

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В.ЛОМОНОСОВА»

Физический факультет
Кафедра молекулярных процессов и экстремальных состояний вещества



БАКАЛАВРСКАЯ РАБОТА

**«Турбулентность в пограничном слое за плоской ударной
волной»**

Выполнил студент 404 группы

Ши Линь

Научный руководитель:
доцент Мурсенкова И.В.

Допущена к защите

Зав. кафедрой _____ Н.Н. Сысоев

Москва

2020

Оглавление

Введение	3
1. Обзор работ по исследованию турбулентности в пограничном слое	5
1.1. Теоретические исследования турбулентности	6
1.2. Экспериментальные исследования турбулентности	14
2. Описание экспериментов по регистрации свечения поверхностного скользящего разряда и программы обработки	18
2.1. Экспериментальная установка	18
2.2. Параметры пограничного слоя за плоской ударной волной	21
2.3. Пространственная структура свечения разряда в сверхзвуковых потоках.....	22
2.4 Описание программы обработки экспериментальных изображений	24
Проверка точности программы	25
3. Результаты обработки экспериментальных изображений	29
Заключение	35
Список использованных источников	37
Приложение. Программа обработки изображений	40

Введение

Большинство течений жидкостей, газов и плазмы в природе, на обтекаемой поверхности и в технических устройствах является турбулентными. Ламинарный режим течения встречается довольно редко. Изучение явления турбулентности было начато Леонардо да Винчи, который делал зарисовки турбулентных потоков. Но обычно считают, что новейшая история научного исследования турбулентности начинается с опубликования работ Осборна Рейнольдса (1842-1912 г.).

Трудно дать точное определение турбулентности, существует много формулировок. В современной физике считается, что **турбулентность (turbulence)** – это явление, наблюдаемое во многих течениях жидкостей и газов и заключающееся в том, что в этих течениях образуются многочисленные вихри различных размеров, вследствие чего их гидродинамические и термодинамические характеристики (скорость, температура, давление, плотность) испытывают хаотические флуктуации и потому изменяются от точки к точке и во времени нерегулярно [1]. Из этого определения следует важная роль определения размеров турбулентных структур в расчете гидродинамических и термодинамических характеристик потока, которые должны учитываться при решении задач управления и обеспечения безопасности летательных аппаратов.

С развитием авиационной техники в 20 веке исследование турбулентности снова стало актуальным и вышло на новый уровень с применением современных экспериментальных методов [2]. При разработке и создании безопасного скоростного летательного аппарата с идеальной управляемостью турбулентность задает ученым и инженерам задачи по улучшению аэродинамических характеристик, так как переход к турбулентному течению сопровождается увеличением сопротивления и сильным локальным нагревом обтекаемой поверхности [2, 3]. Для улучшения аэродинамических характеристик летательных аппаратов, помимо изменения аэродинамической

формы элементов конструкции, перспективным средством считают плазму, которую можно использовать также для уменьшения времени воспламенения топлива и стабилизации процесса сверхзвукового горения в прямоточном двигателе [4]. Во всех случаях для оптимального плазменного воздействия на течение, необходимы лабораторные исследования взаимодействия сверхзвуковых потоков с плазмой.

В данной работе анализируются характерные размеры турбулентной структуры пограничного слоя в сверхзвуковом потоке на основе компьютерного анализа фотоизображений свечения импульсного поверхностного скользящего разряда в разрядной камере ударной трубы.

Цель работы состоит в анализе структурных элементов в пограничном слое сверхзвуковых потоков за фронтом плоской ударной волны в ударной трубе. Пространственные масштабы турбулентных структур определяются на основе статистической программной обработки фотоизображений, полученных в Лаборатории плазменной газодинамики [5].

1. Обзор работ по исследованию турбулентности в пограничном слое

В нашем веке основной интерес ученых и инженеров сконцентрирован на улучшении аэродинамических характеристик летательных аппаратов, при этом ключевую роль играет характер течения около поверхности. Сверхзвуковое течение отличается от дозвукового не только величиной скорости. При сверхзвуковом полете самолет вместе со своими аэродинамическими поверхностями становится похожим на поршень, сжимающий воздух перед собой, что неизбежно приводит к возникновению турбулентности, которая ухудшает управляемость и устойчивость летательного аппарата из-за усложнения взаимодействия приложенных к нему аэродинамических сил. Для сверхзвуковых скоростей полета важное значение имеет теплозащита летательных аппаратов при входе в атмосферу. В случае ламинарного пограничного слоя тепломассоперенос значительно меньше, чем в случае турбулентного. Турбулентность может оказывать и положительное воздействие на полет, когда на фюзеляже самолета имеется специальный профиль, предназначенный для образования искусственных спиральных вихрей, помогающих в увеличении подъёмной силы [6]. Современные методы исследования включают как экспериментальные, так и теоретические способы описания развития турбулентности в пограничном слое течения.

Экспериментальные исследования турбулентности в сверхзвуковом пограничном слое проводятся с середины прошлого века [3]. Актуальным до сих пор остается исследование механизма перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный. На сегодняшний день общепризнанной является прямая связь такого перехода с устойчивостью исходного ламинарного течения. Проблемы устойчивости ламинарного пограничного слоя для сверхзвуковых скоростей исследованы в меньшей степени. Для

решения задачи создания эффективных методов управления пограничным слоем также необходимо знание механизмов развития неустойчивости. В теоретических работах применяется теория гидродинамической устойчивости, использующая волновой подход для анализа течений, или проводится прямое численное моделирование [3]. В экспериментальных работах применяется метод контролируемых возмущений и проверяется эффективность управления характеристиками турбулентных пограничных слоев [5, 7]. Возмущения параметров в потоке обычно контролируются датчиками температуры и давления, скорость измеряется анемометрами. Одним из методов исследования турбулентной структуры течения является визуализация. Исследования различных актуаторов для создания технологии управления характеристиками пограничного слоя вблизи поверхностей активно ведутся в последние десятилетия [8, 9].

1.1. Теоретические исследования турбулентности

В работе [10] для изучения влияния числа Рейнольдса на кинетическую энергию турбулентных пульсаций проведено исследование течения жидкости в плоском канале методом прямого численного моделирования. В основном число Рейнольдса (Re) определяет переход ламинарного течения к турбулентному, помимо этого число Рейнольдса также является фактором, который влияет на многие характеристики турбулентного течения, в том числе на кинетическую энергию.

Основной вклад в кинетическую энергию турбулентных пульсаций даёт продольная составляющая скорости. В работе рассматривается влияние числа Рейнольдса на характер зависимости кинетической энергии (k^+) от расстояния до стенки (y^+). Проекции пульсационной составляющей скорости в продольном, нормальном к стенке и поперечном направлениях обозначены через u , v и w [10].

$$k^+ = \left(u^{+2} + v^{+2} + \omega^{+2} \right) / 2 \quad (1.1)$$

Вводится в рассмотрение число Рейнольдса

$$Re_\tau = \frac{u_\tau h}{\nu} = h^+ \quad (1.2)$$

Кинетическая энергия (k^+) увеличивается также с ростом числа Кармана (h^+). Зависимость кинетической энергии (k^+) от логарифма расстояния от стенки ($\ln y^+$) имеет вид, показанный на рисунке 1.1.

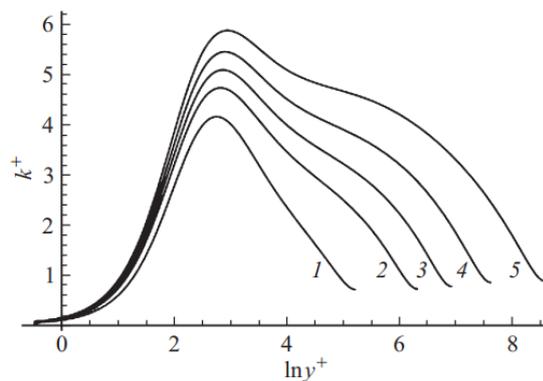


Рис. 1.1. Зависимость кинетической энергии k^+ от y^+ при различных значениях h^+ , построенные по результатам работы [11]. Значения h^+ равны 182, 543, 1001, 1995 и 5186 (кривые 1-5 соответственно)

При малых значениях (y^+) влияние числа Кармана (h^+) на кинетическую энергию не проявляется, и зависимость k^+ от y^+ можно разложить в виде

$$k^+ = a_1 y^{+2} + a_2 y^{+3} + \dots \quad (1.3)$$

Наибольшее значение (m^+) кинетической энергии турбулентной пульсации достигается на маленьких расстояниях от стенки. Максимальное значение (m^+) кинетической энергии увеличивается при увеличении числа Кармана (рис. 1.2).

Эта зависимость описывается формулой

$$m^+ = 1.493 - \frac{0.04307}{\ln h^+ - 4.0732} + 0.516 \ln h^+ \quad (1.4)$$

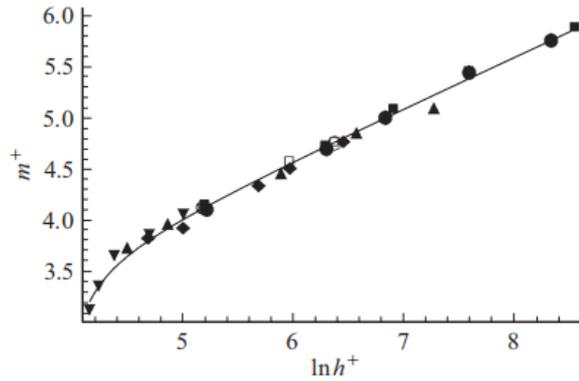


Рис. 1.2. Зависимость m^+ от $\ln h^+$. Кривая построена по формуле (1.4) [11].

Зависимость от числа Кармана координаты (p^+), где значение кинетической энергии максимально, является немонотонной, и имеет вид, показанный на рис. 2.3.

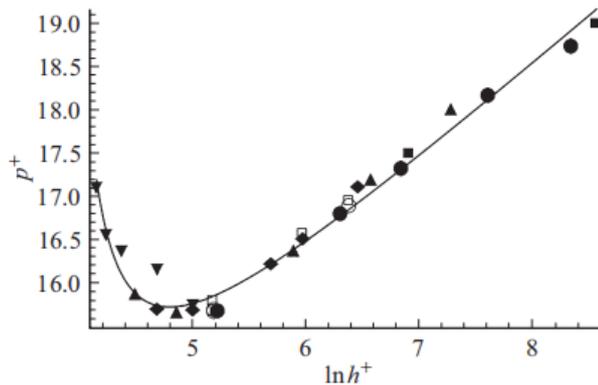


Рис. 2.3. Зависимость p^+ от $\ln h^+$. Кривая построена по формуле (1.5). Символы обозначают результаты прямого численного моделирования [10].

Обобщающая формула для этой зависимости

$$p^+ = 9.155 + \frac{1.065}{\ln h^+ - 3.835} + 1.141 \ln h^+ \quad (1.5)$$

В отличие от кинетической энергии для продольного направления, зависимость кинетической энергии на оси канала от числа Кармана является немонотонной.

Важно, что 75% турбулентной кинетической энергии сосредоточено в пристеночной области [12, 13]. Эти факторы заставляют обратить внимание на

турбулентные структуры во внутренней части пограничного слоя.

Исследование характеристик турбулентной структуры сверхзвукового пограничного слоя проводилось в Принстонском университете (Princeton University) США методом прямого численного моделирования (DNS) [14]. База данных прямого численного моделирования использовалась для описания структурных характеристик турбулентности пограничного слоя. На рис. 2.4 представлена зависимость средней скорости от координаты в нормальном к стенке направлении и коэффициент поверхностного трения. Экспериментальные данные показывают хорошее согласие с моделированием.

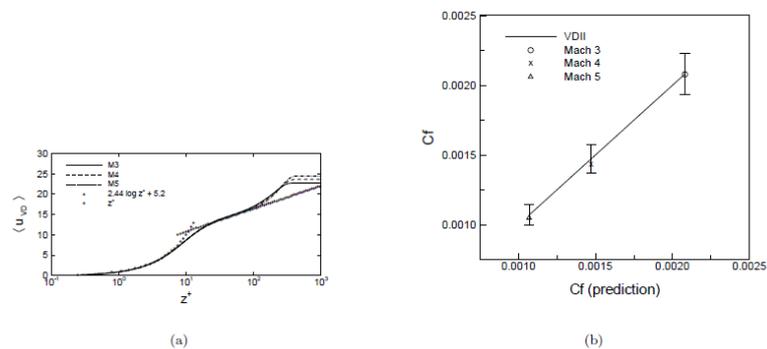


Рис. 2.4. Зависимость средней скорости от координаты (а) и коэффициент поверхностного трения (б) для прямого численного моделирования

Средний угол структуры для числа Маха потока 3 колеблется от 45 до 60 градусов на разной высоте пограничного слоя (рис. 2.5).

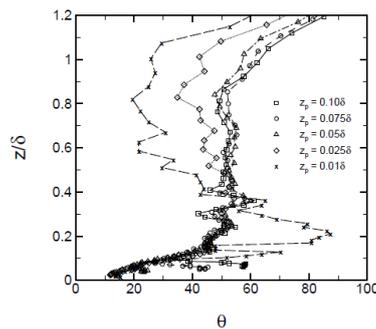


Рис. 2.5. Средний угол структуры для числа Маха 3, рассчитанный для разных расстояний между стенкой и измерительным зондом z_p .

В случае числа Маха 3 средняя интегральная длина структуры примерно в 1,6 раза больше толщины пограничного слоя. Для вычисления интегральной длины турбулентной структуры использована формула:

$$\Lambda_i = \left\langle \sqrt{\int_0^{\Lambda_i/2} (\rho u_i(x_i))' (\rho u_i(x_i + \delta x_i))' dx_i / (\rho u_i(x_i))'^2} \right\rangle \quad (1.6)$$

Длина Λ_x уменьшается значительно у стенки; с увеличением числа Маха изменяется наклон в области меньших значений.

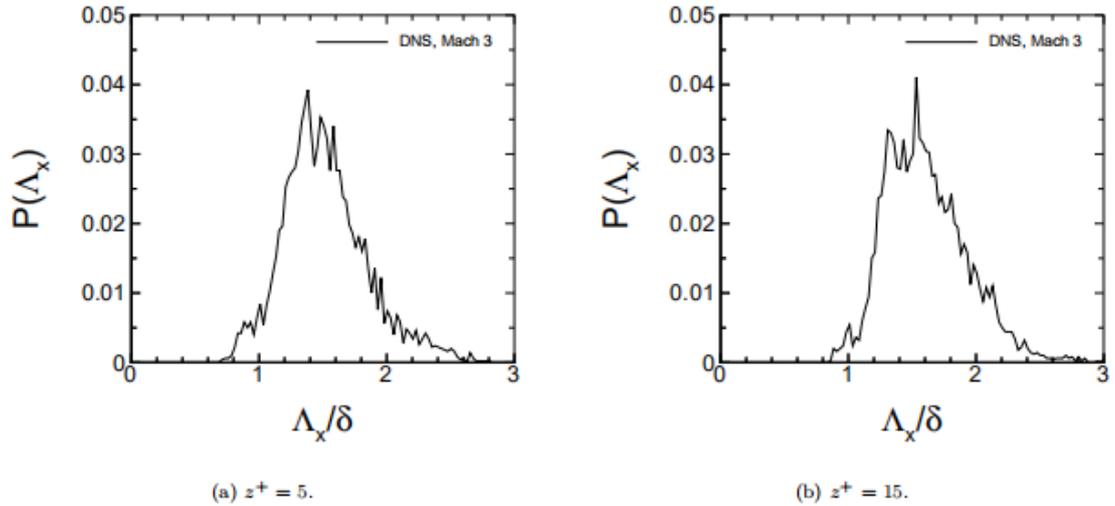


Рис. 2.6. Функции плотности вероятности продольных интегральных шкал длин для потока с числом Маха 3.

Скорость конвекции в пограничном слое возрастает с увеличением числа Рейнольдса, но у стенки имеет неопределенность. Распределение длины турбулентной структуры в продольном направлении существенно не изменяется в зависимости от числа Маха или расстояния от стенки. Угол наклона структуры и скорость конвекции увеличиваются при увеличении числа Маха. Расширение структуры в продольном направлении и средняя скорость конвекции пакета, длина и число вихрей уменьшаются при увеличении числа Маха.

В центре исследования турбулентности США в 2014 году методом прямого численного моделирования исследовались структурные изменения пограничного слоя на упругой плоскости [15]. Шероховатость плоскости может оказать большое влияние на турбулентный пограничный слой. Сильные локальные расширения потока, вызванные шероховатостью, могут привести к

подавлению турбулентности. На Рис. 2.7 можно видеть подавление напряжения Рейнольдса турбулентного пограничного слоя потока, протекающего на упругой плоскости [15].

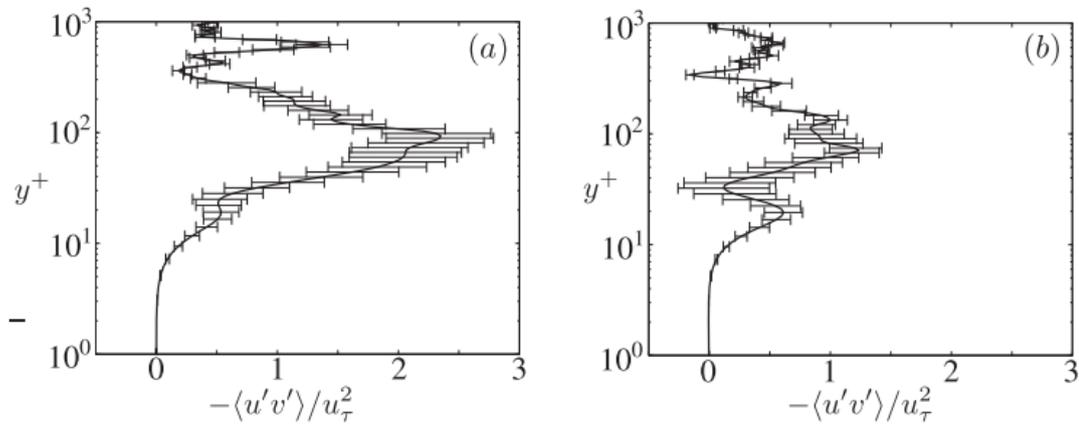


Рис. 2.7. Начальное напряжение Рейнольдса турбулентного пограничного слоя непосредственно над плоскостью для жесткой (а) и упругой плоскости, приведенные для максимального отклонения в пограничном слое (б).

В работе показано, что моделирование с помощью осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокс требует коррекции с учетом упругости плоскости. Выбор параметров базового потока влияет на уровень и тип возмущения, которое может вызвать поверхностное движение. По линеаризованному расчету динамический пограничный слой оказывает очень сильное влияние на усиление возмущений, вызванных упругостью плоскости. Результаты подтвердили, что при малых изменениях шероховатости на плоскости возможна модификация турбулентной структуры. Пространственно-волновой Фурье-анализ течения в пограничном слое, проведенный с помощью линейной теории, показал, что внутри пограничного слоя энергия концентрируется в основном на низких частотах, что отражает формирование в пограничном слое локализованных продольных структур (streaky structures) [16].

В объединённом институте высоких температур РАН проведен численный анализ волновых закономерностей эволюции турбулентной структуры

пограничного слоя сверхзвукового потока за ударной волной в канале [17]. Газодинамика рассматриваемых процессов описывалась уравнениями Навье-Стокса (1.7) – (1.11).

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (1.7)$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial p}{\partial x_i} \quad (1.8)$$

$$\frac{\partial \rho Y_k}{\partial t} + \frac{\partial \rho Y_k u_j}{\partial x_j} = - \frac{\partial \rho Y_k V_{k,j}}{\partial x_j} \quad (1.9)$$

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \frac{\partial \rho E u_j}{\partial x_j} = \frac{\partial \sigma_{ij} u_j}{\partial x_i} - \frac{\partial p u_i}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial x_i} \right] - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\rho \sum_k h_k(T) Y_k V_{k,j} \right] \quad (1.10)$$

$$\sigma_{ij} = \mu(T) \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \right) \quad (1.11)$$

Здесь x_i – пространственные координаты; t – время; ρ – плотность; p – давление; T – температура; u_i – компоненты вектора скорости; E – удельная полная энергия; σ_{ij} – тензор вязких напряжений.

Показано, что течение внутри пограничного слоя за ударной волной неустойчиво и то, как развивается неустойчивость, полностью соответствует решению, полученному для пограничного слоя над плоской пластиной. Вихревые возмущения внутри пограничного слоя определяют неоднородность плотности и температурного поля. С помощью визуализации расчетного температурного поля показано, что турбулентное течение в первой стадии начинается с образования роликовых вихрей (рис. 2.8), которые выглядят как полосы вблизи поверхности. На второй стадии эти роликовые структуры отрываются и превращаются в шпильевые структуры (hairpin structure), в итоге с увеличением шпильевых вихрей образуется так называемый лес шпильевых вихрей (hairpin forest). Турбулентная структура пограничного слоя вблизи угла между двумя плоскими поверхностями представляет собой более сложную структуру (рис. 2.8 е), образованную в результате взаимодействия турбулентных структур между двумя пограничными слоям.

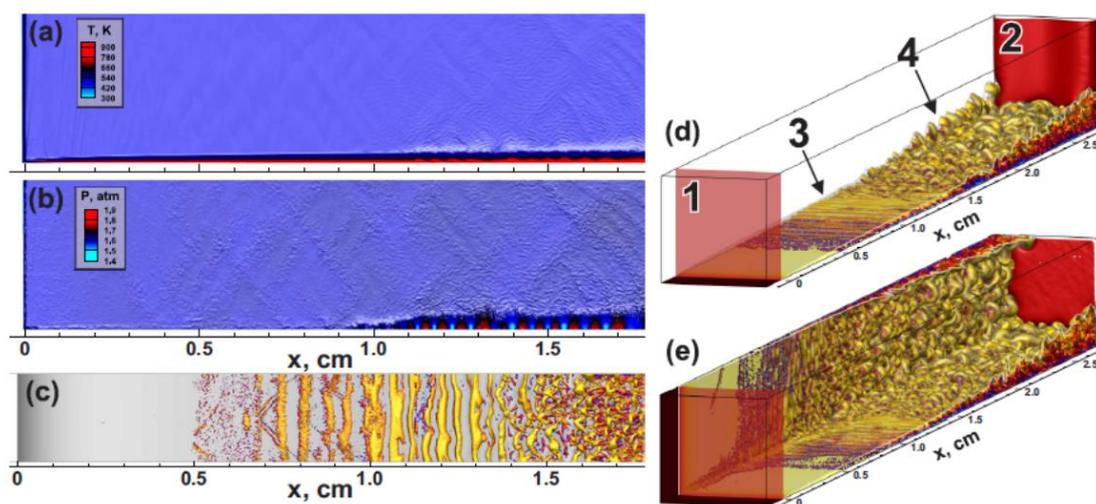


Рис. 2.8. Структура течения за ударной волной в двухмерном канале (a)-(d), ударная волна распространяется вдоль плоской поверхности; (e) ударная волна и пограничный слой в трехмерном канале с квадратным сечением. (a) представляет собой температурное поле, (b) поле давления. Изоповерхности на (c)-(e) представляют значение Q-критерия $Q = 0$, цвет иллюстрирует поле температуры в соответствии с палитрой на части (a). 1 – фронт ударной волны, 2 – контактная поверхность, 3 – роликовые вихри, 4 – шпильки; $x = 0$ соответствует фронту ударной волны. Скорость ударной волны 675 м/с. Расчеты проведены для случая адиабатических границ. [17]

На рисунке 2.8 показаны структуры потока, сформированные внутри пограничного слоя за фронтом ударной волны, распространяющейся вдоль плоской поверхности, для двумерного и трехмерного случаев. Численная визуализация структуры течения (рис. 2.8 c-e) позволяет наблюдать общую эволюцию закономерностей, связанных с волнами Толлмина-Шлихтинга, в области между ударной волной (1) и контактной поверхностью (2), начиная с образования роликовых вихрей (3) и превращения их в продольные вихри, и завершая разрушением вихрей и формированием так называемого шпильчатого леса (4). Течение вблизи угла между двумя плоскими поверхностями (стенками) представляет собой более сложную структуру, образованную в результате взаимодействия двух пограничных слоев (рис. 2.8 e). Это взаимодействие диктует более быстрый рост пограничного слоя в непосредственной близости от угла и, следовательно, более быстрый переход к нелинейной фазе развития турбулентности.

1.2. Экспериментальные исследования турбулентности

В экспериментальных работах, как правило, в поток вносятся возмущения, и проверяется устойчивость этих возмущений. Возмущения параметров в потоке обычно контролируются датчиками температуры и давления, скорость измеряется анемометрами [7, 8]. Явление возникновения турбулентности в пограничных слоях изучается в идеальных условиях, например, на гладких поверхностях, или при периодических шероховатостях на плоскости. Принципиальное значение при ламинаризации течения с помощью шероховатости поверхности имеет неустойчивость потока к волнам Толлмина–Шлихтинга [7].

В современных научных исследованиях турбулентности используются разные методы визуализации газодинамических течений в пограничном слое, такие как классический теневой метод, шпирен-метод, цифровая трассерная визуализация (PIV) [7, 8, 9, 12, 18, 19]. Полученные пространственные картины течения также, как и непрерывные измерения термодинамических величин и скорости в разных точках, могут служить источником информации о мгновенных полях параметров. В экспериментальных работах получены данные по структуре течения в пограничном слое. Определено, что течение в пограничном слое при ламинарно-турбулентном переходе модулируется группами полосчатых структур [11, 13]. Исследования показали различную восприимчивость пограничного слоя к вихревым возмущениям набегающего потока на плоской пластине и на искривленных поверхностях [16].

В работе [20] описаны эксперименты по изучению трехмерного вихревого образования в турбулентном пограничном слое с помощью цифровой трассерной анемометрии, или метода PIV (Particle Image Velocimetry). Этот метод позволяет измерять векторные поля скорости в выбранном сечении потока газа или жидкости. Эксперименты проводились в пограничном слое над плоской пластиной. Типичный пример мгновенного поля потока представлен на рис. 2.9, где x -, y - и z - оси соответствуют направлению потока, нормальному

к стенке и поперечному к стенке направлению.

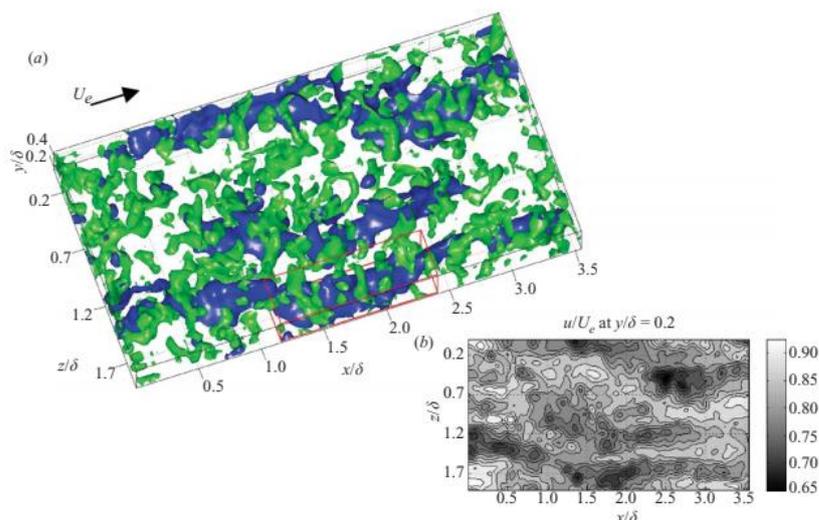


Рис. 2.9. Мгновенное распределение вихрей, показанное критерием Q (зеленый цвет) и низкоскоростные зоны (синий цвет, $u < 0,80U_e$) для $0,15 < y / \delta < 0,47$. (b) Контурный график u -составляющей скорости при $y / \delta = 0,20$. [20]

По рис. 2.9 и по экспериментальным данным можно сделать вывод, что большинство вихревых структур сосредоточено вблизи низкоскоростных зон и большинство структур-«шпилек» являются асимметричными, имеющими только одну часть в низкоскоростной области. На рис. 2.10 (a) и (b) показаны два типичных примера таких вихревых структур.

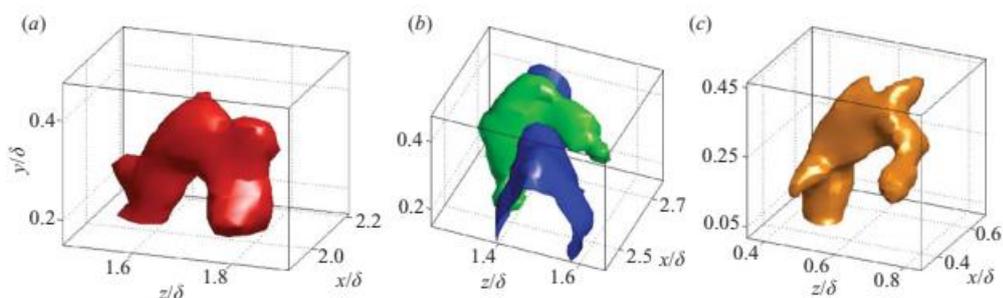


Рис. 2.10. Индивидуальные вихри. [20]

Первый представляет собой отдельный вихрь из структурного пакета, показанного на рисунке 2.9. Он имеет форму асимметричной дуги, а его высота и ширина составляют $0,33\delta$ и $0,2\delta$ соответственно (δ – толщина пограничного слоя). Неровности на поверхности этой шпильки (капли, прикрепленные к

дуге) возникают либо из-за шумов измерений, либо приписываться движениям меньшего масштаба вблизи дуги, которые не были полностью разрешены. Второй вихрь (рис. 2.10 б) также находится вблизи расширенной низкоскоростной зоны, отмеченной на рис. 9 синим цветом. Он немного выше ($0,4\delta$) по сравнению с предыдущим примером, но имеет примерно такую же ширину ($0,2\delta$). Ширина обеих вихрей соответствует ширине низкоскоростных зон.

Экспериментальные данные, полученные в [21], обобщены на рис. 2. 11, где крупномасштабные шпильки выровнены в поточном направлении и вдоль диагоналей, как предложено функцией автокорреляционной обработки. У стенки ($y/\delta < 0,5$) нижняя и верхняя части этих крупномасштабных шпилек создают длинные низкоскоростные зоны, которые затем соединяются с образованием очень длинных низкоскоростных зон. Шпильки меньшего размера, в свою очередь, расположены выше или внутри низкоскоростных зон.

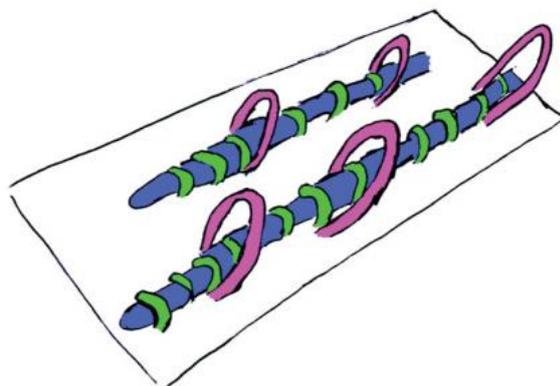


Рис. 2.11. Концептуальный эскиз крупномасштабных (пурпурных) и мелких шпилек (зеленых) вокруг низкоскоростных зон (отмечены синим цветом). [21]

Дальше от стенки, примерно при $y/\delta > 0,5$, более короткие шпильки находятся рядом с головами и шеями крупномасштабных шпилек. Эти пакеты обычно не соединяются в поточном направлении и поэтому не образуют очень длинные зоны с одинаковой низкой скоростью. Следовательно, длина продольной когерентности уменьшается с удалением от стены. Наличие пакетов шпилек на каждом снимке на всех трех исследованных высотах

свидетельствует о том, что одновременно могут существовать несколько однородных (низких) импульсных зон [22] или пакетов, уложенных друг на друга в пределах огибающей запаздывающего потока, вызванного крупномасштабными шпильками. На рис. 2.11 однородная зона вблизи стенки соответствует наблюдаемым очень длинным низкоскоростным зонам, тогда как однородные зоны импульса дальше от стены представляют собой более короткие шпильковые пакеты, как показано на рис. 2.9.

В последнее время интенсивно развивается новое направление, объединяющее газодинамику и физику плазмы, а именно плазменная аэродинамика. При этом для улучшения аэродинамических характеристик летательных аппаратов предлагается создать перед ними и на них несущих поверхностях плазменные образования [8, 9, 18, 23].

При большом числе Рейнольдса в пограничном слое ламинарный слой превращается в турбулентный. Когда воздух проходит мимо крыловой поверхности, за крылом появляется зона низкого давления, которая заставляет поток двигаться в обратном направлении. Это явление называется отрывом пограничного слоя (Boundary Layer Separation). На небольшом расстоянии от крыла над плазменным актуатором воздух ускоряется под влиянием движения ионов в электрическом поле. Вследствие этого хаотическое движение может подавляться плазменным актуатором. Турбулентный отрыв пограничного слоя крыла может быть подавлен, и максимальный коэффициент подъема улучшается при высоком числе Рейнольдса с помощью симметричного плазменного актуатора [18].

Несмотря на множество теоретических и экспериментальных исследований турбулентности, требуется дальнейшее изучение еще не полностью определенных характеристик и закономерностей развития турбулентности.

2. Описание экспериментов по регистрации свечения поверхностного скользящего разряда и программы обработки

2.1. Экспериментальная установка

В данной работе фотоизображения свечения поверхностного скользящего разряда были получены на ударной трубе с разрядной секцией (рис. 2.1, 2.2).

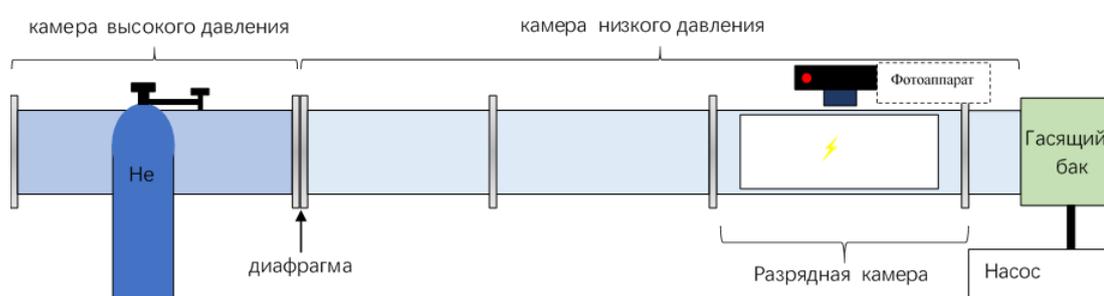


Рис. 2.1. Схема установки в лаборатории плазменной газодинамики.

Ударная труба, на которой проводились эксперименты, имеет прямоугольное сечение 24×48 мм² [5, 9]. Разность давлений в камерах высокого и низкого давления (рис. 2.1) позволяет создавать потоки воздуха до 1600 м/с за ударными волнами с числами Маха до 5 [5]. В экспериментах визуализировалась турбулентная структура пограничного слоя на стенках канала в сверхзвуковом потоке за ударной волной. В качестве визуализирующего средства использовалась подсветка структуры потока при помощи наносекундного распределенного поверхностного скользящего разряда в разрядной секции [9]. Фотоизображения свечения разряда в турбулентном течении в пристеночной области позволяют исследовать параметры структур турбулентности, включая размер структур.

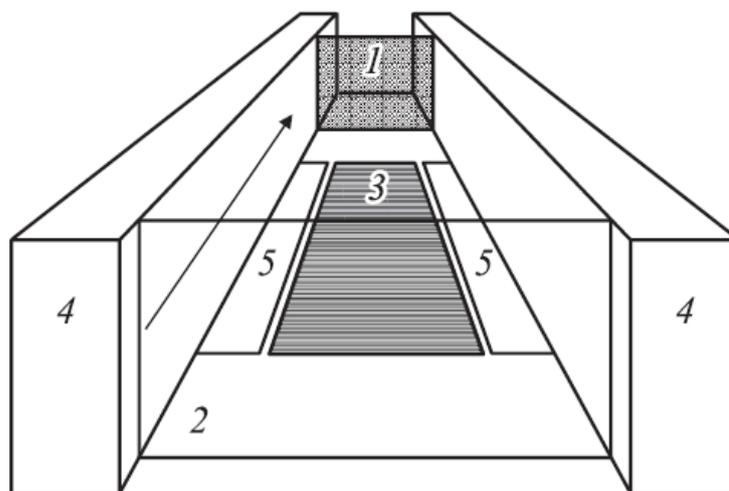


Рис. 2.2. Схема течения в канале ударной трубы [5]: 1 – фронт ударной волны, 2 – контактная поверхность, 3 – область поверхностного разряда, 4 – стекла, 5 – электроды разряда. Стрелкой показано направление потока.

Схема течения в разрядной камере показана на рисунке 2.2. Фронт ударной волны движется в направлении, показанном стрелкой, а однородный спутный поток движется за фронтом ударной волны и находится между фронтом ударной волны и контактной поверхностью.

Импульсный скользящий поверхностный разряд (плазменный лист) в неподвижном воздухе представляет собой систему параллельных диффузных и отдельных более ярких каналов, скользящих по поверхности диэлектрика [5, 9] (рис. 2.3 а). Скользящие поверхностные распределенные разряды размером $30 \times 100 \text{ мм}^2$ инициировались на верхней и нижней стенках разрядной камеры на расстоянии 24 мм друг от друга в диапазоне плотностей от 0.05 до 0.40 кг/м³. Разряды инициировались при подаче импульсного напряжения 25 кВ. Длительность разряда составляла ~ 300 нс. Фотоизображения свечения разряда регистрировались фотоаппаратом Nikon D50 через кварцевые стекла протяженностью 17 см, образующие стенки канала разрядной камеры (рис. 2.2). Оптическая ось фотоаппарата располагалась под небольшим углом к плоскости разряда, перпендикулярно направлению движения потока (рис. 2.3).

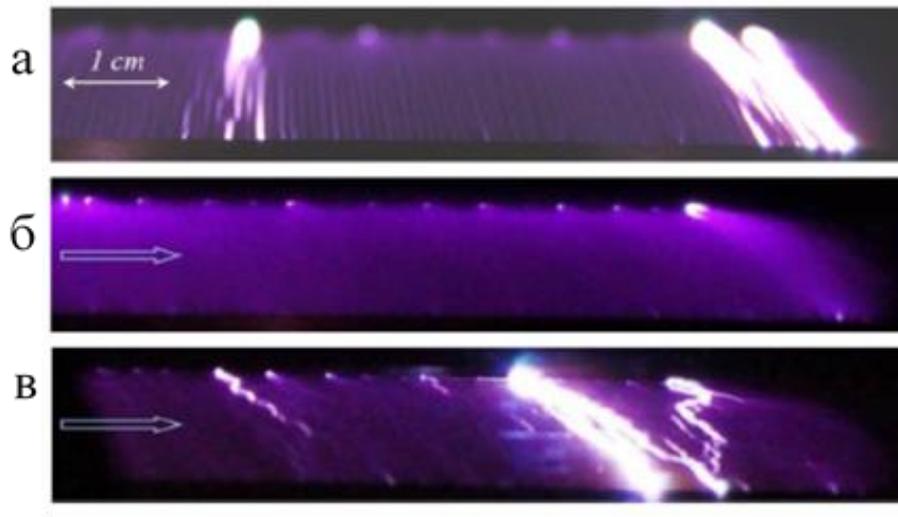


Рис. 2.3 Фотографии свечения разряда в разрядной камере в неподвижном воздухе (а), в сверхзвуковых потоках в ламинарном (б) и турбулентном (в) пограничном слое [5]. Стрелкой показано направление потока.

Рис. 2.3 б демонстрирует однородное свечение разряда в ламинарном пограничном слое. Инициирование разряда в турбулентном пограничном слое (рис. 2.3 в) приводит к появлению криволинейных каналов, свечение разряда становится неоднородным. Анализ экспериментальных данных [5] показал, что переход от ламинарного режима течения в пограничном слое к турбулентному происходит на расстоянии 6-12 см от фронта ударной волны при плотности 0.11-0.19 кг/м³ в потоке с числом Маха 1.5. Положение перехода от ламинарного пограничного слоя к турбулентному в потоке за ударной волной можно характеризовать критическим числом Рейнольдса, определяемым как

$$\text{Re}_{кр} = U_{\infty} \cdot \rho_{\infty} \cdot x_{кр} / \mu_{\infty}, \quad (2.1)$$

где U_{∞} , ρ_{∞} , μ_{∞} – скорость, плотность и вязкость потока соответственно, а $x_{кр}$ – расстояние от фронта ударной волны, на котором осуществляется переход [24].

2.2. Параметры пограничного слоя за плоской ударной волной

В канале ударной трубы пограничный слой нарастает от нуля на фронте ударной волны по направлению к контактной поверхности [5, 17, 19] (см. рис. 2.4). Параметры пограничного слоя напрямую зависят от параметров спутного потока за фронтом ударной волны (скорости, плотности, температуры и т.д.).

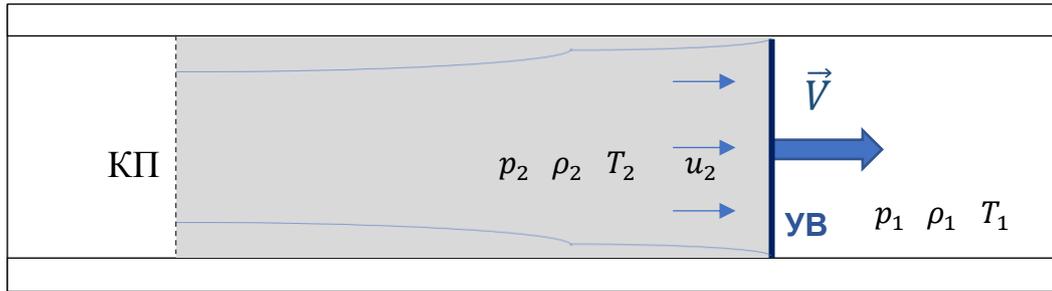


Рис. 2.4. Спутный поток за ударной волной в канале ударной трубы.

Параметры спутного потока можно рассчитать по известным начальным параметрам перед фронтом ударной волны из соотношений Рэнкина-Гюгонио для известного числа Маха M плоской ударной волны, идущей по каналу ударной трубы [19, 24]:

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{2\gamma_1}{\gamma_1+1} M^2 - \frac{\gamma_1-1}{\gamma_1+1} \quad (2.2)$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(\gamma_1+1)M^2}{(\gamma_1-1)M^2+2} \quad (2.3)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{2\gamma_1}{\gamma_1+1} M^2 - \frac{\gamma_1-1}{\gamma_1+1} \right) \left(\frac{2}{(\gamma_1+1)M^2} + \frac{\gamma_1-1}{\gamma_1+1} \right) \quad (2.4)$$

$$\frac{u_2}{a_1} = \frac{2}{\gamma_1+1} \left(M - \frac{1}{M} \right) \quad (2.5)$$

В уравнениях для давления (2.2), плотности (2.3), температуры (2.4), скорости спутного потока (2.5) индексом 1 обозначены величины перед фронтом ударной волны, а индексом 2 – за фронтом ударной волны (рис. 2.4). Величины γ_1 и a_1 – показатель адиабаты и скорость звука перед фронтом ударной волны, M – число Маха движущейся ударной волны, равное

отношению ее скорости V относительно среды к скорости звука в этой среде a_1 . Первые три уравнения называются соотношениями Рэнкина-Гюгонио.

В экспериментальной физике за толщину пограничного слоя принято брать такое расстояние от стенки обтекаемого тела, на котором скорость течения отличается на 1% от скорости внешнего течения. Поскольку в пограничном слое силы инерции и силы трения одного порядка, то приравнивая эти силы, можно получить оценку толщины пограничного слоя для сверхзвукового потока

$$\delta \propto \sqrt{\frac{\mu l}{\rho U}} \quad (2.6)$$

2.3. Пространственная структура свечения разряда в сверхзвуковых потоках

Фотоизображения свечения разряда, полученные в экспериментах, были предоставлены для обработки в виде трех серий данных с разными числами Маха ударной волны и начальными параметрами воздуха перед ее фронтом. Они были получены в различных областях пограничного слоя, на разных этапах развития турбулентности. Начальные условия и рассчитанные параметры потоков приведены в Таблице 1):

Таблица 1

	M_0	$M_{п}$	p_1 (торр)	ρ_1 (кг/м ³)	ρ_2 (кг/м ³)	Re ($\cdot 10^5$)	ΔX , см
1	2,38-2,44	1.17	33	0.056	0.18	2.56	3-28
2	3,6-3,72	1.52	15	0.025	0.11	2.58	6-22
3	4,17-4,48	1.59	7.6	0.013	0.06	1.54	29-36

M_0 – число Маха исходной ударной волны

M_n – число Маха потока за ударной волной

p_1, ρ_1 – давление и плотность перед фронтом исходной ударной волны

ρ_2 – плотность в потоке за фронтом исходной ударной волны

$Re = \rho_2 \cdot u_2 \cdot d / \mu_2$ – число Рейнольдса потока (d – приведенный диаметр канала),

ΔX – расстояние от фронта ударной волны до области регистрации свечения

(см. рис. 2.5)

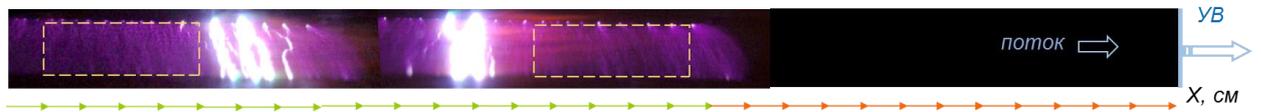


Рис. 2.5. Изображения свечения разряда в 1 серии экспериментов при $\Delta X=12$ и 21 см.

Прямоугольниками выделены области обработки. Метки шкалы составляют 1 см.

Во всех экспериментах число Рейнольдса потока не превышало $2.6 \cdot 10^5$, а толщина ламинарного пограничного слоя была меньше 0.5 мм. Толщина плазменного слоя, создаваемого поверхностным скользящим разрядом, в потоках составляет около 0.4 мм [5, 19]. Таким образом, разряд в экспериментах развивался внутри пограничного слоя.

Развитие разряда определяется локальной величиной приведенного электрического поля E/N (Reduced electric field), где E – напряженность электрического поля, N – концентрация молекул [25]. От величины E/N зависит скорость ионизации и концентрация электронов, которые определяют ток разряда. Поэтому флуктуации плотности влияют на локальную проводимость и на пространственную структуру излучения разряда. Длительность поверхностного скользящего разряда менее 500 нс, и сверхзвуковой поток не изменяется и не смещается за время регистрации свечения. Поэтому можно считать, что характер распределения свечения разряда отражает мгновенное распределение плотности в пограничном слое.

2.4 Описание программы обработки экспериментальных изображений

Для изучения характера турбулентности и определения размера структурных элементов пограничного слоя в сверхзвуковом потоке была написана и использована программа обработки, выполняющая сканирование интенсивности изображений и преобразование интенсивности в спектр Фурье. Перед обработкой фотографии модифицировались вручную с помощью Adobe Photoshop (рис. 2.6) так, чтобы сканируемое поле изображения с разрядными каналами было прямоугольным и соответствовало фронтальному виду (виду сверху) на плоскость разряда.

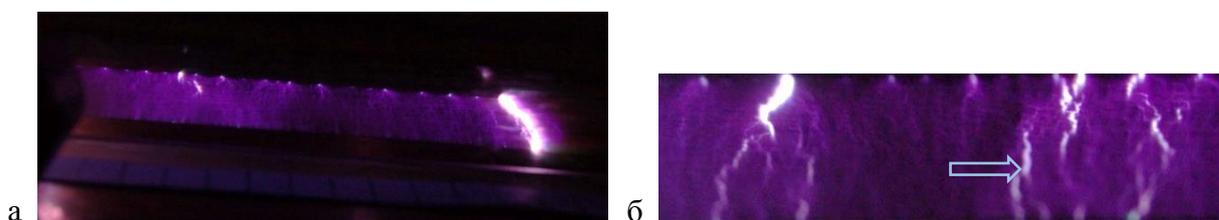


Рис. 2.6. Исходное (а) и модифицированное (б) изображения.

Программа написана на языке программирования Matlab (см. Приложение). Теоретически данная программа основана на получении пространственного спектра Фурье интенсивности свечения поверхностного скользящего разряда в потоке.

Порядок обработки изображений был следующим:

1 Модифицированное изображение перед обработкой обрезалось для выделения нужной области сканирования размером 3 см × 3 см.

2 Функция `imread` использовалась для сканирования поля изображения и преобразования фотографии в трехкомпонентные матрицы (3 цвета RGB). Для упрощения анализа матрицы 3-цвета преобразовывались функцией `rgb2gray` в матрицу в серых тонах, тогда интенсивность соответствует степени белого цвета.

3 Далее матрица полученного изображения усреднялась по ширине, после чего строился график зависимости интенсивности от координаты (длины изображения вдоль направления потока или в поперечном потоку направлению) (рис. 2.7 а).

4 С помощью функции `fft` (быстрое преобразование Фурье) можно получить спектр Фурье (зависимость амплитуды от обратной координаты $1/x$) (рис. 2.7 б). Для функции `fft` определялся дифференциал координаты dx по формуле $dx=L/n$, где L – фактическая длина обрабатываемой области фотоизображения, n – число пикселей по длине. Предел расчета при применении функции `fft` был равен $1/(2*dx)$.

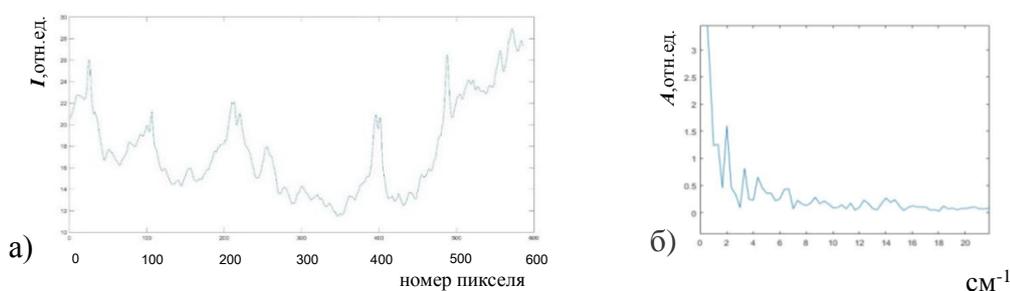


Рис. 2.7 а) Зависимость интенсивности свечения от координаты x (от номера пикселя по длине изображения) и б) спектр Фурье (зависимость амплитуды от обратной длины в $см^{-1}$); 1 серия экспериментов, $\Delta X=28$ см.

Проверка точности программы

В программе использован пакет функции `fft`, функция `fft` создана на основе математической операции преобразования Фурье. В целях проверки согласованности данной программы с теорией и исследования характеристик спектра Фурье в применении для анализа изображений моделирование проводилось на модели – искусственно сделанном изображении (рис. 2.8).

Полосовое изображение было обработано с помощью программы как реальный объект длиной 3 см. Интенсивность белого света соответствует значению максимальной интенсивности 255, а черного соответствует 0.

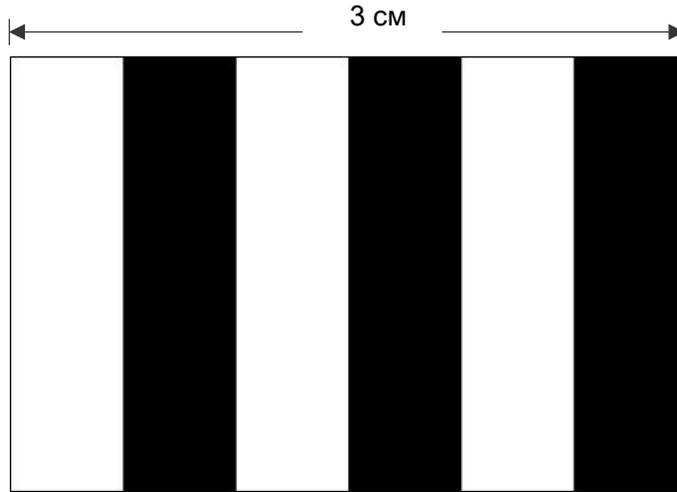


Рис. 2.8. Искусственное изображение длиной 3 см.

Изображение можно описать функцией

$$f(x) = \begin{cases} 255, & n < x < n + 0.5 \\ 0, & n + 0.5 < x < n + 1 \end{cases} \quad (2.7)$$

где $n \in Z, 0 \leq n \leq 2$.

Функция, преобразованная в ряд Фурье

$$f(x) = \frac{255}{2} + 255 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\sin(\frac{k\pi}{3}) + \sin(\frac{5k\pi}{3}) - \sin(\frac{2k\pi}{3}) - \sin(\frac{4k\pi}{3})}{k\pi} \cos(\frac{2k\pi x}{3}) + 255 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1 + \cos(\frac{2k\pi}{3}) + \cos(\frac{4k\pi}{3}) - \cos(\frac{k\pi}{3}) - \cos(k\pi) - \cos(\frac{5k\pi}{3})}{k\pi} \sin(\frac{2k\pi x}{3}); \quad (2.8)$$

Функция распределения частоты

$$f(k) = 255 \cdot \sqrt{\left(\frac{\sin(\frac{k\pi}{3}) + \sin(\frac{5k\pi}{3}) - \sin(\frac{2k\pi}{3}) - \sin(\frac{4k\pi}{3})}{k\pi} \right)^2 + \left(\frac{1 + \cos(\frac{2k\pi}{3}) + \cos(\frac{4k\pi}{3}) - \cos(\frac{k\pi}{3}) - \cos(k\pi) - \cos(\frac{5k\pi}{3})}{k\pi} \right)^2} \quad (2.9)$$

Так как $\omega = \frac{2k\pi}{3}$, то $v = \frac{k}{3}$. Можно построить график зависимости по формуле (2.9) (рис. 2.9).

Для изображения, показанного на рис. 2.8, и обработанного программой, был получен спектр Фурье (рис. 2.10).

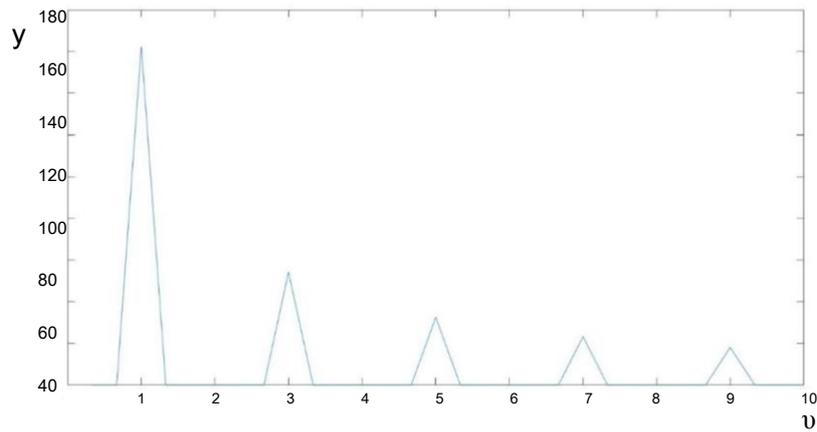


Рис. 2.9. Функция распределения частоты $f(v)$ функции (2.7), построенная по ф. (2.9).

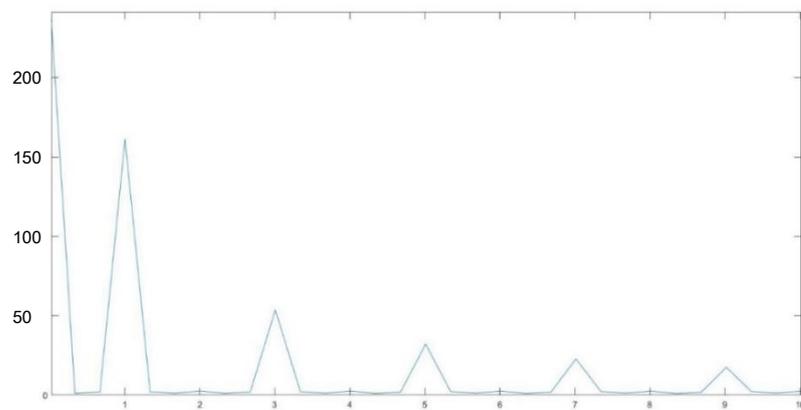


Рис. 2.10. Спектр Фурье искусственного изображения.

Сравнивая спектр Фурье с функцией распределения частоты $f(v)$, можно увидеть, что два графика совпадают хорошо. И можно сделать вывод, что программа обрабатывает изображение с хорошей согласованностью с математической теорией.

Фотоизображения свечения разряда в пограничном слое (рис. 2.6) не обладает такой однородностью, как искусственное изображение (рис. 2.8). Для исследования характеристик спектра Фурье при неоднородном распределении интенсивности была выполнена обработка ещё одного искусственного изображения (рис. 2.11) с помощью программы.

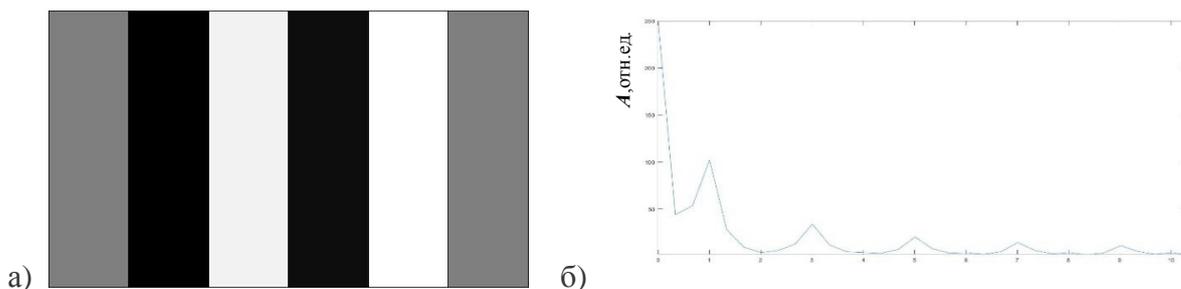


Рис. 2.11. Искусственное неоднородное изображение (а) и его спектр Фурье (б).

Можно видеть по рис. 2.11 (б), что главные пики, существующие при обработке изображения рис. 2.10 с однородной окраской полос, также существуют при обработке изображения рис. 2.11 а без однородной окраски. Но при этом наблюдается увеличение количества частот в низкочастотной зоне.

Можно сделать вывод, что в спектре Фурье фотоизображений свечения разряда в турбулентной области из-за хаотического расположения турбулентных структур можно ожидать появления низкочастотной структуры (крупномасштабной структуры), размер которой близок к размеру области сканирования. Такие структуры не существуют в объекте исследования, но создают избыточные данные при обработке. Анализируя экспериментальные спектры Фурье, мы исключали низкие частоты из списка значимых частот, так как низкие частоты имеют математическое значение фонового шума.

3. Результаты обработки экспериментальных изображений

В работе проанализированы фотоизображения свечения поверхностного скользящего разряда в сверхзвуковых потоках, полученные в трех сериях экспериментов (см. Таблицу 1, параграф 2.3). Они были получены при числах Маха ударной волны 2,38-4,48 при начальном давлении воздуха 7.6-33 торр перед ее фронтом, на разных этапах развития турбулентности в пограничном слое. Характерные изображения первой серии экспериментов (рис. 3.1) показывают однородное свечение разряда в ламинарной части пограничного слоя (а) и неоднородное свечение в турбулентной части пограничного слоя (б). На рисунке 3.1.б видно турбулентное пятно в области ламинарно-турбулентного перехода. Переход к турбулентности в пограничном слое происходит на расстоянии около 10-12 см от фронта ударной волны в первой серии экспериментов.

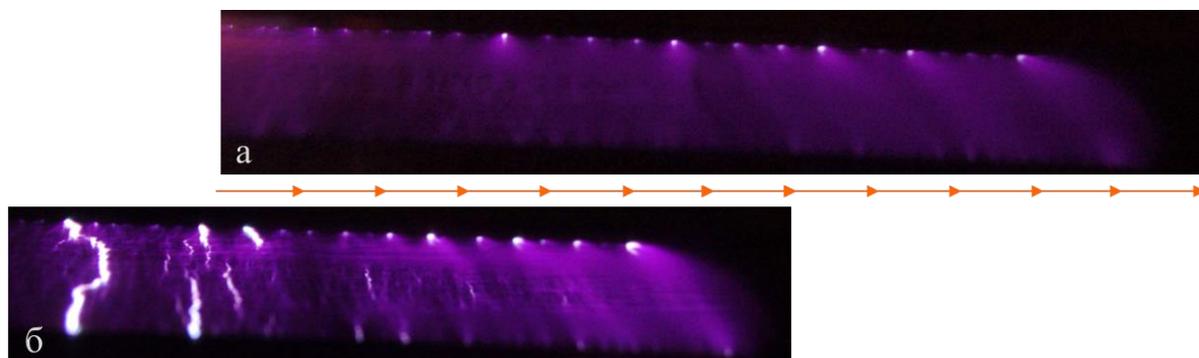
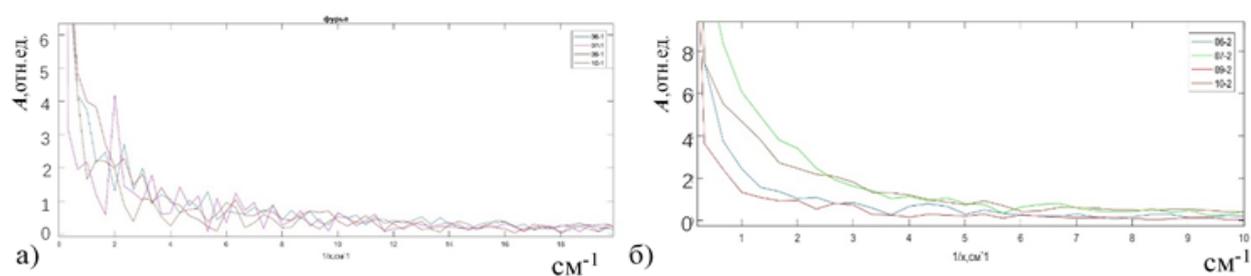


Рис. 3.1. Изображения свечения разряда в 1 серии экспериментов при $\Delta X=5$ см (а) и 9.5 (б). Число Маха потока 1.17. Поток движется слева направо. Стрелки шкалы соответствуют масштабу 1 см.

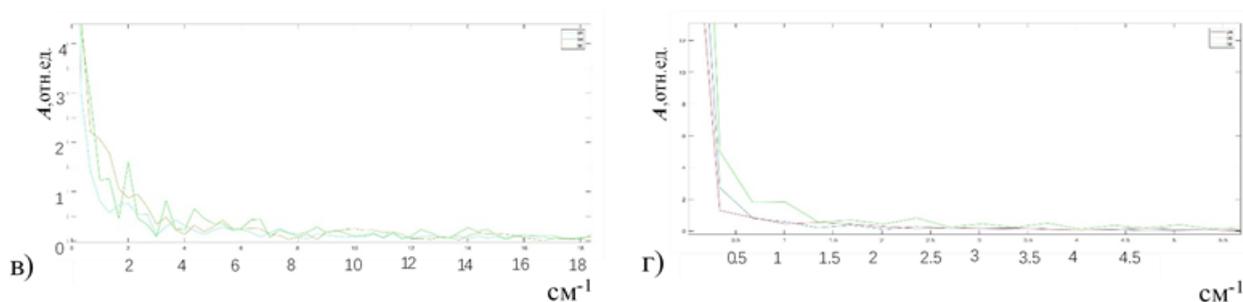
Неоднородное свечение поверхностного скользящего разряда в турбулентной части пограничного слоя связано с флуктуациями плотности, определяющимися структурой турбулентности. Пространственные масштабы турбулентных структур в пограничном слое определялись с помощью

написанной программы обработки фотоизображений свечения разряда. При обработке трех серий фотоизображений получены зависимости интенсивности свечения области разряда по направлению потока и по перпендикулярному потоку направлению. Далее проводилось преобразование Фурье для интенсивности в программе (рис. 3.2), и строились гистограммы распределения частот (рис. 3.3) для разных областей потока при разных значениях ухода ударной волны из разрядного промежутка ΔX .

Первая серия экспериментов



Вторая серия экспериментов



Третья серия экспериментов

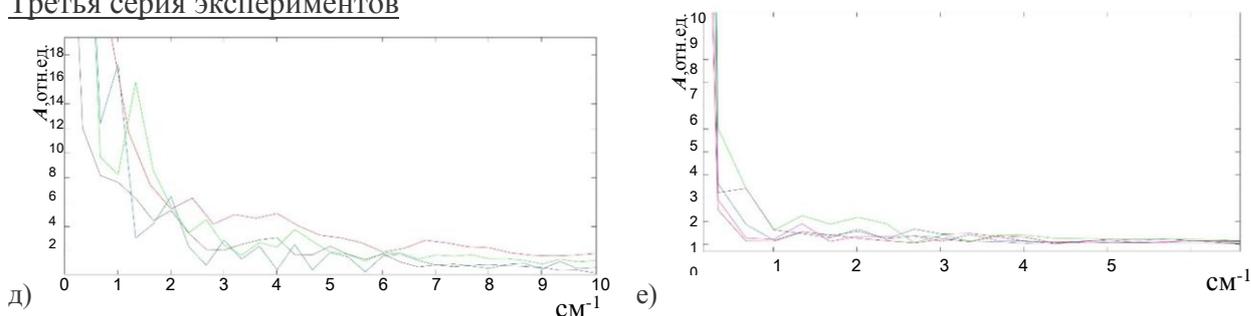


Рис. 3.2 Спектры Фурье, полученные при сканировании по направлению потока (а, в, д) и по перпендикулярному потоку направлению (б, г, е). Кривые разного цвета соответствуют разным расстояниям от фронта ударной волны.

В изучаемой области расстояние ухода ударной волны характеризует стадию развития турбулентности. С увеличением расстояния ΔX течение начинается вести себя нестабильно, и ламинарное течение начинает переходить в турбулентное (переход ламинарного течения к турбулентному можно наблюдать на рис. 3.1 (б)). При разных расстояниях ухода ударной волны в турбулентном течении образуются структуры с разными размерами.

По полученным спектрам Фурье были отобраны значимые пространственные частоты, или волновые числа (в см^{-1}) в и составлены гистограммы их амплитуд (рис. 3.3). Сначала амплитуды на гистограммах умножались на определенный коэффициент так, чтобы амплитуды минимальной повторяющейся частоты при поперечном и продольном сканировании были одинаковые. Потом гистограммы нормировались так, чтобы сумма всех амплитуд соответствовала 100% при сканировании по направлению потока.

Первая серия экспериментов

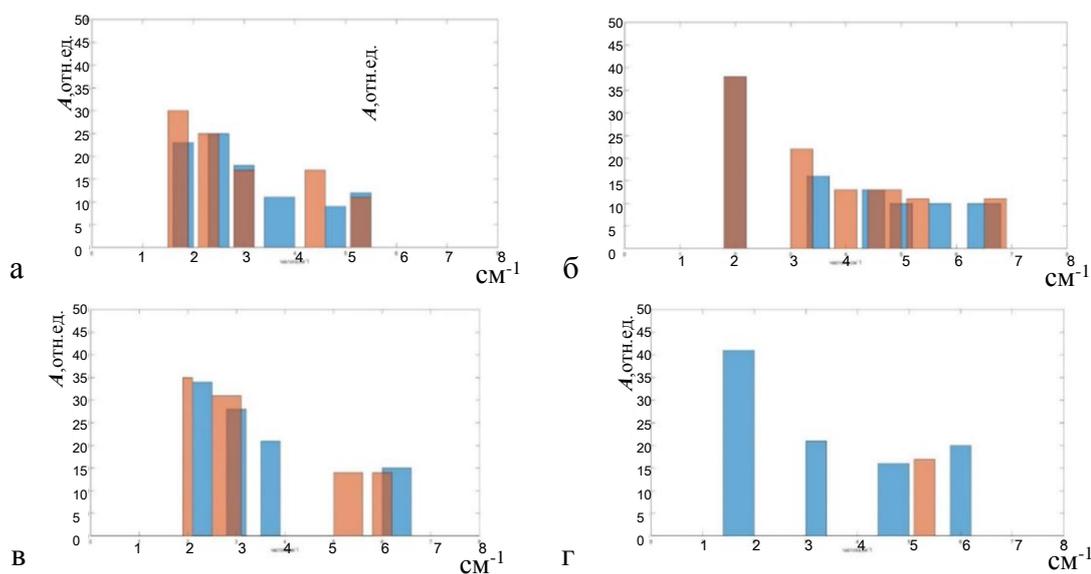


Рис. 3.3. Гистограммы распределения частот в первой серии экспериментов при $\Delta X=12$ см (а), 14 см (б), 21 см (в) и 25 см (г). Число Маха потока 1.17. Синий цвет – сканирование по направлению потока, коричневый – в перпендикулярном потоку направлении.

Анализ результатов первой серии экспериментов для разных этапов развития турбулентности показал, что в полученных спектрах Фурье присутствуют одинаковые частоты для поперечного и продольного направления сканирования. Они соответствуют одинаковым масштабам турбулентных структур в пограничном слое от 1.3 мм до 5 мм. В начале турбулентной области (вблизи зоны ламинарно-турбулентного перехода) в спектре Фурье наблюдается большее число частот, их интенсивности близки. При увеличении расстояния ухода ударной волны уменьшается количество типов турбулентных структур, интенсивность низких частот становится выше. В развитой турбулентной области течения, при $\Delta X=25$ см (рис. 3.3 г) формируются протяженные в направлении потока турбулентные структуры длиной 1.7 мм - 5, 9 мм. Структуры такой геометрии могут соответствовать турбулентности в низкоскоростных зонах (см. рис. 2.10, 2.11), так как сканируемое свечение разряда сосредоточено в нижней части турбулентного пограничного слоя.

По результатам обработке фотоизображений второй серии экспериментов можно видеть, что переход к турбулентной области течения осуществляется при расстоянии ухода ударной волны $\Delta X=6.6$ см. По соответствующей гистограмме (рис. 3.4 а) можно сделать вывод, что в ламинарном течении не существует выделенного масштаба структур, амплитуды выделенных пространственных частот близки, в отличии от частот турбулентного течения. С увеличением расстояния ухода ударной волны, как и первой серии экспериментов, с уменьшается количество типов турбулентных структур, интенсивность низких частот становится выше (рис. 3.4 б, в). При большом расстоянии от фронта ударной волны распределение размеров турбулентных структур становится более сложным (см. рис. 3.4 в, г).

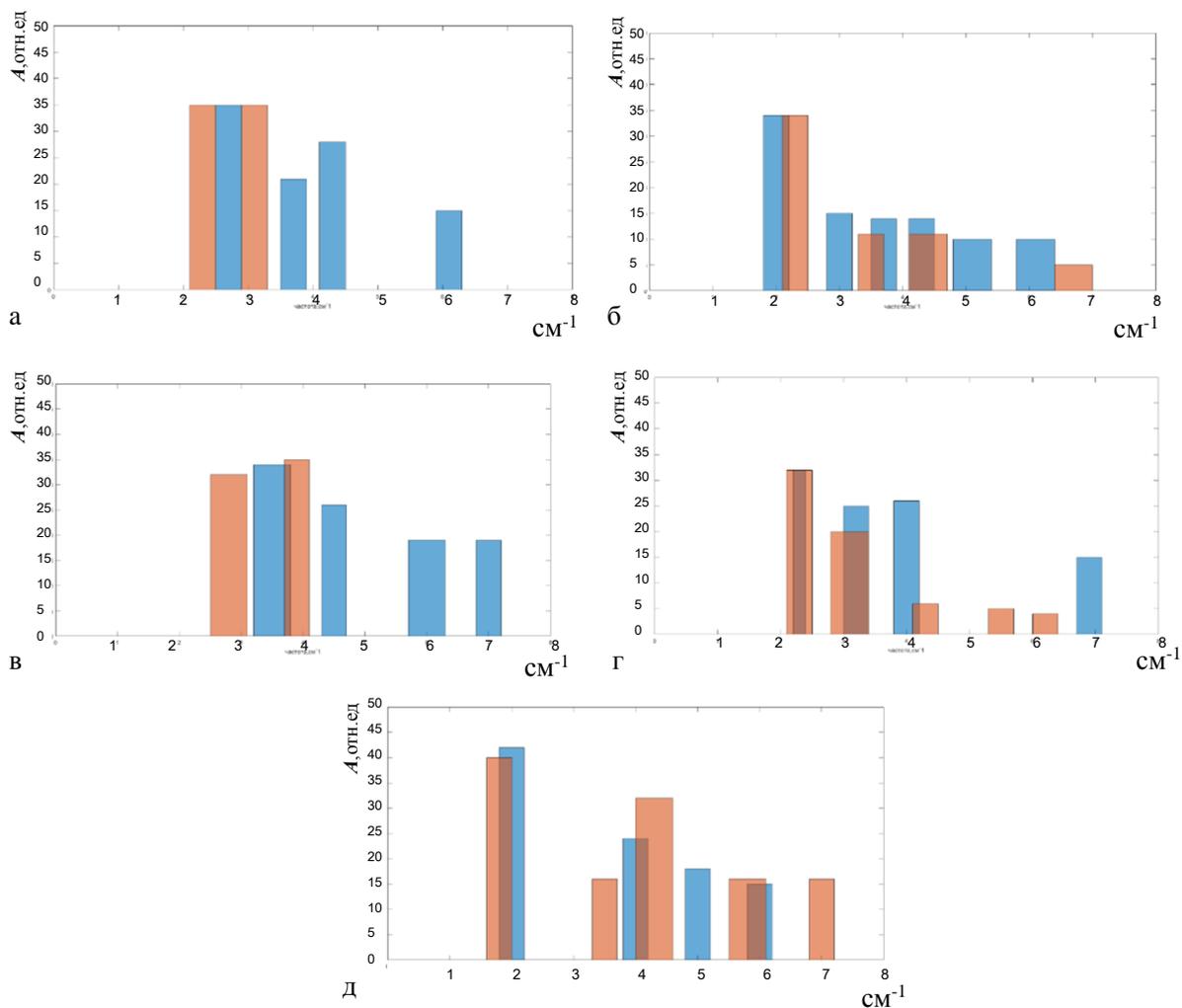


Рис. 3.4. Гистограммы распределения частот во второй серии экспериментов при $\Delta X = 6.6$ см (а), 9.1 см (б), 11.6 см (в), 14.2 см (г) и 21.7 см (д). Число Маха потока 1.52. Синий цвет – сканирование по направлению потока, коричневый – в перпендикулярном потоку направлении.

Результаты обработки изображений свечения разряда в третьей серии экспериментов, на расстояниях 29-36 см от фронта ударной волны, в области развитой турбулентности, также показывают множество масштабов турбулентных структур с преимуществом крупномасштабных (рис. 3.5, 3.6). Это может быть связано с нарушением однородности спутного потока.

Третья серия экспериментов

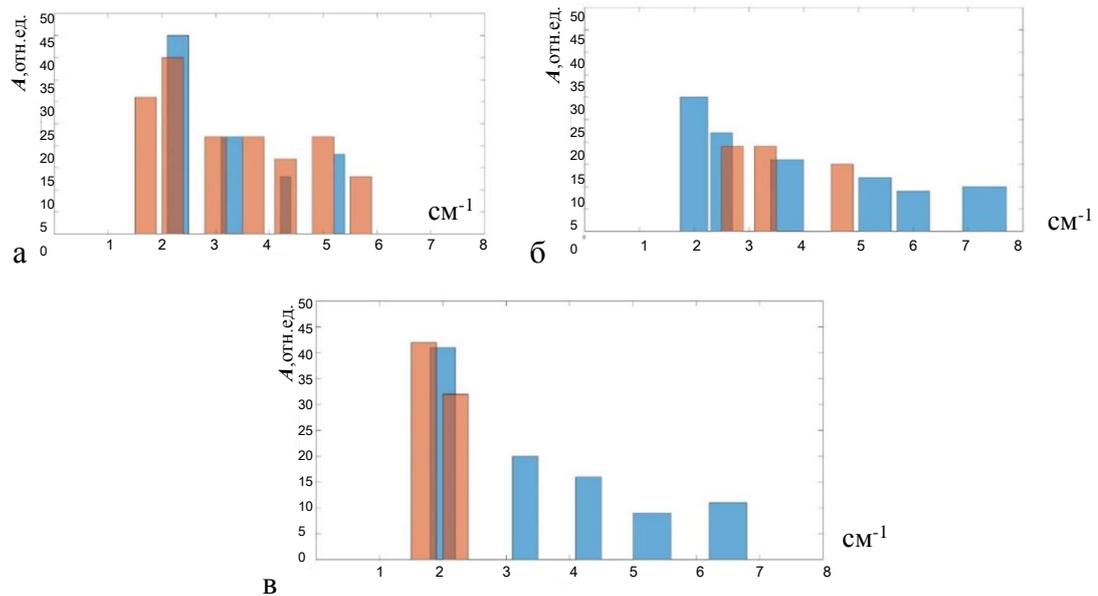


Рис. 3.5. Гистограммы распределения частот в третьей серии экспериментов при $\Delta X=29$ см (а), 32 см (б) и 36 см (в). Число Маха потока 1.59. Синий цвет – сканирование по направлению потока, коричневый – в перпендикулярном потоку направлении.

По гистограммам, показанным на рис. 3.3-3.5, можно видеть, что с увеличением расстояния от фронта ударной волны амплитуды высоких частот по направлению потока становятся близки, соответствуя малым размерам формирующихся турбулентных структур разного масштаба. Присутствие таких структур в пограничном слое приводит к неоднородному структурированному распределению свечения импульсного поверхностного скользящего разряда (рис. 3.6, 2.6 б).

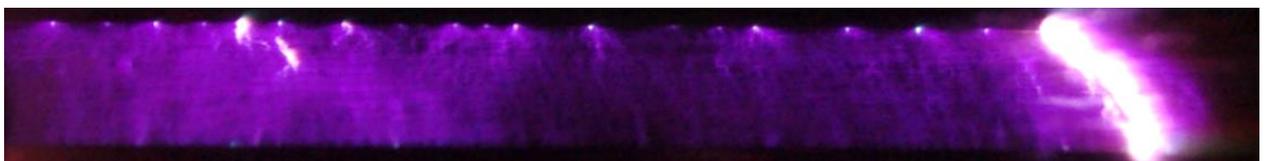


Рис. 3.6. Изображение свечения разряда в третьей серии экспериментов при $\Delta X= 36$ см. Число Маха потока 1.59.

Заключение

В работе рассмотрен метод описания турбулентной структуры пограничного слоя в сверхзвуковых потоках на основе компьютерной обработки изображений свечения распределенного наносекундного поверхностного скользящего разряда в канале ударной трубы. Учитывалось, что неоднородность поля плотности в пограничном слое сверхзвукового потока влияет на локальную проводимость импульсного поверхностного скользящего разряда и на пространственную структуру излучения.

По результатам работы можно сделать следующие **Выводы**:

- Проведен анализ фотоизображений свечения распределенного наносекундного поверхностного скользящего разряда в сверхзвуковых потоках воздуха с числами Маха 1.17-1,59 и плотностью 0.06-0.18 кг/м³ за плоскими ударными волнами с числами Маха 2.38-4.48 в канале ударной трубы.
- Написана программа обработки фотоизображений свечения разряда, включающая сканирование интенсивности в плоскости изображения в двух направлениях, Фурье- преобразование полученных зависимостей и поиск значимых пространственных частот. Разработанный математический аппарат использован для описания турбулентной структуры различных стадий течения в пограничном слое за фронтом плоской ударной волны.
- Определены характерные масштабы турбулентных структур в пограничном слое, связанные с масштабами структурных элементов поля

свечения разряда, которые в направлении потока могут достигать 1.7-5.9 мм.

- Показано, что характер развития турбулентности в пограничном слое при разных экспериментальных условиях имеет общие черты. В начале турбулентной области наблюдается большое число структур близких масштабов. В области развитой турбулентности количество типов турбулентных структур уменьшается, увеличиваются низкие пространственные частоты, соответствующие структурам большого масштаба.

Полученные результаты могут быть использованы при разработке методов исследования турбулентности в высокоскоростных потоках.

Выражаю благодарность всему коллективу кафедры молекулярных процессов и экстремальных состояний вещества, моему научному руководителю Мурсенковой Ирине Владимировне, руководителю лаборатории Знаменской Ирине Александровне, а также рецензенту Иешкину Алексею Евгеньевичу за ценные замечания.



Список использованных источников

- [1] М.А. Носов, *Лекции по теории турбулентности*. "Янус-К" Москва, 2013.
- [2] В.Н. Жигулев, А.М. Тумин, *Возникновение турбулентности: динамическая теория возбуждения и развития неустойчивостей в пограничных слоях*. Наука, 1987.
- [3] С. Гапонов, А. Маслов, "Развитие возмущений в сжимаемых потоках. Новосибирск: Наука, 1980.
- [4] В.М. Шибков, Л.В. Шибкова, П.В. Копыл, А.А. Логунов, "Стабилизация с помощью низкотемпературной плазмы сверхзвукового горения пропана в расширяющемся аэродинамическом канале," *Теплофизика высоких температур*, vol. 57, no. 2, pp. 183-197, 2019.
- [5] И. Знаменская, Д. Латфуллин, И. Мурсенкова, "Ламинарно-турбулентный переход в сверхзвуковом пограничном слое при иницировании импульсного поверхностного разряда," *Письма в Журнал технической физики*, vol. 34, no. 15, pp. 75-80, 2008.
- [6] *Почему гражданские самолеты не летают на сверхзвуковых скоростях?* [Online]. Available: <http://www.turplace.ru/stati-2-2/pochemu-grazhdanskije-samolety-ne-letayut-na-sverkhzvukovykh-skor>.
- [7] А.В. Панина, А.Д. Косинов, Ю.Г. Ермолаев, В.Н. Горев, Н.В. Семенов, "Экспериментальное исследование средних и пульсационных характеристик 2D/3D сверхзвукового пограничного слоя за плоскими одиночными шероховатостями," *Теплофизика и аэромеханика*, vol. 21, no. 1, pp. 3-13, 2014.
- [8] S. B. Leonov, I. V. Adamovich, and V. R. Soloviev, "Dynamics of near-surface electric discharges and mechanisms of their interaction with the airflow," *Plasma Sources Science and Technology*, vol. 25, no. 6, p. 063001, 2016.

- [9] I. Mursenkova, I. Znamenskaya, and A. Lutsky, "Influence of shock waves from plasma actuators on transonic and supersonic airflow," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 51, no. 10, p. 105201, 2018.
- [10] Ю. Чесноков, "Влияние числа Рейнольдса на распределение кинетической энергии турбулентных пульсаций по сечению плоского канала," *Журнал технической физики*, vol. 89, no. 6, pp. 844-849, 2019.
- [11] M. Lee and R. D. Moser, "Direct numerical simulation of turbulent channel flow up to $Re_\tau=5200$," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 774, pp. 395-415, 2015.
- [12] P. Klebanoff, "Characteristics of turbulence in a boundary layer with zero pressure gradient," NATIONAL BUREAU OF STANDARDS GAITHERSBURG MD, 1955.
- [13] H. Kim, S. Kline, and W. Reynolds, "The production of turbulence near a smooth wall in a turbulent boundary layer," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 50, no. 1, pp. 133-160, 1971.
- [14] M. Ringuette, M. P. Martin, A. Smits, and M. Wu, "Characterization of the turbulence structure in supersonic boundary layers using DNS data," in *36th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit*, 2006, p. 3539.
- [15] D. Bodony, "Structural changes to a turbulent boundary layer grazing a compliant panel," in *Proceedings of the Summer Program*, 2014, p. 285.
- [16] T. A. Zaki, "From streaks to spots and on to turbulence: exploring the dynamics of boundary layer transition," *Flow, turbulence and combustion*, vol. 91, no. 3, pp. 451-473, 2013.
- [17] A. Kiverin and I. Yakovenko, "Evolution of wave patterns and temperature field in shock-tube flow," *Physical Review Fluids*, vol. 3, no. 5, p. 053201, 2018.
- [18] X. Zhang, Y. Huang, X. Wang, W. Wang, K. Tang, and H. Li, "Turbulent boundary layer separation

- control using plasma actuator at Reynolds number 2000000," *Chinese Journal of Aeronautics*, vol. 29, no. 5, pp. 1237-1246, 2016.
- [19] И.В. Мурсенкова, Н.Н. Сысоев, А.В. Уваров, *Основы физической гидродинамики: уравнения, граничные условия, простейшие примеры*. Физический факультет МГУ Москва, 2015.
- [20] G. Elsinga, R. Adrian, B. Van Oudheusden, and F. Scarano, "Three-dimensional vortex organization in a high-Reynolds-number supersonic turbulent boundary layer," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 644, pp. 35-60, 2010.
- [21] R. Humble, G. Elsinga, F. Scarano, and B. Van Oudheusden, "Three-dimensional instantaneous structure of a shock wave/turbulent boundary layer interaction," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 622, pp. 33-62, 2009.
- [22] C. D. Meinhart and R. J. Adrian, "On the existence of uniform momentum zones in a turbulent boundary layer," *Physics of Fluids*, vol. 7, no. 4, pp. 694-696, 1995.
- [23] В. Шибков, А. Ершов, В. Черников, Л. Шибкова, "Сверхвысокочастотный разряд на поверхности диэлектрической антенны," *Журнал технической физики*, vol. 75, no. 4, pp. 67-73, 2005.
- [24] Т. В. Баженова, *Нестационарные взаимодействия ударных волн*. М., Наука, 1977.
- [25] Ю. П. Райзер, *Физика газового разряда*. М., Наука, 1987.

Приложение. Программа обработки изображений

```
function intensity
[myname, mypath]=uigetfile('*.jpg', 'Запрос файла', 'E:
\Ши Линь\04.jpg');%выбор файла
threecolormat=imread([mypath,myname]);
graymat=rgb2gray(threecolormat); %перевод матрицы в
серые тона, шаг 2/
[m,n]=size(graymat);
L=3;
dx=L/n;
boundary=1/dx;
meaninten=sum(graymat)/m;
figure(1);
plot(1:n,meaninten);
spf=fft(meaninten);
a = 0:boundary/(n-1):0.3*boundary;
spf2=2*abs(spf(1,1:length(a)))/n;
figure(3);
plot(a,spf2);
end
```