

# Визуализация области взаимодействия косого скачка уплотнения с пограничным слоем свечением наносекундного поверхностного скользящего разряда

И.В. Мурсенкова<sup>1</sup>, А.С. Сазонов<sup>2</sup>, Ю. Ляо<sup>3</sup>, И.Э. Иванов<sup>4</sup>

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова

<sup>1</sup> ORCID: 0000-0002-7181-4533, [murs\\_i@physics.msu.ru](mailto:murs_i@physics.msu.ru)

<sup>2</sup> ORCID: 0000-0002-7930-9283

<sup>3</sup> ORCID: 0000-0002-5776-1949

<sup>4</sup> ORCID: 0000-0002-7786-6780

## Аннотация

Пространственная структура излучения поверхностного скользящего разряда длительностью ~300 нс (плазменного листа) исследована в неоднородных сверхзвуковых потоках воздуха с наклонной ударной волной в разрядной камере ударной трубы. Потoki с числами Маха 1.30-1.60 создавались за плоскими ударными волнами с числами Маха 2.8-4.2 в ударной трубе. Течение в разрядной камере включало косую ударную волну, генерируемую при обтекании сверхзвуковым потоком малого препятствия, и затем отражающуюся от верхней стенки разрядной камеры. При этом косая ударная волна взаимодействовала с пограничным слоем сверхзвукового потока, сформировавшимся на обтекаемой стенке. Поверхностный скользящий разряд протяженностью 100 мм, шириной 30 мм инициировался на этой поверхности в заданный момент времени. В экспериментах зарегистрированы и проанализированы ток разряда, эмиссионные спектры, пространственные характеристики излучения при инициировании разряда на разных стадиях нестационарного сверхзвукового течения и различных параметрах потоков за ударными волнами. Путем цифровой обработки изображений свечения разряда в потоках получена временная зависимость области свечения разрядного канала. Проведены численные расчеты для определения ударно-волновой структуры течения в канале с препятствием при экспериментальных условиях. На основе сравнения экспериментальных данных и численных расчетов течения показано, что пространственное распределение излучения поверхностного скользящего разряда визуализирует зону пониженной плотности, формирующуюся при взаимодействии косого скачка уплотнения с пограничным слоем.

**Ключевые слова:** Визуализация свечением разряда, наносекундный поверхностный скользящий разряд, косой скачок уплотнения, пограничный слой, зона отрыва, численный расчет течения.

## ВВЕДЕНИЕ

В высокоскоростных потоках в каналах неизбежно возникают области взаимодействия пограничного слоя с ударными волнами. Взаимодействие наклонной ударной волны (косого скачка уплотнения) с пограничным слоем исследуется на протяжении ряда десятилетий [1-6]. Сильный градиент давления, вызванный воздействием ударной волны на пограничный слой, может приводить к отрыву потока. Это явление сопровождается увеличением динамической нагрузки на обтекаемую поверхность, ее высоким локальным нагревом, повышением коэффициента сопротивления. Кроме того, взаимодействие ударной волны и пограничного слоя может стать причиной нестационарного образования вихрей, которые являются основными причинами широкополосного шума [3, 4]. В ракетных двигательных установках эти эффекты влияют на течение

в соплах сверхзвуковых двигателей [6]. В ряде экспериментальных работ по исследованию течений данного класса [3, 4] и работах по численному моделированию [1, 2, 6, 7] установлено, что в отрывной зоне резко возрастают давление и коэффициент теплоотдачи. Численное моделирование в целом верно отражает основные особенности исследуемых течений, однако расчетные величины в развитых отрывных зонах, генерируемых сильными скачками уплотнения, отличаются от экспериментальных [5], вследствие чего требуется дальнейшее исследование взаимодействия ударных волн с пограничными слоями.

Использование низкотемпературной плазмы поверхностных разрядов разного типа (плазменных актуаторов) в плазменной аэродинамике направлено на коррекцию режима течения, включая снижение динамических и тепловых нагрузок на обтекаемую поверхность, управление ламинарно-турбулентным переходом в пограничном слое, влияние на положение зон отрыва и скачков уплотнения [8-10], на процессы горения топлива в двигателях [11]. Импульсный распределенный поверхностный скользящий разряд наносекундной длительности (плазменный лист) может использоваться в качестве актуатора для воздействия на поток [9]. Он состоит из скользящих по поверхности диэлектрика каналов, образуя плазменный слой, сравнимый по толщине с пограничным слоем сверхзвукового течения в ударной трубе (~0.5 мм). Это дает возможность визуализировать его свечением ламинарный и турбулентный пограничный слой [12]. Малая длительность наносекундных (~ 100 нс) разрядов позволяет использовать регистрацию их излучения для визуализации структуры нестационарных сверхзвуковых плоских [12] и трехмерных течений [13]. Излучение разрядов тлеющего типа длительностью более одной миллисекунды применяется главным образом для визуализации структуры стационарных течений [10, 14].

Целью данной работы было экспериментальное исследование пространственного распределения свечения импульсного поверхностного скользящего разряда в неоднородных сверхзвуковых потоках с наклонной ударной волной в разрядной камере ударной трубы. При этом важным является изучение фундаментальных физических процессов, связанных с развитием наносекундного разряда в неоднородной среде, и исследование структуры приповерхностного течения в зоне импульсного энерговысвобождения для разработки методов управления потоками в таких условиях. Численные расчеты полей течения проведены для сопоставления поля плотности со структурой свечения разряда и обоснованием возможности визуализации области взаимодействия пограничного слоя с косым скачком уплотнения на основе регистрации излучения.

## **УСЛОВИЯ ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ**

### **Описание экспериментальной установки**

Эксперименты проводились на ударной трубе с камерой низкого давления длиной 3 м, каналом прямоугольной формы с внутренним сечением 24´48 мм<sup>2</sup>, и встроенной разрядной камерой того же сечения (рис. 1 а) [9, 12]. Сверхзвуковые потоки воздуха создавались за плоскими ударными волнами с числами Маха 2.8-4.2. Скорости потоков за ними составляли 700-1150 м/с, числа Маха потоков - 1.30-1.60, плотность – 0.10-0.14 кг/м<sup>3</sup>. При таких условиях длительность однородного спутного течения за фронтом ударных волн составляла 200-500 мкс, а протяженность этого течения за фронтом ударной волны около 30 см [12]. В ударной трубе толщина пограничного слоя возрастает от нуля на фронте ударной волны по направлению к контактной поверхности, и на определенном расстоянии от фронта ударной волны пограничный слой становится турбулентным [15]. Число Рейнольдса потока, оцененное по размеру канала ударной трубы, составляло ~10<sup>5</sup>. Толщина ламинарного пограничного слоя на стенках канала не превышала 1 мм [9, 12].

В разрядной камере на нижней и верхней стенках располагались плоские электроды поверхностных скользящих разрядов длиной 10 см с межэлектродным расстоянием 3 см. Боковыми стенками разрядной камеры на участке длиной 17 см были кварцевые стекла с полосой пропускания 200-2800 нм, позволяющие регистрировать излучение и спектры разряда. Регистрация интегрального по времени свечения разряда осуществлялась фотоаппаратами, расположенными под разными углами к стеклам камеры. В экспериментах инициировался верхний плазменный лист, исследовалось его излучение в пограничном слое, взаимодействующем с наклонной ударной волной (косым скачком уплотнения) (рис. 1 б). Спектры разряда регистрировались спектрометром AvaSpec-2048FT (диапазон длин волн 174-1100 нм). Входное отверстие оптоволоконного кабеля (UV/VIZ, диаметр 100 мкм) размещалось под углом к плоскости верхнего плазменного листа.

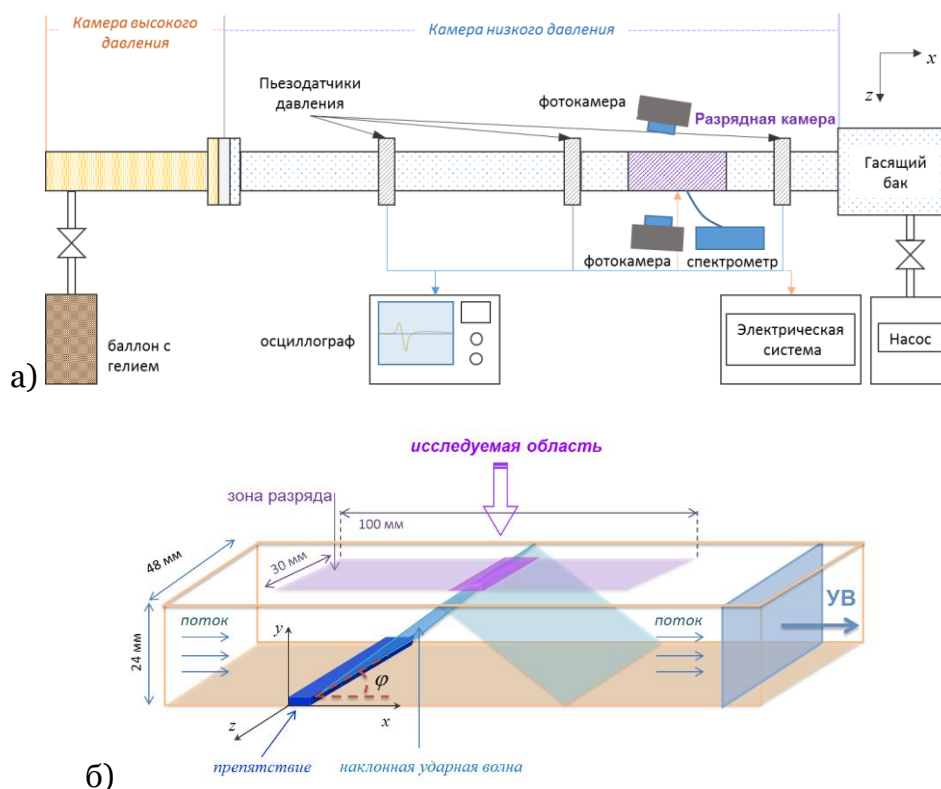


Рис. 1. а) схема ударной трубы с диагностической аппаратурой; б) структура течения в разрядной камере с препятствием на нижней стенке.

## Структура газодинамического течения в разрядной камере

На нижней стенке разрядной камеры на расстоянии около 1.5 см от передней кромки нижнего электрода размещалось небольшое препятствие из диэлектрика в виде прямоугольного параллелепипеда размерами 48.0 × 6.2 × 1.9 мм<sup>3</sup> (рис. 1 б). Длинная часть препятствия была перпендикулярна стеклам камеры. После дифракции плоской ударной волны на препятствии в течение ~200 мкс устанавливалось его обтекание сверхзвуковым спутным потоком. Квазистационарное поле течения в канале разрядной камеры содержало наклонную ударную волну, которая взаимодействовала с пограничным слоем на верхней стенке разрядной камеры (рис. 1 б). Схемы двух типов взаимодействия, реализующихся при взаимодействии косого скачка уплотнения с пограничным слоем, показаны на рис. 2. В случае ламинарного пограничного слоя взаимодействие с пограничным слоем может быть безотрывным, но содержит область понижен-

ной плотности (рис. 2 а); в другом случае происходит взаимодействие с образованием отрыва потока (рис. 2 б).

Импульсный поверхностный скользящий разряд инициировался на верхней стенке разрядной камеры в диапазоне времен 70-1200 мкс после прохождения ударной волной препятствия. Синхронизация запуска разряда с прохождением фронта ударной волны осуществлялась от сигналов пьезодатчиков давления в канале ударной трубы. Инициирование разряда проводилось в заданный момент времени после прохождения ударной волной исследуемого участка в разрядной камере, включая стадию квазистационарного обтекания препятствия сверхзвуковым потоком.

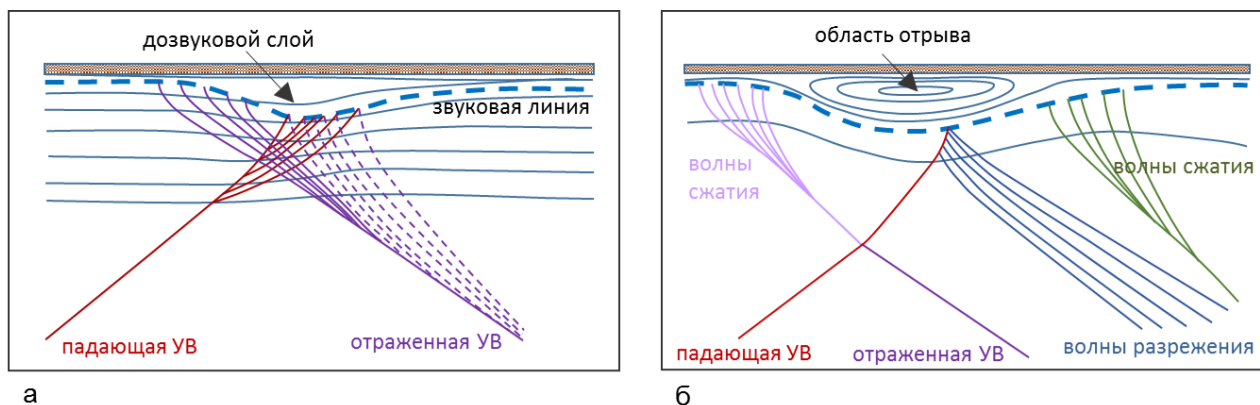


Рис. 2. Схемы взаимодействия косога скачка уплотнения с пограничным слоем: а) безотрывное взаимодействие; б) взаимодействие с образованием отрыва потока.

## Характеристики поверхностного скользящего разряда

Импульсный поверхностный скользящий разряд развивался в тонком слое газа около поверхности диэлектрика при подаче на электроды разряда импульсного напряжения 25 кВ, обеспечивая значительный удельный энерговыход. Ток разряда регистрировался малоиндуктивным шунтом специальной конструкции. Величина тока разряда составляла ~1 кА, длительность не превышала 500 нс (рис. 3). Основной энерговыход в газ происходит в течение 120-150 нс первого полупериода тока, т.е. практически мгновенно по сравнению с характерными газодинамическими временами течения в пограничном слое [9, 12]. Приложенное к разрядному промежутку электрическое поле составляло  $E=8,33$  кВ/см, а приведенная напряженность электрического поля  $E/N$  в условиях экспериментов достигала  $3 \cdot 10^{-19}$  В $\times$ м<sup>2</sup>, где  $N$  - концентрация молекул). При таких условиях в разрядах в воздухе активно происходят процессы возбуждения электронных уровней молекул азота  $N_2$  и кислорода  $O_2$ , ионизация и диссоциация молекул [8, 16]. Это приводит к присутствию в спектрах излучения значительной ультрафиолетовой части, обусловленной излучением молекулярного азота, и атомарных линий (рис. 4).

Локальной величиной приведенного электрического поля  $E/N$  определяется скорость ионизации, от которой зависит концентрация электронов в плазме разряда и проводимость. Поэтому распределение плотности в среде оказывает влияние на структуру излучения разряда. На фотоизображениях разряда в неподвижном воздухе видно, что разряд состоит из параллельных каналов близкой интенсивности, полностью заполняющих разрядный промежуток протяженностью 10 см (рис. 5 а, б). В неоднородном потоке с косым скачком уплотнения разряд развивался в виде отдельного интенсивного канала (рис. 5 в), направление развития канала перпендикулярно скорости потока. Геометрия протекания тока разряда зависела от распределения плотности в разрядной области.

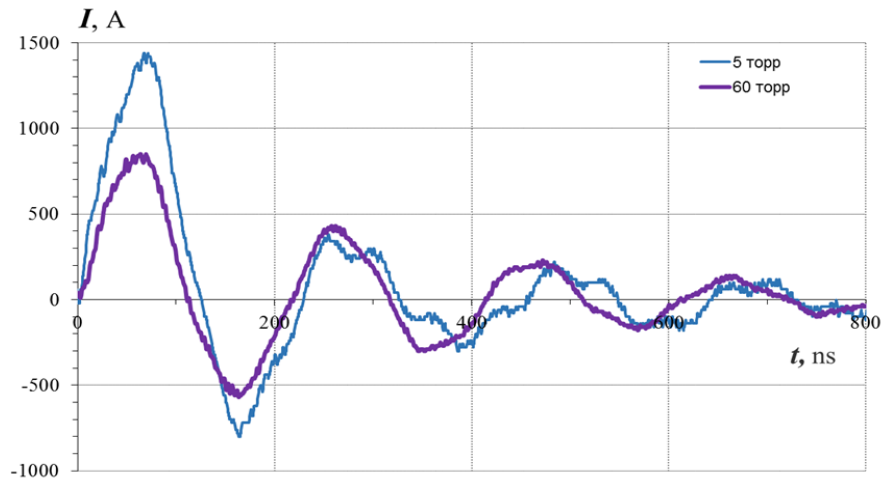


Рис. 3. Осциллограммы тока в неподвижном воздухе при давлении 5 и 60 торр (плотность 0,008 и 0.10 кг/м<sup>3</sup>).

Анализ спектров показал, что основную часть излучения разряда составляют полосы второй положительной системы азота (переход  $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$ ) в диапазоне длин волн 280-500 нм (рис. 4). В спектрах присутствуют интенсивные линии атомов кислорода, азота, водорода, образовавшиеся при диссоциации молекул. Следует отметить, что на фотоизображениях (рис. 3) регистрируется излучение видимой части спектра (400-750 нм), значительный вклад в которое дает вторая положительная система азота. Радиационное время жизни излучающего уровня  $C^3\Pi_u$  молекулярного азота составляет около 40 нс; за время протекания тока разряда и излучения с этого уровня не происходит значительного смещения структурных элементов высокоскоростного течения.

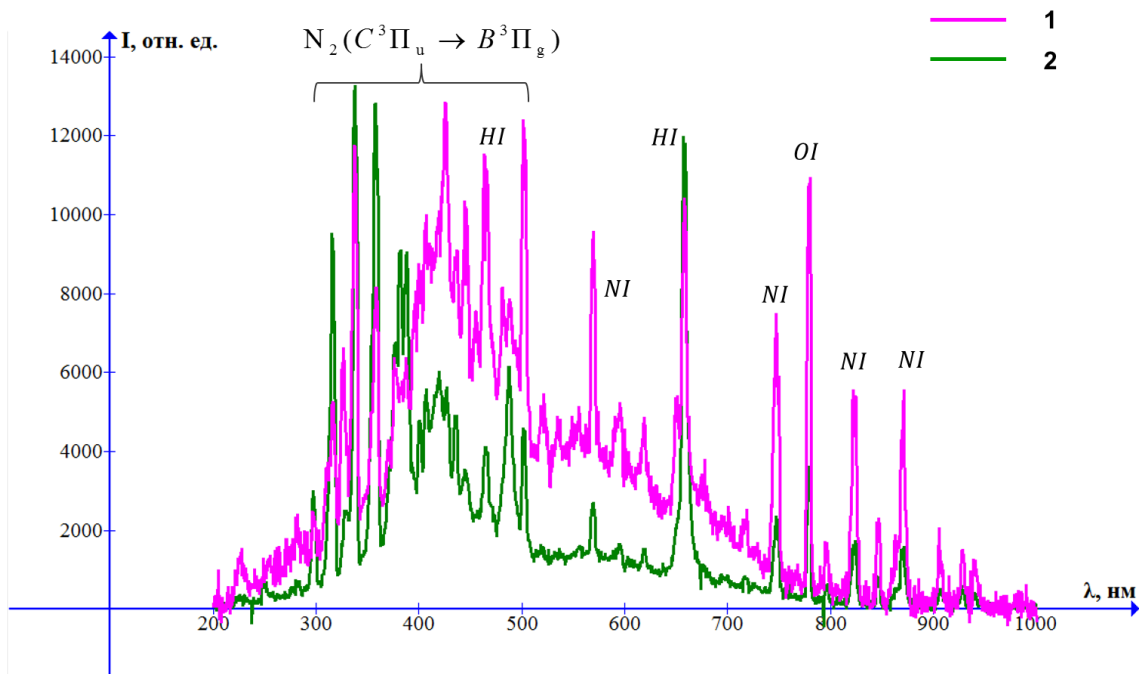


Рис. 4. Спектры излучения разряда: 1 – в сверхзвуковом потоке с числом Маха 1.38; 2 – в неподвижном воздухе; плотность 0.10 кг/м<sup>3</sup>.

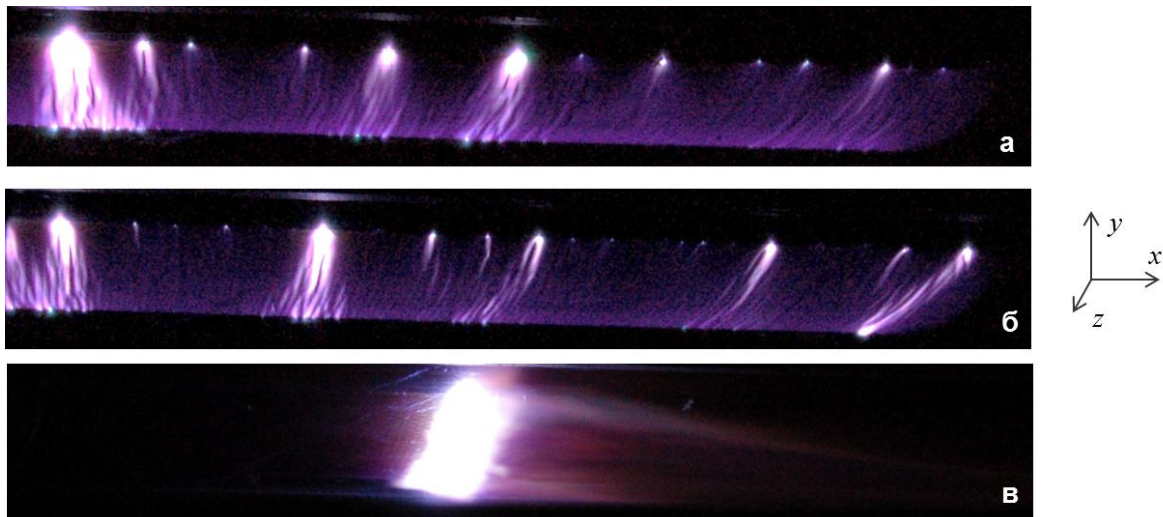


Рис. 5. Фотоизображения свечения скользящего разряда в неподвижном воздухе при давлении 33 (а) и 70 торр (б) (плотности соответственно 0,06 и 0,12 кг/м<sup>3</sup>) и в сверхзвуковом потоке с косым скачком уплотнения (в) при плотности 0,12 кг/м<sup>3</sup>, числе Маха 1,40.

## ИЗЛУЧЕНИЕ РАЗРЯДА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ КОСОГО СКАЧКА УПЛОТНЕНИЯ С ПОГРАНИЧНЫМ СЛОЕМ

Характер распределения плотности в среде влияет на развитие разрядов наносекундной длительности. Неоднородность плотности приводит к неоднородности приведенной напряженности электрического поля  $E/N$  и, следовательно, неоднородности локальной проводимости среды (концентрации электронов). Повышенная проводимость в областях пониженной плотности может приводить к изменению геометрии протекания тока импульсного поверхностного скользящего разряда [17]. Возбуждение электронных уровней молекул электронами ведет к повышенной интенсивности излучения из областей течения с низкой плотностью, визуализируя их [12, 13, 17]. Пространственное распределение излучения дает информацию о мгновенном (с точки зрения газодинамики) распределении плотности в области излучения разряда. Так, свечение импульсного поверхностного скользящего разряда в пограничном слое однородного сверхзвукового потока хорошо визуализирует его структуру и область ламинарно-турбулентного перехода на определенном расстоянии от фронта ударной волны [13].

Пространственное распределение излучения скользящего разряда в неоднородном сверхзвуковом потоке в канале ударной трубы структурно различалось на разных стадиях формирования течения с косым скачком уплотнения. В том случае, когда в момент иницирования разряда фронт бегущей по каналу плоской ударной волны находился внутри разрядной области или уходил на небольшое расстояние за ее пределы, ток разряда протекал преимущественно перед фронтом волны, и основное излучение разряда было сосредоточено в этой области; на рис. 6 а видно свечение разряда в виде П-образного канала около фронта ударной волны. Одновременно наблюдалось слабое свечение разряда на расстоянии 5-6 см за фронтом ударной волны, которое визуализировало зону пониженной плотности в области взаимодействия косого скачка уплотнения с ламинарным пограничным слоем (рис. 6 а). На более поздних стадиях развития течения косой скачок уплотнения взаимодействовал с турбулентным пограничным слоем, при этом формировалась область отрыва с низкой плотностью. Свечение разряда концентрировалось в одиночный интенсивный канал шириной менее 10 мм (рис. 6 б-г). Левая граница канала соответствует прямой линии пересечения наклонной ударной волны с пограничным слоем, как показывают фотоизображения, полученные

фильтром (рис. 6 в). При иницировании разряда после окончания однородного спутного потока, когда число Маха потока падает, разрядный канал смещается вверх по потоку, располагаясь ближе к препятствию (рис. 6 г).

Анализ экспериментальных фотоизображений показал, что структура свечения плазмы разряда зависит от параметров потока и определяется распределением плотности в приповерхностном течении. Положение и геометрия области свечения в пограничном слое потока определялись на основе цифровой обработки фотоизображений, полученных при регистрации с двух сторон разрядной камеры. Измерялось расстояние от начала препятствия на нижней стенке канала (см. рис. 1 б) до области свечения на верхней стенке разрядной камеры  $D_k$  и протяженность этой области вдоль направления скорости потока на разных стадиях течения (рис. 7). Эти величины определялись путем сканирования изображений вдоль координаты  $Ox$  (рис. 1 б) с использованием программы, написанной на языке программирования Python; выделялись границы областей свечения в трех основных цветовых диапазонах.

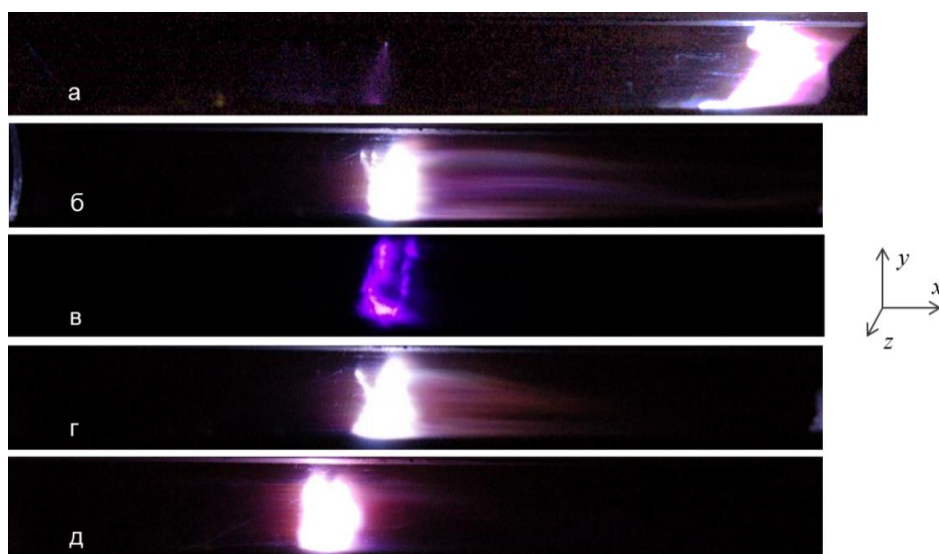


Рис. 6. Фотоизображения свечения скользящего разряда в потоке с косым скачком уплотнения при временах иницирования разряда 76 (а), 93 (б), 140 (в), 240 (г), 455 мкс (д) (от момента касания плоской ударной волной препятствия). Плотность  $0.13 \text{ кг/м}^3$ , число Маха потока 1.48, поток направлен слева направо. Изображение (в) зарегистрировано через светофильтр, пропускающий излучение с длиной волны 405 нм.

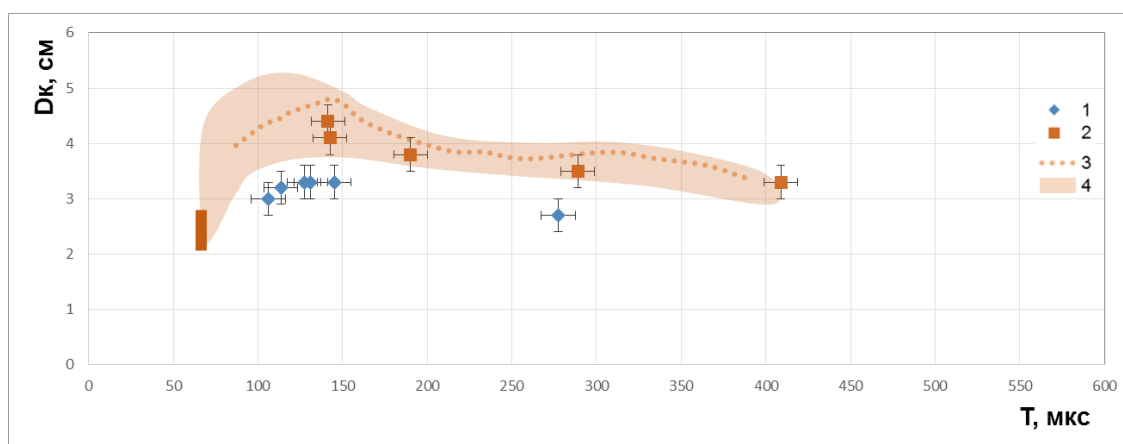


Рис. 7. Координата области максимального свечения разрядного канала в зависимости от времени  $T$  для потоков с числами Маха 1.36-1.42 (1), 1.45-1.47 (2); расчетное положение минимума плотности (3) и протяженности области пониженной плотности (4) для числа Маха потока 1.46. Плотность потока  $0.12 \pm 0.01 \text{ кг/м}^3$ . ( $T=0$  соответствует моменту касания ударной волной препятствия.)

Значения расстояния  $D_k$  в зависимости от времени  $T$  для двух диапазонов чисел Маха потока показаны рис. 7 ( $T$  - время от начала дифракции плоской ударной волны на препятствии до момента инициирования разряда). Полученные значения  $D_k$  находятся в пределах  $(27,38) \pm 2$  мм в условиях экспериментов, находясь в области взаимодействия косоугольного скачка уплотнения с пограничным слоем на верхней стенке. Положение зоны свечения слабо меняется со временем в интервале 150-400 мкс от начала дифракции ударной волны. Структура свечения изменяется с увеличением расстояния от фронта ударной волны в связи с изменением типа взаимодействия наклонной ударной волны с пограничным слоем при переходе от ламинарного режима к турбулентному. Спектр излучения токового канала в этом случае отличается повышенной интенсивностью континуума и атомарных линий видимого диапазона (рис. 4), свидетельствуя о повышенной концентрации электронов.

## ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ ТЕЧЕНИЯ В КАНАЛЕ

Целью численных расчетов было определение ударно-волновой структуры течения в канале с препятствием при экспериментальных условиях и последующего сопоставления с результатами исследования поверхностного скользящего разряда в неоднородных сверхзвуковых потоках.

Математическое моделирование течения газа в канале проводилось на основе решения системы уравнений Навье-Стокса, описывающих нестационарное течение вязкого сжимаемого газа в двумерных областях с соответствующими начальными и граничными условиями и замыкающими соотношениями в виде термического и калорического уравнений состояния [18]. Использовалась модель совершенного газа (воздух) с постоянным показателем адиабаты ( $\gamma=1.4$ ) и числом Прандтля  $Pr = 0.72$ . Зависимость коэффициента вязкости от температуры описывалась формулой Сазерленда [18]. Численные расчеты течений за плоскими ударными волнами проводились для канала высотой 24 мм, длиной 216 мм при условиях, близких к экспериментальным. В расчетах плоская ударная волна набегала на препятствие размером 2´6 мм, расположенное на нижней стенке канала. На рис. 8 приведены последовательные стадии взаимодействия плоской ударной волны с препятствием, показывающие, как после дифракции ударной волны в течение 210-230 мкс в исследуемой области канала устанавливается квазистационарное обтекание препятствия спутным сверхзвуковым потоком с головной ударной волной. Видно, что на верхней и нижней стенках формируются пограничные слои, возмущенные взаимодействием с наклонными ударными волнами. На расчётных изображениях цветовая шкала является динамической: максимальное значение приведенной величины соответствует красному цвету, минимальное – синему.

В экспериментах разряд иницировался на верхней стенке канала в области, соответствующей безразмерным координатам расчетной области от 1.9 до 6.0 (размеры отнесены к высоте канала, равной 24 мм). В этой области косоугольный скачок уплотнения от препятствия взаимодействует с пограничным слоем на верхней стенке канала (рис. 8). Это приводит к образованию области пониженной плотности или области отрыва потока (рис. 9), находящейся на расстоянии от 38 мм до 48 мм от передней кромки препятствия при установившемся течении. Протяженность области низкой плотности (вдоль потока) составляла от 5 до 15 мм в зависимости от времени после дифракции исходной ударной волны на препятствии. Область взаимодействия косоугольного скачка уплотнения с пограничным слоем на верхней стенке канала в увеличенном масштабе показана на рис. 9 б. Толщина невозмущенного пограничного слоя в расчетах не превышала 0.2 мм, а толщина зоны отрыва составляла не более 1.5 мм. Минимальная плотность в этой области составляла 38-62% от плотности набегающего потока.



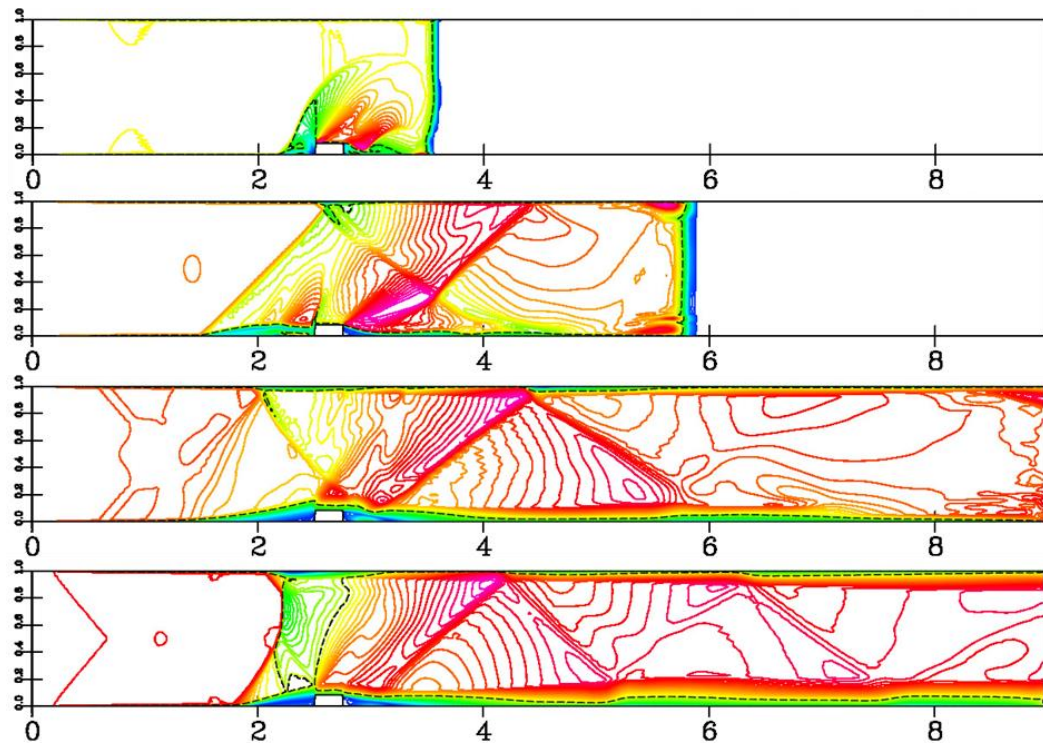


Рис. 8. Поле локального числа Маха при установлении обтекания препятствия потоком за набегающей ударной волной с числом Маха 3,45: время от момента касания ударной волной препятствия 30, 80, 180, 310 мкс (сверху вниз).

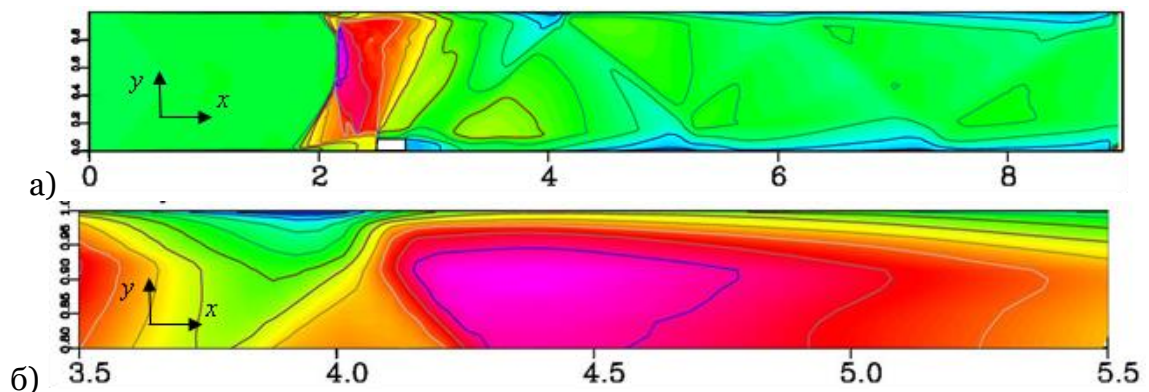


Рис. 9. Расчетное поле плотности на квазистационарной стадии течения (а), увеличенный фрагмент области взаимодействия косога скачка уплотнения с пограничным слоем на верхней стенке канала (б). Число Маха исходной ударной волны 3,45, время от момента касания препятствия 310 мкс.

Зависимость расчетного положения области низкой плотности от времени показана на рисунке 7. Протяженность и положение данной области зависят от времени: сначала она формируется в виде протяженной зоны в пределах 22-43 мм от препятствия, затем в процессе установления течения сдвигается вниз по потоку, и при установившемся обтекании располагается на расстоянии 36-42 мм от препятствия (150-350 мкс от начала дифракции). Из рис. 7 видно, что экспериментальная зависимость местоположения области свечения разряда от времени четко коррелирует зависимостью положения области низкой плотности от времени в расчетных данных. Таким образом, сопоставление экспериментальных данных с расчетными указывает на то, что геометрия свечения импульсного поверхностного скользящего разряда совпадает с геометрией зоны низкой плотности в области взаимодействия косога скачка уплотнения с пограничным слоем по расположению и по протяженности. Это позволяет визуализировать структу-

ру исследуемой области пограничного слоя на основе регистрации излучения разряда, развивающегося внутри пограничного слоя. Наносекундная длительность разряда, которая значительно меньше характерных газодинамических времен, дает возможность исследовать нестационарные течения с ударными волнами.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально исследовано влияние неоднородного сверхзвукового течения в канале за ударными волнами с числами Маха 2,8-4,2 на пространственную структуру излучения поверхностного скользящего разряда наносекундной длительности. Проведен анализ свечения разряда при его развитии в области взаимодействия косога скачка уплотнения с пограничным слоем, в том числе при протекании разряда в зоне отрыва пограничного слоя в виде интенсивного канала.

Показано, что свечение импульсного поверхностного скользящего разряда позволяет визуализировать область взаимодействия косога скачка уплотнения с пограничным слоем на разных стадиях нестационарного течения. Регистрация излучения разряда с использованием многоракурсной съемки может дать информацию о трехмерной структуре пограничного слоя. К преимуществам данного метода визуализации относится регистрация излучения плазмы разряда, находящегося непосредственно в области пограничного слоя, и малая длительность разряда, позволяющая исследовать нестационарные течения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 19-08-00661).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Желтоводов А.А.** Физические особенности и некоторые свойства двумерных и трехмерных отрывных течений при сверхзвуковых скоростях // Изв. АН СССР, МЖГ. 1979. № 3. С. 42-50.
2. **Зубин М.А., Остапенко Н.А.** Структура течения в отрывной области при взаимодействии прямого скачка уплотнения с пограничным слоем в угле // Изв. АН СССР, МЖГ. 1979. № 3. С. 51-58.
3. **Kubota H., Stollery J.** An experimental study of the interaction between a glancing shockwave and a turbulent boundary layer // J. Fluid Mech. 1982. 116-431-58.
4. **Dupont P., Haddad C., Debiève J.-F.** Space and time organization in a shock-induced separated boundary layer. J. Fluid Mech. 2006. 559. P. 255-277.
5. **Боровой В.Я., Мошаров В.Е., Ноев А.Ю., Радченко В.Н.** Ламинарно-турбулентное течение вблизи клина, установленного на острой и затупленных пластинах // Изв. АН СССР, МЖГ. 2009. № 3. С. 58-74.
6. **Hadjadj A., Perrot Y., Verma S.** Numerical study of shock/boundary layer interaction in supersonic overexpanded nozzles // Aerosp. Sci. Technol. 2015. V. 42. P. 158-168.
7. **Босняков С.М., Бабулин А.А., Власенко В.В., Енгулатова М.Ф., Матяш С.В., Михайлов С.В.** О точности численного моделирования отрыва пограничного слоя на клине ограниченной ширины // Матем. моделирование. 2015. Т. 27. № 10. С. 32-46.
8. **Bayoda D., Benard N., and Moreau E.** Nanosecond pulsed sliding dielectric barrier discharge plasma actuator for airflow control: Electrical, optical, and mechanical characteristics // J. Appl. Phys. 2015. V. 118. 063301.
9. **Mursenkova I.V., Znamenskaya I.A. and Lutsky A.E.** Influence of shock waves from plasma actuators on transonic and supersonic airflow // J. Phys. D: Appl. Phys. 2018. V. 51. No 5. 105201.
10. **Leger L., Sellam M., Barbosa E. and Depussay E.** Visualization by discharge illumination technique and modification by plasma actuator of rarefied Mach 2 airflow around a cylinder // Meas. Sci. Technol. 2013. V. 24. N 6. 065401

- 11. Ju Y. and Sun W.** Plasma assisted combustion: Dynamics and chemistry // Progress in Energy and Combustion Science. 2015. V. 48. P. 21-83.
- 12. Знаменская И.А., Латфуллин Д.Ф., Мурсенкова И.В.** Ламинарно-турбулентный переход в сверхзвуковом пограничном слое при инициировании импульсного поверхностного разряда // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. № 15. С. 75-80.
- 13. Znamenskaya I., Mursenkova I., Kuli-Zade T., Kolycheva A.** Visualization of 3D non-stationary flow in shock tube using nanosecond volume discharge // Shock Waves. 2009. P. 533-538.
- 14. Nishio M., Sezaki S., Nakamura H.** Visualization of flow structure around a hypersonic re-entry capsule using the electrical discharge method // Journal of Visualization. 2004. V. 7. N 2. P. 151-158.
- 15. Баженова Т.В., Гвоздева Л.Г.** Нестационарные взаимодействия ударных волн. М., 1977. 274 с.
- 16. Райзер Ю.П.** Физика газового разряда. М., 1987. 592 с.
- 17. Мурсенкова И.В., Сазонов А.С., Ляо Ю.** Влияние импульсных скользящих поверхностных разрядов на сверхзвуковое обтекание тонкого клина в ударной трубе // Письма в ЖТФ. 2018. Т. 44, №. 4. С. 59-65.
- 18. Глушко Г.С., Иванов И.Э., Крюков И.А.** Метод расчета турбулентных сверхзвуковых течений // Матем. Моделирование. 2009. Т. 21. №. 12. С. 103–121.

# Visualization of the interaction region of an oblique shock wave with a boundary layer by the radiation of a nanosecond surface sliding discharge

I. Mursenkova<sup>1</sup>, A. Sazonov<sup>2</sup>, Yu. Liao<sup>3</sup>, I. Ivanov<sup>4</sup>

Lomonosov Moscow State University

<sup>1</sup> ORCID: 0000-0002-7181-4533, [murs\\_i@physics.msu.ru](mailto:murs_i@physics.msu.ru)

<sup>2</sup> ORCID: 0000-0002-7930-9283

<sup>3</sup> ORCID: 0000-0002-5776-1949

<sup>4</sup> ORCID: 0000-0002-7786-6780

## **Abstract**

The spatial structure of radiation of a surface sliding discharge with a duration of ~ 300 ns (plasma sheet) in inhomogeneous supersonic air flows including oblique shock wave in a discharge chamber of shock tube was experimentally investigated. The flows were created behind plane shock waves with Mach numbers 2.8–4.2; flow Mach numbers were 1.30–1.60. The flow in the discharge chamber included an oblique shock wave generated by the interaction of a supersonic flow with a small obstacle, and then reflected from the upper wall of the discharge chamber. In this case, the shock wave interacted with the boundary layer of the supersonic flow, which formed on the streamlined wall. A surface sliding discharge with a length of 100 mm and 30 mm wide was initiated on a streamlined surface at a certain moment in time. The discharge current, emission spectra, and spatial characteristics of the radiation under various conditions of discharge initiation were obtained and analyzed in experiments. The time dependence of geometry of the discharge glow region was obtained by digital processing of discharge images in flows. CFD simulation was performed to determine the shock-wave structure of the flow in the channel with an obstacle under experimental conditions. The comparison of experimental data with the results of numerical calculation of the supersonic flow field was done. It was shown that the spatial distribution of radiation from a surface sliding discharge visualizes the low density areas and the separation zone formed under the interaction of an oblique shock wave with a boundary layer.

**Keywords:** Flow visualization by the discharge radiation, nanosecond surface sliding discharge, oblique shock wave, boundary layer, flow separation zone, cfd simulation.

## **References**

- 1. Zheltovodov A. A.** Properties of two- and three-dimensional separation flows at supersonic velocities // *Fluid Dynamics*. 1979. V. 14. No 3. P. 357-364.
- 2. Zubin M. A., Ostapenko N. A.** Structure of flow in the separation region resulting from interaction of a normal shock wave with a boundary layer in a corner // *Fluid Dynamics*. 1979. V. 14. No 3. P. 365-371.
- 3. Kubota H., Stollery J.** An experimental study of the interaction between a glancing shockwave and a turbulent boundary layer // *J. Fluid Mech.* 1982. 116-431-58.
- 4. Dupont P., Haddad C., Debiève J.-F.** Space and time organization in a shock-induced separated boundary layer. *J. Fluid Mech.* 2006. 559. P. 255-277.
- 5. Borovoy V.Ya., Mosharov V.N, Noev A.Yu., Radchenko V.N.** Laminar-turbulent flow over wedges mounted on sharp and blunt plates // *Fluid Dynamics*. 2009. V. 44. No 3. P. 382-396.
- 6. Hadjadj A., Perrot Y., Verma S.** Numerical study of shock/boundary layer interaction in supersonic overexpanded nozzles // *Aerosp. Sci. Technol.* 2015. V. 42. P. 158-168.

7. **Bosnyakov S.M., Babulin A.A., Vlasenko V.V., Engulatova M.F., Matyash S.V., Mikhaylov S.V.** On the accuracy of numerical simulation of the boundary layer separation on a finite-width wedge. // *Mathematical Models and Computer Simulations*. 2016. V. 8. No 3. P. 238–248.
8. **Bayoda D., Benard N., and Moreau E.** Nanosecond pulsed sliding dielectric barrier discharge plasma actuator for airflow control: Electrical, optical, and mechanical characteristics // *J. Appl. Phys.* 2015. V. 118. 063301.
9. **Mursenkova I.V., Znamenskaya I.A. and Lutsky A.E.** Influence of shock waves from plasma actuators on transonic and supersonic airflow // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2018. V. 51. N 5. 105201.
10. **Leger L., Sellam M., Barbosa E. and Depussay E.** Visualization by discharge illumination technique and modification by plasma actuator of rarefied Mach 2 airflow around a cylinder // *Meas. Sci. Technol.* 2013. V. 24. N 6. 065401
11. **Ju Y. and Sun W.** Plasma assisted combustion: Dynamics and chemistry // *Progress in Energy and Combustion Science*. 2015. V. 48. P. 21-83.
12. **Znamenskaya I.A., Latfullin D.F. and Mursenkova I.V.** Laminar-Turbulent Transition in a Supersonic Boundary Layer during Initiation of a Pulsed Surface Discharge. // *Technical Physics Letters*. 2008. V. 34. No. 8. P. 668–670.
13. **Znamenskaya I., Mursenkova I., Kuli-Zade T., Kolycheva A.** Visualization of 3D non-stationary flow in shock tube using nanosecond volume discharge // *Shock Waves*. 2009. P. 533-538.
14. **Nishio M., Sezaki S., Nakamura H.** Visualization of flow structure around a hypersonic re-entry capsule using the electrical discharge method // *Journal of Visualization*. 2004. V. 7. N 2. P. 151-158.
15. **Bazhenova T.V., Gvozdeva L.G.** Nestacionarnye vzaimodejstviya udarnyh voln. M., 1977. 274 p. [In Russian]
16. **Raizer Yu. P. Gas Discharge Physics** (Springer, Berlin, 1991)
17. **Mursenkova I.V., Sazonov A.S., and Liao Yu.** The Effect of Pulsed Sliding Surface Discharges on Supersonic Airflow past a Thin Wedge in Shock Tube. // *Technical Physics Letters*, 2018 V. 44. No. 2. P. 157–159.
18. **Glushko G.S., Ivanov I.E., Kryukov I.A.** Computational method for turbulent supersonic flows // *Mathematical Models and Computer Simulations*. 2010. V. 2. No 4. P. 407–422.