

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НОВОСИБИРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ» (НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ, НГУ)

Факультет **ФИЗИЧЕСКИЙ**
Кафедра **ФИЗИКИ ПЛАЗМЫ**

Направление подготовки **03.03.02 ФИЗИКА**
Образовательная программа: **БАКАЛАВРИАТ**

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА БАКАЛАВРА

Яковлевой Татьяны Сергеевны

(Фамилия, Имя, Отчество автора)

Тема работы Электронно-пучковая спектрометрия сверхзвуковых потоков молекулярного азота

«К защите допущена»

Заведующий кафедрой

д.ф.-м.н., профессор

Иванов А.А.

...../
(фамилия И., О.) / (подпись, МП)

«.....».....20...г.

Научный руководитель

д.ф.-м.н., доцент

Автаева С.В

...../
(фамилия И., О.) / (подпись, МП)

«.....».....20...г.

Дата защиты: «.....».....20...г.

Новосибирск, 2017

Оглавление

1. Введение.....	3
2. Обзор литературы	4
2.1 Сверхзвуковые струи.....	4
2.2 Метод электронно-пучковой спектрометрии.....	6
2.3 Определение температуры газа по распределению интенсивности в полосах азота	7
3. Экспериментальное оборудование и методики	11
3.1 Установка ЛЭМПУС-2 и система регистрации спектров.....	11
3.2 Методики определения параметров струи	14
3.2.1 Измерение вращательной температуры молекул азота	14
3.2.2 Измерение относительных распределений плотности газа.....	17
3.2.3 Оценка размера кластеров в струях азота	18
3.3 Проверка метода.....	19
3.3.1 Влияние вторичных электронов.....	19
3.3.2 Нагрев газа электронным пучком	20
4. Результаты исследования параметров сверхзвуковых струй	22
4.1 Характеристики струй, формируемых звуковым соплом.....	22
4.2 Сверхзвуковые струи.....	25
4.2.1 Характеристики струи, формируемой сверхзвуковым соплом II.	27
4.2.2 Характеристики струи, формируемой сверхзвуковым соплом I..	30
4.2.3 Сравнение характеристик струй, формируемых сверхзвуковыми соплами	32
4.3 Влияние давления в форкамере сопла на характеристики сверхзвуковой струи	33
5. Заключение	35
Список литературы	37

1. Введение

В настоящее время известно большое количество работ по исследованию и применению сверхзвуковых струй разреженного газа как в импульсном режиме истечения, так и в стационарном. Обладая рядом свойств, сверхзвуковые потоки применяются в осаждении пленок на поверхности, ее очистке и полировке [1], травлении материалов и др. Были исследованы различные газы, в том числе азот, оксид углерода (CO_2) [2], силансодержащие потоки газа [3], окись углерода (CO) [4], аргон, гелий.

В отделе прикладной физики ФФ НГУ активно изучают истечение сверхзвуковых струй в затопленное пространство, образование кластеров в ходе конденсации газа и их технологическое применение, в том числе и для проектирования ракетных двигателей. Для этих целей необходимо иметь возможность определять газодинамические параметры струй и уметь их контролировать.

В связи с этим целью данной работы была реализация метода электронно-пучковой спектроскопии сверхзвуковых потоков газа на газодинамическом комплексе ЛЭМПУС-2. В качестве модельного газа для экспериментов был выбран азот. Была поставлена задача разработать систему регистрации эмиссионных спектров на основе имеющегося спектрометра ДФС-452, позволяющего разрешать тонкую вращательную структуру молекулярных полос, зарегистрировать спектры люминесценции струй азота и, проанализировав их, получить информацию о структуре сверхзвуковых струй азота, о распределениях плотности и температуры газа в струях.

2. Обзор литературы

2.1 Сверхзвуковые струи

Сверхзвуковые струи являются объектом многих научных исследований и имеют широкий спектр применений в прикладных задачах. Такие потоки характеризуются высокими скоростями истечения (число Маха $M > 1$) и четкой границей струи. Сверхзвуковые скорости достигаются путем использования специальных сопел, представляющих собой конструкцию, состоящую из двух конусов, соединенных навстречу друг другу. Самый узкий участок канала называется критическим сечением и играет большую роль в формировании сверхзвукового потока. Не менее важными параметрами, от которых зависит форма сверхзвуковой струи, являются давление на срезе сопла и давление фонового газа. В зависимости от их соотношений разделяют несколько типов истечения струй в затопленное пространство. В данной работе исследовались сверхзвуковые недорасширенные струи, в которых давление на срезе сопла больше, чем давление окружающего газа, типичный вид струи показан на рис. 1.

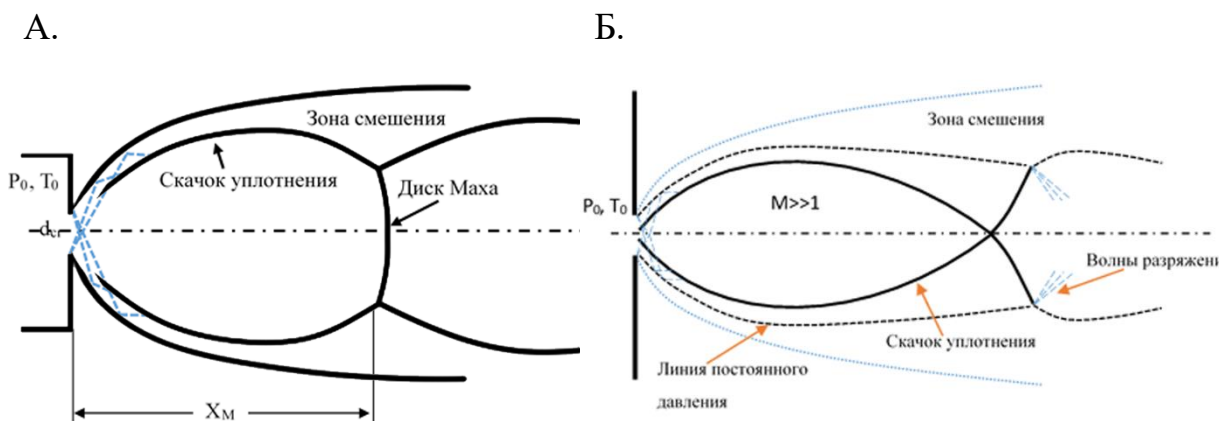


Рис. 1. Типичный вид недорасширенной струи, истекающей из звукового (А) и сверхзвукового (Б) сопел [5].

Процесс расширения газа через сопло происходит адиабатически, при этом тепловая энергия молекул переходит в кинетическую энергию газа, что обеспечивает высокие скорости истечения потока. В ходе этого процесса газ сильно охлаждается, и его температура достигает криогенных температур, при которых происходит конденсация газа. Во время истечения газа из

сопла образуется конфигурация ударных волн, которые отражаясь от приосевых молекул образуют границу струи и формируют бочку. На некотором расстоянии от сопла ударные волны пересекаются на оси, образуя точку X-образности, в которой испытывают скачок термодинамические параметры газа: температура, плотность, давление. Внутри бочки образуется ядро – зона, в которой не наблюдается влияние окружающего газа и расширение происходит адиабатически до точки X-образности. Ближе к границе струи формируется зона смешения, в которой из-за большой турбулентности происходит проникновение окружающего газа внутрь струи. Точка X-образности (диск Маха в звуковых течениях) располагается согласно [5]:

$$X_M = 0.645497 \sqrt{\frac{P_0}{P_h}} d, \quad (1)$$

где d – критическое сечение сопла, P_0 – давление в форкамере сопла, P_h – давление фонового газа. После преодоления точки X-образности газ продолжает расширяться, образуя следующую бочку. В случае сильно недорасширенных струй формируется только первая бочка.

Для теоретического описания истечения газа из сопла [6] можно воспользоваться моделью идеального газа и уравнениями газодинамики, такими как уравнение состояния идеального газа и уравнение Бернулли. Как функция от числа Маха, изэнтропические выражения выглядят следующим образом:

$$T = T_0 \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{-1} \quad P = P_0 \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \quad \rho = \rho_0 \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{\frac{1}{\gamma - 1}} \quad (2)$$

При сверхзвуковых истечениях в результате конденсации газа могут образовываться кластеры. Кластеры – сложный комплекс, состоящий из большого количества объединенных Ван-дер-Ваальсовыми силами атомов. Образование и рост кластеров происходит в результате тройных столкновений молекул газа, выделенная при образовании кластера энергия уносится третьей частицей. При формировании газовых кластеров

происходит дифференциация по массам кластеров, меняется распределение по скоростям частиц газа. Для оценки наличия кластеров и их среднего размера используется параметр, предложенный Хагеной [7]:

$$\Gamma^* = \frac{P_0 [\text{мбар}] d_{eq}^{0.85} [\text{мкм}]}{T_0^{2.29} [\text{К}]} K_{ch}, \quad (3)$$

где P_0 – давление в форкамере сопла; K_{ch} – коэффициент, зависящий от сорта газа, для азота согласно [8] $K_{ch}=528$; T_0 – температура стагнации; d_{eq} – эквивалентный диаметр сопла. Для звуковых сопел он равен диаметру выходного сечения сопла, для сверхзвуковых определяется следующим выражением:

$$d_{eq} = \frac{0.74d}{\text{tg}\alpha}, \quad (4)$$

где d – критический диаметр сопла, $\text{tg}\alpha$ – тангенс угла полураствора. Неоднократно экспериментально была установлена взаимосвязь параметра Хагены Γ^* и размера кластеров. Для этого определялись размеры кластеров с помощью следующих методов: для кластеров большого размера в работе [9] с помощью электронографического метода, в работе [8] по Рэлеевскому рассеянию, с помощью метода масс-спектрометрии [10] и др.

2.2 Метод электронно-пучковой спектроскопии

Метод электронно-пучковой спектроскопии высоко развит и часто используется при диагностике разреженных газов, позволяя определять такие газодинамические параметры, как локальные плотность, температуру и скорость потока. Электроны пучка, пересекая пространство с исследуемым объектом, взаимодействуют с молекулами и атомами газа, и приводят к процессам ионизации и возбуждению электронных оболочек. Пучок инициирует переходы между энергетическими уровнями, причем возбужденные состояния имеют достаточно малую продолжительность жизни (меньше чем $t=10^{-7}$ с), что приводит к спонтанному излучению на низшие уровни. Регистрируя такое излучение с помощью спектральных

приборов, можно получить информацию о потоке газа. Изучение параметров потока, а также возможность их дальнейшего контроля и изменения, являются важной задачей как с научной точки зрения, так и для практического использования при разработке технологий в различных областях, в том числе в ионно-кластерных исследованиях [11-12], [13] и инженерных областях.

При энергии пучка больше 800эВ происходят дипольные переходы, при меньших энергиях преобладают квадрупольные переходы. Однако ввиду нелинейной зависимости интенсивности излучения от интенсивности электронного пучка или плотности газа при квадрупольных переходах, затруднительно их использовать для диагностики газа, поэтому обычно в таких целях используют пучки с энергиями в несколько кэВ [14]. Зависимость между интенсивностью спектральных линий и током пучка сохраняется линейной вплоть до плотностей газа равных $n=10^{16}\text{см}^{-3}$ [14]. При больших плотностях возникает влияние вторичных эффектов таких как рассеяние электронного пучка, гашение флуоресценции, возбуждение вторичными электронами.

2.3 Определение температуры газа по распределению интенсивности в полосах азота

Хорошо известно, что молекулярный спектр отличается от атомного спектра тем, что переходам соответствуют не атомные линии, а молекулярные полосы, которые отвечают определенным колебательным уровням и тонкой вращательной структурой каждого колебательного состояния. При ионизации азота пучком электронов происходит возбуждение ряда систем полос азота. Причем показано [15], что преобладает излучение молекулярного иона азота N_2^+ первой отрицательной системы полос (1-ОС). Этой системе соответствует переход с излучением из возбужденного состояния молекулярного иона $\text{N}_2^+(\text{B}^2\Sigma_u)$ в основное состояние молекулярного иона $\text{N}_2^+(\text{X}^2\Sigma_g)$. Энергия ионизации,

необходимая для возбуждения верхнего состояния из основного состояния молекулы равна 18.7 эВ.

Интерес представляет температура нейтрального газа, то есть основного состояния молекулы $N_2(X^1\Sigma_g)$, так как она влияет на конденсацию газа в сверхзвуковой струе. При сверхзвуковых истечениях газа достигается достаточное количество парных столкновений молекул ($10-10^2$) для установления термодинамического равновесия между вращательной и поступательной степенями свободы, поэтому вращательная температура полностью характеризует температуру газа. Колебательная же температура остается неизменной вдоль всей струи, так как требуемое количество столкновений для установления равновесия ($\sim 10^4$) не достигается [6].

Обыкновенно, вращательную температуру азота определяют по второй положительной системе молекулы азота. Однако при ионизации газа электронным пучком наиболее интенсивными являются полосы первой отрицательной системы азота. По этой причине в настоящей работе параметры сверхзвуковой струи определялись по распределению интенсивностей вращательных линий в колебательной полосе (0-1), кант которой находится на длине волны 427.8 нм.

Согласно [16], чтобы установить связь между интенсивностями вращательных линий в основном состоянии молекулы азота с интенсивностями вращательных линий молекулярного иона азота необходимо сделать несколько допущений:

- 1) Заселенность уровней подчиняется статистике Больцмана;
- 2) Спиновое взаимодействие состояния ($B^2\Sigma_u$) слабо;
- 3) Процесс возбуждения происходит без влияния газокинетических столкновений;

Зная каким путем происходит возбуждение колебательно-вращательной полосы, можно разработать методику определения вращательной температуры газа. Эта методика, разработанная Мюнцем, использовалась в ряде работ по спектроскопии струй [17]-[19].

Заселение верхнего колебательного уровня происходит посредством суммирования вкладов от всех колебательных уровней v_1'' низшего состояния $N_2(X^1\Sigma_g)$. Согласно правилам отбора, разрешены переходы с изменением вращательного квантового числа на единицу $\Delta K = \pm 1$. Заселение верхнего вращательного уровня K' происходит с R и P ветвей низшего состояния, отвечающих квантовым числам $K'-1$ и $K'+1$ соответственно. Скорость заселения вращательного уровня K' колебательного уровня v' задается следующим выражением [16]:

$$\Phi\{v', K'\} = F \sum_{v''} \frac{(N_{K'+1}'' P_P + N_{K'-1}'' P_R) q(v', v_1'')}{\sum_{K'} (N_{K'+1}'' P_P + N_{K'-1}'' P_R)}, \quad (5)$$

где F – функция электронного пучка, которая при больших энергиях не зависит от волнового числа, $q(v', v_1'')$ – коэффициенты Франка-Кондона, отражающие вероятность перехода между колебательными уровнями, $P_P = (K'+1)/(2K'+3)$, $P_R = K'/(2K'-1)$ – факторы Хёнля-Лондона, соответствующие вероятностям вращательного перехода. Учитывая, что заселенность вращательного уровня подчиняется статистике Больцмана:

$$N_R = N_0 \frac{\exp[-E_R/kT_R]}{[Q_R(T_R)]}, \quad (6)$$

где $[Q_R(T_R)]$ – вращательная статистическая сумма, E_R – энергия вращательного уровня. А также учитывая, интенсивность излучения $I = \alpha(v)h\nu$ вращательной линии на частоте ν пропорциональна скорости эмиссии с данного уровня $\{v', K'\}$ на уровень $\{v_2'', K_2''\}$ [16]:

$$\alpha(v) = \frac{\Phi\{v', K'\} q(v', v_2'') P(K', K_2'') v^3}{\sum_{v_2''} \sum_{K_2''} [q(v', v_2'') P(K', K_2'') v^3]} \quad (7)$$

Используя формулы (5 - 7) и выражения для вращательных констант, получаем формулу зависимости интенсивности от заселенности уровня [16]:

$$\frac{I_{K,K_2}}{K'+K''_2+1} = X_3 \nu^4 \sum_{\nu_1} ((K'+1) \exp[-B_{\nu_1} (K'+1)(K'+2)hc/kT_R] + K' \exp[-B_{\nu_1} (K'-1)K'hc/kT_R]) \left\{ \frac{q(\nu, \nu_1)}{(2K'+1)[Q_R(T_R)]_{\nu_1}[\theta]} \right\} \quad (8)$$

При температурах газа ниже чем 800К, верхние колебательные уровни не заселяются, то есть все молекулы находятся на уровне $\nu_1''=0$, таким образом вместо суммы остается единственное слагаемое и формула (2.3.4) упрощается [16]:

$$\frac{I_{K,K_2}}{K'+K''_2+1} = A_2 \nu^4 \left\{ (K'+1) \exp\left[-\frac{2B_{\nu_1} (K'+1)hc}{kT_R}\right] + K' \exp\left[\frac{2B_{\nu_1} K'hc}{kT_R}\right] \right\} \times \exp\left(-\frac{B_{\nu_1} K'(K'+1)hc}{kT_R}\right) \times \frac{1}{2K'+1} \quad (9)$$

Для того, чтобы избавиться от констант, связанных с определенным колебательным уровнем, можно взять отношение интенсивностей двух вращательных линий. В данной работе интенсивности всех вращательных линий относились к интенсивности линии R_2 . Вычисляя логарифм от соотношения интенсивностей, получаем итоговую формулу:

$$\ln\left(\frac{I_{K,K_2}}{(K'+K''_2+1)I_0[G\nu^4/G_0\nu_0^4]}\right) = -\frac{B_{\nu_1} K'(K'+1)hc}{kT_R} + C \quad (10)$$

$$[G] = \frac{(K'+1)}{(2K'+1)} \exp\{-2B_{\nu_1} K'(K'+1)hc/k_B T_R\} + \frac{K'}{(2K'+1)} \exp\{2B_{\nu_1} K'hc/k_B T_R\} \quad (11)$$

Построение зависимости логарифма интенсивности, отнесенной к константам вращательного уровня и фактору $[G\nu^4]$, от энергии $K(K+1)$ дает наклон прямой, по которому определяется вращательная температура основного состояния молекулы [16].

Температуры газа в сверхзвуковой струе достигают десятков кельвин, что показано в работах с помощью метода электронно-пучковой спектроскопии

[17] и [20], [14], с помощью метода когерентной антистоксовой Рамановской спектроскопии [19].

Также было замечено, что заселенности вращательных уровней могут существенно отличаться от Больцмановского. В частности, это показано в работе [21]. Утверждается, что при росте вращательного квантового числа $K' > 9$ проявляются существенные отклонения от равновесного распределения в следствие вращательной релаксации.

3. Экспериментальное оборудование и методики

3.1 Установка ЛЭМПУС-2 и система регистрации спектров

Эксперименты в данной работе выполнялись на газодинамическом комплексе ЛЭМПУС-2 (рис.2), разработанном в отделе прикладной физики ФФ НГУ [22]. Данная установка является совокупностью нескольких модулей, что обеспечивает удобную эксплуатацию. Установка состоит из: камеры расширения (1), послескиммерной секции (16), детекторной секции (19) и секции источника электронного пучка (11). Камера откачивается комплексом из турбомолекулярного насоса 24 TMP2203 и гелиевого криогенного насоса Cryo-Torr8 (HelixTechnology), а также форвакуумной системы, состоящей из насосов MU- 100 (Kashiyama) и ISP-500B (AnestIwata).

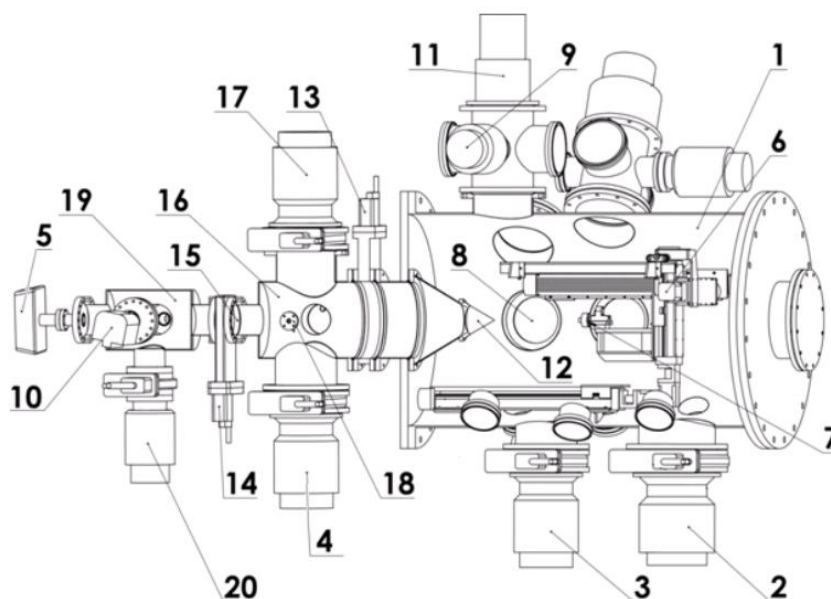


Рис.2. Схема экспериментальной установки ЛЭМПУС-2. 1 – Камера расширения; 2, 9, 17, 20 – турбомолекулярные насосы; 3, 4 – крионасос; 5 – квадрупольный масс-спектрометр; 6 – 4-х-компонентный координатник; 7 – сопловой блок; 8 – смотровое окно оптической системы; 10 – гетероионный насос; 11 – электронная пушка с полым катодом; 12 – скиммер; 13 – шиберный затвор, отсекающий камеры молекулярно-пучковой системы; 14 – сверхвысоковакуумный шиберный затвор, отсекающий секцию детектора; 15 – коллимирующая диафрагма; 16 – послескиммерная секция; 18 – однокомпонентный координатник модулятора/заслонки; 19 – детекторная секция.

Внутри камеры расширения установлена координатная система перемещения (6), которая позволяет производить измерения в продольном и поперечном направлении истекающей из сопла газовой струи. На координатном механизме устанавливаются форкамеры (7) со сменными звуковыми и сверхзвуковыми соплами. Электронный пучок создается электронной пушкой на базе разряда с полым катодом (11) и вводится в камеру расширения перпендикулярно расширяющемуся газовому потоку. Энергия пучка, используемая в экспериментах – 10кэВ. При высоких энергиях электроны пучка менее подвержены рассеиванию на молекулах газа в струе, таким образом сохраняется фокусировка пучка, поперечный размер которого в данной работе не превышал 1мм.

Для регистрации спектров была создана система, представленная на рис.3. Данная система основана на спектрометре ДФС-452 с высокой разрешающей способностью, что было необходимо для разрешения тонкой вращательной структуры спектра молекулярного азота. Рабочий диапазон длин волн спектрометра (190-1100) нм. Спектрометр имеет две дифракционные решетки (8), установленные на поворотном столике, с количеством штрихов на миллиметр равным 1200 и 600 и размером заштрихованной зоны 50 x 50мм. Теоретическая разрешающая способность спектрометра с решеткой 1200штр/мм $R=60000$. Разрешающая способность,

определенная экспериментально, составила: с щелью 50мк, $R=12300$ с щелью 30мк $R=20500$.

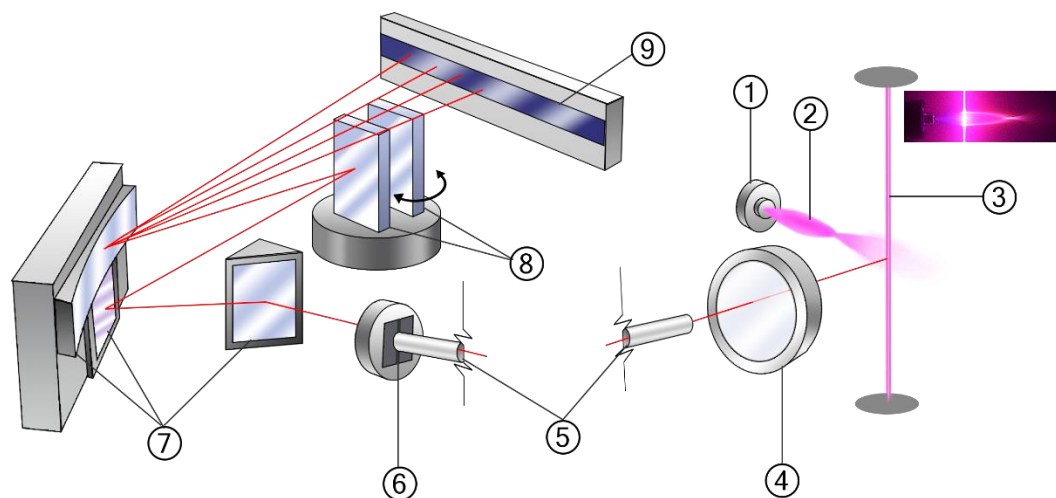


Рис.3. Система регистрации спектра. 1 – сопло; 2 – струя газа; 3 – электронный пучок; 4 – кварцевая фокусирующая линза; 5 – световод; 6 – щель спектрометра; 7 – зеркала; 8 – поворотный стол с дифракционными решетками; 9 – ПЗС линейки.

Струя газа (2) формируется соплом (1) и истекает в затопленное пространство камеры расширения. Электронный пучок (3) ионизирует струю. Излучение отбирается через вакуумное кварцевое окно, кварцевой линзой с фокусным расстоянием $F=15\text{см}$ (4) фокусируется на щель световода (5), второй конец которого подведен к щели спектрометра (6). Излучение разлагается в спектр, регистрируется на семь ПЗС-линейек и обрабатывается с помощью ПК.

В данной работе использовалось три сопла, характеристики которых указаны в Таблице 1.

Тип сопла	Длина (l), мм	Критическое сечение (d_{cr}), мм	Выходное сечение (D), мм
Звуковое	8	0.5	2.4
Сверхзвуковое I	8.2	0.17	2.4
Сверхзвуковое II	17.5	0.215	3.5

Таблица 1. Характеристики используемых сопел.

В данной работе сверхзвуковые сопла представляли собой коническое отверстие, выточенное в сплошном металлическом диске. Звуковое сопло представляло собой цилиндрический канал, соединенный с конусом, угол раствора которого 59° .

3.2 Методики определения параметров струи

3.2.1 Измерение вращательной температуры молекул азота

Для определения вращательной температуры регистрировались эмиссионные спектры с щелью 30, 50 мкм для разрешения вращательной структуры спектра. Типичный вид спектров показан на рис.4. Измерения проводились в различных точках струи в продольном и поперечном направлениях, позволяя полностью описать изменение параметров в сверхзвуковой струе молекулярного азота. Для определения вращательной температуры использовалась R-ветвь колебательной полосы (0-1) 1 ОС азота.

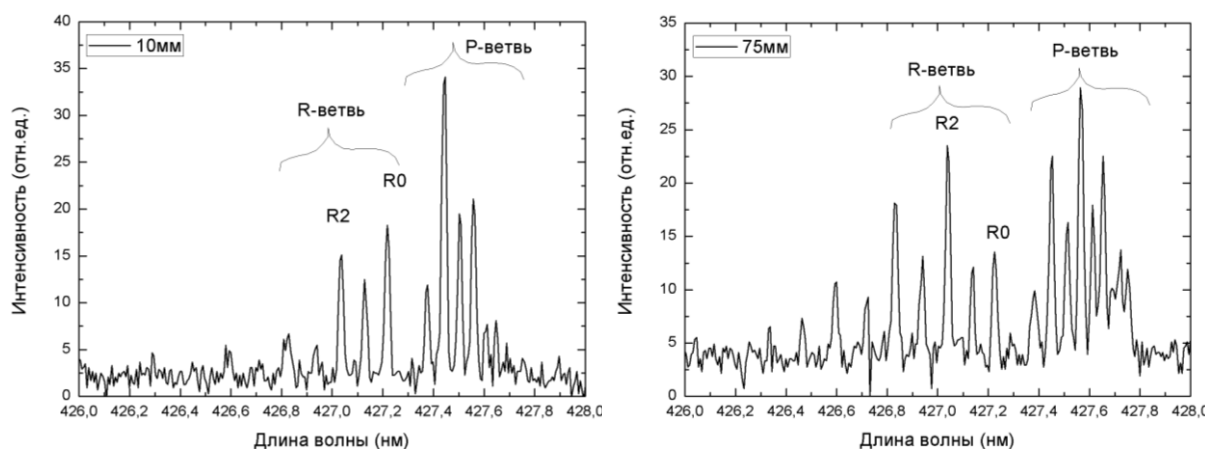


Рис. 4. Типичный вид полос молекулярного азота (0-1) 1 ОС в активированной электронным пучком струе, наблюдаемых в точках вдоль оси струи $X=10\text{мм}$ ($T=25\text{K}$) и $X=75\text{мм}$ ($T=67\text{K}$).

По приведенным спектрам можно качественно оценить, в какой точке струи температура ниже, так как при более низких температурах возбуждается меньше вращательных уровней.

Вращательная температура молекул азота в основном состоянии определялась следующим образом. Сначала определялись интенсивности

вращательных линий и рассчитывался логарифм соотношения интенсивности вращательной линии к интенсивности реперной R2 и вращательным постоянным. Далее строилась зависимость логарифма от энергии $K(K+1)$, и по наклону прямой равному $\theta = -B_v hc/k_B T_R^*$ определялась вращательная температура T_R^* возбужденного состояния молекулярного иона, где $B_v=1.972263[\text{см}^{-1}]$ - рассчитанная вращательная постоянная колебательного уровня [23], k_B – постоянная Больцмана, h – постоянная Планка, c – скорость света.

После получения вращательной температуры в возбужденном состоянии T_R^* определялась вращательная температура в основном состоянии молекулы по наклону зависимости, построенной по формуле (10). Предварительно, задаваясь различными температурами, были рассчитаны соотношения $\log[Gv^4/G_0v_0^4]$ по формуле (11). Произведенный расчет и сравнение с результатами работы [16] представлены в Таблице 3.

T_R, K	$\log[Gv^4/G_0v_0^4]$					
	5	7	9	5	7	9
	Расчет			Мюнц [9]		
75	0,022941	0,05459	0,093758	0,0237	0,054	0,0955
100	0,013411	0,032131	0,055695	0,0148	0,0323	0,0569
125	0,008921	0,021397	0,037192	0,0094	0,0216	0,0378
150	0,006463	0,015477	0,026895	0,0068	0,0153	0,0274
175	0,004975	0,011878	0,020603	0,0052	0,0116	0,0212
200	0,004007	0,009531	0,016486	0,0047	0,0094	0,0169
225	0,003343	0,007918	0,013648	0,0033	0,0076	0,014
250	0,002867	0,006761	0,011612	0,0029	0,0064	0,0119
300	0,002248	0,005253	0,00895	0,0021	0,0047	0,0086

Таблица 3. Сравнение данных источника [9] и расчетов, проведенных в настоящей работе.

Расхождение в определении фактора G составило в среднем 6.6%. В работе [16] данные приведены для температур выше 75К, однако в сверхзвуковой струе достигаются более низкие температуры $T_R < 75K$, по этой причине был совершен расчет фактора G вплоть до температур 15К. Так как при построении графика используется логарифм фактора,

целесообразнее было произвести расчет для фактора $[G\nu^4/G_0\nu_0^4]$, значения которого приведены для различных K в Таблице 4.

T_R, K	$[G\nu^4/G_0\nu_0^4]$								
	0	1	2	3	4	5	6	7	9
15	0,546269	0,715295	1	1,44312	2,11046	3,1023	4,56521	6,71827	9,87872
25	0,779499	0,865494	1	1,1903	1,44624	1,782	2,21486	2,76869	3,472
35	0,875914	0,924985	1	1,1031	1,23681	1,40527	1,61255	1,86491	2,16858
45	0,921442	0,952723	1	1,06414	1,14594	1,24721	1,36917	1,51437	1,68466
55	0,945911	0,967551	1	1,0437	1,09888	1,16659	1,24716	1,34196	1,45156
65	0,960421	0,976318	1	1,03174	1,07152	1,1201	1,17744	1,24446	1,32126
75	0,969682	0,981904	1	1,02416	1,05426	1,0909	1,13391	1,18398	1,24098
85	0,975936	0,985672	1	1,01906	1,04269	1,0714	1,10493	1,14388	1,18799
95	0,98035	0,98833	1	1,01548	1,03456	1,05773	1,08467	1,11592	1,15117
105	0,983578	0,990273	1	1,01286	1,02864	1,04778	1,06996	1,09566	1,12455
115	0,986009	0,991735	1	1,0109	1,02419	1,04032	1,05894	1,08051	1,10466
125	0,987883	0,992863	1	1,00938	1,02077	1,03459	1,05047	1,06887	1,08943
135	0,989359	0,99375	1	1,00819	1,01808	1,03008	1,04383	1,05975	1,07749
145	0,990542	0,994461	1	1,00724	1,01592	1,02648	1,03852	1,05247	1,06796

Таблица 4. Рассчитанные отношения фактора G для различных температур газа.

Далее выбирался фактор $[G\nu^4/G_0\nu_0^4]$, соответствующий вращательной температуре, рассчитанной для возбужденного состояния. Построение зависимости логарифма интенсивности, отнесенного к вращательным константам и фактору $[G\nu^4/G_0\nu_0^4]$, от энергии $K(K+1)$ позволяет определить наклон прямой $\theta = -B_{v_1}hc/k_B T_R$ и вращательную температуру основного состояния молекулы. Типичный вид зависимости $\ln\left(\frac{I_{K,K_2}}{(K'+K''_2+1)I_0[G\nu^4/G_0\nu_0^4]}\right)$ от произведения $K'(K'+1)$, пропорционального энергии вращательных уровней показан на рис. 5. Видно, что зависимость линейная, угол наклона определяется температурой газа.

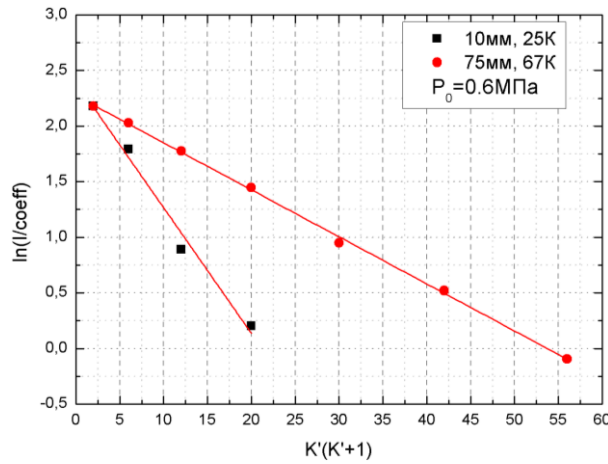


Рис. 5. Линейная зависимость логарифма интенсивности от энергии $K'(K'+1)$ для разных участков струи. $coeff = (I_0(K'+K_2''+1)Gv^4)/(G_0v_0^4)$.

3.2.2 Измерение относительных распределений плотности газа

Известно, что интенсивность излучения электронно-колебательных полос молекул $I_{n''v''}^{n'v'}$ пропорциональна заселенности излучающего электронного состояния $n_{n'v'}$ и, как следствие, плотности газа n :

$$I_{n''v''}^{n'v'} = n_{n'v'} A_{n''}^{n'} q_{v''}^{v'} h \nu_{n''v''}^{n'v'} \propto n, \quad (12)$$

здесь $A_{n''}^{n'}$ - вероятность электронного перехода, $q_{v''}^{v'}$ - фактор Франка-Кондона, n' , n'' - квантовые числа электронных состояний молекулы, v', v'' - колебательные квантовые числа, $\nu_{n''v''}^{n'v'}$ - частота электронно-колебательного перехода, h - постоянная Планка; верхние индексы ' и '' относятся к верхнему и нижнему уровням электронно-колебательного перехода, соответственно.

При температурах ниже 800 К практически все молекулы находятся на основном (нулевом) колебательном уровне. Поскольку интегральная интенсивность электронно-колебательной полосы не зависит от температуры газа в струе, ее распределение вдоль струи определяется только плотностью молекул азота в струе на различных расстояниях от сопла. Поэтому относительное распределение плотности газа в струе может быть измерено по интенсивности излучения электронно-колебательных полос азота.

Для определения интегральной интенсивности электронно-колебательной полосы спектры регистрировались с большой щелью 300-400мкм. Типичный вид полосы (0-1), записанной с неразрешенной вращательной структурой показан на рис.6.

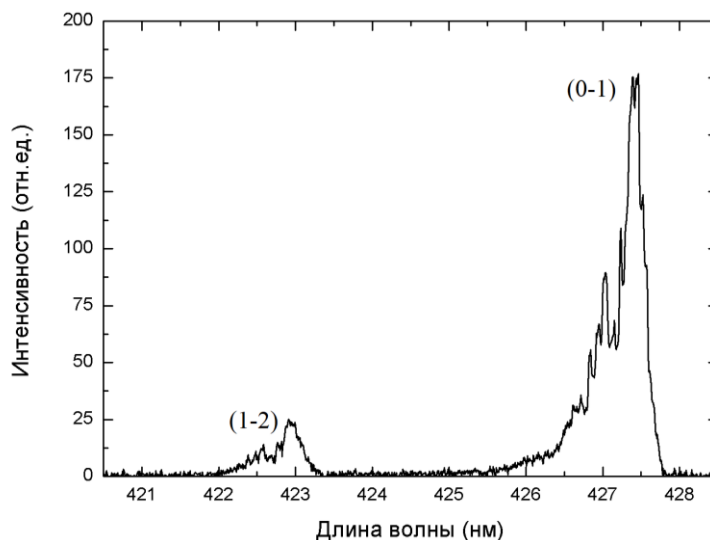


Рис. 6. Типичный вид спектра полос азота первой отрицательной системы, соответствующей переходу между электронными состояниями $N_2^+(B^2\Sigma_u) \rightarrow N_2^+(X^2\Sigma_g)$, с неразрешенной вращательной структурой.

3.2.3 Оценка размера кластеров в струях азота

Для оценки размеров кластеров, формируемых в исследуемых струях азота, рассчитывался параметр Хагены в соответствии с формулой (3). Давления в форкамере сопла и в камере расширения, при которых проводились измерения, приведены в Таблице 5. Там же даны рассчитанные значения плотности фонового газа в камере расширения при температуре 300К и параметры Хагены, рассчитанные для условий экспериментов.

Сверхзвуковое I				Сверхзвуковое II			
$P_0, \text{МПа}$	$P_h, \text{Па}$	$n_h, 10^{14} \text{см}^{-3}$	Γ^*	$P_0, \text{МПа}$	$P_h, \text{Па}$	$n_h, 10^{14} \text{см}^{-3}$	Γ^*
0.1	0.35	0.84	355	0.2	0.93	2.25	1199
0.2	0.66	1.6	710	0.4	3.87	9.34	2397
0.4	1.4	3.54	1421	0.4	3.08	7.44	
0.6	3.59	8.66	2131	0.4	3.01	7.28	
Звуковое							
$P_0, \text{МПа}$		$P_h, \text{Па}$		$n_h, 10^{14} \text{см}^{-3}$		Γ^*	
0.07		1.16		2.8		157	

0.1	2.57	6.2	224
0.12	4.6	11.1	269
0.12	0.85	2.06	

Таблица 5. Параметры экспериментов.

Как известно, малые кластеры начинают образовываться при $300 < \Gamma^* < 1800$, а большие соответственно при $\Gamma^* > 1800$. Как видно из таблицы, кластеры образуются лишь при истечении газа из сверхзвуковых сопел. Согласно оценкам, в струе, формируемой сверхзвуковым соплом I, кластеры малых размеров образуются при давлениях газа в форкамере сопла $P_0 = 0.1 - 0.4$ МПа, и только при давлении $P_0 = 0.6$ МПа в струе могут формироваться кластеры больших размеров. В струе, формируемой сверхзвуковым соплом II, по оценкам, большие кластеры могут формироваться уже при давлении в форкамере сопла 0.4 МПа. В струе, истекающей из звукового сопла кластеры не образуются.

3.3 Проверка метода

С целью проверки метода, а также определения наличия вторичных эффектов в ионизации электронным пучком было проведено два эксперимента.

3.3.1 Влияние вторичных электронов

Для того, чтобы убедиться, что в процессе возбуждения не участвуют вторичные электроны, была получена зависимость интенсивности отдельных вращательных линий R0 и R2 колебательной полосы (0-1) 1-ОС от тока пучка, который менялся в диапазоне от 10 до 80 мА (рис.7).

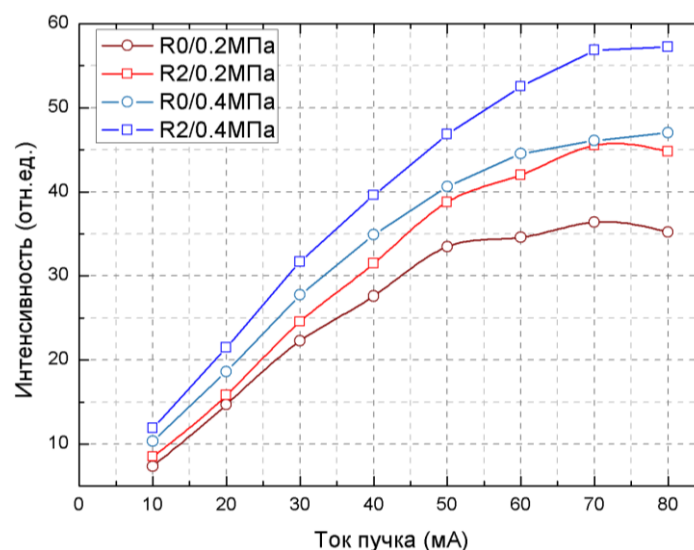


Рис. 7. Зависимость интенсивности вращательных линий R0 и R2 от тока пучка. Зависимости получены для сопла 0.215мм при давлениях 0.2МПа и 0.4МПа.

Как можно увидеть из графика, начиная с тока $I=50\text{мА}$ интенсивность меняется нелинейно, следовательно, в процессе возбуждения электронным пучком при увеличении тока возникает влияние вторичных процессов. Поэтому в настоящей работе все дальнейшие измерения проводились с рабочим током пучка в диапазоне 30-40мА, чтобы избежать нежелательных эффектов, связанных с влиянием вторичных эффектов.

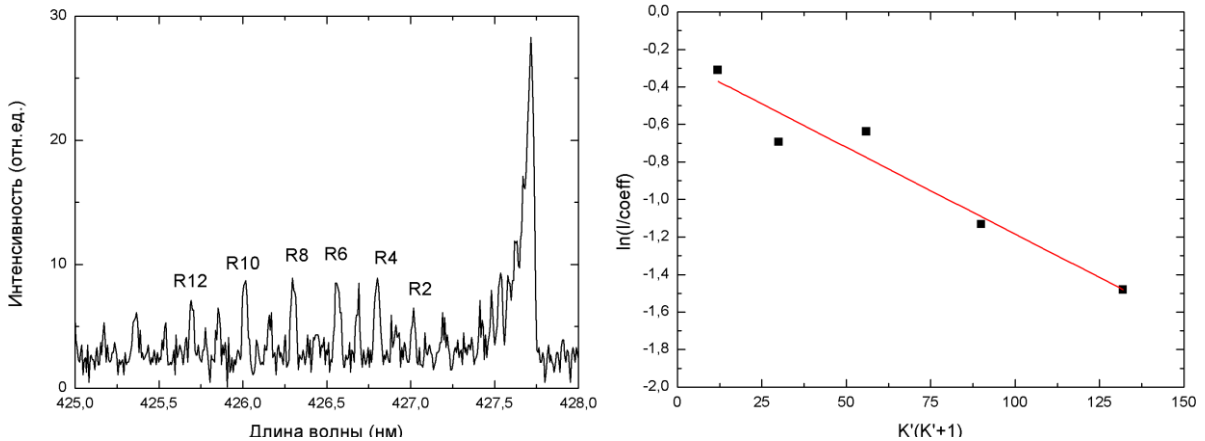
3.3.2 Нагрев газа электронным пучком

Как известно, сверхзвуковая струя газа достигает скоростей порядка 500м/с, в результате эффективных столкновений молекул между собой происходит эффективный энергообмен и вся тепловая энергия, которая может передаться от горячего электронного пучка, рассеивается в быстром потоке газа вниз по течению. Фоновый газ находится в стационарном режиме, поэтому ток пучка может вызывать перегрев коллектора электронов и, следовательно, тепловой нагрев газа.

Чтобы удостовериться в отсутствии нагрева газа электронным пучком, были проведены измерения вращательной температуры при известной температуре газа. Для этого в камеру расширения установки был напущен газ без формирования сверхзвуковой струи до давления 8.7Па. Подобные

давления достигались в фоновом газе при проведении экспериментов со сверхзвуковыми струями. Газ находился в камере при комнатной температуре в стационарном режиме. Вид спектров полосы (0-1) 1-ОС с обозначением вращательных линий представлен на рис.8.

А



Б

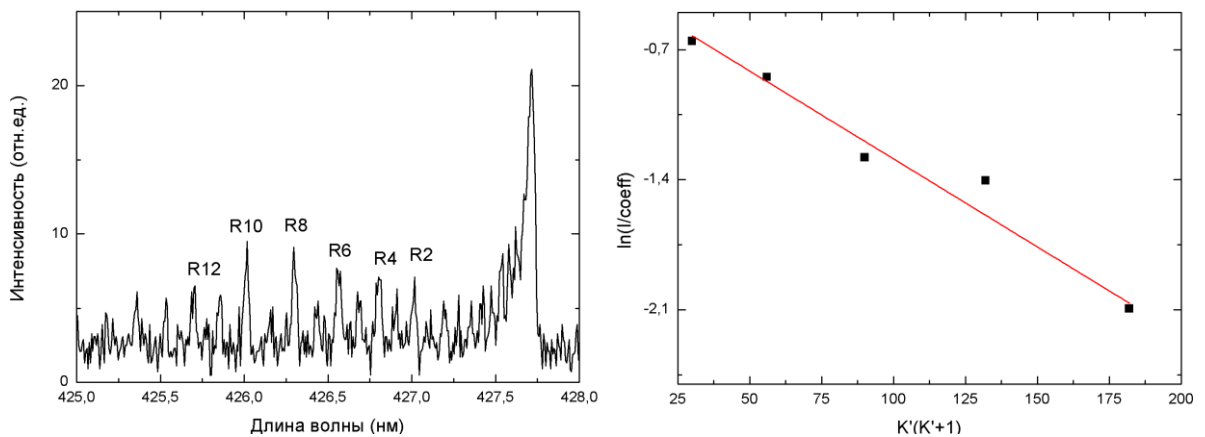


Рис. 8 . Спектры люминесценции фоновго газа при давлении фона 8.7Па и токе пучка $I=80\text{mA}$. Полученные температуры соответственно А – 300К, Б – 306К.

Измерения проводились при токах пучка в диапазоне от 30 до 110мА. Однако при низких токах определение вращательной температуры по спектру было невозможным в следствие очень низкой интенсивности спектральных линий, поэтому все расчеты были проведены для тока пучка $I=80\text{mA}$. В результате измерений полученная температура составила

$T=(307\pm 10)K$, что достаточно точно совпадает с комнатной температурой $T=298K$. Таким образом, не было обнаружено заметного нагрева газа.

4. Результаты исследования параметров сверхзвуковых струй

4.1 Характеристики струй, формируемых звуковым соплом

Для звуковых сопел теоретическое описание достаточно точно отражает характер истечения газа в отличие от сверхзвуковых, в которых имеют место турбулентные процессы, описание которых требует построения сложной теории. В отличие от сверхзвуковой струи, у которой пересекаются ударные волны в точке X-образности, у звуковой струи формируется диск Маха. Также по оценке параметра Хагены, приведенной в Таблице 5 можно заключить, что кластеры в звуковой струе не образуются.

Вид звуковой струи при различных давлениях в форкамере сопла показан на рис. 9. Данные фотографии были получены в ходе экспериментов на установке ЛЭМПУС-2. При давлении в форкамере сопла $P_0=0.12\text{МПа}$ были реализованы два различных давления фонового газа P_h .

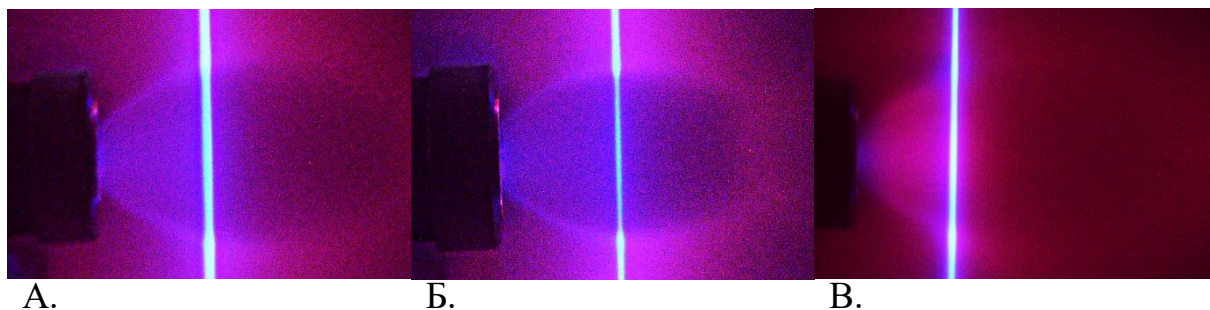


Рис. 9. Фотографии звуковой струи при давлениях: А – $P_0=0.12\text{МПа}$, $P_h=0.85\text{Па}$; Б – $P_0=0.12\text{МПа}$, $P_h=4.6\text{Па}$; В – $P_0=0.07\text{МПа}$, $P_h=1.2\text{Па}$.

Как видно из фотографий, при большем давлении фона струя имеет меньшую длину (рис.9А и рис.9Б). На рис.9.Б виден четкий контур струи и зона диска Маха. При уменьшении давления в форкамере сопла видна лишь начальная часть бочки звуковой струи (рис.9В). Это связано с проникновением фонового газа в струю.

В ходе экспериментов были получены распределения интегральной интенсивности молекулярной полосы (0-1) 1-ОС системы азота вдоль оси струи. Полученные зависимости приведены на рис.10.

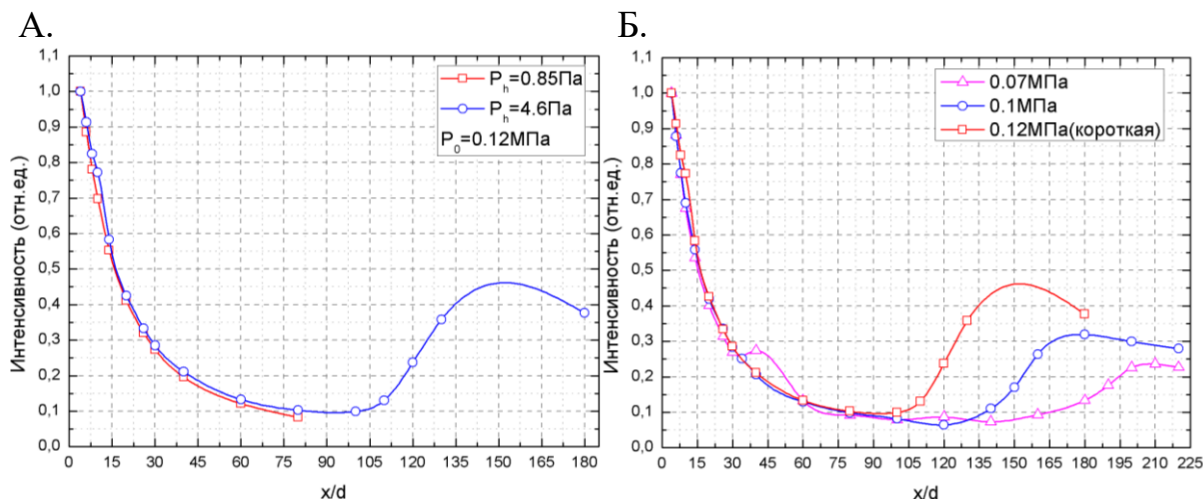


Рис. 10 . Распределение интегральной интенсивности (0-1) полосы 1-ОС системы азота вдоль звукового сопла с диаметром выходного сечения $d=0.5$ мм, x –расстояние до сопла в мм. При различных давлениях в камере расширения А и форкамере Б.

На графике А представлено сравнение двух зависимостей распределения интенсивностей при разных фоновых давлениях P_h и одинаковом давлении в форкамере сопла P_0 . Из графика можно заключить, что изменение фонового давления не влияет на вид зависимости на расстояниях от сопла до 80 калибров. На графике Б отражено изменение зависимости интегральной интенсивности от расстояния до сопла при разных давлениях в форкамере сопла. Наблюдается характерный рост интенсивности при приближении к диску Маха. Причем в соответствии с формулой (1) с увеличением отношения P_0/P_h увеличивается длина струи.

Поскольку интегральная интенсивность полосы пропорциональна плотности газа (12), то распределение интегральной интенсивности (0-1) полосы 1-ОС системы азота вдоль струи отражает распределение плотности газа вдоль струи.

Для того, чтобы обеспечить более низкое давление фонового газа использовалась дополнительная система откачки насосами Cryo-Torr8 и турбомолекулярными насосами TMP2203 и TMP1003.

Полученные зависимости вращательной температуры молекулярного азота от расстояния вдоль сопла показаны на рис.11.

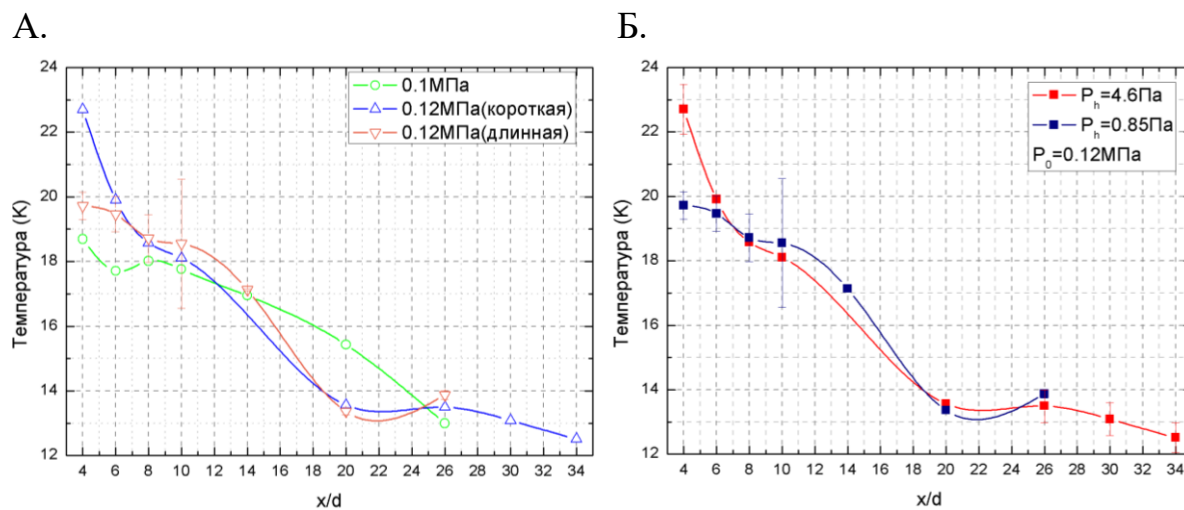


Рис. 11. А - Распределение вращательной температуры молекул азота вдоль струи при различных давлениях в форкамере сопла. Б – Сравнение распределений вращательной температуры при различных давлениях фонового газа.

На графике А представлены распределения вращательной температуры газа вдоль оси струи при различных давлениях в форкамере сопла. Так как результаты находятся в пределах ошибки, невозможно установить изменение температуры в зависимости от давления.

Для давления $P_0=0.07\text{МПа}$ было проведено сравнение распределения вращательной температуры азота вдоль струи с рассчитанной по формулам (2) изоэнтропической зависимостью. Как уже было сказано выше, вращательная и поступательная степени свободы находятся в термодинамическом равновесии. Поэтому сравнение распределений рассчитанной температуры газа и вращательной температуры, полученной из эксперимента, является целесообразным.

Для сравнений поведения плотности график интегральной интенсивности был нормирован на значение рассчитанной плотности в точке выходного сечения сопла. Полученные зависимости приведены на рис. 12.

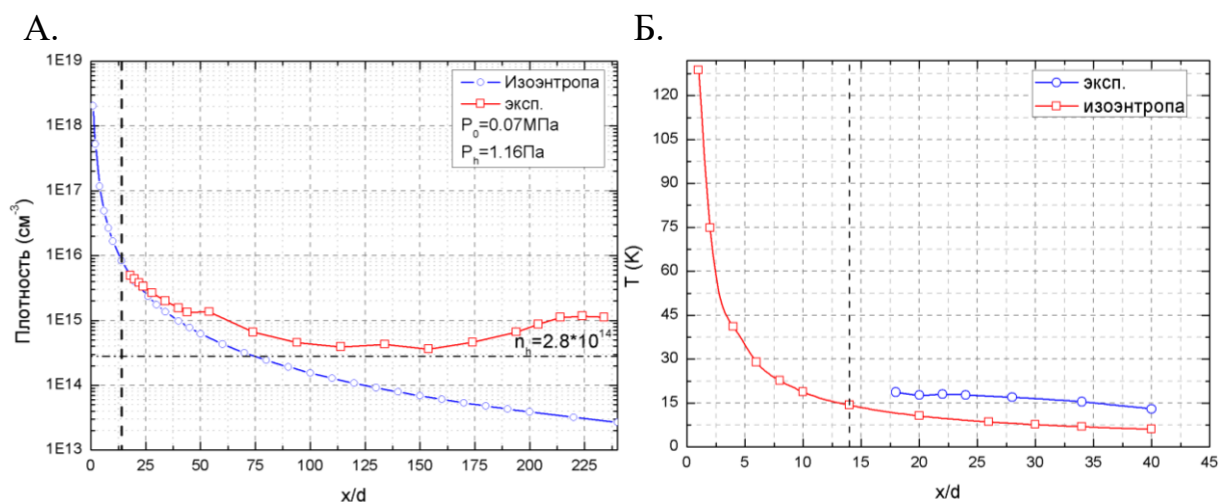


Рис. 12 . Сравнение с изоэнтропическими расчетами для сопла $d=0.5$ мм.

На графике А представлено сравнение двух зависимостей поведения плотности вдоль струи (ось X), горизонтальная линия соответствует плотности фонового газа в камере расширения. Вертикальная штриховая линия соответствует выходному сечению сопла. Дальнейший рост плотности на графике, полученном экспериментальным путем, объясняется расхождением с идеализированной теорией расширения газа из сопла, которая не предсказывает образования диска Маха в звуковой струе. На графике Б показано изменение зависимости температуры газа вдоль струи. Экспериментальные данные лежат выше теоретических расчетов на 8К.

4.2 Сверхзвуковые струи

В данной работе исследовались сверхзвуковые струи, формируемые двумя сверхзвуковыми соплами с различными характеристиками, которые представлены в Таблице 1. Целью исследования сверхзвуковых струй являлось определение параметров струи. Согласно настоящим характеристикам сопел были рассчитаны параметры Хагены по формуле (3), описывающие средний размер кластеров, которые могут образовываться в результате конденсации газа.

Известно, что при параметрах в диапазоне от 300 до 1800 образуются кластеры малого размера (<100 единиц), при параметрах свыше 1800 могут образовываться кластеры большого размера [14]. Согласно работе [12] среднее число атомов в кластере связано с параметром Хагены Γ^* для больших и малых кластеров следующим образом:

$$\bar{N} = 2.94 \cdot 10^{-6} (\Gamma^*)^{2.35} \quad \bar{N} = 4.62 \cdot 10^{-4} (\Gamma^*)^{1.64} \quad (13)$$

Для параметров Γ^* , представленных в Таблице 5, получаем следующие значения:

Сверхзвуковое I		Сверхзвуковое II	
Γ^*	\bar{N}	Γ^*	\bar{N}
355	7	1199	52
710	22	2397	257
1421	68		
2131	195		

Таблица 6. Средний размер атомов в кластере в зависимости от параметра Хагены.

При этом ионизация газа электронным пучком приводит к развалу больших кластеров на мономеры и димеры. Визуализированная электронным пучком сверхзвуковая струя представлена на рис. 13.

А.

Б.

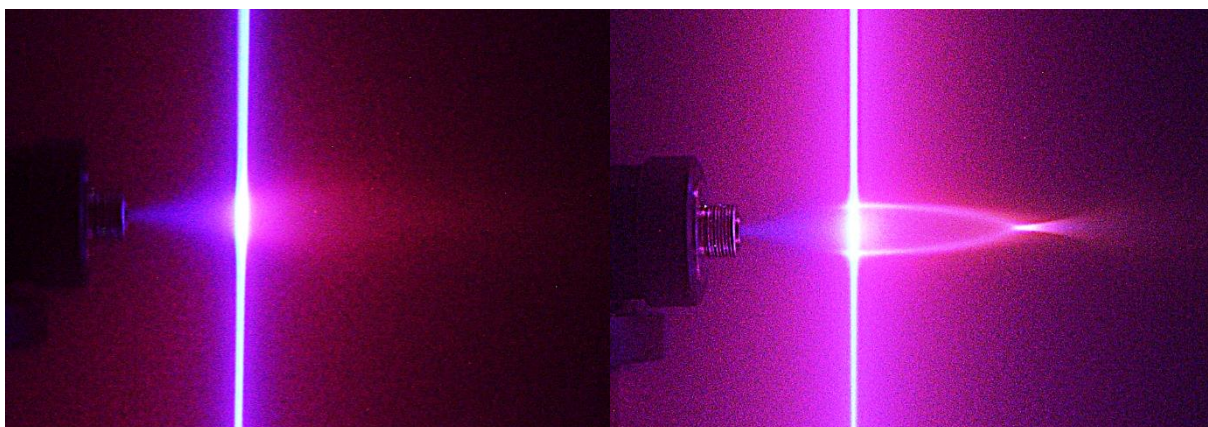


Рис. 13. Фотографии сверхзвуковой струи газа для сопла 0.17мм (сверхзвуковое сопло I) при давлениях в форкамере сопла равных А – 0.2МПа, Б – 0.6МПа

По фотографиям можно заметить, что при низких давлениях в форкамере сопла точка X-образности оказывается размытой в следствие проникновения фонового газа в струю. На фотографии Б четко виден контур струи и сформированная первая бочка, как видно, после преодоления точки X-образности струя начинает опять расширяться.

4.2.1 Характеристики струи, формируемой сверхзвуковым соплом II

В результате экспериментов были получены зависимости температуры и интегральной интенсивности (0-1) 1-ОС азота в струе, которые представлены на рис. 14.

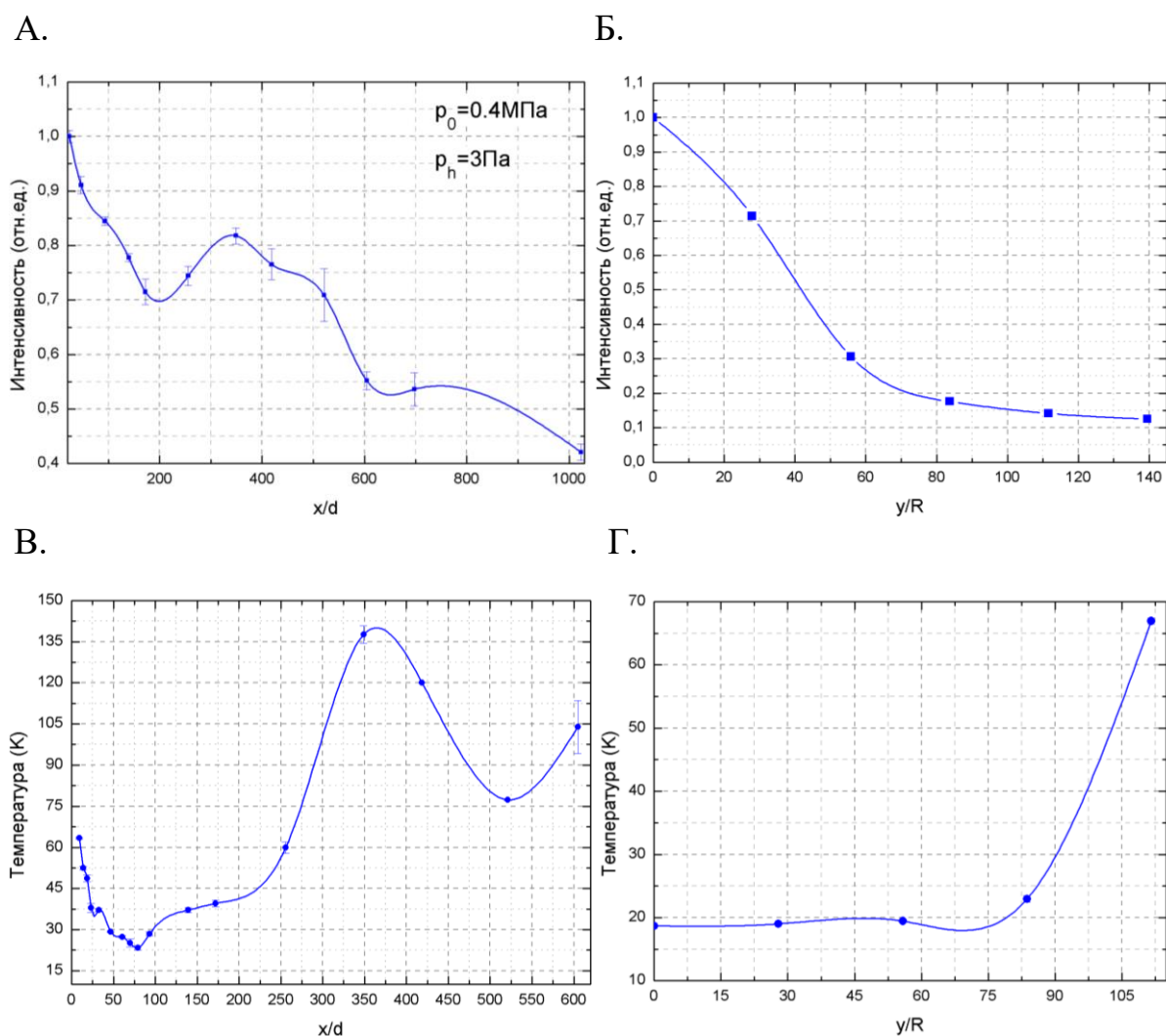


Рис. 14 . Характеристики струи для сверхзвукового сопла с критическим сечением $d=0.215 \text{ мм}$, $R=d/2$. Распределение интегральной интенсивности (0-1) полосы 1-ОС азота А) – вдоль струи, Б) – поперек струи в точке $X=10 \text{ мм}$; В) – распределение температуры вдоль струи при $P_0=0.4 \text{ МПа}$; Г)

– поперечный профиль температуры в струе в на расстоянии $X=35\text{мм}$ от среза сопла.

По графику 14А видно, что в ходе расширения в затопленное пространство плотность в струе падает, но начиная с расстояния от среза сопла $x/d=200$ происходит рост плотности вплоть до точки X-образности, за X-образностью струя продолжает расширяться. На графике 14Б представлен поперечный профиль интенсивности (0-1) полосы 1-ОС азота. Полагая, что струя осесимметричная, измерения были проведены только в одном направлении от оси. Симметрия может нарушаться в результате геометрических неоднородностей сопла.

На графике 14Г видно, что при удалении от оси начиная с точки $y/R=75$ температура газа начинает быстро возрастать, здесь, по-видимому, начинается зона смешения, в которой происходит турбулентное смешение истекающего из сопла и фоновых газов. Также измерения были проведены для давления в форкамере сопла 0.2МПа , при котором, как видно на рис.13, область X-образности размыта. Полученные аксиальные зависимости температуры газа и интегральной интенсивности (0-1) полосы 1-ОС азота в струе от расстояния до среза сопла (в калибрах) представлены на рис.15.

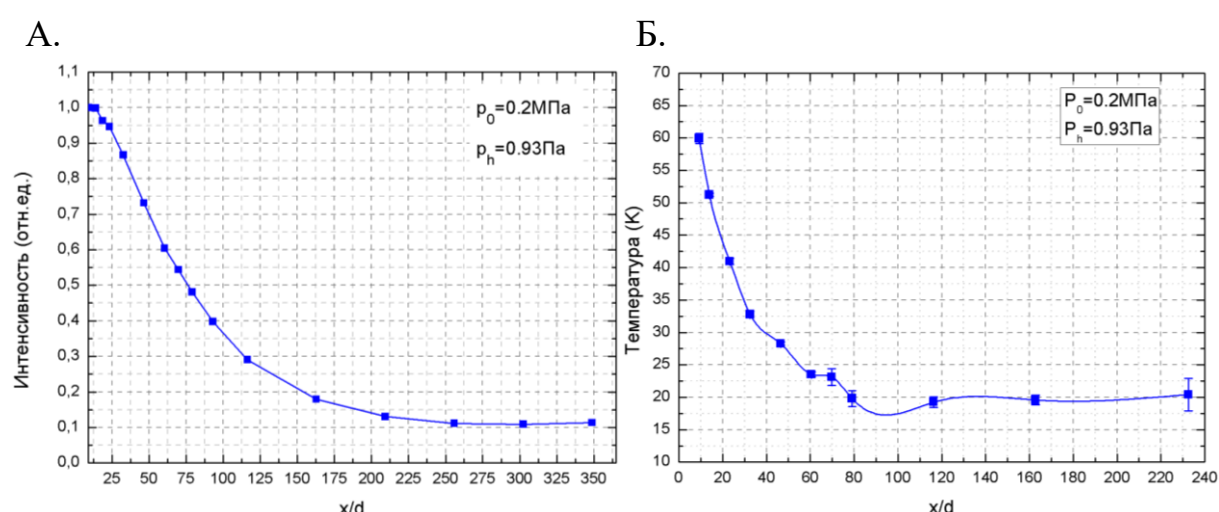


Рис. 15. Характеристики струи для сверхзвукового сопла с критическим сечением $d=0.215\text{мм}$. А – распределение интегральной интенсивности (0-1) полосы 1-ОС азота вдоль струи; Б – распределение температуры вдоль струи при $P_0=0.2\text{МПа}$.

При давлении 0.2МПа из-за отсутствия четко сформированной области Х-образности отсутствует рост интенсивности излучения и температуры газа, который наблюдается в случае давления 0.4МПа. Характер истечения по форме подобен изоэнтропическому. На рис.16 представлено сравнение экспериментально измеренных распределений температуры и плотности газа в струе и рассчитанных в рамках изоэнтропического приближения.

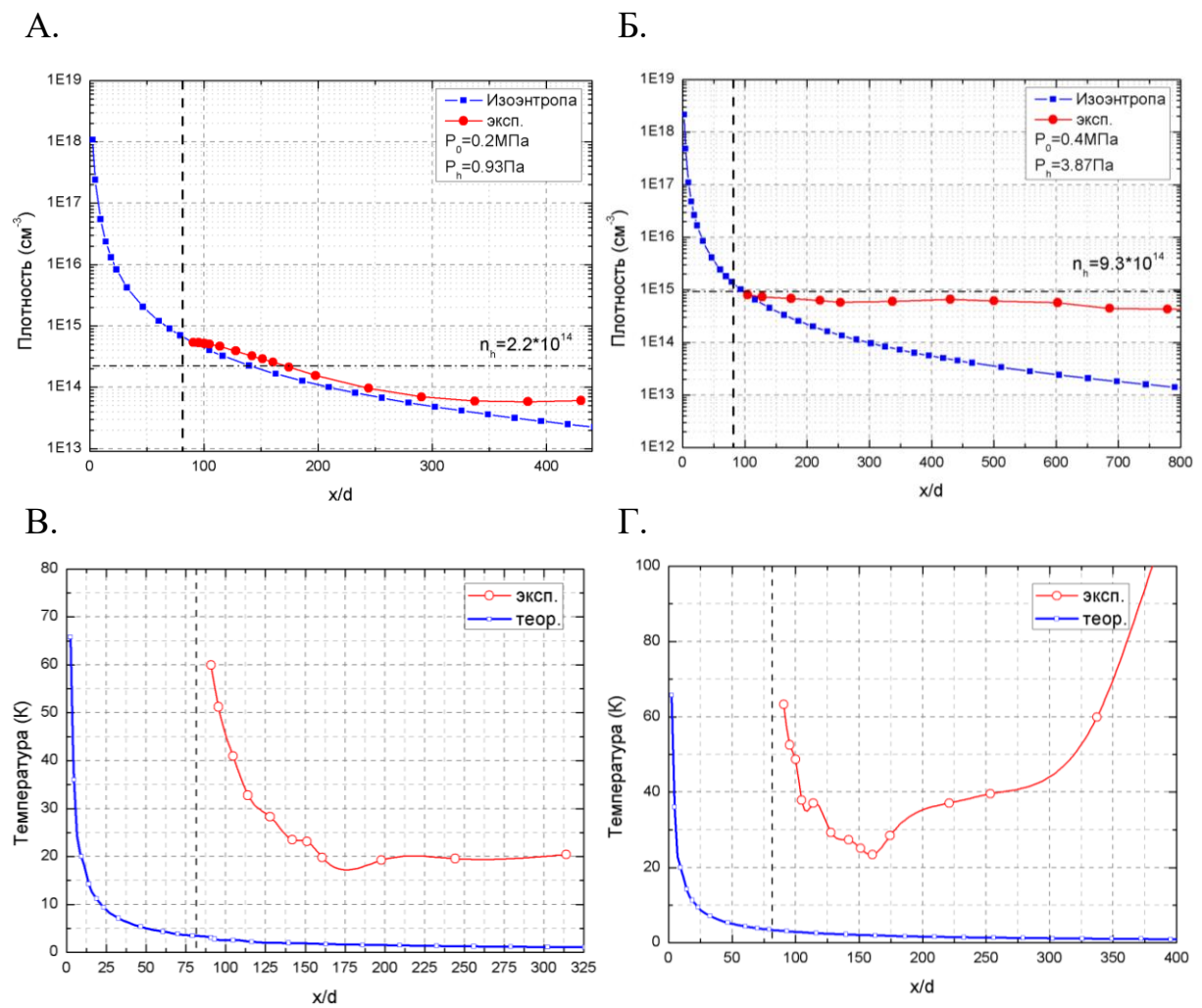


Рис.16. Сравнение экспериментальных данных с изоэнтропическими расчетами для сопла d=0.215мм

Распределение плотности газа вдоль струи восстановлено путем нормировки измеренного распределения интегральной интенсивности (0-1)

полосы 1-ОС азота на рассчитанное в рамках изоэнтропического приближения значение плотности газа в струе на выходе из сопла. Вертикальной линией на графиках обозначено расположение выходного сечения сопла. Горизонтальная штриховая линия отвечает плотности фонового газа в данном эксперименте. Как видно из графиков, при увеличении давления в форкамере сопла, плотность в струе растет и при давлении 0.4МПа наблюдается существенное расхождение между экспериментально измеренным распределением плотности вдоль струи и изоэнтропическими расчетами.

Анализируя экспериментально измеренные и рассчитанные профили распределения температуры газа вдоль струи газа истекающей из сверхзвукового сопла при давлении в форкамере сопла 0.2 и 0.4 МПа (рис. 16В и 16Г) можно отметить, что в обоих случаях измеренная температура газа превышает рассчитанные значения, при этом измеренное и рассчитанное распределения температуры вдоль струи при давлении 0.2МПа имеют похожий вид, в то время как измеренное распределение температуры вдоль струи при давлении 0.4МПа сильно отличается от рассчитанного распределения. При давлении 0.4МПа на расстоянии ~ 160 калибров начинается рост температуры, который продолжается вплоть до X-образности, расположенной на расстоянии ~ 450 калибров.

4.2.2 Характеристики струи, формируемой сверхзвуковым соплом I

Также в данной работе были исследованы характеристики струи, сформированной сверхзвуковым соплом с критическим сечением $d=0.17$ мм. На рис.17 представлены распределения интегральной интенсивности излучения 1-ОС азота и вращательной температуры молекул азота вдоль оси струи, полученные при давлении в форкамере сопла 0.6МПа.

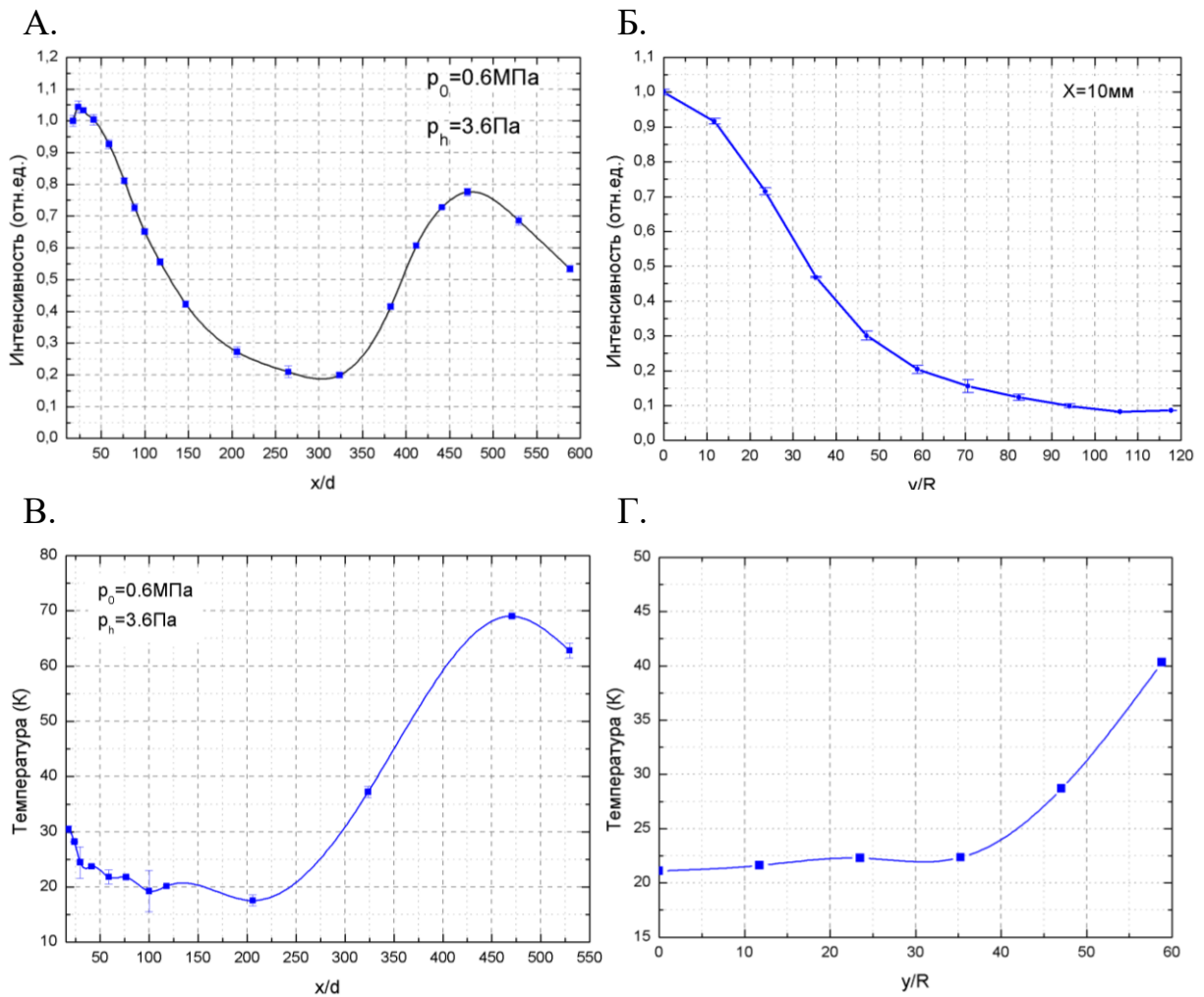


Рис. 17. А, Б – распределение интегральной интенсивности полосы (0-1) 1-ОС азота вдоль оси струи и поперек, соответственно. В, Г – распределение вращательной температуры молекул азота вдоль и поперек оси струи.

На рисунках 17А, В видно, что за срезом сопла газ продолжает расширяться и охлаждаться до расстояния от среза сопла $\sim 250\text{-}300$ калибров (x/d), его плотность на этом расстоянии падает более чем в 5 раз а температура достигает минимального значения $\sim 15\text{К}$. На дальнейшее движение газа оказывают сильное влияние ударные волны, струя начинает сжиматься, и температура газа в ней растет. Этот процесс продолжается до точки X-образности, образующейся при пересечении ударных волн, которая расположена на расстоянии ~ 470 калибров от среза сопла. В точке X-образности температура и плотность газа испытывают скачок. На графиках

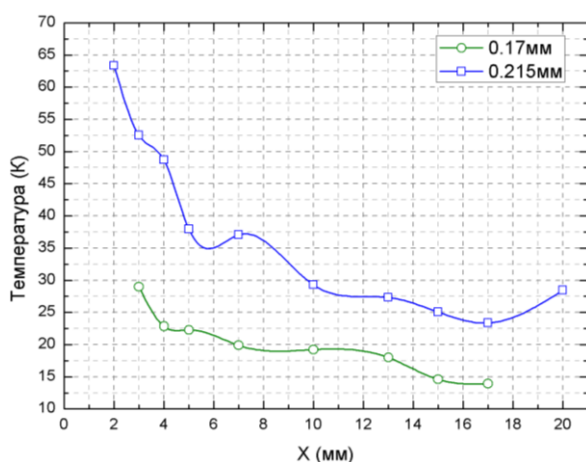
эта точка четко видна, температура в ней составляет $\sim 70\text{K}$. За X -образностью струя снова начинает расширяться, и температура газа падает.

На рисунках 17 Б, Г показаны поперечные профили температуры газа и интегральной интенсивности (0-1) полосы 1-ОС азота, измеренные на расстоянии $X=10\text{мм}$ от среза сопла. Видно, что на расстоянии от оси струи $\sim y/R=35$ ($\sim 3\text{мм}$) падение плотности газа резко замедляется и температура газа начинает расти, здесь, по-видимому, начинается зона смешения струи с фоновым газом.

4.2.3 Сравнение характеристик струй, формируемых сверхзвуковыми соплами

Проведено сравнение аксиальных распределений вращательной температуры молекул азота и интегральной интенсивности (0-1) полосы 1-ОС азота (рис.18) в струях, формируемых сверхзвуковыми соплами I и II при одинаковых давлениях в форкамере сопла и одинаковых характеристиках системы откачки. Поскольку критический диаметр сопла II $d_{cr2}=0.215\text{ мм}$ больше критического диаметра сопла I $d_{cr1}=0.17\text{ мм}$, при одинаковой скорости откачки газа давление фона в камере расширения при $P_0=0.2\text{ МПа}$ при работе с соплом I было $P_{h1}=0.66\text{ Па}$, с соплом II – $P_{h2}=0.93\text{ Па}$. Отношение $P_{h2} / P_{h1}=1.4$, в результате параметр Хагены отличался в 1.69 раз: $\Gamma_2^*/\Gamma_1^*=1.69$.

А.



Б.

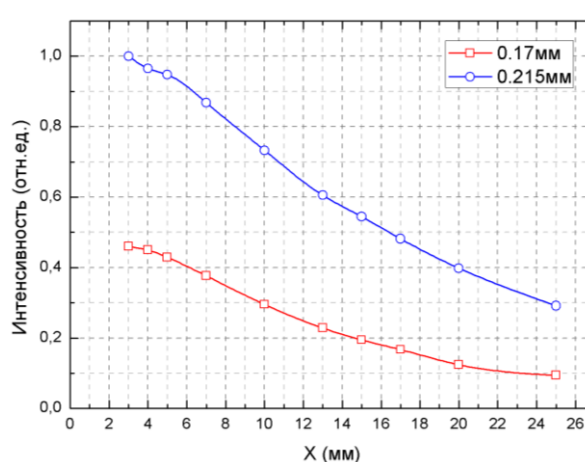


Рис. 18. Сравнение аксиальных распределений А – вращательных температур для струй, формируемых соплами с критическими сечениями

$d=0.17\text{мм}$ и $d=0.215\text{мм}$ при давлении в форкамере сопла $P_0=0.4\text{МПа}$. Б – интегральной интенсивности полосы (0-1) 1-ОС азота при давлении в форкамере сопла $P_0=0.2\text{МПа}$.

На графиках А и Б видно, что в струе II (за СЗ соплом II с критическим сечением 0.215 мм) плотность и температуры газа выше по сравнению с этими параметрами в струе I (за СЗ соплом I с критическим сечением 0.17 мм). Разница в температурах составляет в среднем 15К . Более высокая плотность газа в струе II естественна, поскольку площадь критического сечения СЗ сопла II $S_{cr2}=\pi d_{cr}^2$ в 1.6 раза больше площади критического сечения СЗ сопла I S_{cr1} . Более высокая температура газа в струе II может быть связана с формированием кластеров: параметр Хагены для струи II выше в 1.7 раза, соответственно в струе II формируются кластеры больших размеров по сравнению с кластерами в струе I, при их формировании выделяется больше энергии, которая передается газу, соответственно, температура газа в струе II должна быть несколько выше, что и обнаружено экспериментально.

4.3 Влияние давления в форкамере сопла на характеристики сверхзвуковой струи

Для сверхзвукового сопла I с диаметром критического сечения $d=0.17\text{мм}$ исследовалось распределение интегральной интенсивности (0-1) полосы 1-ОС азота и температуры газа вдоль оси струи в зависимости от давления в форкамере сопла. Эксперименты были проведены при четырех давлениях: 0.1 , 0.2 , 0.4 и 0.6 МПа . Полученные зависимости представлены на рис. 19.

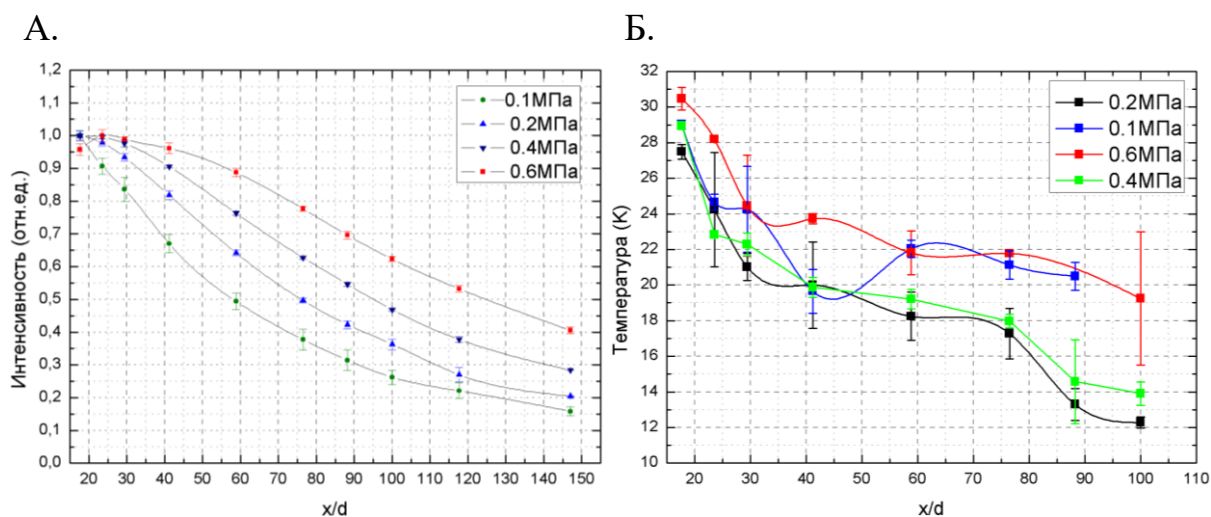


Рис. 19. А – распределение интегральной интенсивности (0-1) полосы 1-ОС системы азота. Б – распределение вращательной температуры молекул азота вдоль струи. Измерения проведены для четырех различных давлений в форкамере сопла.

Как видно на графике А, с ростом давления в форкамере сопла плотность в струе возрастает, вид зависимости сохраняется вплоть до 150 калибров. На графике Б приведенные распределения вращательной температуры газа вдоль струи для давлений 0.2-0.6 МПа имеют схожий вид, также наблюдается рост температуры с увеличением давления в форкамере сопла. Как уже было отмечено выше, при давлении в форкамере сопла равном 0.6МПа могут образовываться кластеры большого размера (Таблица 6). При образовании кластеров энергия, выделившаяся от слияния двух частиц, может повышать температуру газа. Как видно на графике 19Б с ростом давления температура газа в струе возрастает. При давлениях в форкамере сопла равных 0.4 и 0.2 МПа возможно образование кластеров малого размера. Причем температуры, отвечающие этим давлениям, практически совпадают. Таким образом, можно заключить, что образование кластеров малого размера не оказывает заметного теплового влияния на температуру струи, в то время как формирование кластеров большого размера, по-видимому, приводит к дополнительному нагреву газа.

5. Заключение

На базе экспериментального газодинамического стенда ЛЭМПУС-2 была создана система регистрации спектров с помощью спектрометра ДФС-452 и освоен метод определения параметров сверхзвуковых струй разреженного газа. В работе исследовались сверхзвуковые струи, формируемые двумя сверхзвуковыми соплами при различных значениях P_0/P_h , и звуковая струя, формируемая за звуковым соплом. Записаны спектры молекулярных полос первой отрицательной системы азота (1-ОС) с разрешенной и неразрешенной вращательной структурой. Установлено, что в исследуемых струях распределение молекулярных ионов азота по вращательным уровням состояния $N_2^+(B^2\Sigma_u)$ подчиняется статистике Больцмана, что позволило определить вращательную температуру ионов, которая использовалась в качестве начального приближения при восстановлении вращательной температуры молекулы азота в основном состоянии по распределению интенсивности вращательных линий в (0-1) полосе 1-ОС азота. Измерение вращательной температуры было сделано в различных точках вдоль струи, в результате восстановлены аксиальные распределения вращательной температуры молекулы азота в струях, а также изучены распределения вращательной температуры поперек оси струй и проведено сравнение с результатами изоэнтропических расчетов.

С учетом пропорциональности интегральной интенсивности полосы (0-1) 1-ОС и плотности газа было восстановлено было восстановлено распределение относительной плотности газа вдоль оси струй и в поперечном направлении, а также проведено сравнение с расчётными данными в приближении изоэнтропического истечения газа.

Показано, что сверхзвуковые струи имеют характерную структуру, связанную с расширением газа в затопленное пространство и образованием ударных волн. В структуре исследованных сверхзвуковых струй четко

регистрируется первая 'бочка' и точка пересечения ударных волн, так называемая х-образность.

Измерения проводились при разных давлениях стагнации от 0.07МПа до 0.6МПа. Исследовано влияние давления стагнации на распределения плотности и температуры газа в исследованных струях. Показано, что в процессе расширения температура газа в сверхзвуковых струях падает до температур ~15-20К, что по-видимому приводит к формированию кластеров, размеры которых растут с ростом давления стагнации. С формированием кластеров в струях, возможно, связаны более высокие значения температуры газа в струях по сравнению с рассчитанными в приближении изоэнтропического истечения газа.

Список литературы

- [1] Н.Г. Коробейщиков, И.В. Николаев, М.А. Роевко, В.В. Каляда. Сверхгладкая полировка поверхности ионно-кластерным пучком аргона // Передовые материалы – 2016: синтез, обработка и свойства наноструктур: материалы Российско-Японской международной конференции. 30 октября – 3 Ноября, 2016 / НГУ– Новосибирск, 2016 – с. 105.
- [2] С.Я. Хмель, Р.Г. Шарафутдинов. Электронно-индуцированная люминесценция кластеров двуокиси углерода // ЖТФ 1997, т.67, No3.
- [3] Е.А. Баранов. Автореферат дис. на соиск. учен. степ. канд. физ.-мат. наук. Оптическая эмиссионная спектроскопия силансодержащих потоков газа, активированных электронно-пучковой плазмой // Новосибирск, 2010.
- [4] А.А. Бочкарев, В.А. Косинов, Л.К. Ребров, Р.Г. Шарафутдинов. Измерение параметров газового потока с помощью электронного пучка // Экспериментальные методы в динамике разреженных газов, Новосибирск, с.98-137, 1974г.
- [5] Erwin Franquet, Vincent Perrier, StéphaneGibout, Pascal Bruel. Free underexpanded jets in a quiescent medium: A review // Progress in Aerospace Sciences 2015, pp.25-53.
- [6] H. Pauly. Atom Molecule and Cluster Beams I. Basic Theory, Production and Detection of Thermal Energy Beams // Springer Series on atomic, optical, and plasma physics, vol. 28, 2000.
- [7] O. F. Hagena. Nucleation and Growth of Clusters in Expanding Nozzle Flows // Surface Science , Vol. 106, Issues 1–3, 1 May 1981, pp. 101-116
- [8] R. A. Smith, T. Ditmire, and J. W. G. Tisch. Characterization of a cryogenically cooled high-pressure gas jet for laser/cluster interaction experiments // Review of scientific instruments vol.69, 3798(1998).

- [9] А. Г. Данильченко, С.И. Коваленко, В.Н. Самоваров. Экспериментальная проверка соотношения Хагены для больших кластеров, сформировавшихся в коническом сопле // ЖТФ, 2008, том 34, вып. 23.
- [10] Yoshihiro Mori and Taiji Kitagawa. Mass-spectrometric studies of hydrogen-bonded clusters produced via supersonic expansions. Fragmentations to the monomer fragment ions and estimate of cluster size distribution of (CH₃OH) // Department of Pharmaceutical Sciences, Toyama Medical and Pharmaceutical University, Sugitani, Toyama 930-01, Japan. 1986.
- [11] В.Ж. Мардибаев, А.Е. Зарвин. // Вестник НГУ, 2007, том 2, вып. 1.
- [12] Н.Г. Коробейщиков, А.Е. Зарвин, В.В. Каляда, М.Д. Ходаков. Формирование интенсивных кластерных пучков аргона для технологических процессов // Вестник НГУ, 2012, том 7, вып. 1.
- [13] А.Е. Иешкин. Дис. на соиск. учен. степ. канд. физ.-мат. Наук. Процессы формирования газовых кластерных ионов и их взаимодействия с поверхностью // Москва, МГУ, 2015.
- [14] A.K. Mohamed, J. Bonnet, S. Larigaldie, T.Pot, J.Soutade, B.Diop. Electron beam fluorescence in hypersonic facilities // Optical diagnostics of flows. AerospaceLab, December 2009.
- [15] E.P. Muntz, D.J. Marsden, in Rarefield Gas Dynamics. J.A. Laurmann // Academic Press Inc., New York 1963.
- [16] E.P. Muntz. Static Temperature Measurements in a Flowing Gas // The physics of fluids, vol.5, No. 1 (80-90), Jan.1962.
- [17] P.V. Marrone. Temperature and density measurements in free jets and shock waves // The physics of fluids, v.10, No. 3 (521-538), March 1967.
- [18] H. Ashkenas. Rotational Temperature Measurements in Electron-Beam Excited Nitrogen // The physics of fluids, vol.10, No.12 (2509-2520), Dec. 1967.

- [19] A.A. Plyukhin, R.L. Pykhov, V.V. Smirnov, G. Marowsky. Rotational temperature behavior in supersonic jet expansions of molecular nitrogen // *Appl.Phys. B* 51, 192-196(1990).
- [20] Р.Г. Шарафутдинов, Е.А. Баранов, С.Я. Хмель. Оптическая электронно-пучковая диагностика свободной сверхзвуковой струи азота, активированной электронно-пучковой плазмой // *Письма в ЖТФ*, 2011, том 37, вып. 24.
- [21] А.Е.Беликов, А.Е. Зарвин, И.В. Карелов, Г.И. Сухинин, Р.Г. Шарафутдинов. Нарушение Больцмановского распределения заселенностей вращательных уровней в свободных струях азота // *Журнал ПМТФ*, 1984, №1.
- [22] Сайт отдела прикладной физики ФФ НГУ. <http://www.opf.nsu.ru/ru>.
- [23] Russ R. Laher and Forrest R. Gilmore. Improved fits for the vibrational and rotational constants of many states of nitrogen and oxygen // *J.Phys.Chem.Ref.Data*, vol.20, No.4, 1991.