и генерация электроэнергии, и направление горячего газа против потока, и другие чисто тепловые подходы.

Для уменьшения сопротивления на сверхзвуковых скоростях, существует два основных физических эффекта дополнительного нагрева в картине обтекания. Первый эффект – уменьшение плотности перед телом (вследствие увеличения температуры), но это предполагает или постоянный нагрев или импульсный нагревающий источник с периодом достаточным для уравнивания давления в потоке перед касанием с поверхностью. Другой механизм - соединение волны с низкой плотностью от горячей зоны с волнами сжатия вокруг тела, которое может привести к совсем другой картине обтекания. Величина различия в картине обтекания сильно зависит от формы обтекаемого объекта. Этот эффект является очень заметным для тупых тел, и должен изменить картину обтекания тупого тела во что-то более близкое к коническому потоку. Результат этого эффекта значительно растет с увеличением числа Маха

Первые эксперименты были проведены в баллистической трассе, где относительно маленькие снаряды с гиперзвуковой скоростью пролетали через частично ионизированную плазму. Другие менее дорогие эксперименты, позволяющие тщательное изучение

окружающей среды плазмы, использовали положительный столб плазмы и высокочастотный или микроволновый разряд. В других исследованиях использовалась плазменная струя, коронный разряд в плазме и лазерная плазма, для изменения ударной волны перед тест - объектом в аэродинамической трубе.

Введение плазмы в высокоскоростное аэродинамическое обтекание с характерными для нее сильными градиентами привело к появлению множества физических процессов, включая сложные взаимодействия, которые происходят в ударных волнах. Отдельные эффекты представляет существенную проблему во многих экспериментах. Например, чтобы разобраться в эффектах по влиянию плазмы на ударную волну и ударной волны на плазму, в идеале нужно было бы выполнить эксперименты в одной и той же конфигурации для нескольких инертных газов и для нескольких молекулярных газов. Та часть мощности, которая передается газу при нагреве, может быть вычислена и измерена достаточно точно для чистых газов. Нагрев газа при одной и той же плотности тока в двухатомных газах, например у азота и воздуха намного больше, чем в аргоне, и, следовательно, можно было бы ожидать, что соответственно изменятся характеристики ударной волны. В более сложных многоатомных газах, таких как углекислый газ и гексафторид серы, время релаксации внутренней энергии меньше, чем в азоте, и если бы выход внутренней энергии был бы критическим, то измерения должны показали бы этот эффект. Кроме того, очень трудно получить однородный разряд в молекулярных газах по сравнению с инертными газами. Также стоит вопрос, как создать однородную плазму для уменьшения сопротивления и ослабление ударной волны. Если эти эффекты происходят только за счет вклада тепловой энергии без специфических влияний со стороны ударной волны на плазму, то нужно задуматься - есть ли тут какие либо воздействия от положения вызванных возбужденной плазмой колебаний.

## **1.2. Первые эксперименты по взаимодействию плазмы газового разряда и ударной волны.**

В ранних исследованиях изучались ударные волны, запущенные в различные типы газовых разрядов или импульсный электрический разряд, или классический движущийся газ высокого давления с мембранным инициированием. Техника запуска ударных волн при низком давлении с импульсным электрическим разрядом была использована Фаулером [2], начавшаяся с исследований люминесцентных областей, расширяющихся из импульсного разряда (впервые наблюдаемые Рэлеем), и затем использование импульсного разряда для создания акустических ударных волн. Несколько позже Колб [3] использовал свою хорошо известную Т-трубку, для создания ударных волн с большим числом Маха.

Надо заметить, что при использовании электрического разряда для запуска ударной волны мощное ультрафиолетовое излучение этого импульсного разряда фотоионизирует газ в камере низкого давления. Этот эффект наиболее заметен в чистом  $N_2$ , с маленькой примесью воздуха, так как в воздухе излучение уменьшается из-за поглощения  $O_2$ . Однако, фотоионизация часто генерирует фоновую плазму, которая может быть принята за предвестник ударной волны.

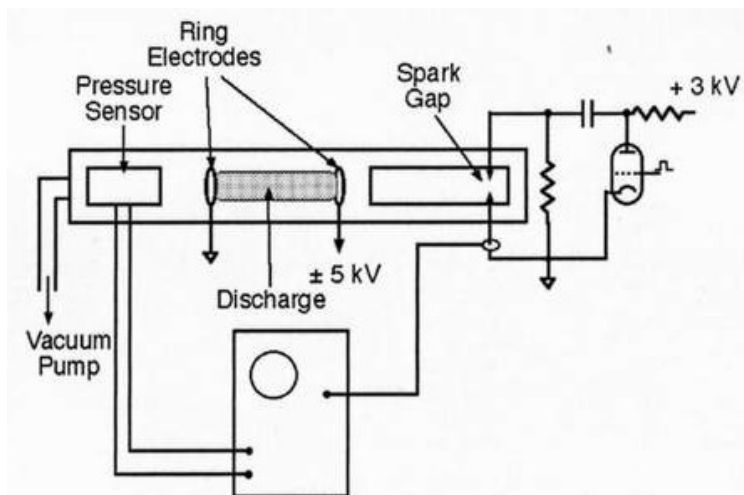


рис. 2. Схема экспериментальной установки

Первые эксперименты по исследованию распространения ударных волн в плазме низкого давления, в которых было отмечено, что полученные результаты нельзя полностью объяснить эффектами тепловых градиентов, были опубликованы Климовым [4]. В своих экспериментах они использовали метровый канал с поперечным сечением  $10 \times 10 \text{ см}^2$ , в который они поместили кольцевые электроды, и длина плазменного шнура варьировалась от 30 до 160 мм. С одного конца был помещен импульсный электрический разрядник, используемый для запуска ударной волны, на другом конце стоял быстро срабатывающий пьезоэлектрический датчик для измерения давления в скачке уплотнения (рис. 2.). Они также использовали высокоскоростную камеру для записи теневой фотографии и для получения записи движения фронта ударной волны. Температура нейтрального газа была измерена с помощью интерферометра. Они сравнили запись давления при измерении скорости ударной волны в нейтральном газе,  $740 \text{ м/с}$ , с распространением через разряд в воздухе с плотностью тока  $3 \text{ мА см}^{-2}$  (плотность тока в их экспериментах варьировалась от 1 до  $30 \text{ мА см}^{-2}$ ) при

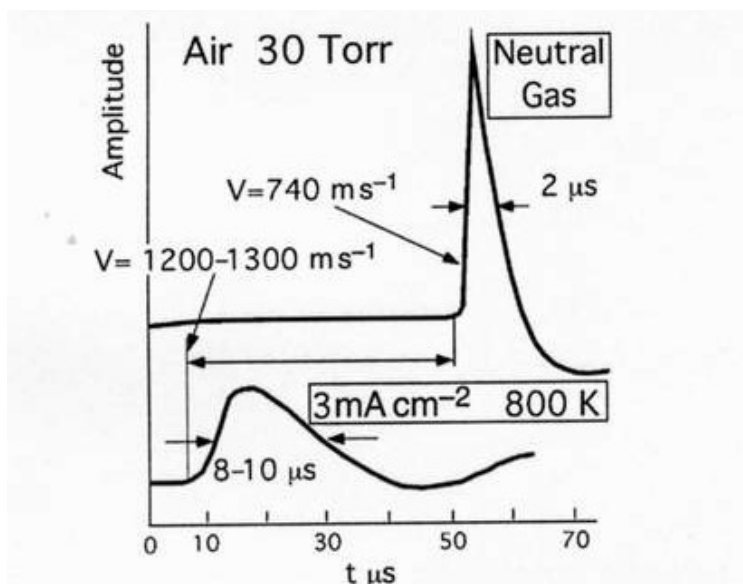


рис. 3. Осциллограмма сигнала с пьезоэлектрического датчика давления в нейтральном газе и в разряде в воздухе.

давлении 30 Тор (рис. 3.). Скорость ударной волны достигала 1200-1300 м/с через 1-3 мкс после входа в плазму; скорость в плазме была также функцией плотности тока. Вычисленное увеличение скорости из-за температурного градиента на границе плазмы было только 900 м/с против измеренных 1200-1300 м/с. Авторы предположили, что высвобождение запасенной колебательной энергии есть возможная причина этого несоответствия. Они также упомянули, что нужно рассмотреть влияние подавления возбужденных атомов и молекул и появление электрического двойного слоя перед ударной волной.

На подобной экспериментальной установке, но с использованием распадающейся плазмы, Климов [5] измерил скорость и амплитуду ударной волны как функцию времени после выключения разряда. Параметры разряда были такие же, как и в предыдущем эксперименте с воздухом при давлении 30 Тор и с плотностью тока  $30 \text{ Асм}^{-2}$ . Были проведены измерения времени затухания оптической интенсивности, наблюдалось быстрое ( $\tau = 1.5 \text{ мкс}$ ) и медленное ( $\tau = 3.5 \text{ мкс}$ ) затухание; медленное затухание соответствовало времени восстановления, постоянной константы для ударной волны в

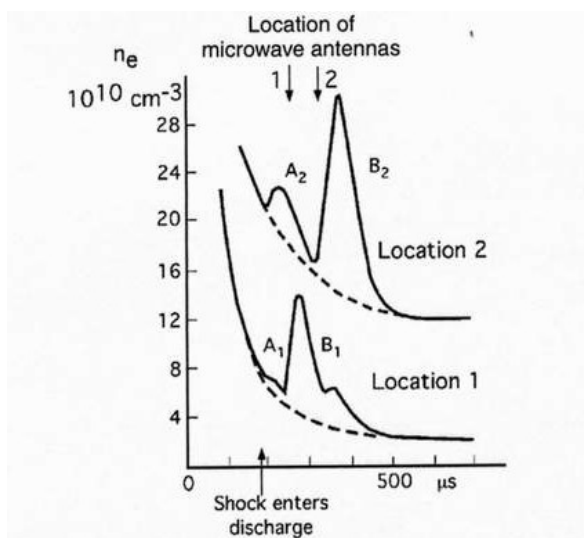


рис. 4. Измерения микроволновым интерферометром в двух различных местоположениях в распадающейся плазме ( $\text{CO}_2$ , 6 Тор, параметры импульса: 6 кВ, 300 А, 50 мкс), --- без ударной волны, — с ударной волной.

нейтральном газе. Эта постоянная времени имеет такой же порядок величины, как и полученная константа для температуры необходимой для достижения равновесия в работающем разряде в этой ударной трубе (как сообщено в более поздней статье Климов и другие [19]). И, таким образом, тепловые эффекты, возможно, были преобладающими. Позже, Климовым и Мишином [6] было выполнено более детальное исследование ударных волн на начальной стадии появления плазмы, при температуре нейтрального газа 370 К.

Распространение ударной волны в продольной кварцевой разрядной трубке диаметра 30 мм с кольцевыми разрядными электродами и электроразрядной трубкой возбуждающей ударную волну было исследовано Горшковым и другими [7]. Они использовали два микроволновых интерферометра ( $\lambda = 8 \text{ мм}$ , пространственное разрешение 13 мм) для измерения электронной плотности  $n_e$ , подвижный датчик давления и лазерную шпирен-систему для измерения скорости. Пространственное разрешение и время затухание плазменной яркости были измерены, с использованием коллимационной

оптики и фотоумножителей. Результаты для разряда при давлении 6 Тор  $\text{CO}_2$ , возбуждение 6 кВ, 300 А, 50 мкс длительностью импульса показаны рис 4.

Выделенные пунктиром кривые показывают уменьшение электронной плотности без влияния ударной волны, с постоянной распада, близкой к предполагаемой постоянной из-за диссоциативной рекомбинации,  $\alpha_d$ . Стрелки на вершине указывают достижение ударной волны местоположения микроволновых интерферометров как измерено шпирен сигналами, совпадающими с резким повышением  $n_e$  (B1 и B2). Уменьшение в  $n_e$ , после прохождения ударной волны более быстрое, чем может дать  $\alpha_d$  в отсутствие ударной волны. Время нарастания  $n_e$ , меньше 20 мкс (ограниченно пространственным разрешением микроволновой системы) и увеличивается до 40 мкс во втором интерферометре. Увеличение  $n_e$ , наблюдалось в обоих интерферометрах при входе ударной волны в плазму (A1 и A2) связано с предвестниками. Эти предвестники также наблюдались в распадающейся плазме в поперечном разряде в постоянном электрическом поле. Но зондовые измерения нужно рассматривать осторожно, потому что полный ток разряда и напряжение изменяются в широком диапазоне за время прохождения ударной волны.

Климов [8] провел измерения скорости ударной волны в заранее включенном разряде диаметром 3 см, 30 см длиной, так же как и в поперечном разряде. Используя оптические интерференционные методы, они вычислили увеличение температуры при включении разряда. Измерение скорости проводилось с использованием пьезоэлектрического датчика давления. Они наблюдали повышение скорости ударной волны от 950 до 1300 м/с в течение 0.1 мс для одного набора измерений и от 560 до 730 м/с в течение 0.5 мс для другого набора, в обоих случаях в пределах отрезка времени, когда газовая температура не увеличилась значительно. Авторы также определили, что измеренные скорости фронта ударной волны на 40 % выше, чем скорости, вычисленные для температурного скачка газа 400 К. Используя два датчика давления, помещенные соответственно на оси и в стенке поперечного рабочего сечения, они нашли, что искривление ударной волны было меньше чем 8 % диаметра трубы.

Войнович [9] проделал измерения скорости в цилиндрической ударной трубе с одиночной диафрагмой и с газоразрядной трубкой и сравнил их с вычисленным влиянием осевых и радиальных тепловых градиентов на распространении ударной волны. Эксперименты были выполнены в воздухе с аргоном в качестве толкающего газа при давлении от 0.075 до 200 Тор и числе Маха от 1.5 до 3, с током разряда от 0.04 до 0.4 А. Экспериментальные результаты и скорости, вычисленные с помощью одномерной теории, рассматривающей увеличение скорости вдоль оси. Разница между теоретическими



скоростями и скоростями, полученными из эксперимента, точно определяется по увеличению радиальных температурных градиентов при высокой мощности. Поэтому, для более высоких давлений и при более низких числах Маха авторы используют фактический радиальный температурный профиль и используют численный метод, чтобы сделать двумерные расчеты температуры и давления. После начального искажения структура ударной волны значительно не изменяется даже после прохождения расстояния 13 радиусов трубы, что находится в согласии с экспериментальными результатами авторов. Кроме того, скорости, вычисленные с использованием двумерной модели, выше, и согласуются с экспериментальными значениями. Авторы заключают, что наблюдаемое ускорение ударной волны в плазме в данном диапазоне параметром можно полностью объяснить взаимодействием с тепловой неоднородностью.

В заключение, убедительное доказательство влияния плазмы на структуру ударной волны и скорость, кроме как влияние тепловых градиентов, было представлено Климовым [4, 8], и Горшковым [7].

### **3. Управление скачком на входе.**

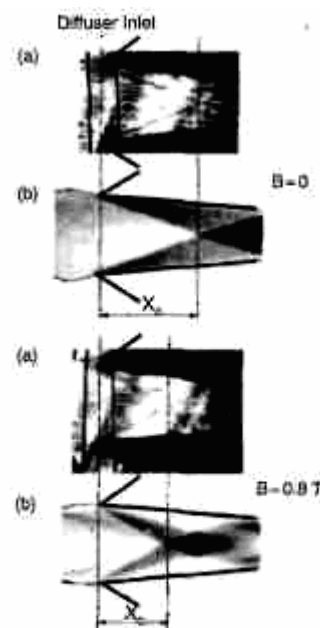
Вообще, геометрию входа разрабатывают для одной комбинации числа Маха и угла атаки, и затем определяют характеристики в различных рабочих режимах, для гарантирования соответствующих характеристик. В ситуации, когда необходимые характеристики не могут быть достигнуты с фиксированной геометрией входа, необходима массивная и сложная геометрия с изменяемой геометрией воздухозаборника. Управление обтеканием с помощью плазмы является техническим приемом для контроля положения ударной волны на входе, для уменьшения или устранения сложной переменной геометрии входа. Большинство способов управления потоков с помощью плазмы чаще всего пытаются использовать силу Лоренца, наряду с уменьшением роли дополнительного нагрева. Управление потоком с помощью МГД взаимодействия был предложен для снижения скорости потока, для управления положением ударной волны, для контроля степени сжатия, для контроля локального взаимодействия ударной волны и граничного слоя.

Создание и поддержание соответствующей удельной электропроводности представляет существенную проблему, связанную с разработкой систем управления потоком с помощью МГД взаимодействия. У транспортных средств с затупленным передним обтекателем может возникнуть значительная электронная плотность в вязком скачке уплотнения, но обтекатель у сверхзвукового самолета чаще всего длинный и тонкий с маленьким углом отклонения потока, поэтому достаточная электропроводность для осуществления МГД взаимодействия не может быть создана без дополнительного

вмешательства. Таким образом, необходима система, поддерживающая электропроводность. Большинство энергетически эффективных технических приемов для создания и поддержания необходимого уровня электропроводности использует электронный пучок. Электронный пучок может работать с переменной средней энергией с инжекцией через выпускное окно или при высокой энергии через аэродинамическое окно. Разработка технических устройств, для инжекции электронных пучков очень сложна, так как его использование представляет очень серьезную проблему для поддержания удовлетворительной электропроводности.

В области изменения входа потока, Бричкин [10] предоставил концептуально новый способ вычисления рабочего цикла двигателя, который показывает влияние управления входом потока на общей рабочей характеристике двигателя сверхзвукового самолета. Используя конфигурацию двигателя, которая была спроектирована для полетов при  $M=10$ , было сделана оценка улучшения удара при работе с  $M=6$  и  $M=8$ . Была использована ионизация области на носовой части, чтобы дать возможность управлять скоростью потока на входе. Относительно простой метод анализа был использован для оценки влияния положения скачка на управления потоком. Вычислено повышение эффективности двигателя, как функция от энергии необходимой для работы ионизатора. Результаты этих вычислений показывают, что при  $M=6$  использование МГД системы управления потоком может увеличить поглощение скорости потока от 25% до 37%, что приведет к увеличению в удельном импульсе на 10-12% и увеличение осевой нагрузки на 40-50%.

Битюрин и др. [11] рассмотрели проблему МГД управления потоком и определили три основных рабочих режима. Первый метод работы, который авторы назвали метод расширения потока, есть следствие торможения потока сопровождающиеся укрупнением фронта ударной волны и падением полного давления. Использование этого метода всегда приводит к интенсивному снижению скорости потока. Второй режим работы относится к методу сжатия потока и зависит от вращения потока по отношению к модели. Этот метод также является результатом торможения потока и падением полного давления, но поток сжимается вдоль тела. Последний метод единственный, в котором Фарадеевский ток полностью подавлен. Этот метод работы



**рис. 5. Эффект влияния магнитного поля на изменение картины обтекания (а) Шлирен фотография (б) вычисленный результат**

нуждается в значительном подводе энергии, но он является результатом увеличения полного давления в каскаде скачков уплотнения. Необходим более детальный расчет характеристик двигателя для полного понимания последствия использования управления потоком на общие характеристики двигателя.

Характеристики потока, вычисленные Ватажином и Копченовым, показывают, что МГД управления потоком может быть использовано для модифицирования структуры ударной волны на входе, несмотря на то, что показанный метод сжатия потока очень неэффективный. Macheret [12] исследовал возможность использования внешней МГД системы с ионизацией электронным пучком для управления входом сверхзвукового двигателя. Результаты их вычислений показывают, что мощность, необходимая для ионизации меньше, чем мощность, произведенная МГД системой, при режиме работы, соответствующем 30 км высоте полета с числом  $M=8$ . После разработки простого двухскачкового входа для работы при числе  $M=6$ , вычисления показали, что эффективность удара на краю может быть поддержана с помощью МГД управления потоком при полете с числом  $M=8$  с использованием метода расширения потока, описанного Битюриным. Значительные потери в полном давлении, которые составляли порядка 33% при  $M=8$  с МГД взаимодействием, вообще говоря, не могут быть объяснены для этого типа модификации входа потока.

И экспериментальная, и вычислительная работа над проблемой управления потоком были проведены командой исследователей из Физико-технического института имени Иоффе под руководством Бобашева и Головачова [13,14,15]. Эксперименты были проведены с использованием ударной трубы работающей с инертными газами (криптон, ксенон и аргон) в качестве ионизируемого газа, который подавался в двухскачковый воздухозаборник внутреннего сжатия. Секционированные электроды были установлены на верхней и нижней поверхности входа, и катушки Гельмгольца, расположенные в трубе на боковых стенках, использовались для создания магнитного поля, нормального к входу потока, как показано на рис. 5. При увеличении магнитного поля (до 1.2 Т) угол ударной волны на входе значительно увеличивался. Бобачев установил зоны со слабым, нестабильным и сильным взаимодействием. Аналитическая и расчетная работа Бобачева и Головачова продемонстрировала (для инертных газов), что управление потоком может применяться без разрушения основной естественной волны появляющейся в процессе сжатия на входе. Были продемонстрированы технические приемы для создания однородной электропроводности в воздухе, и технические приемы для контроля изменения остатков воздушного потока на входе.

Идея использования МГД эффекта для уменьшения времени теплообмена в ранних

сверхзвуковых исследованиях проводившихся в 1950-х годах описана Poggie и Gaitonde [16]. В этой работе, результаты также предоставлены теоретическими и вычислительными исследованиями сверхзвукового потока над полусферой, которая была проведена для исследования возможности использования МГД эффекта для уменьшения теплообмена, как наиболее важного участка исследований. Результаты показывают, что в точке полного торможения теплопередача может быть уменьшена приблизительно на 25% при  $Ma = 5$  с коэффициентом магнитного взаимодействия 6.

Также многие другие авторы обсуждали использование МГД взаимодействия для уменьшения максимума теплопередачи. Битюрин [10] предоставил вычисления, которые показывают возможность понижения теплопередачи от модели при использовании электрического тока вдоль наиболее развитого участка исследований. Результирующая  $j \times B$  сила приводит к торможению потока при приближении к наиболее развитому участку исследований. Результаты показывают, что максимум теплопередачи может быть уменьшен при увеличении магнитного поля.

Идея извлечения мощности из потока в сверхзвуковом двигателе была изучена совместно с применением обходного пути для энергии и с дополнительным порождением энергии. Применение обвода энергии приводит к извлечению значительной части энергии из потока в процессе сгорания с использованием МГД системы выделения мощности и с подводом мощности в движущийся поток в низ по течению, в камере сгорания, с использованием МГД системы ускорения потока. Результаты обвода энергии в процессе сгорания приводят к снижению эффективности скорости. Дополнительные МГД генераторы мощности представляют один из возможных вариантов создания мощности, что, возможно, будет необходимо для аэродинамической плазмы, плазмы появившейся в результате сгорания или для неравновесных ионизационных систем.

С целью исследования управления сверхзвуковым обтеканием в ИТПМ была собрана аэродинамическая установка. Целью данной работы было наблюдение изменения положения присоединенного скачка уплотнения при ионизации потока электронным пучком.

## 2. Экспериментальная часть.

### 2.1. Описание установки.

Эксперименты проводились на установке (схема установки приведена на рис. 6) – импульсной аэродинамической трубе, в рабочей части которой располагалась модель – цилиндр, обтекаемая затопленной струей газа, ускоренного в сверхзвуковом сопле Лавалья с геометрическим числом  $M = 5$  (по воздуху). В качестве рабочего газа использовался водород и воздух. Перед пуском рабочий объем установки откачивался до давления порядка 3 Па. Электромагнитные клапаны открывались импульсным током, подаваемым от генератора. После выхода из сопла поток ионизировался электронной пушкой. Пуск электронной пушки происходил через 15 мс (для воздуха) и через 7.5 мс (для водорода), когда давление в форкамере достигало максимального значения. Параметры потока следующие. Число  $M = 5$  (геометрическое для воздуха), сопло имеет квадратное сечение, в критике  $10 \times 10 \text{ мм}^2$  и на срезе –  $50 \times 50 \text{ мм}^2$ . Температура торможения – комнатная, давление торможения потока – до 10 бар.

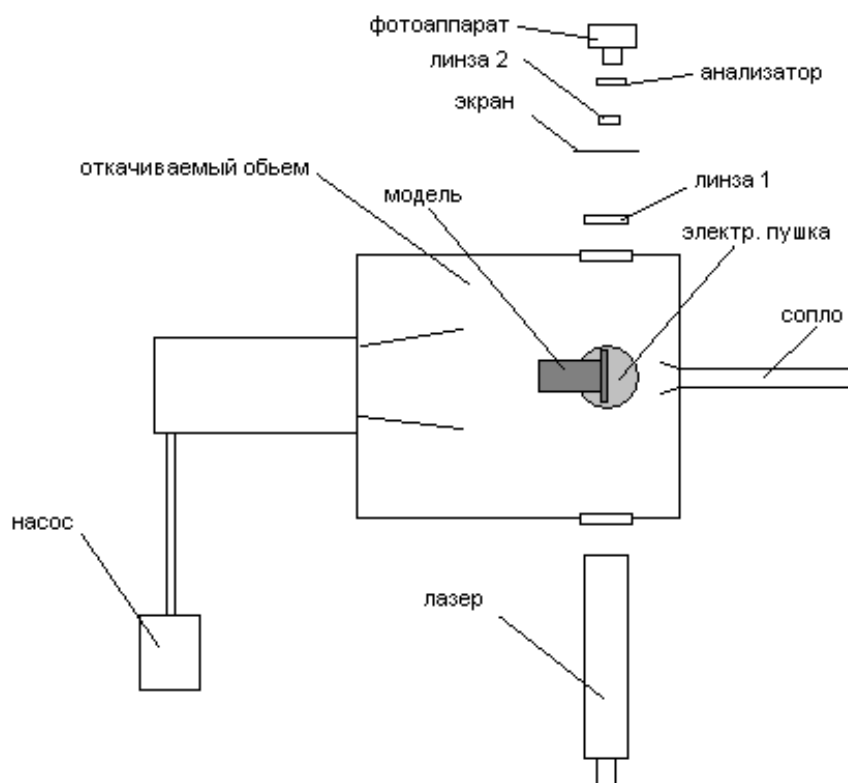


Рис. 6. Схема установки.

В работы проводилось исследование обтекания модели (цилиндр) помещенной поперек пучка, определялась электронная проводимость поперек пучка, измерялось давление пучка в передней критической точке модели.

## 2. 2.Измерение тока электронной пушки.

Также в откачиваемом объеме без пучка был измерен полный ток электронной пушки с помощью графитового коллектора (рис.7.). В качестве материала для коллектора был выбран графит в связи с тем, что имеет меньшее электронное отражение. Для получения более точных значений тока, на коллектор необходимо было бы подать небольшой положительный потенциал, но мы обошлись без этого, так как нам достаточно измерить ток лишь по порядку величины.

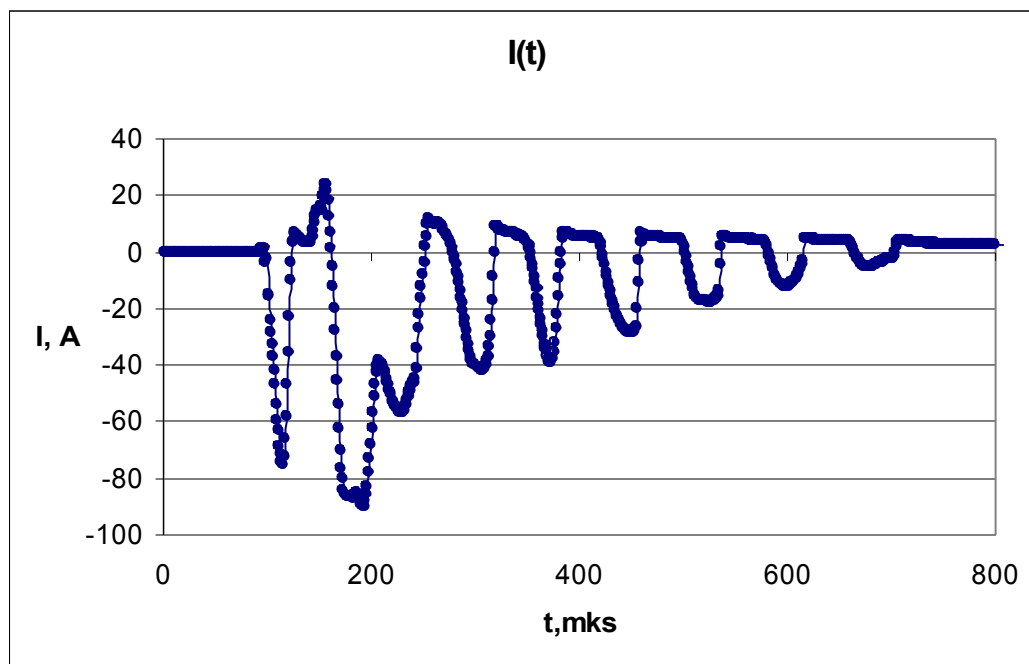


рис.7. Зависимость тока от времени.

Из графика видно, что можно с хорошей точностью считать, ток чисто электронным.

## 2.3. Измерение проводимости.

Измерение проводимости плазмы важны потому, что по величине проводимости можно вычислить электронную плотность. Соотношение, связывающее проводимость и плотность электронов в плазме без магнитного поля, было получено Спитцером и имеет (в системе МКС) следующий вид:

$$\sigma = 0.015 \frac{T^{3/2}}{Z \ln \Lambda} \text{ мО/м,}$$

Где  $T$  – электронная температура в К°;  $Z$  – эффективный заряд иона и

$$\Lambda = \frac{12\pi (\epsilon_0 kT / e^2)^{3/2}}{n_e^{1/2}}.$$

Здесь  $\epsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума ( $8,85 \cdot 10^{-12}$  ф/м),  $e$  – заряд электрона и  $n_e$  – плотность электронов.

Наиболее прямым путем измерения проводимости плазмы является способ, который используется для определения проводимости обычных материалов. Отношение измеренных величин падения напряжения на разрядном столбе к протекающему по нему току определяет полное сопротивление плазмы. После этого легко вычислить среднюю проводимость, если известен объем плазмы.

Дополнительные трудности при определении проводимости плазмы связаны с наличием в плазме электродов: поверхностные эффекты на электродах могут существенно влиять на величину измеряемого сопротивления. Существенный вклад в величину эффективного сопротивления может вносить слой холодной плохо проводящей плазмы, непосредственно прилегающий к электроду, даже если через этот электрод проходят большие токи. Но в нашем случае напряжение, которое подавалось на электроды, было примерно того же порядка, что и напряжение, индуцированное в потоке, поэтому эти эффекты можно не учитывать.

Проводимость полученной плазмы измерялась с помощью двух электродов размером 10x30 мм, расстояние между электродами 35 мм. На электроды подавалось напряжение через конденсатор емкостью 100 мкФ, это обеспечивало время разрядки порядка 700 мкс, а характерное время процесса около 100 мкс. Ток измерялся с помощью пояса Роговского с чувствительностью 0,1 В/А. Измеренные зависимости напряжения от времени приведены на рис. 8 и рис. 9.

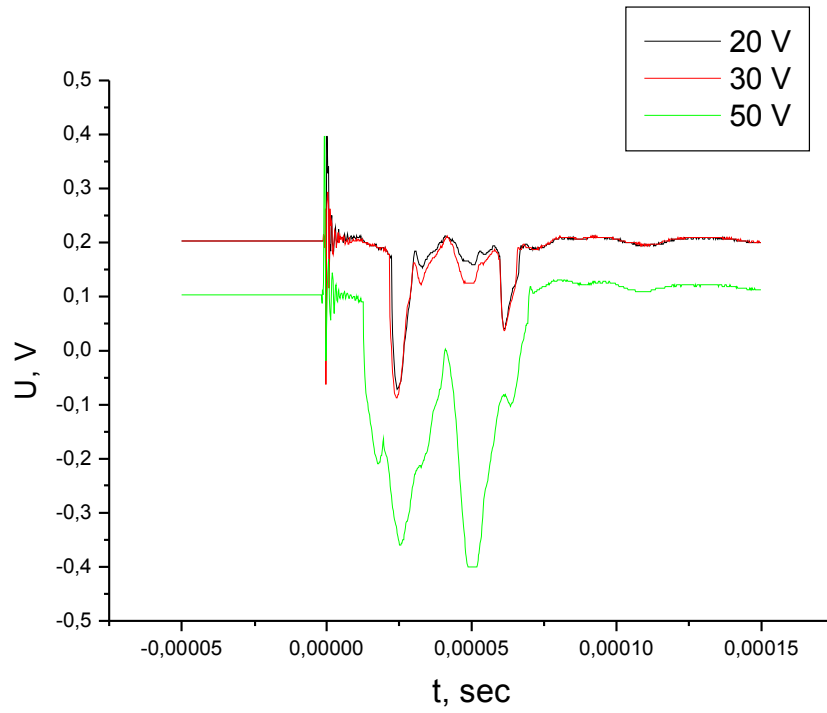


рис. 8. Зависимость напряжения от времени (для воздуха).

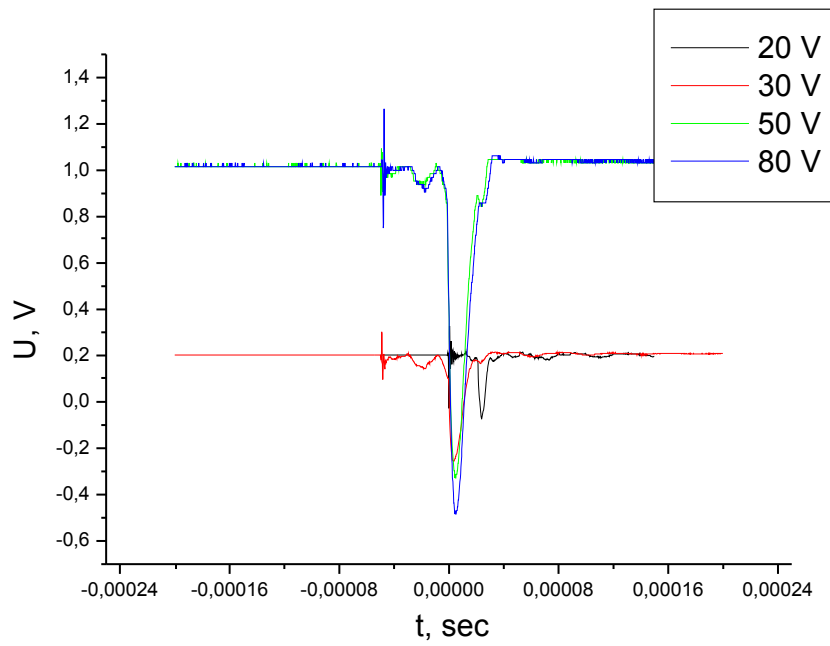


рис. 9. Зависимость напряжения от времени (для водорода).



Вычисленная проводимость приведена в табл. 1.

Водород	
U, В	$\sigma$ , См
20	11,7
30	12,5
50	20,8
80	15,6
100	33,3

табл. 1.

Воздух	
U, В	$\sigma$ , См
20	12
30	9,7
50	10

Проводимость для воздуха и водорода

## 2. 4. Наблюдение картины обтекания.

Существует большое количество схем интерферометров для изучения быстропротекающих процессов (Майкельсона, Жамена, Маха-Цендера). Во всех этих схемах оптическая картина распределения интенсивности проходящего света соответствует распределению градиенту показателя преломления среды.

В первых опытах для наблюдения картины обтекания мы использовали шлирен-систему. Наряду с теневым, этот метод является по существу дополнением к интерференционным методам. Сдвиг интерференционных полос, наблюдаемый при интерферометрических измерениях параметров, прямо пропорционален плотности электронов[17]. С другой стороны, в случае теневой и шлирен-методики наблюдаются оптические картины, возникающие в результате отклонений световых лучей от первоначального направления, которые в первом приближении прямо пропорциональны соответственно первой и второй производным пространственного распределения плотности электронов.

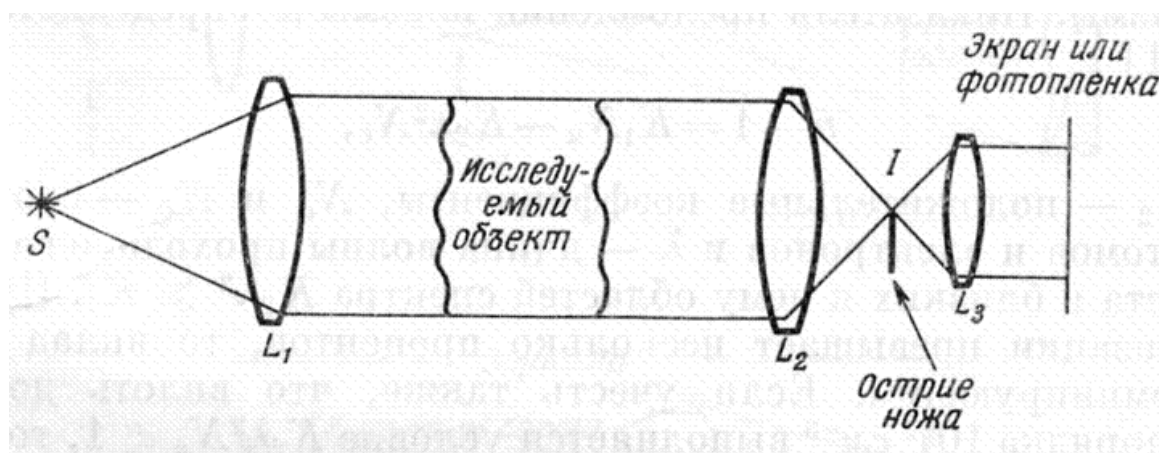


рис. 10. Схема устройства для получения шлирен - фотографий.

Так же как и в оптической интерферометрии, основная проблема при использовании теневого и шлирен-метода для изучения плазмы – подбор достаточно яркого источника света, позволяющего осуществить регистрацию на фоне собственного излучения плазмы.

На рис. 10. схематически показаны основные элементы оптической системы для получения шпирен-фотографии. Источник света  $S$  малых размеров помещается в фокусе линзы  $L_1$ ; получающийся параллельный пучок света проходит через исследуемое сечение объекта и попадает на линзу  $L_2$ . Линза  $L_3$  дает изображение исследуемого участка на экране или на фотопленке. Если свет проходит через исследуемое сечение плазмы без отклонений, то различные лучи, вышедшие из данной точки источника, сохраняют приблизительно одинаковую интенсивность и после линзы  $L_2$  снова сходятся в точку, образуя изображение источника  $I$ .

В этом случае острие ножа, помещенное в области изображения источника, т. е. вблизи точки  $I$ , перехватывая часть проходящих через нее лучей, вызовет равномерное потемнение изображения исследуемого участка на экране. Если же лучи, проходящие через некоторую точку исследуемого участка, отклонились из-за неоднородностей показателя преломления, то в зависимости от характера неоднородности изображение этой точки будет темнее или светлее остального поля. Относительное изменение интенсивности света на экране связано с перпендикулярной к острию ножа составляющей углового отклонения простым соотношением, которое для системы на рис. XXX имеет вид:

$$\frac{\Delta I}{I} = \frac{\varepsilon_x f}{\Delta x}.$$

(Координатная система выбрана так, что ось  $z$  совпадает с направлением неотклоненного луча, а ось  $x$  – с направлением, перпендикулярным к острию ножа.) Здесь  $I$  – освещенность экрана,  $\varepsilon$  – полное угловое отклонение луча,  $f$  – фокусное расстояние линзы  $L_2$  и  $\Delta x$  – ширина незатемненной части изображения источника (в направлении  $x$ ). В свою очередь  $x$ -составляющая полного углового отклонения связана с  $x$ -компонентой градиента показателя преломления формулой:

$$\varepsilon_x = \int_0^L \frac{\partial}{\partial x} \ln n(x, y, z) dz = \int_0^L \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial x} dz,$$

где  $n$  – показатель преломления, а интегралы берутся вдоль оси  $z$  по всей толщине плазмы. Показатель преломления плазмы  $n$  определяется из соотношения [18]

$$n - 1 = K_1 N_a - K_2 \lambda^2 N_e,$$

где  $K_1$  и  $K_2$  – положительные коэффициенты,  $N_a$  и  $N_e$  – соответственно плотности атомов и электронов и  $\lambda$  – длина волны проходящего света. Для видимого света и близких к нему областей спектра  $K_2 \lambda^2 \gg K_1$ . Поэтому если степень ионизации превышает несколько процентов, вклад электронов является доминирующим. Отсюда ясно, что, анализируя

распределение плотности почернения шпирен-фотографий можно получить сведения о величине градиентов плотности электронов.

Но по ряду причин мы решили отказаться от шпирен-системы и перешли к более простой в настройке и в использовании схеме так называемого дифференциального интерферометра.

Методы дифференциальной интерферометрии [19], основанные на измерении оптической разности хода в двух лучах света, проходящих через исследуемый объект, обладают рядом достоинств. Уменьшая расстояние между лучами, в этих схемах можно пропорционально увеличить максимальную величину градиента плотности, доступную измерениям, соответственно снижая чувствительность. В дифференциальных интерферометрах обычно оба луча формируются одними и теми же оптическими элементами, что автоматически обеспечивает работу с нулевой разностью хода. Технически это приводит к компенсации некоторых систематических ошибок, большей устойчивости к вибрациям и флуктуациям плотности воздуха, снижению требований к когерентности лазерного излучения. При небольших расстояниях между лучами практически измеряется проекция градиента плотности (набега фазы). Это требует дополнительного интегрирования сигнала, что может приводить к некоторому увеличению шумов, т.е. снижению чувствительности измерения. Однако в некоторых случаях производная от распределения плотности представляет самостоятельный интерес, например для определения скорости изменения степени ионизации или при исследованиях объектов с цилиндрической симметрией. Оптическая схема интерферометра должна обеспечивать формирование двух когерентных световых пучков и их фокусировку в исследуемую область. В принципе способ разделения лучей безразличен, но он должен обеспечивать примерное равенство их интенсивностей. В видимой области удобно применять двоякопреломляющие пластинки, в инфракрасном диапазоне можно использовать боковые дифракционные максимумы от растровых решеток или плоскопараллельные пластинки.

Для наблюдения картины обтекания нашей модели мы воспользовались схемой так называемого сдвигового или дифференциального интерферометра. Использовался полупроводниковый лазер с длиной волны  $\lambda = 656\text{нм}$ . Далее лазерный пучок разделялся на обыкновенную и необыкновенную волны с помощью кристалла исландского шпата. После прохождения исследуемой области лазерный свет с помощью первой линзы фокусировался на отверстие в экране, предназначенное для отсека лишнего света, затем с помощью второй линзы световой поток снова преобразовывался в параллельный пучок, который после прохождения анализатора стоящего под углом  $45^\circ$  попадал в

объектив фотоаппарата. В объективе можно было наблюдать интерференционную картину, состоящую из чередующихся светлых и темных полос, в стационарном случае.

В нашем эксперименте исследование обтекания модели проводилось с использованием схемы дифференциального интерферометра. Схема приведена на рис. 11.

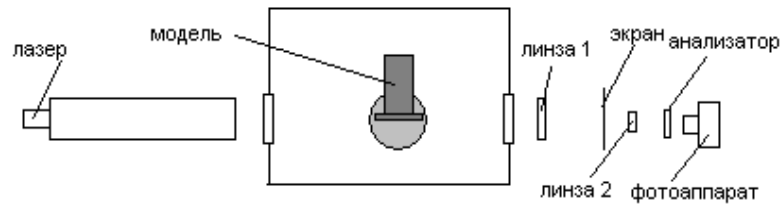


Рис. 11. Дифференциальный интерферометр.

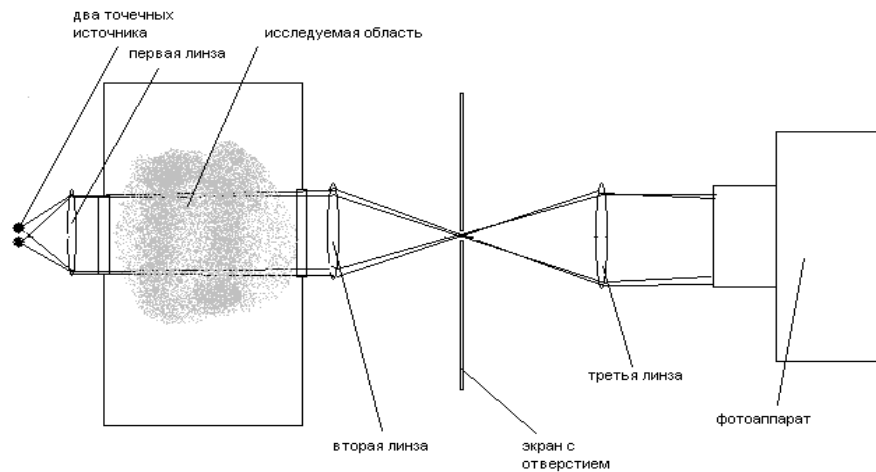
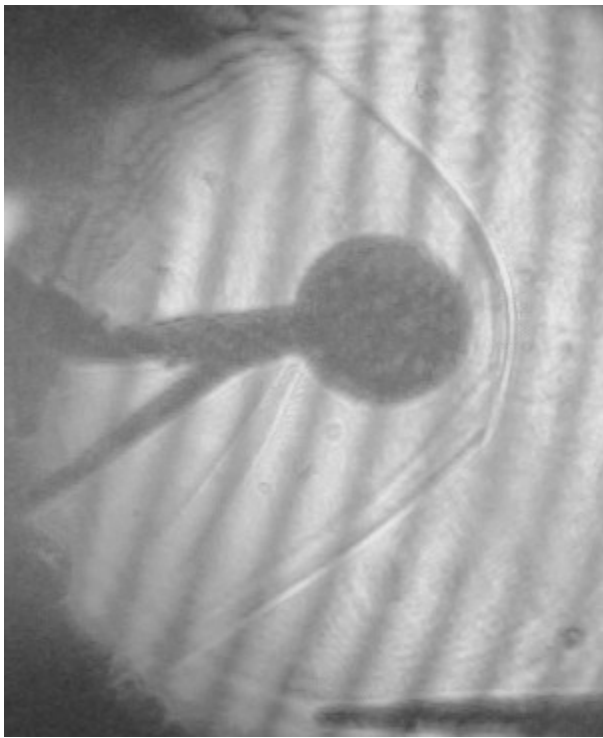
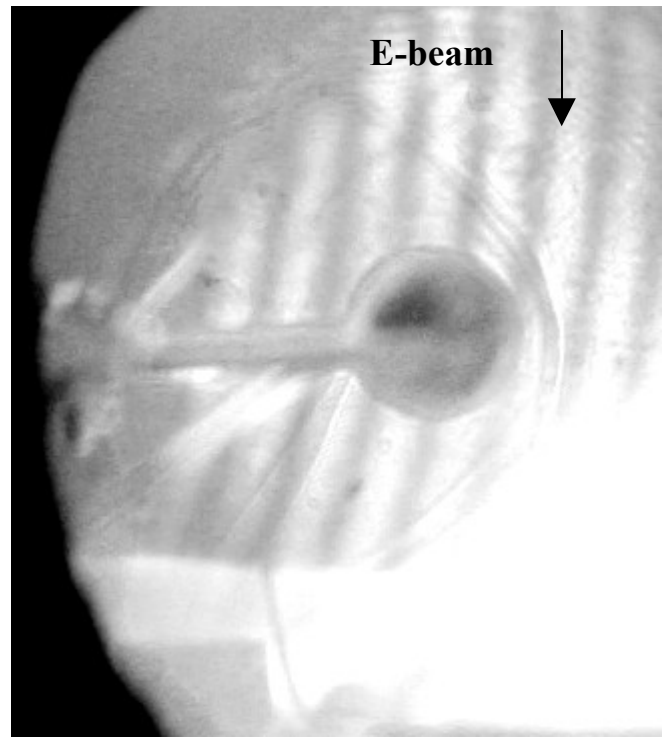


Рис. 12. Принципиальная схема дифференциального интерферометра.



(a)



(б)

рис. 13. Картина обтекания: (а) без пучка, (б) с электронным пучком.

На фотографиях (рис. 13.) хорошо наблюдается скачок плотности характерный при сверхзвуковом обтекании тела. Эксперимент проводился с электронным пучком и без него, и было обнаружено различие картин обтекания в этих двух случаях. При наличии электронного пучка скачок плотности расположен под меньшим углом к оси, вдоль которой направлен поток.

Хорошо видно (рис. 14), что угол скачка при наличии электронного пучка на несколько градусов меньше, чем в случае, когда модель обтекалась без пучка. К сожалению этот эффект пока не имеет теоретического объяснения, для более полного понимания наблюдаемого явления необходимо накопить достаточную экспериментальную базу.

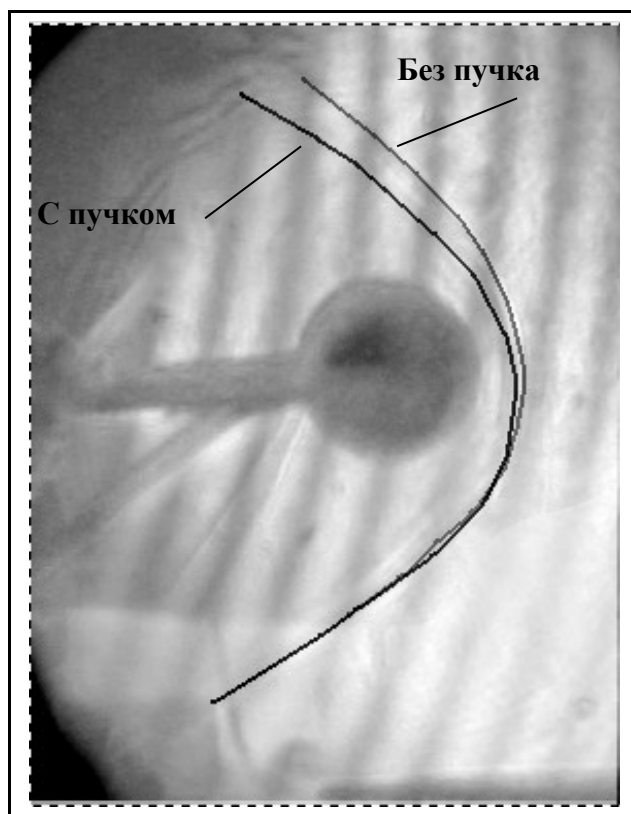


Рис. 14. Совмещенные фотографии картины обтекания.

## 2. 5. Измерение давления в передней критической точке.

Давление в передней критической точке измерялось с помощью тензодатчика. Чувствительность датчика 0,283 бар/Вольт. Тензодатчик – измерительный преобразователь деформации твёрдого тела, вызываемой механическими напряжениями, в сигнал (обычно электрический). Наибольшее распространение получили тензодатчики сопротивления, выполненные на базе тензорезисторов, действие которых основано на их свойстве изменять под влиянием деформации (растяжения или сжатия) своё электрическое сопротивление. Конструктивно тензорезистор представляет собой либо решётку, изготовленную из проволоки или фольги (из константана, нихрома, различных сплавов на основе Ni, Mo, Pt), либо пластинку из полупроводника, например, Si. Тензорезисторы механически жестко соединяют (например, приклеивают, приваривают) с упругим элементом тензодатчика, либо крепят непосредственно на исследуемой детали. Упругий элемент воспринимает изменения исследуемого параметра (давления, деформации узла машины, ускорения и т. п.) и преобразует их в деформацию решётки (пластинки), что приводит к изменению сопротивления тензорезистора.

Для уменьшения погрешности требуется автоматическое введение поправок на температуру либо термокомпенсация. Наиболее распространён метод "схемной" термокомпенсации с использованием мостовых цепей. График давления приведен на рис. 15.

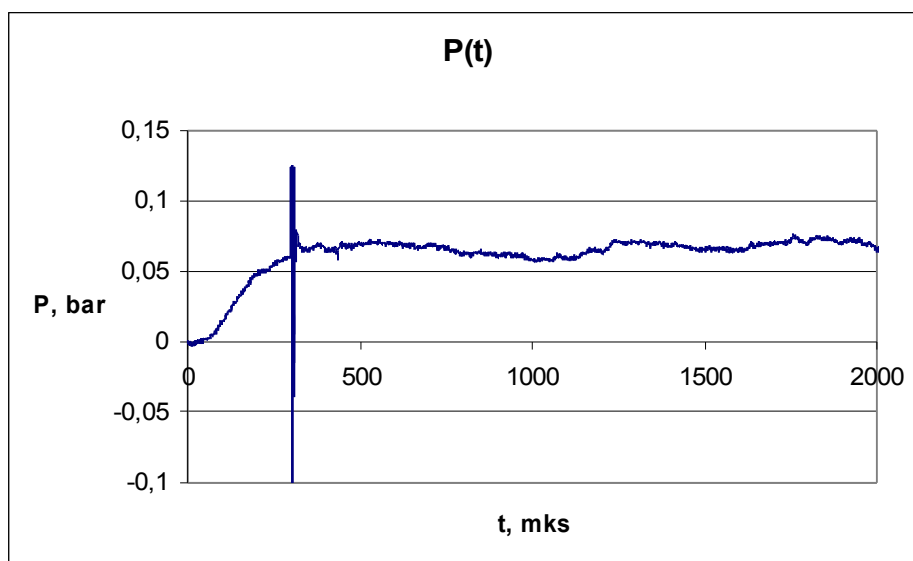


рис. 15. Зависимость давления от времени.

Из приведенного графика видно что, все наши наблюдения картины обтекания проводились при постоянном давлении, т.е. когда движение потока было стационарно.

## **Заключение.**

В данной работе экспериментально исследовалась возможность управления сверхзвуковым обтеканием при помощи электронного пучка. Были проведены измерения основных параметров плазмы и сверхзвукового потока. Были измерены ток электронной пушки, проводимость плазмы, давление в передней критической точке. Наблюдалась картина обтекания цилиндрического объекта с электронным пучком и без пучка. Эксперименты показали, что при определенных условиях ввода электронного пучка происходит изменение угла наклона присоединенного скачка уплотнения на клине. Экспериментально зафиксировано изменение угла наклона косоугольного скачка уплотнения при сверхзвуковом обтекании клина потоком с  $M = 5$ . Приведенные результаты показывают возможность управления присоединенным скачком уплотнения при сверхзвуковом обтекании при помощи электронного пучка.



## Литература.

- [1] Cheng S 1989 *Prog. Energy Combust. Sci.* **15** 183-202
- [2] Fowler R G, Atkinson W R, Compton W D and Lee R J 1952 *Phys. Rev.* **88** 137
- [3] Kolb A C 1957 *Phys. Rev.* **107** 345
- [4] Klimov A I, Koblov A N, Mishin G I, Serov Yu L and Yavor I P 1982 *Sov. Tech. Phys. Lett.* **8** 192
- [5] Klimov A I, Koblov A N, Mishin G I, Serov Yu L, Khodataev K V and Yavor I P 1982 *Sov. Tech. Phys. Lett.* **8** 240
- [6] Klimov A I and Mishin G I 1990 *Sov. Tech. Phys. Lett.* **16** 960
- [7] Gorshkov V A, Klimov A I, Mishin G I, Fedotov A B, and Yavor I P 1987 *Sov. Phys. Tech. Phys.* **32** 1138
- [8] Klimov A I, Mishin G I, Fedotov A B and Shakhovarov V A 1989 *Sov. Tech. Phys. Lett.* **15** 800
- [9] Voinovich P A, Ershov A P, Ponomareva S E and Shibkov V M 1991 *Phys. High Temp.* **29** 468
- [10] Brichkin D I, Kuranov A L and Sheikin E G 1999 AIAA-99-4969 November 1999
- [11] Bityurin V A, Botcharov A N, Potebnya V G and Lineberry J T 2000 *2<sup>nd</sup> Workshop on Magneto-Plasma-Aerodynamics in Aerospace Applications (Moscow, April 2000)*
- [12] Macheret S O, Schneider M N and Miles R B *2<sup>nd</sup> Workshop on Magneto-Plasma-Aerodynamics in Aerospace Applications (Moscow, April 2000)*
- [13] Bobashev S V, Erofeev A V, Maslennikov V G and Vasil'eva R V 1999 *Perspectives of MHD and Plasma Technologies in Aerospace Applications (Moscow, March 1999)*
- [14] Golovavachev Yu P and Suschikh S Yu 1999 *Perspectives of MHD and Plasma Technologies in Aerospace Applications (Moscow, March 1999)*
- [15] Bobashev S V, D'yakonova E A, Erofeev A B, Lapushkina T A, Maslennikov V G, Poniaev S A, Sakharov V A, Vasil'eva R V and VanWie D M 2000 *2<sup>nd</sup> Workshop on Magneto-Plasma-Aerodynamics in Aerospace Applications (Moscow, April 2000)*
- [16] Poggie J and Gaitonde D V 2001 AIAA-2001-0196 January 2001
- [17] Под ред. Р. Хаддлстоун, С. Леонард. Диагностика плазмы. Издательство «Мир». Москва. 1967г.
- [18] Alpher R. A., White D. R., *Phys. Fluids*, **2**, 153 (1959); **2**, 162 (1959)
- [19] Рудницкий А. Л. Дифференциальные оптические измерения параметров газовых потоков. – В кн.: Современные экспериментальные методы исследования процессов тепло- и массообмена, ч. 1. Минск, ИТМО АН БССР, 1981, с. 131-151.