

СИБИРСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Научный журнал
Основан в 2006 году

2019. Том 14, № 2

СОДЕРЖАНИЕ

Физика высоких энергий, ускорителей и высокотемпературной плазмы

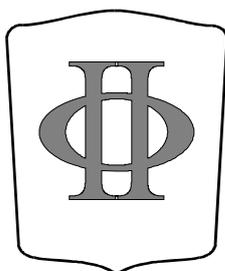
- Домаров Е. В., Воробьев Д. С., Голковский М. Г., Голубенко Ю. И., Корчагин А. И., Куксанов Н. К., Лаврухин А. В., Немытов П. И., Салимов Р. А., Семенов А. В., Сорокин А. В., Фадеев С. Н., Чакин И. К., Черепков В. Г.* Исследование параметров мощного электронного пучка промышленного ускорителя ЭЛВ 5

Физика жидкости, нейтральных и ионизованных газов

- Козлов В. В., Грек Г. Р., Катасонов М. М., Литвиненко М. В., Литвиненко Ю. А., Тамбовцев А. С., Шмаков А. Г.* Особенности горения круглой микроструи водорода в спутной струе воздуха 21
- Козлов В. В., Грек Г. Р., Литвиненко М. В., Литвиненко Ю. А., Тамбовцев А. С., Шмаков А. Г.* Особенности горения круглой микроструи водорода в спутной струе смеси воздуха и нанопорошка 35
- Кочарин В. Л., Яцких А. А., Косинов А. Д., Ермолаев Ю. Г., Семёнов Н. В.* Экспериментальное исследование воздействия волны сжатия на течение в сверхзвуковом пограничном слое при числе Маха 2,5 46
- Губанов Д. А., Кундасев С. Г., Трубицына Л. П.* Влияние вдува малоразмерных струй различных конфигураций на структуру и акустическое излучение сверхзвуковой струи 56
- Афанасьев Л. В., Яцких А. А., Косинов А. Д., Ермолаев Ю. Г., Семёнов Н. В., Минин О. П., Шевельков С. Г.* Исследование пульсаций потока в форкамере и их связи с пульсациями сверхзвукового потока 77

Физика твердого тела, полупроводников, наноструктур

- Кузнецов С. А., Николаев Н. А., Трашкеев С. И., Лазорский П. А., Аржанников А. В.* Применение концепции ультратонких резонансных поглотителей для управления миллиметровым излучением с помощью жидких кристаллов 86
- Гешев П. И.* Расчет гигантского комбинационного рассеяния света на диполе, расположенном между металлической наночастицей и проводящей нанопленкой на подложке (теория TERS) 103
- Информация для авторов 109



Сибирский физический журнал

Журнал адресован профессорско-преподавательскому составу университетов, научным работникам, аспирантам и студентам, которые интересуются новейшими результатами фундаментальных и прикладных исследований по различным направлениям физики и физико-технической информатики.

Редакция принимает к опубликованию обзоры и оригинальные научные статьи по тем направлениям физики, которые, главным образом, представлены на кафедрах физического факультета НГУ. Принимаются также к рассмотрению статьи по другим направлениям, если в ходе рецензирования подтверждается их высокий научный статус.

Мы приглашаем научные коллективы и отдельных авторов направлять к нам для опубликования материалы по следующим основным разделам:

- квантовая оптика, квантовая электроника;
- радиофизика и электроника;
- теоретическая и математическая физика;
- физика жидкости, нейтральных и ионизованных газов;
- физика высоких энергий, ускорителей и высокотемпературной плазмы;
- физика твердого тела, полупроводников, наноструктур;
- физика химическая, биологическая и медицинская;
- информатика, информационно-коммуникационные технологии;
- учебно-методическое обеспечение преподавания физики.

Периодичность выхода издания – 4 раза в год. Журнал включен в перечень ВАК выпускаемых в Российской Федерации научных и научно-технических изданий, в которых рекомендуется публикация основных результатов диссертаций на соискание ученой степени кандидата и доктора наук.

SIBERIAN JOURNAL OF PHYSICS

Scientific Journal
Since 2006
In Russian

2019. Volume 14, № 2

CONTENTS

High-Energy and Accelerator Physics, Physics of High-Temperature Plasma

- Domarov E. V., Vorobyov D. S., Golkovsky M. G., Golubenko Yu. I., Korchagin A. I., Kuksanov N. K., Lavrukhin A. V., Nemytov P. I., Salimov R. A., Semenov A. V., Sorokin A. V., Fadeev S. N., Chakin I. K., Cherepkov V. G. Research of Parameters of the Powerful Electron Beam of Industrial Accelerator ELV 5

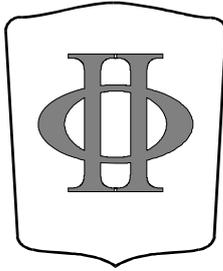
Physics of a Fluid, Neutral and Ionized Gases

- Kozlov V. V., Grek G. R., Katasonov M. M., Litvinenko M. V., Litvinenko Yu. A., Tambovtsev A. S., Shmakov A. G.* Features of the Round Hydrogen Microjet Combustion in a Coaxial Air Jet 21
- Kozlov V. V., Grek G. R., Litvinenko M. V., Litvinenko Yu. A., Tambovtsev A. S., Shmakov A. G.* Features of the Round Hydrogen Microjet Combustion in a Coaxial Jet of the Air and Nanopowder Mixture 35
- Kocharin V. L., Yatskikh A. A., Kosinov A. D., Yermolaev Yu. G., Semionov N. V.* Experimental Study of the Weak Shock Wave Action on the Boundary Layer of a Plate at the Mach Number 2.5 46
- Gubanov D. A., Kundasev S. G., Trubitsyna L. P.* Influence of Different Configurations of Microjet Injection on Structure and Acoustic Radiation of Supersonic Jet 56
- Afanasev L. V., Yatskih A. A., Kosinov A. D., Yermolaev Yu. G., Semionov N. V., Minin O. P., Shevelkov S. G.* A Study of the Pulsations of Flow in the Settling Chamber and Their Relationship with the Pulsations of the Supersonic Flow 77

Solid-State and Semiconductor Physics, Physics of Nanostructures

- Kuznetsov S. A., Nikolaev N. A., Trashkeev S. I., Lazorskiy P. A., Arzhannikov A. V.* Application of the Concept of Ultra-Thin Resonant Absorbers for Controlling Millimeter-Wave Radiation by Means of Liquid Crystals 86
- Geshev P. I.* Calculation of Giant Combination Light Scattering on a Dipole Located between Metallic Nanoparticle and Metallic Nanofilm on Substrat (TERS Theory) 103

- Instructions to Contributors 109



Siberian Journal of Physics

The magazine is addressed to the faculty of universities, science officers, post-graduate students and students who are interested in the newest results fundamental and applied researches in various directions of physics and physicotchnical computer science.

Edition accepts to publication reviews and original scientific articles in those directions of physics which, mainly, are presented on faculties of physical faculty of NSU. Are accepted also to viewing article in other directions if during reviewing their high title proves to be true.

We invite scientific personnel and separate authors to guide to us for publication materials on following basic sections:

- Quantum optics, quantum electronics;
- Radiophysics and electronics;
- The theoretical and mathematical physics;
- Physics of a fluid, neutral and ionized gases;
- High-energy and accelerator physics, physics of high-temperature plasma;
- Solid-state and semiconductor physics, physics of nanostructures;
- Chemical, biological and medical physics;
- Computer science, information-communication technologies;
- Educational and methodical provision of teaching of physics

Periodicity of an exit of the edition – 4 times a year. The magazine is included in list Higher Attestation Committee of scientific and technical editions in Russian Federation in which the publication of the basic results of dissertations on competition of a scientific degree of the doctor and candidate of sciences is recommended.

Editor in Chief Andrej V. Arzhannikov
Executive Secretary Sofiya A. Arzhannikova

Editorial Board of the Journal

S. V. Alekseenko, A. V. Arzhannikov, A. L. Aseev, S. N. Bagaev, A. E. Bondar
S. A. Dzyuba, S. I. Eidelman, V. S. Fadin, V. M. Fomin, A. A. Ivanov, B. A. Knyazev, V. V. Kozlov, E. V. Kozyrev
A. V. Latyshev, I. B. Logashenko, V. P. Maltsev, A. G. Pogosov, A. L. Reznik, A. V. Shalagin
V. I. Telnov, S. V. Tsubulya

*The series is published quarterly in Russian since 2006
by Novosibirsk State University Press*

The address for correspondence
Physics Department, Novosibirsk State University
Pirogov Street 2, Novosibirsk, 630090, Russia
Tel. +7 (383) 363 44 25

E-mail address: physics@vestnik.nsu.ru

On-line version: <http://elibrary.ru>; <http://www.phys.nsu.ru/vestnik/>

УДК 621.384.663

DOI 10.25205/2541-9447-2019-14-2-5-20

Исследование параметров мощного электронного пучка промышленного ускорителя ЭЛВ

**Е. В. Домаров, Д. С. Воробьев, М. Г. Голковский, Ю. И. Голубенко, А. И. Корчагин
Н. К. Куксанов, А. В. Лаврухин, П. И. Немытов, Р. А. Салимов, А. В. Семенов
А. В. Сорокин, С. Н. Фадеев, И. К. Чакин, В. Г. Черепков**

*Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН
Новосибирск, Россия*

Аннотация

Проведен анализ факторов, влияющих на диаметр и угол расходимости электронного пучка на выходе из ускорительной трубки промышленного ускорителя серии ЭЛВ. Проведены измерения параметров мощного электронного пучка вплоть до мощности 100 кВт. На основе полученных данных спроектирован и предварительно испытан новый тип газодинамического выпускного устройства, способного эффективно выводить сфокусированный электронный пучок в атмосферу.

Ключевые слова

ЭЛВ, диаметр пучка, угол расходимости, выпускное устройство

Для цитирования

Домаров Е. В., Воробьев Д. С., Голковский М. Г., Голубенко Ю. И., Корчагин А. И., Куксанов Н. К., Лаврухин А. В., Немытов П. И., Салимов Р. А., Семенов А. В., Сорокин А. В., Фадеев С. Н., Чакин И. К., Черепков В. Г. Исследование параметров мощного электронного пучка промышленного ускорителя ЭЛВ // Сибирский физический журнал. 2019. Т. 14, № 2. С. 5–20. DOI 10.25205/2541-9447-2019-14-2-5-20

Research of Parameters of the Powerful Electron Beam of Industrial Accelerator ELV

**E. V. Domarov, D. S. Vorobyov, M. G. Golkovsky, Yu. I. Golubenko, A. I. Korchagin
N. K. Kuksanov, A. V. Lavrukhin, P. I. Nemytov, R. A. Salimov, A. V. Semenov
A. V. Sorokin, S. N. Fadeev, I. K. Chakin, V. G. Cherepkov**

*Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS
Novosibirsk, Russian Federation*

Abstract

This article deals the factors affecting the diameter and angle of divergence of the electron beam at the exit from the accelerator tube of an industrial ELV series accelerator. Measurements of the parameters of a high-power electron beam were carried out up to a power of 100 kW. On the basis of the data obtained, a new type of gas-dynamic extraction device was designed and pre-tested, which can efficiently output a focused electron beam to the atmosphere.

Keywords

ELV, beam diameter, divergence angle, extraction device

For citation

Domarov E. V., Vorobyov D. S., Golkovsky M. G., Golubenko Yu. I., Korchagin A. I., Kuksanov N. K., Lavrukhin A. V., Nemytov P. I., Salimov R. A., Semenov A. V., Sorokin A. V., Fadeev S. N., Chakin I. K., Cherepkov

© Е. В. Домаров, Д. С. Воробьев, М. Г. Голковский, Ю. И. Голубенко, А. И. Корчагин,
Н. К. Куксанов, А. В. Лаврухин, П. И. Немытов, Р. А. Салимов, А. В. Семенов,
А. В. Сорокин, С. Н. Фадеев, И. К. Чакин, В. Г. Черепков, 2019

kov V. G. Research of Parameters of the Powerful Electron Beam of Industrial Accelerator ELV. *Siberian Journal of Physics*, 2019, vol. 14, no. 2, p. 5–20. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2019-14-2-5-20

Введение

Более 30-ти лет в Институте ядерной физики (ИЯФ) СО РАН на ускорителе типа ЭЛВ-6 успешно работает выпускное газодинамическое многоступенчатое устройство, через которое выводится в атмосферу сфокусированный пучок электронов. Этот ускоритель уже 9 лет имеет статус уникальной научной установки¹. В нем используется ускорительная трубка с магнитным сопровождением электронного пучка. Магнитное сопровождение обеспечивается линзами на постоянных магнитах, установленных внутри ускорительной трубки. Конструкция и изготовление таких ускорительных трубок достаточно сложны. В настоящее время в ускорителях ЭЛВ используются более простые и надежные ускорительные трубки без магнитного сопровождения. Они имеют относительно большую апертуру (100 мм) и изготавливаются серийно. С учетом высокой надежности серийных ускорительных трубок, а также в связи с утратой технологии изготовления трубок с магнитным сопровождением была поставлена задача о возможной замене в ускорителе с выводом в атмосферу сфокусированного пучка ускорительной трубки с магнитным сопровождением на ускорительную трубку с большой апертурой без магнитного сопровождения.

Система газодинамического вывода сфокусированного пучка состоит из нескольких камер, разделенных диафрагмами с малыми (несколько миллиметров) отверстиями, сквозь которые проходит пучок. Из этих камер вакуумными насосами системы дифференциальной откачки производится непрерывное удаление газа, поступающего через отверстия. Это позволяет достичь приемлемого вакуума $10^{-6} - 10^{-7}$ Торр [1] в последней камере, примыкающей к ускорительной трубке. В ускорительной трубке с магнитными линзами диаметр пучка нигде не превышает диаметра катода, равного 10 мм, а угол расходимости на выходе составляет $|\alpha_0| \leq 2 \cdot 10^{-2}$ рад. Тот факт, что диаметр пучка ограничен, позволил использовать канал магнитного сопровождения с линзами и за пределами ускорительной трубки. Этот канал в виде трубки диаметром 20 мм и длиной 400 мм служит вакуумным сопротивлением с проводимостью 2 л/с. Это позволяет иметь перепад давления между ускорительной трубкой и последней ступенью дифференциальной откачки ≈ 250 , поскольку трубка откачивается магниторазрядными насосами общей производительностью 500 л/с.

Для ускорительной трубки с большой апертурой (≈ 100 мм) использовать вакуумное сопротивление в виде трубки диаметром 20 мм и длиной 400 мм чрезвычайно опасно, так как размер пучка в некоторых режимах может превысить 20 мм и произойдет «прожиг» трубки. В связи с этим первым этапом работы по разработке нового выпускного устройства для сфокусированного пучка явились анализ движения пучка и измерение его параметров (диаметра пучка d_0 и угла его расходимости α_0) на выходе ускорительной трубки. Необходимо было понять возможность вывода в атмосферу сфокусированного электронного пучка через систему из нескольких диафрагм. Первые эксперименты по измерению параметров пучка проводились на ускорителе с фольговым выпускным устройством [2]. По результатам этих измерений в дальнейшем производились выбор оптической схемы выпускного газодинамического устройства и оценка минимального диаметра сфокусированного пучка, а соответственно и размера отверстий в диафрагмах выпускного устройства.

Анализ движения пучка

Ускорительные трубки с большой апертурой представляют собой секционированный набор нержавеющей дисковых электродов с апертурой канала ускорения 100 мм, разделенных

¹ <http://ckp-rf.ru/usu/200984/>

между собой керамическими изоляторами, выполненными из ультрафарфора. Вакуумно-плотное соединение электродов с керамикой производится с помощью высокомолекулярного клея ПВА. Склеенные электроды и изоляторы образуют секционированные металлокерамические элементы ускорительной трубки. В целом ускорительная трубка состоит из нескольких металлокерамических элементов, соединяющихся через специальные переходники с резиновым вакуумным уплотнением. Количество металлокерамических изоляторов и их общая длина определяются параметрами конкретного ускорителя, главным из которых является максимальная энергия ускоренных электронов. Длина ускорительной трубки в первом приближении пропорциональна максимальной энергии и лежит в пределах от 600 до 2700 мм для разных типов ускорителей. Напряженность электрического поля в ускорительной трубке не превышает 10 кВ/см. Эксперименты проводились на ускорителе ЭЛВ-4 с максимальной энергией 1,5 МэВ, длина трубки которого составляет 1800 мм. Посредством горловины ускорительная трубка соединяется с вакуумной системой и далее с выпускным газодинамическим устройством с дифференциальной откачкой или с серийным фольговым выпускным устройством. Распределение потенциала по электродам трубки осуществляется с помощью высокоомного делителя. Максимальный ток делителя не превышает 70 мкА. Геометрия прикатодной области ускорительной трубки приведена на рис. 1. Инжектор электронов состоит из катода (эмитирующая таблетка LaB_6 диаметром 10 мм), тепловых экранов и прикатодного электрода (плоский либо в геометрии Пирса). Величина тока пучка регулируется изменением температуры катода. Нагрев катода осуществляется вольфрамовой спиралью диаметром 9 мм на длине 10 мм, имеющей 8 витков. Максимальный ток накала спирали составляет 12 А. Два электрода трубки (№ 2 и 4) имеют апертуру 20 мм, а все остальные – 100 мм [3; 4].

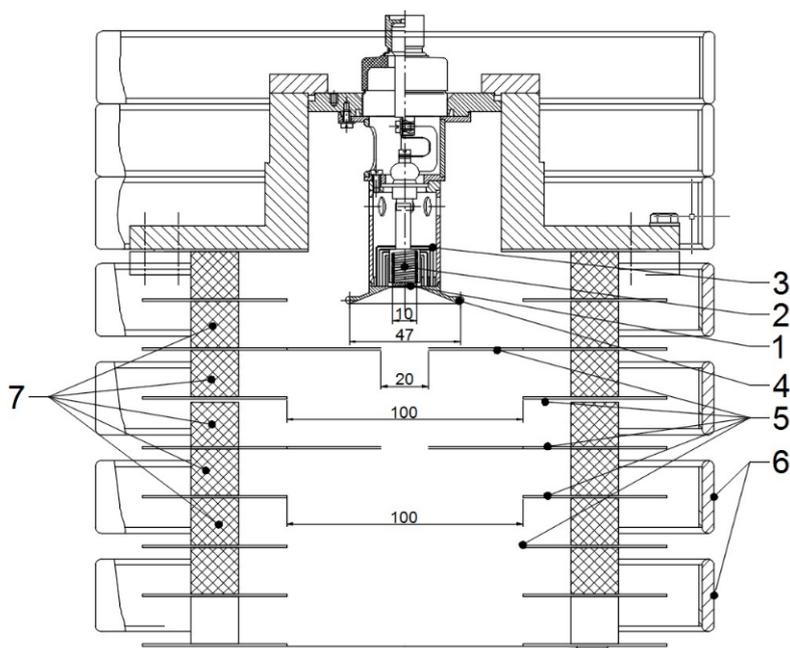


Рис. 1. Прикатодная часть ускорительной трубки:

1 – катод; 2 – подогреватель катода; 3 – тепловые экраны; 4 – прикатодный электрод;
5 – электроды ускорительной трубки; 6 – экранирующие кольца; 7 – керамический изолятор

Fig. 1. Cathode Part of the Accelerating Tube:

1 – the cathode; 2 – cathode heater; 3 – heat shields; 4 – cathode electrode;
5 – electrodes of the accelerating tube; 6 – shielding rings; 7 – ceramic insulator

На размер пучка и его угловую расходимость, на выходе ускорительной трубки оказывают влияние следующие основные факторы:

- 1) продольное электрическое поле (осуществляет основную фокусировку пучка);
- 2) собственное магнитное поле подогревателя накала (пучок приобретает азимутальный импульс $P\phi^0$);
- 3) технология заделки катода (в пучке появляются частицы с нелинейными углами);
- 4) объемный заряд пучка;
- 5) рассеяние электронов на остаточном газе;
- 6) пульсации ускоряющего напряжения;
- 7) aberrации электромагнитных линз (они также влияют на оптимальный размер отверстий в диафрагмах выпускного устройства);
- 8) проникновение поперечной компоненты магнитного поля первичной и вторичной обмоток трансформатора, что приводит к колебаниям пучка и ведет к необходимости увеличения отверстий в диафрагмах.

Расчеты проводились с помощью программы SAM, разработанной в ИЯФ СО РАН [5]: учитывалось влияние собственного магнитного поля накала, проверялось влияние потенциала электродов № 2 и 4 на параметры пучка, заделки таблетки LaV₆ и формы прикатодного электрода.

Распределение потенциала вдоль ускорительной трубки показано на рис. 2. Вблизи высоковольтного края трубки формируется так называемый «затвор», т. е. создается минимум потенциала, который препятствует ускорению вторичных частиц, появляющихся в результате ионной бомбардировки электрода № 4 с апертурой 20 мм.

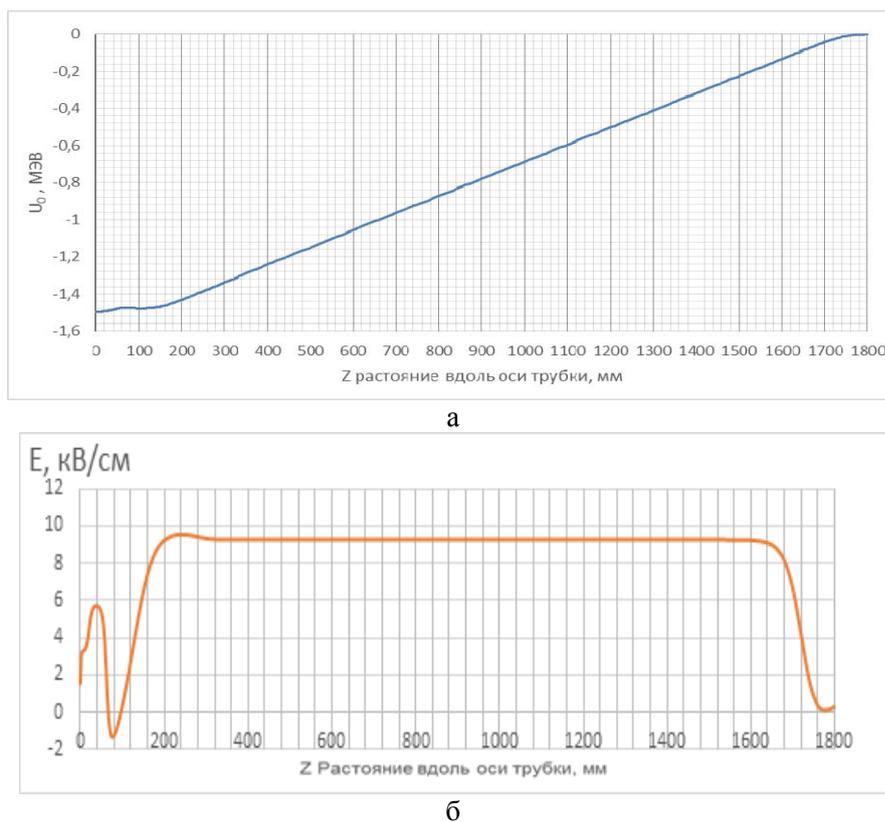


Рис. 2. Распределение потенциала (а) и электрического поля (б) вдоль оси ускорительной трубки
 Fig. 2. Potential Distribution (a) and Electric Field (b) Along the Axis of the Accelerator Tube

Распределение электрического поля на оси трубки неравномерно. При нарастании электрического поля происходит фокусировка пучка, а при уменьшении поля – пучок дефокусируется. Можно выделить три характерных участка. Катод расположен в точке 0. Первый участок от 0 до 200 мм. На этом участке пучок последовательно испытывает фокусировку, дефокусировку и вновь фокусировку. Интегрально этот участок является сильно фокусирующим и оказывает наибольшее влияние на параметры пучка на выходе трубки. На втором участке (200–1 700 мм) электрическое поле однородно, и фокусировка отсутствует. На третьем участке – выход трубки – электрическое поле уменьшается до 0, и образуется дефокусирующая линза с фокусным расстоянием примерно $4 \cdot L_{тр}$ (где $L_{тр}$ – длина трубки), т. е. примерно 7 м. На рис. 3 приведены расчетные огибающие пучка для оптимальной геометрии электрического поля.

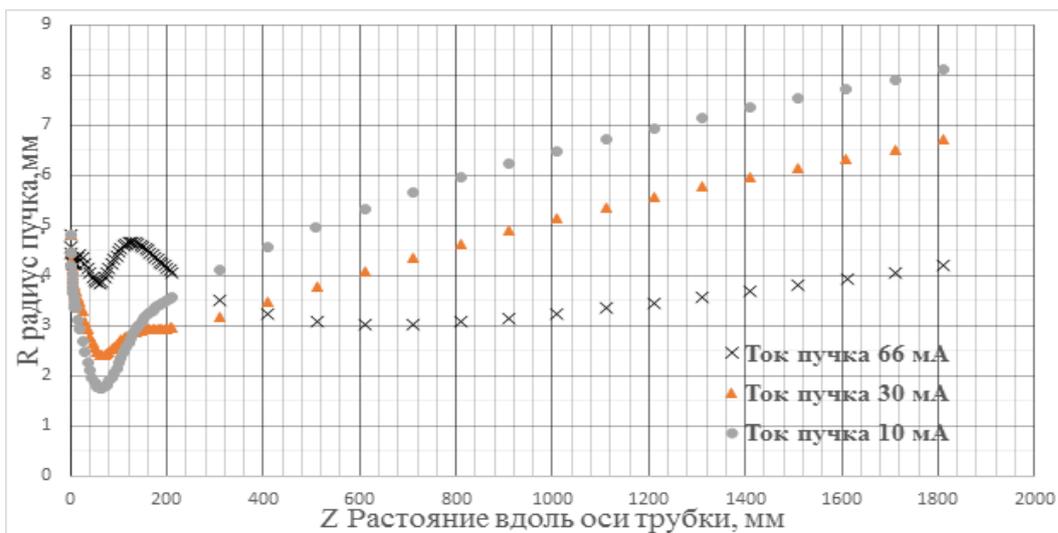


Рис. 3. Огибающие для разных токов пучка на энергии 1,5 МэВ, длина ускорительной трубки составляет 1 800 мм

Fig. 3. Envelopes for Different Beam Currents at an Energy of 1.5 MeV, the Length of the Accelerating Tube Is 1 800 mm

Эмитирующая таблетка LaB_6 , радиус которой составляет $R_{табл} = 5$ мм, отстоит примерно на 2 мм от края спирали подогревателя, и на ее поверхности индуцируется магнитное поле, имеющее осевую B_z и радиальную $B_r = \frac{r_{табл}}{2} \frac{dB_z}{dz}$ компоненты. На рис. 4 показано распределение магнитного поля по z для радиуса 5 мм.

Общеизвестно: если электронный пучок рождается в магнитном поле, то его невозможно идеально сфокусировать (до нуля) в пространстве без магнитного поля. Рассмотрим подробнее и оценим влияние указанного магнитного поля на размер пучка в выходных диафрагмах. При движении в рассматриваемом поле за счет поперечной компоненты B_r электрон приобретает азимутальный импульс P_ϕ^0 примерно 4,4 Гс·см. При радиусе траектории 5 мм получается момент импульса 2,2 Гс·см². Эта величина является адиабатическим инвариантом, т. е. остается постоянной при всех дальнейших преобразованиях пучка. Действительно, при свободном движении в плоскости R, ϕ при сохранении полного импульса его компоненты преобразуются (рис. 5, а): импульс P_ϕ в точке 1 имеет азимутальную компоненту $P_\phi^1 = P_\phi^0 \cdot \cos \alpha$ и радиальную $P_r^1 = P_\phi^0 \cdot \sin \alpha$. Здесь α – угол между направлением от оси на точку вылета 0

(радиус $R_{\text{табл}}$) и направлением на текущую координату – точку 1 с радиусом $R_1 = R_{\text{табл}} / \cos \alpha$. В результате получаем сохранение $P_\phi^1 \cdot R_1 = P_\phi^0 \cdot R_{\text{табл}}$.

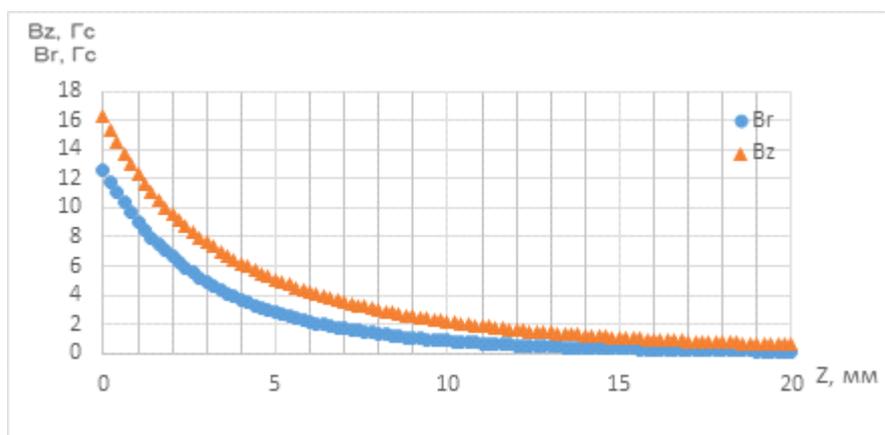


Рис. 4. Магнитное поле спирали подогревателя инжектора электронов (координата $z = 0$ соответствует эмитирующей поверхности таблетки)
Fig. 4. The Magnetic Field of the Spiral of the Electron Injector Heater (The coordinate $z = 0$ corresponds to the emitting surface of the cathode)

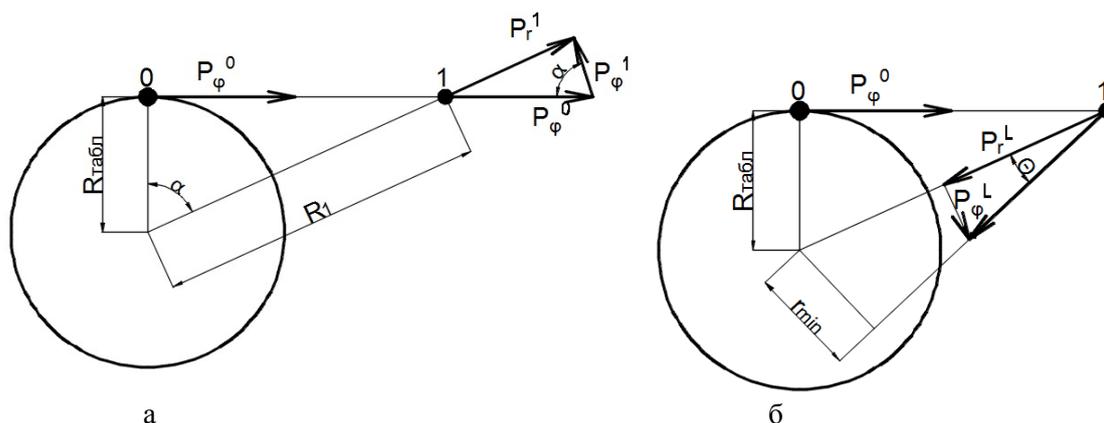


Рис. 5. Влияние магнитного поля накала на динамику пучка:
а – свободное пространство; б – движение после короткой линзы
Fig. 5. Influence of the Magnetic Field on the Beam Dynamics:
а – free space; б – movement after a short lens

Предположим, что в точке 1 установлена линза с фокусным расстоянием F . На выходе линзы (индекс L) импульс электрона будет иметь следующие компоненты (рис. 5, б): азимутальный импульс P_ϕ^L не изменился и равен $P_\phi^0 \cdot \cos \alpha$, радиальный импульс поменялся:

$$P_r^L = -P_0 \cdot R_1 / F + P_r^1 = -P_0 \cdot R_1 / F + P_\phi^0 \cdot \sin \alpha = -P_0 \cdot R_1 / F + P_\phi^0 \cdot (1 - (R_{\text{табл}} / R_1)^2)^{1/2}$$

Здесь P_0 – полный импульс электрона; F – фокусное расстояние линзы, которое составляет примерно 180 мм. Из-за наличия азимутального импульса P_ϕ^L траектория электрона пройдет мимо оси, минимальное расстояние (а следовательно, и размер пучка) будет:

$$R_{\text{min}} = R_1 \cdot \text{tg} \theta = (R_1 \cdot P_\phi^L \cdot R_{\text{табл}} / R_1) / (R_1 \cdot P_0 / F - P_\phi^0 \cdot (1 - (R_{\text{табл}} / R_1)^2)^{1/2})$$

где θ – угол между P_r^L и P_ϕ^L . $\text{tg } \theta = P_\phi^L / P_r^L$. В нашем случае почти случайно оказалось $R_{\text{табл}} = R_1$, поэтому для R_{min} получаем

$$R_{\text{min}} = (R_1 \cdot P_\phi^0 / (R_1 \cdot P_0 / F)) = F \cdot P_\phi^0 / P_0$$

Учитывая, что в параксиальном приближении $P_\phi^0 \sim \frac{1}{2} \cdot B_{\text{табл}} \cdot R_{\text{табл}}$, а $P_0 \sim (B\rho)_0$,

$$R_{\text{min}} = \frac{1}{2} \cdot F \cdot (B_{\text{табл}} \cdot R_{\text{табл}}) / (B\rho)_0$$

Для энергии 1,5 МэВ $(B\rho)_0$ равно $6,5 \cdot 10^3$ Гс·см. Тогда минимальный диаметр сфокусированного пучка составит примерно 0,25 мм. Таким образом, для конструкции устройства вывода сфокусированного пучка влияние магнитного поля накала незначительно, но важно для правильного понимания динамики пучка. Отметим, что благодаря наличию P_ϕ^0 частицы пучка в трубке нигде не пересекают ее ось.

Таблетка LaB₆ завальцована (заделана) в танталовую обойму, в результате между поверхностью таблетки и обоймой образуется уступ величиной 0,2–0,3 мм. Кроме того, при длительной работе в результате диффузии бора в тантал происходит деформация танталовой обоймы, и величина уступа несколько увеличивается. Как уже упоминалось, на ускорителях ЭЛВ катод работает в режиме отбора полного тока термоэмиссии. Это благоприятно сказывается на работе катода и обеспечивает достаточно простое управление током пучка путем изменения температуры подогревателя. Однако при этом размер пучка на выходе трубки зависит от величины тока пучка из-за влияния его объемного заряда. Традиционно в ЭЛВ используется прикатодный электрод в геометрии «Пирс». Это название достаточно условно, и с прикатодным электродом в геометрии Пирса его объединяет лишь то, что он является коническим с углом, близким к углу Пирса. Расчеты, а впоследствии и измерения параметров пучка, показали, что оптимальным в смысле влияния заделки катода и объемного заряда является плоский прикатодный электрод. Расчеты также позволили подобрать оптимальное напряжение первого к катоду электрода, другими словами, напряженность электрического поля на катоде. Увеличение напряженности усиливает влияние заделки, а уменьшение – усиливает влияние объемного заряда. Расчетным путем определено оптимальное положение (заглубление) таблетки относительно плоскости прикатодного электрода. Далее приведены расчетные и измеренные размеры пучка $d_{\text{расч}}$ и $d_{\text{изм}}$ на выходе ускорительной трубки для разных токов пучка.

Расчетные и измеренные диаметры пучка на выходе из трубки
(плоский прикатодный электрод диаметром 75 мм)
Calculated and Measured Beam Diameters at the Tube Exit
(flat electrode with a diameter of 75 mm)

Диаметр пучка	Ток пучка, мА		
	10	30	66
$d_{\text{расч}}$, мм	16	13	8,4
$d_{\text{изм}}$, мм	10	9,9	7,3

Как следует из таблицы, количественное соответствие между расчетами и измерениями не очень высокое. Однако качественно поведение пучка полностью соответствует расчету. Одним из объяснений является то, что при малых токах эмитирует не вся таблетка, а лишь центральная ее часть.

Рассмотрим влияние эмиттанта, связанного с температурой катода, на диаметр пучка в плоскости диафрагмы. Величина температурного эмиттанта $\varepsilon_T = \frac{d_k \Delta P_k}{P_0} = d_k \cdot \alpha_k$, ($\alpha_k = \frac{\Delta P_k}{P_0}$),

где d_k – диаметр катода, ΔP_k – разброс поперечных импульсов, обусловленный температурой катода, P_0 – конечный импульс электронов. Расходимость пучка в кроссовере при его полной энергии после линзы равна d_l / f_l ; где d_l – диаметр пучка на входе в линзу, а f_l – фокусное расстояние линзы, поэтому $d_{\min} = \frac{\varepsilon_T \cdot f_l}{d_l}$. При $d_l = 10$ мм, $f_l = 180$ мм и $\varepsilon_T = 3 \cdot 10^{-3}$ рад мм

имеем $d_{\min} \approx 0,05$ мм. Эта величина кажется пренебрежимо малой, однако следует учесть, что поток тепла, который может принять медная диафрагма до ее плавления, не превышает 1 кВт. Мощность же пучка – 100 кВт. Это значит, что для устойчивой работы диафрагмы допускается попадание на нее лишь 1 % от потока ускоренных электронов. Другими словами, нашу оценку d_{\min} надо увеличить примерно в 5 раз, следовательно, диаметр пучка по уровню 0,99 от полной мощности составит $5 \cdot 10^{-3} \cdot 5 = 0,25$ мм.

При рабочем вакууме в ускорительной трубке $(1-5) \cdot 10^{-6}$ Торр часть электронов рассеивается на молекулах остаточного газа и попадает на электроды трубки. Из опыта работы с фольговыми выпускными устройствами было известно, что это не слишком большая часть пучка, и она не окажет существенного влияния на работу диафрагм. По нашей просьбе, В. А. Таюрским был проделан расчет рассеяния пучка в ускорительной трубке. Результаты расчета показали, что доля частиц, способных попасть на электроды, ничтожна. Реально при работе с пучком изменение тока делителя трубки (как за счет рассеяния пучка, так и за счет ореола) не превышает 10^{-5} от полного тока пучка.

Пульсации ускоряющего напряжения в данном ускорителе электронов изначально предполагались на уровне 5 %. Пульсации энергии приводят к тому, что фокусное расстояние линзы меняется с частотой пульсации, что приводит к увеличению диаметра пучка в кроссовере:

$$d_{\min} = d_l \frac{\Delta f}{f},$$

где d_{\min} – минимальный диаметр сфокусированного пучка, см; d_l – диаметр пучка на входе в линзу, который составляет 10 мм.

При энергии 1,5 МэВ $\frac{\Delta f}{f} \sim \frac{\Delta U}{U}$, тогда при пульсациях энергии $\frac{\Delta U}{U} \approx 5 \cdot 10^{-2}$ эффективный

диаметр пучка в первой диафрагме на выходе из выпускного устройства будет $\approx 0,5$ мм.

В трубку, которая расположена внутри высоковольтного выпрямителя и первичной обмотки, проникает поперечное магнитное поле, связанное с наклоном или несоосностью ускорительной трубки и первичной или вторичной обмоток трансформатора. Величина его может достигать $B_{\perp} = 0,2$ Гс. Это приводит к появлению переменных углов $\Delta\alpha$ на выходе из ускорительной трубки:

$$\Delta\alpha = \frac{B_{\perp} \cdot L_{\text{тр}}}{B\rho_0} = \frac{0,2 \cdot 180}{6,5 \cdot 1000} = 5,5 \cdot 10^{-3},$$

где B_{\perp} – поперечное магнитное поле первичной обмотки, $L_{\text{тр}}$ – длина ускорительной трубки, которая составляет 1800 мм, $B\rho_0$ – импульс электронов, который составляет для энергии пучка 1,5 МэВ величину $6,5 \cdot 10^3$ Гс·см,

Если бы пучок попадал в линзу только со смещением параллельно оси линзы, то это практически не повлияло бы на его размер в кроссовере, но, если имеются переменные углы $\Delta\alpha$, возникают колебания эффективного размера $\Delta d_{\min} = f_l \cdot \Delta\alpha$, где f_l – фокусное расстояние линзы 180 мм. В нашем случае колебания пучка в выходной диафрагме составят $\Delta d_{\min} \approx$

$\approx 5 \cdot 10^{-3} \cdot 18 = 9 \cdot 10^{-2}$ см = 0,9 мм. Это увеличивает площадь отверстия в диафрагме, через которое проходит газ. Для подавления таких колебаний разработан специальный электронный блок, сигнал которого компенсирует осцилляции пучка.

В первых ступенях выпускного устройства заметное влияние оказывает многократное рассеяние пучка на газе, который поступает в объем из выходной диафрагмы. Предварительные оценки дают увеличение размера пучка на ≈ 1 мм. Если просуммировать все перечисленные эффекты, то минимальный размер пучка на выходе из выпускного устройства составит примерно 2 мм.

Измерение параметров пучка

Измерение параметров мощного электронного пучка вплоть до мощности $P = 100$ кВт проводилось на серийном ускорителе ЭЛВ-4 двумя методами. Первый – импульсный метод. Пучок импульсно со временем $\tau \approx 520$ мкс смещается на массивную изолированную медную диафрагму с диаметром отверстия 50 мм. Ток диафрагмы регистрируется осциллографом. Удобно оказалось измерять не ток катушки отклонения, а напряжение заряда конденсатора, который создает импульс тока в катушке отклонения. Смещение пучка от оси пропорционально его величине. На рис. 6 показана зависимость тока диафрагмы I_d от напряжения заряда конденсатора питания катушки смещения пучка U_c . При этой методике базовым размером измерения служит диаметр внутреннего отверстия диафрагмы $D_d = 50$ мм. Поскольку диаметр пучка много меньше размера отверстия в диафрагме, расстояние между положениями пучка, которые соответствуют разности потенциалов $U_{1/2}$ по уровню $\frac{1}{2} \cdot I_d$, как раз и равно внутреннему диаметру диафрагмы D_d , а ΔU – диаметру пучка D_b . Диаметр пучка определяется по формуле

$$D_{\text{пуч}} = D_d (\Delta U / U_{1/2})$$

Из рис. 6: $\Delta U = 70$ В, $U_{1/2} = 560$ В, получаем диаметр сфокусированного пучка $D_{\text{пуч}} = 5(70/560) \approx 0,6$ (см) = 6 мм.

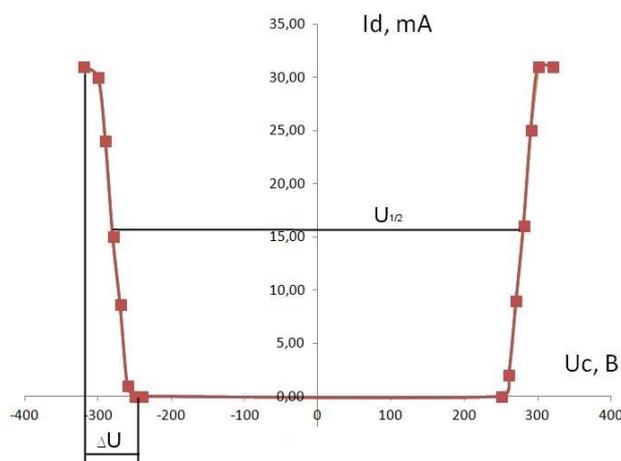


Рис. 6. График тока, попадающего на диафрагму I_d , в зависимости от напряжения заряда конденсатора U_c . Энергия электронов $E = 1$ МэВ, ток пучка 40 мА, ток линзы 1 А

Fig. 6. The graph of the current falling on the diaphragm I_d , depending on the charge voltage of the capacitor U_c . Electron energy $E = 1$ MeV, beam current 40 mA, lens current 1 A

Примененный метод показал, что эмиттанс пучка позволяет сфокусировать его в размер заведомо меньше 10 мм при фокусном расстоянии линзы около 1 500 мм практически во всех требуемых режимах работы ускорителя.

Для более точного измерения параметров пучка была изготовлена водоохлаждаемая диафрагма с диаметром отверстия 16 мм. Размер определялся касанием диафрагмы пучком в точках, находящихся на противоположных концах отверстия диафрагмы. Величина токооседания на диафрагму составляла 10^{-3} от полного тока пучка. Здесь удобнее было фиксировать не напряжение питания, а токи отклоняющих (корректирующих) катушек. Предварительно была произведена их калибровка. Для прохождения электронным пучком вдоль диаметра диафрагмы 16 мм девиация тока отклоняющих катушек составила 580 мА. В точках касания фиксировались значения токов отклоняющих катушек I_1 , I_2 , после чего вычислялся диаметр пучка $D_{\text{пуч}}$ в диафрагме по следующей формуле:

$$D_{\text{пуч}} = 1,6 - \frac{1,6 \cdot (I_1 - I_2)}{580}.$$

Так, например, при касании электронным пучком с энергией 1,5 МэВ и током в пучке 66 мА, при токе в линзе 1,7 А, измеренные токи катушек смещения составили $I_1 = 206$ мА и $I_2 = -199$ мА, тогда $D_{\text{пуч}} = 1,6 - \frac{1,6 \cdot (208 + 199)}{580} = 0,48$ см = 4,8 мм.

Результаты измерений диаметра пучка с энергией 1,5 МэВ при токах пучка 10, 30, 66 мА и разных токах фокусирующей электромагнитной линзы приведены на рис. 7.

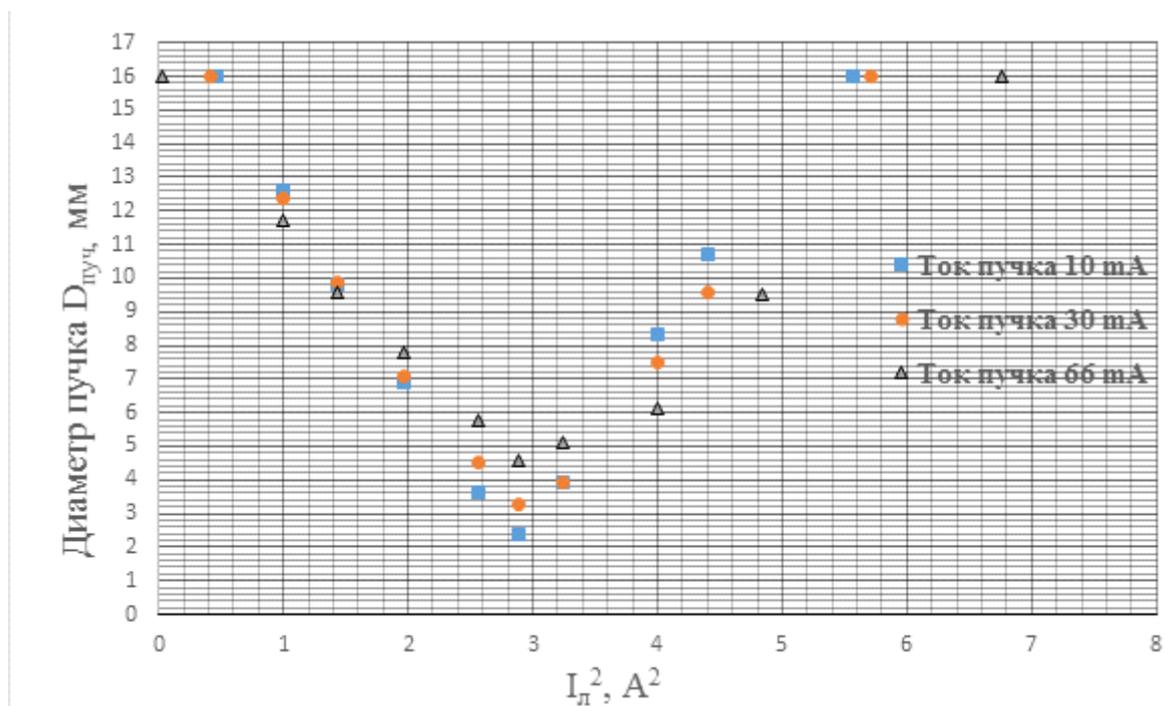


Рис. 7. Зависимость размера пучка в диафрагме от тока фокусирующей линзы при энергии 1,5 МэВ

Fig. 7. Dependence of the Beam Size in the Diaphragm on the Focusing Lens Current at 1.5 MeV Energy

Таким образом, находим зависимость размера пучка в диафрагме от фокусного расстояния линзы. Ниже описывается, как оценить диаметр пучка и его расходимость на входе в линзу, т. е. на выходе ускорительной трубки. На рис. 8 приведена простая схема, позволяющая определить d_l из зависимости $D_{пуч}$ ($1/f_l$), эквивалентной зависимости $D_{пуч}$ (I_l^2) на рис. 7.

Из рис. 8 видно, что

$$D_{пуч} = d_l - (\alpha_l - \alpha_0)L_d, \tag{1}$$

где α_0 – угол расходимости или сходимости пучка на входе в линзу; $\alpha_l = d_l/f_l$. Изменение угла α_l при прохождении линзы рассмотрим в приближении геометрической оптики.

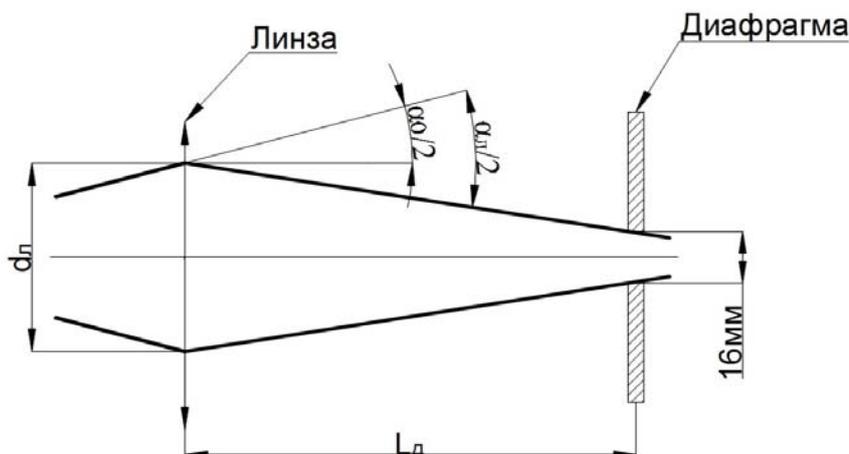


Рис. 8. Схема, позволяющая определить диаметр пучка в линзе d_l .

Д – измерительная диафрагма с диаметром отверстия 16 мм. $D_{пуч}$ – диаметр пучка в диафрагме, L_d – расстояние от линзы до диафрагмы, составляющее 940 мм

Fig. 8. Scheme to determine diameter of the beam in the lens d_l .

D – measuring diaphragm with a hole diameter of 16 mm. $D_{пуч}$ – diameter of the beam in the diaphragm, L_d – the distance from the lens to the diaphragm, which is 940 mm

Фокусное расстояние электромагнитной линзы определяли по формуле

$$f_l = \frac{4(B\rho)^2}{I_l^2 \cdot \int B_{1A}^2 \cdot dl},$$

где $(B \cdot \rho)$ – импульс электронов на выходе из ускорительной трубки, Гс·см; $\int B_{1A}^2 dl$ – интеграл напряженности магнитного поля для электромагнитной линзы, нормированный на ток линзы 1 А, т. е. при токе 1 А он был получен в результате измерения магнитного поля линзы и составляет $9,5 \cdot 10^5$ (Гс²·см) / А²; I_l – ток электромагнитной линзы, А.

Тогда

$$D_{пуч} = d_l + \alpha_0 L_d - \frac{d_l \cdot L_d \cdot I_l^2 \cdot \int B^2 \cdot dl}{4(B\rho)^2}, \tag{2}$$

так как $D_{\text{пуч}}$ линейно зависит от $I_{\text{л}}^2$, то из наклона кривой $D_{\text{пуч}}(I_{\text{л}}^2)$ можно найти $d_{\text{л}}$, взяв производную по $I_{\text{л}}^2$ от правой части формулы (2)

$$\frac{\Delta(D_{\text{пуч}})}{\Delta(I_{\text{л}}^2)} = \frac{d_{\text{л}} \cdot L_{\text{д}} \cdot \int B^2 \cdot dl}{4(B\rho)^2},$$

$$d_{\text{л}} = \frac{\Delta(D_{\text{пуч}})}{\Delta(I_{\text{л}}^2)} \cdot \frac{4(B\rho)^2}{(\int B^2 \cdot dl) \cdot L_{\text{д}}}. \quad (3)$$

По этой же кривой, как видно из (1), можно найти и расходимость пучка на входе в линзу. Для этого нужно экстраполировать левую часть кривой $D_{\text{пуч}}(I_{\text{л}}^2)$ до $D_{\text{пуч}} = 0$. Тогда из (1)

$$0 = d_{\text{л}} - \alpha_{\text{л}} L_{\text{д}} - \alpha_0 L_{\text{д}},$$

$$\alpha_0 = \frac{d_{\text{л}}}{L_{\text{д}}} - \alpha_{\text{л}} = \frac{d_{\text{л}}}{L_{\text{д}}} - \frac{d_{\text{л}}}{f_{\text{л}}} = d_{\text{л}} \cdot \frac{f_{\text{л}} - L_{\text{д}}}{L_{\text{д}} \cdot f_{\text{л}}}, \quad (4)$$

где $f_{\text{л}}$ – фокусное расстояние линзы при $I_{\text{л}}^2 (D_{\text{пуч}} = 0)$.

По другому способу, для нахождения α_0 также нужно экстраполировать кривую $D_{\text{пуч}}(I_{\text{л}}^2)$ до $I_{\text{л}}^2 = 0$, т. е. до значения при выключенной линзе. Тогда

$$D_{\text{пуч}} = d_{\text{л}} + \alpha_0 L_{\text{д}},$$

$$\alpha_0 = \frac{D_{\text{пуч}} - d_{\text{л}}}{L_{\text{д}}}. \quad (5)$$

Приведем параметры пучка, полученные из рис. 6.

Наклон кривой $D_{\text{пуч}}(I_{\text{л}}^2)$

$$\frac{\Delta(D_{\text{пуч}})}{\Delta(I_{\text{л}}^2)} = \frac{17}{3,5}.$$

Для энергии 1,5 МэВ $(B\rho) = 6,5 \cdot 10^3$ Гс·см.

Подставляя это значение в формулу (3), получаем $d_{\text{л}} = 9$ мм для тока пучка 66 мА, а угол α_0 из формулы (5) будет составлять $7 \cdot 10^{-3}$ рад. Если воспользоваться формулой (4), то для α_0 получим угол расходимости $9 \cdot 10^{-3}$ рад.

Параметры пучка при меньших токах отличаются несущественно.

Основные результаты

На основании проведенных измерений осенью 2018 г. было спроектировано и изготовлено устройство для выпуска в атмосферу сфокусированного электронного пучка из ускорителя ЭЛВ, имеющего трубку с относительно большой апертурой, равной 100 мм. Для быстрого испытания выпускного устройства с минимальными финансовыми затратами было решено внедрить его на действующий ускоритель ЭЛВ-6 с ускорительной трубкой с магнитным сопровождением. Общий вид выпускного устройства показан на рис. 9. В ходе испытаний была достигнута устойчивая работа на мощности пучка 70 кВт и кратковременная на 100 кВт. После длительной работы ускорителя на мощности 50 кВт диаметры отверстий в диафрагме не изменились. Диаметр отверстия диафрагмы на выходе из выпускного устройства составил 2–2,5 мм.

Основываясь на полученных данных, для работы нового выпускного устройства с серийной ускорительной трубкой (т. е. ускорительной трубкой с большой апертурой) мы выбрали оптическую схему, показанную на рис. 10. Линза $L1$ находится непосредственно на нижнем конце ускорительной трубки. Пройдя линзу $L1$, пучок фокусируется вблизи диафрагмы D_6

и, разойдясь до диаметра ≤ 10 мм, проходит через диафрагму D_5 . Эта диафрагма представляет трубку диаметром 10 мм и длиной 200 мм. В промежутке между каждой из диафрагм имеется вакуумная откачка. Для проводки пучка по оси диафрагм имеются катушки коррекции C_1, C_2, C_3 .

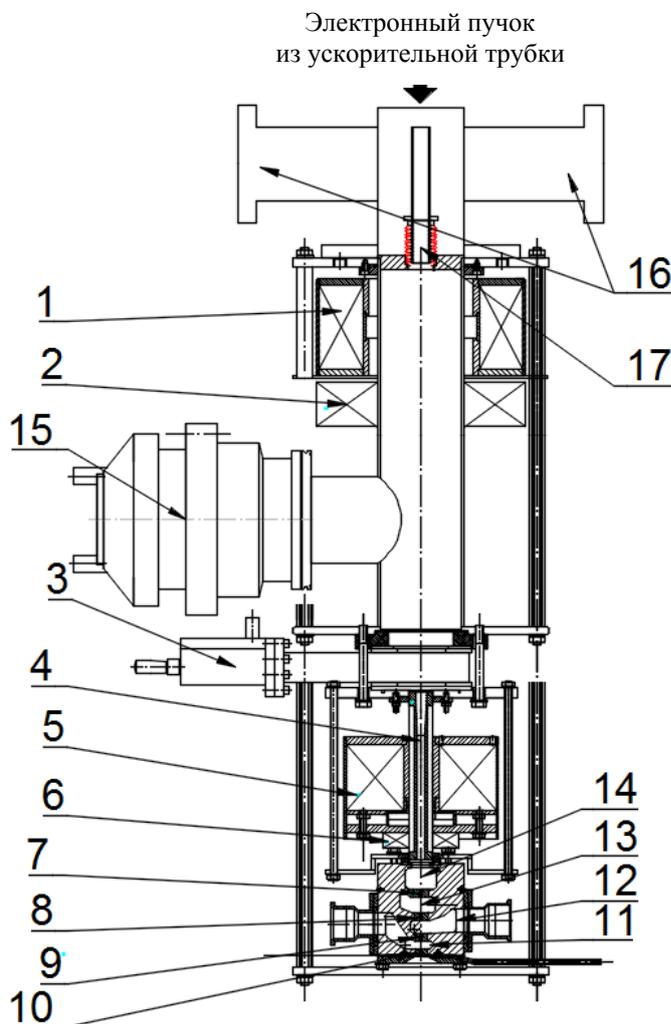


Рис. 9. Выпускное устройство: 1 – верхняя линза; 2 – верхние корректоры положения пучка; 3 – шибер; 4 – водоохлаждаемая диафрагма с диаметром отверстия 10 мм; 5 – нижняя линза; 6 – нижние корректора; 7 – диафрагма с отверстием диаметром 4 мм; 8 – диафрагма с отверстием диаметром 3,5 мм; 9 – диафрагма с отверстием диаметром 2,5 мм; 10 – диафрагма с отверстием диаметром 2 мм; 11 – первая ступень откачки (насос АВЗ-90); 12 – вторая ступень откачки (насос АВЗ-90); 13 – третья ступень (бустерный паромасляный насос 2НВБМ-250); 14 – четвертая ступень (турбомолекулярный насос НВТ-450); 15 – пятая ступень (турбомолекулярный насос НВТ-450); 16 – шестая ступень (два насоса НМД-0,4); 17 – вакуумное сопротивление 2 л/с

Fig. 9. Extraction Device: 1 – upper lens; 2 – upper correctors of the beam position; 3 – gate valve; 4 – water cooled diaphragm with a hole diameter of 10 mm; 5 – lower lens; 6 – lower correctors of the beam position; 7 – diaphragm with a hole diameter of 4 mm; 8 – diaphragm with a hole diameter of 3.5 mm; 9 – diaphragm with a hole diameter of 2.5 mm; 10 – diaphragm with a hole diameter of 2 mm; 11 – the first stage of pumping (pump AVZ-90); 12 – the second stage of pumping (pump AVZ-90); 13 – the third stage (booster steam-oil pump 2NVBM-250); 14 – the fourth stage (turbomolecular pump NVT-450); 15 – the fifth stage (turbomolecular pump NVT-450); 16 – the sixth stage (two ions pumps NMD-0,4); 17 – vacuum resistance 2 l/s

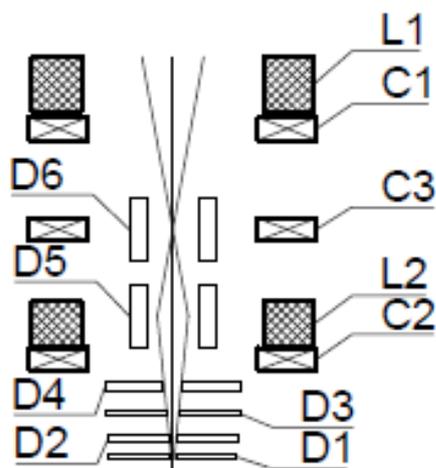


Рис. 10. Оптическая схема выпускного устройства: D1 – диафрагма с отверстием диаметром 2 мм; D2 – диафрагма с отверстием диаметром 2.5 мм; D3 – диафрагма с отверстием диаметром 3.5 мм; D4 – диафрагма с отверстием диаметром 4 мм; D5 – водоохлаждаемая диафрагма с отверстием диаметром 10 мм; D6 – водоохлаждаемая диафрагма с отверстием диаметром 7 мм; C1, C2, C3 – катушки коррекции; L1, L2 – фокусирующие электромагнитные линзы

Fig. 10. Optical scheme of the extraction device: D1 – diaphragm with a hole diameter of 2 mm; D2 – diaphragm with a hole diameter of 2.5 mm; D3 – diaphragm with a hole diameter of 3.5 mm; D4 – diaphragm with a hole diameter of 4 mm; D5 – water-cooled diaphragm with a hole diameter of 10 mm; D6 – water-cooled diaphragm with a hole diameter of 7 mm; C1, C2, C3 – correction coils; L1, L2 – focusing electromagnetic lenses

В настоящее время на установке с модернизированным устройством для выпуска сфокусированного электронного пучка выполняются различные эксперименты по получению нанопорошков, наплавке порошковых материалов на металлы и др.

Список литературы / References

1. **Zimek Z., Salimov R. A.** Windowless output for high power-low energy electron accelerators. *International Journal of Radiation Applications and Instrumentation. Part C: Radiation Physics and Chemistry*, 1992, vol. 40, no. 4, p. 317–320.
2. **Salimov R. A., Cherepkov V. G., Golubenko J. I., Krainov G. S., Korabelnikov B. M., Kuznetsov S. A., Kuksanov N. K., Malinin A. B., Nemytov P. I., Petrov S. E., Prudnikov V. V., Fadeev S. N., Veis M. E.** D.C. high power electron accelerators of ELV-series: status, development, applications. *Radiation Physics and Chemistry*, 2000, no. 57, p. 661–665.
3. **Салимов Р. А.** Мощные ускорители электронов для промышленного применения // УФН. 2000. Т. 170, № 2 С. 197–201.
Salimov R. A. Powerful electron accelerators for industrial use. *Physics-Uspeski*, 2000, vol. 170, no. 2, p. 197–201. (in Russ.)
4. **Куксанов Н. К., Салимов Р. А., Черепков В. Г.** Ускорительная трубка. Препринт ИЯФ 79-45. Новосибирск, 1979.
Kuksanov N. K., Salimov R. A., Cherepkov V. G. Accelerator tube. Preprint BINP 79-45. Novosibirsk, 1979. (in Russ.)
5. **Tiunov M. A.** BEAM. 2D Code Package for Simulation of High Perveance Beam Dynamics in Long Systems. In: Proc. of the International Symposium SCHEF.99. Dubna, 1999, p. 202–208.

Материал поступил в редколлегию
Received
13.03.2019

Сведения об авторах / Information about the Authors

Домаров Евгений Вадимович, инженер-исследователь, Институт ядерной физики имени Г. И. Будкера СО РАН (пр. Академика Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090, Россия)

Evgeniy V. Domarov, Engineer-Research, Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS (11 Academician Lavrentiev Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)

domarov88@mail.ru

Воробьев Денис Сергеевич, ведущий инженер, Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН (пр. Академика Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090, Россия)

Denis S. Vorobyov, lead-Engineer, Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS (11 Academician Lavrentiev Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)

djdenson@mail.ru

Голковский Михаил Гедалиевич, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник, Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН (пр. Академика Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090, Россия)

Mikhail G. Golkovsky, Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher, Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS (11 Academician Lavrentiev Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)

golkovski@mail.ru

Голубенко Юрий Иванович, старший научный сотрудник, Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН (пр. Академика Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090, Россия)

Yuriy I. Golubenko, Senior Researcher, Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS (11 Academician Lavrentiev Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)

golubenk@inp.nsk.su

Корчагин Алексей Иванович, кандидат технических наук, старший научный сотрудник, Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН (пр. Академика Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090, Россия)

Aleksey I. Korchagin, Candidate of Technical Sciences, Senior Researcher, Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS (11 Academician Lavrentiev Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)

aikorchagin@mail.ru

Куksанов Николай Константинович, доктор технических наук, главный научный сотрудник, Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН (пр. Академика Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090, Россия)

Nikolay K. Kuksanov, Doctor of Technical Sciences, Chief Researcher, Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS (11 Academician Lavrentiev Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)

kuksanov@inp.nsk.su

Лаврухин Александр Владимирович, ведущий инженер, Институт ядерной физики имени Г. И. Будкера СО РАН (пр. Академика Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090, Россия)

Aleksandr V. Lavrukhin, Lead Engineer, Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS (11 Academician Lavrentiev Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)

a.v.lav@mail.ru

Немытов Петр Иванович, доктор технических наук, ведущий научный сотрудник, Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН (пр. Академика Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090, Россия)

Petr I. Nemytov, Doctor of Technical Sciences, Leading Researcher, Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS (11 Academician Lavrentiev Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)
nemytov@inp.nsk.su

Салимов Рустам Абельевич, доктор технических наук, главный научный сотрудник, Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН (пр. Академика Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090, Россия)

Rustam A. Salimov, Doctor of Technical Sciences, Chief Researcher, Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS (11 Academician Lavrentiev Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)
rsalimov41@mail.ru

Семенов Алексей Вячеславович, научный сотрудник, Институт ядерной физики имени Г. И. Будкера СО РАН (пр. Академика Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090, Россия)

Aleksey V. Semenov, Research Assistant, Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS (11 Academician Lavrentiev Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)
A.V.Semenov@inp.nsk.su

Сорокин Анатолий Васильевич, инженер – конструктор 1 категории НКО, Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН (пр. Академика Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090, Россия)

Anatoliy V. Sorokin, Design Engineer of the 1st Category, Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS (11 Academician Lavrentiev Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)
anvaso@yandex.ru

Фадеев Сергей Николаевич, кандидат технических наук, заведующий научно-исследовательской лабораторией, Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН (пр. Академика Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090, Россия)

Sergey N. Fadeev, Candidate of Technical Sciences, Head of the Research Laboratory, Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS (11 Academician Lavrentiev Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)
S.N.Fadeev@inp.nsk.su

Чакин Иван Константинович, инженер-исследователь, Институт ядерной физики имени Г. И. Будкера СО РАН (пр. Академика Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090, Россия)

Ivan K. Chakin, Engineer-Research, Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS (11 Academician Lavrentiev Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)
chak_in2003@bk.ru

Черепков Виктор Григорьевич, кандидат технических наук, старший научный сотрудник, Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН (пр. Академика Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090, Россия)

Viktor G. Cherepkov, Candidate of Technical Sciences, Senior Researcher, Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS (11 Academician Lavrentiev Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)
V.G.Cherepkov@inp.nsk.su

УДК 532.525.2

DOI 10.25205/2541-9447-2019-14-2-21-34

Особенности горения круглой микроструи водорода в спутной струе воздуха

В. В. Козлов^{1,2}, **Г. Р. Грек**¹, **М. М. Катасонов**¹, **М. В. Литвиненко**^{1,2}
Ю. А. Литвиненко¹, **А. С. Тамбовцев**^{1,2}, **А. Г. Шмаков**^{3,4}

¹ *Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН
Новосибирск, Россия*

² *Новосибирский государственный университет
Новосибирск, Россия*

³ *Институт химической кинетики и горения им. В. В. Воеводского СО РАН
Новосибирск, Россия*

⁴ *Сибирский государственный университет геосистем и технологий
Новосибирск, Россия*

Аннотация

Представлены результаты экспериментальных исследований особенностей горения круглой микроструи водорода в спутной коаксиальной струе воздуха. Показано, что сценарий горения связан с наличием «области перетяжки пламени», и данный факт коррелирует с аналогичными сценариями диффузионного горения микроструи водорода на дозвуковой скорости, исследованными нами ранее. Обнаружено, что сферическая форма области перетяжки пламени трансформируется в цилиндрическую форму. Установлено, что горение круглой микроструи водорода в спутной коаксиальной струе воздуха на сверхзвуковой скорости сопровождается наличием сверхзвуковых ячеек как в микроструе водорода, так и в спутной струе воздуха. Сверхзвуковое горение круглой микроструи водорода в спутной коаксиальной струе воздуха связано с отрывом пламени от среза сопла.

Ключевые слова

круглая микроструя водорода, спутная коаксиальная струя воздуха, «область перетяжки пламени», до- и сверхзвуковое горение

Источник финансирования

Работа поддержана грантом РФФИ № 16-19-10330

Для цитирования

Козлов В. В., Грек Г. Р., Катасонов М. М., Литвиненко М. В., Литвиненко Ю. А., Тамбовцев А. С., Шмаков А. Г. Особенности горения круглой микроструи водорода в спутной струе воздуха // Сибирский физический журнал. 2019. Т. 14, № 2. С. 21–34. DOI 10.25205/2541-9447-2019-14-2-21-34

Features of the Round Hydrogen Microjet Combustion in a Coaxial Air Jet

V. V. Kozlov^{1,2}, G. R. Grek¹, M. M. Katasonov¹, M. V. Litvinenko^{1,2}
Yu. A. Litvinenko¹, A. S. Tambovtsev^{1,2}, A. G. Shmakov^{3,4}

¹ *Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS
Novosibirsk, Russian Federation*

² *Novosibirsk State University
Novosibirsk, Russian Federation*

³ *Voevodsky Institute of Chemical Kinetics and Combustion SB RAS
Novosibirsk, Russian Federation*

⁴ *Siberian State University of Geosystem and Technology
Novosibirsk, Russian Federation*

Abstract

Results of experimental studies of features of the round hydrogen microjet combustion in a coaxial air jet are presented in this work. It is shown that the combustion scenario is connected with existence of the «bottleneck flame region». This fact correlates with the similar scenarios of the diffusion hydrogen microjet combustion at subsonic efflux velocity investigated by us earlier. It is revealed that the spherical shape of the “bottleneck flame region” is transformed to a cylindrical shape. It is found that the round hydrogen microjet combustion in a coaxial air jet at supersonic efflux velocity is accompanied by existence of supersonic cells both in a hydrogen microjet and in a wake of coaxial air jet. Round hydrogen microjet supersonic combustion in a coaxial air jet is connected with a flame separation from a nozzle exit.

Keywords

round hydrogen microjet combustion, coaxial air jet, “bottleneck flame region” subsonic and supersonic combustion

Funding

This work was supported by the Russian Science Foundation, project number 16-19-10330

For citation

Kozlov V. V., Grek G. R., Katasonov M. M., Litvinenko M. V., Litvinenko Yu. A., Tambovtsev A. S., Shmakov A. G. Features of the Round Hydrogen Microjet Combustion in a Coaxial Air Jet. *Siberian Journal of Physics*, 2019, vol. 14, no. 2, p. 21–34. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2019-14-2-21-34

Введение

Экспериментальные исследования диффузионного горения круглой микроструи водорода [1–5] показали наличие различных сценариев протекания данного процесса в зависимости от нарастания скорости истечения микроструи в диапазоне диаметров выходного отверстия от 0,25 до 1 мм. Обнаружены следующие сценарии диффузионного горения круглой микроструи водорода:

- 1) горение чисто ламинарной микроструи с наличием ламинарного пламени большой дальности ($U_0 \leq 150$ м/с);
- 2) возникновение сферической области перетяжки пламени с наличием в ней ламинарной микроструи и ламинарного пламени с турбулизацией микроструи и пламени при преодолении ламинарной микроструей узкой области градиента плотности газа ($U_0 > 150$ м/с);
- 3) отрыв турбулентного пламени от области перетяжки пламени ($U_0 > 200$ м/с);
- 4) прекращение горения турбулентного участка микроструи при сохранении горения в области перетяжки пламени. Причем в данной ситуации горение в области перетяжки пламени сохраняется вплоть до трансзвуковых скоростей ее истечения, но при наличии такого явления, как «запирание сопла» [5; 6] ($U_0 > 331$ м/с);
- 5) прекращение горения микроструи ($U_0 \approx 331$ м/с).

Аналогичные сценарии горения были обнаружены и при диффузионном горении плоской микроструи водорода [2; 7]. Следует заметить, что «запирание сопла» происходило при дос-

тижении скорости истечения микроструи водорода, близкой к скорости звука в воздухе ($U_0 \approx 331$ м/с). Стабилизация горения как круглой, так и плоской микроструи обеспечивалась в данной ситуации наличием области перетяжки пламени и существованием в ней горения. Тем не менее нам не удалось выйти на сверхзвуковое диффузионное горение микроструи водорода по причине «запирания сопла» областью перетяжки пламени, которая приводила к нагреву выхода микросопла и предотвращала отрыв пламени от его среза.

Одной из характеристик сверхзвукового горения струйного течения является наличие сверхзвуковых ячеек как в струе, так и в пламени, но в ситуации отрыва пламени от среза сопла. Это детально продемонстрировано в работах [6; 8] при поджигании круглой микроструи водорода вдали от среза сопла. В данной ситуации можно было наблюдать наличие сверхзвуковых ячеек и в струе, и в оторвавшемся от среза сопла пламени. Результаты экспериментальных и численных исследований горения круглых струй водорода при дозвуковых и сверхзвуковых скоростях их истечения детально представлены в работах [9–11].

С другой стороны, важно изучить влияние различных газообразных добавок в микрострую водорода на режимы ее горения. В работе [12] представлены результаты экспериментальных исследований диффузионного горения смесей водорода с метаном, а также с гелием или азотом в круглой микроструе. Показано, что механизм и характеристики развития микроструи и пламени при диффузионном горении смеси водорода с одним из газов – метаном, гелием или азотом, связаны с образованием области перетяжки пламени, как и в ситуации диффузионного горения микроструи чистого водорода. Установлено, что область перетяжки пламени имеет сферическую форму, где идет процесс смешения ламинарной струи смеси с окружающим воздухом и их горение. При преодолении узкой области мощного градиента плотности на границе сферической области ламинарная микроструя и пламя мгновенно турбулизуются. Обнаружено, что процесс диффузионного горения смеси водорода с метаном в круглой микроструе сопровождается поэтапными стадиями отрыва пламени при сохранении горения в области перетяжки пламени, срыва пламени при сохранении горения в области перетяжки пламени и, наконец, прекращения горения, что коррелирует с процессом горения аналогичной микроструи чистого водорода. Установлено, что все перечисленные стадии горения смеси водорода с метаном реализуются в диапазоне значительно меньших скоростей истечения микроструи (200–500 м/с), чем в аналогичной ситуации горения микроструи чистого водорода (600–800 м/с). Обнаружено повышение устойчивости горения микроструи смеси водорода с метаном по сравнению с неустойчивым горением микроструи чистого метана, что говорит о возможности за счет добавок водорода расширить диапазон условий (скоростей потока газов) устойчивого турбулентного горения метана и других углеводородов. Показано, что при диффузионном горении смеси водорода с метаном или гелием либо азотом в круглой микроструе для стабилизации горения с ростом скорости истечения микроструи необходимо увеличивать долю водорода (или уменьшать долю примеси) в смеси газов.

В работе [13] рассмотрены особенности горения микроструи смеси водорода не с инертными (гелий, азот) и горючим (углеводородный газ метан), как в описанной выше ситуации, а с хорошо известным окислителем (кислородом). Показано, что добавление кислорода приводит к снижению диапазона скоростей горения микроструи по сравнению с аналогичным параметром при диффузионном горении чистого водорода. Установлено, что с ростом скорости истечения микроструи прекращение ее горения связано с уменьшением доли кислорода в смеси. Обнаружено, что сферическая форма области перетяжки пламени трансформируется в узкую и вытянутую область ламинарного пламени цилиндрической формы, а уменьшение поперечного сечения области перетяжки пламени зависит от роста скорости истечения микроструи. Следует заметить, что ранее выполненные исследования горения микроструи смеси водорода с различными газами проведены в условиях их смешения до введения смеси в сопловой аппарат.

Цель настоящей работы состоит в экспериментальных исследованиях особенностей горения круглой микроструи водорода в условиях наличия спутной струи воздуха, истекающей из коаксиальной щели, и изучение взаимодействия двух микроструй как на дозвуковой, так и на сверхзвуковой скорости их истечения. Особое внимание будет уделено сравнению сценария данного процесса со сценариями горения микроструй водорода, исследованных нами ранее.

Экспериментальное оборудование и процедура исследования

На рис. 1 представлена схема эксперимента. В сопловое устройство через блок управления электромагнитными клапанами типа 179В фирмы *MKS Instruments* объемного расхода газа подавались водород из баллона (100 атм.) с редуктором через центральное круглое отверстие горелки и сжатый воздух через коаксиальную щель горелки. Установка величины объемного расхода газов осуществлялась блоком управления, а показания расхода газов регистрировались электронным табло расходомеров. Процедура проведения исследований состояла в видеосъемке непосредственно процесса диффузионного горения микроструи чистого водорода в отсутствие и при наличии спутной струи воздуха, а также в видеосъемке теневой картины данного процесса (теневой метод Теплера на базе ИАБ-451) с помощью цифровой видеокамеры *Olympus SZ-17* с разрешением 12 МП.

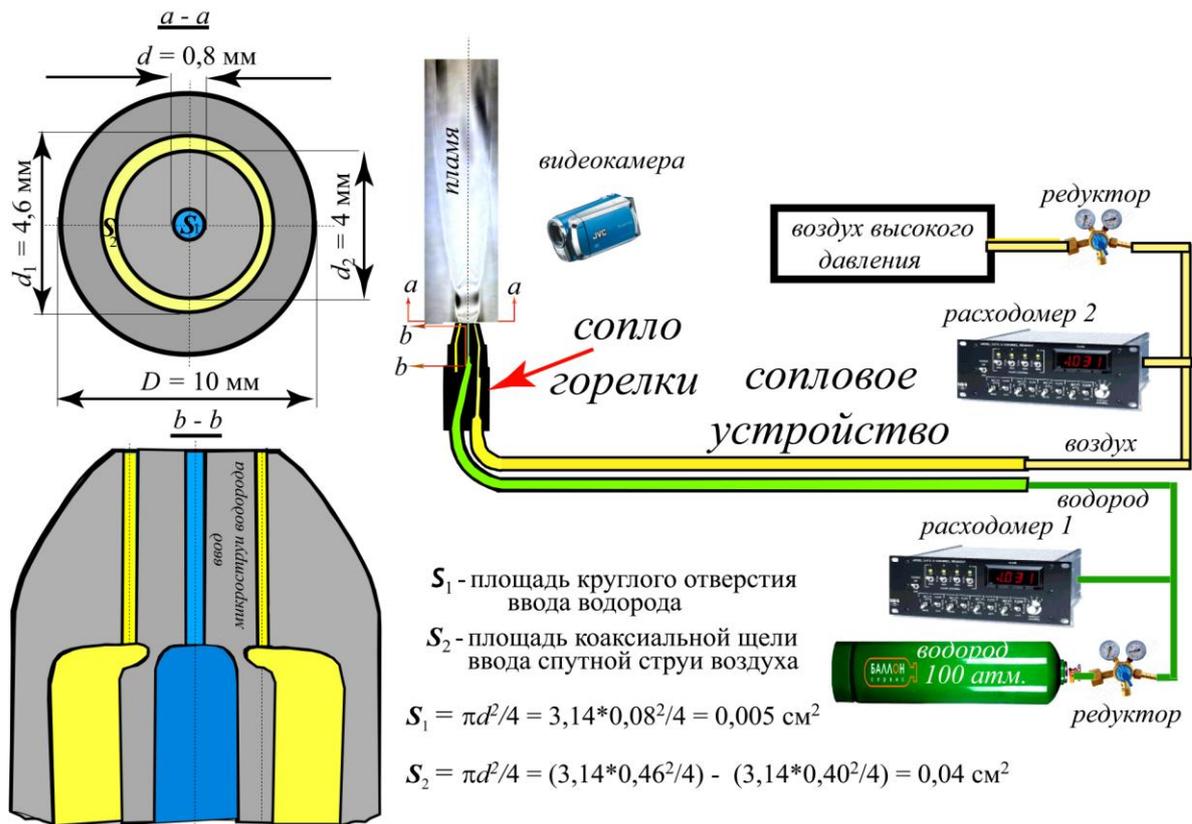


Рис. 1. Схема эксперимента
Fig. 1. Experimental Sketch

Горение круглой микроструи чистого водорода и при наличии спутной струи воздуха исследовалось при различных скоростях истечения как микроструи водорода, так и спутной струи воздуха. Объемный расход газов Q ($\text{см}^3/\text{с}$) измерялся с помощью прецизионных расходомеров MKS Instruments (США) с точностью $\pm 0,7\%$. Скорость истечения микроструи определялась по формуле $U_0, \text{ м/с} = Q, \text{ см}^3/\text{с} / S, \text{ см}^2$, где S – площадь поперечного сечения круглого отверстия для водорода и коаксиальной щели для спутной струи воздуха на выходе из горелки. Следует заметить, что определение скорости истечения газа на сверхзвуковой скорости из микросопла таким способом не совсем корректно, поскольку не учитывается целый ряд параметров, в том числе сжимаемость газа. В данной ситуации был использован метод определения скорости истечения микроструи по разности давления (ΔP , кГс/м^2) на входе ($P_{\text{редуктор}}$) и выходе ($P_{\text{атмосфера}}$) водорода из микросопла ($\Delta P = P_{\text{редуктор}} - P_{\text{атмосфера}}$). При этом $U_0, \text{ м/с} = \sqrt{2\Delta P / \rho}$, где ρ , кГ/м^3 – плотность водорода.

Результаты экспериментов

Сценарий истечения в отсутствие горения круглой микроструи воздуха и одновременно спутной и круглой струи воздуха на сверхзвуковой скорости

Рисунок 2 демонстрирует сверхзвуковое истечение из одного и того же микросопла микроструи воздуха и водорода. Можно четко наблюдать наличие сверхзвуковых ячеек в обоих случаях. Однако видно и несколько отличий. Масштаб и периодичность следования сверхзвуковых ячеек несколько отличаются в этих двух случаях, и ясно видно, что микроструя воздуха практически не расширяется, в то время как микроструя водорода подвержена коническому уширению вниз по потоку.

Рис. 2. Теневые картины сверхзвукового истечения круглой микроструи воздуха (а) и водорода (б) при наличии сверхзвуковых ячеек и отсутствии спутного потока ($Q \approx 170 \text{ см}^3/\text{с}$) или скорости истечения ($U_0 \approx 340 \text{ м/с}$) газа

Fig. 2. Shadow images of supersonic round microjets of air (a) and hydrogen (b) without cocurrent flow ($Q = 170 \text{ cm}^3/\text{s}$ or $U_0 = 340 \text{ m/s}$)

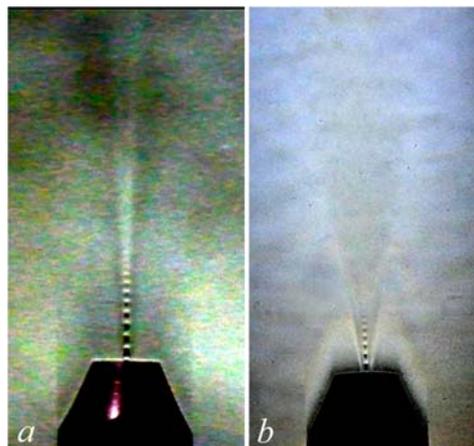


Рисунок 3, а демонстрирует сверхзвуковое истечение микроструи воздуха из микросопла в отсутствие спутной струи, а рис. 3, б – сверхзвуковое истечение микроструи воздуха из центрального отверстия микросопла при наличии спутной струи. Наличие спутной и центральной струи также приводит к выходу коаксиальной микроструи на сверхзвуковую скорость, на что указывает наличие сверхзвуковых ячеек на спутной струе воздуха (см. рис. 3, б).

На рис. 4 демонстрируется сверхзвуковое истечение микроструи воздуха из плоской щели, имитирующей коаксиальную щель выходного сопла спутной микроструи и имеющей с ней одни и те же геометрические размеры: $h = 0,8 \text{ мм}$, $l \approx 13 \text{ мм}$. Ясно видно наличие сверхзвуковых ячеек в данном случае, как и в ситуации, представленной на рис. 3.

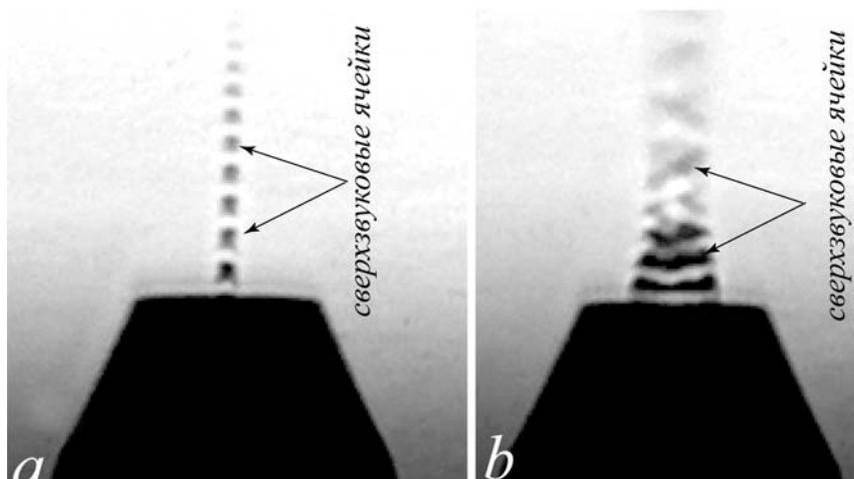


Рис. 3. Теневые картины круглой микроструи воздуха, истекающей из центрального круглого (а) и из круглого и коаксиального (б) отверстий горелки при максимальном расходе газа или скорости истечения ($U_0 \approx 340$ м/с) газа

Fig. 3. Shadow images of a round air microjet flowing from a central round nozzle (a) and from coaxial round nozzle (b) at maximum gas flowrate or $U_0 = 340$ m/s

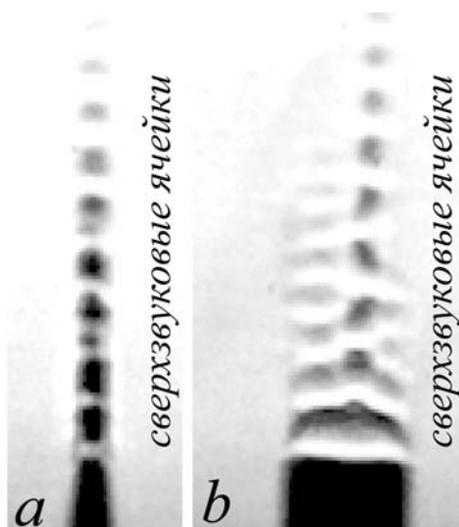


Рис. 4. Теневые картины плоской микроструи воздуха с узкой (а) и широкой (б) стороны плоского микросопла при ее истечении на сверхзвуковой скорости из плоской щели, имитирующей коаксиальную щель выходного сопла спутной микроструи и имеющей с ней одни и те же геометрические размеры: $h = 0,8$ мм, $l \approx 13$ мм

Fig. 4. Shadow images of plane air microjet, view of the smaller side (a), view of the bigger side (b) at a supersonic velocity, simulating coaxial nozzle with the same geometric parameters with it: $h = 0.8$ mm, $l = 13$ mm

Рисунок 5 демонстрирует сверхзвуковое истечение микроструи воздуха из плоской щели, имитирующей коаксиальную щель выходного сопла спутной микроструи и имеющей с ней одни и те же геометрические размеры: $h = 0,8$ мм, $l \approx 13$ мм. Можно наблюдать наличие сверхзвуковых ячеек в данном случае, как и в ситуации, представленной на рис. 3, тем не менее следует отметить изменение масштаба и частоты следования сверхзвуковых ячеек с ростом скорости истечения струи.

На рис. 6 показаны теневые картины круглой микроструи воздуха (а, б) и спутной микроструи воздуха (с–г) при их истечении на сверхзвуковой скорости по воздуху ($U \geq 340$ м/с). Можно наблюдать наличие сверхзвуковых ячеек в двух ситуациях. Однако следует отметить, как и в ситуации, представленной на рис. 5, уменьшение поперечного размера спутной микроструи вниз по потоку с ростом скорости ее истечения.

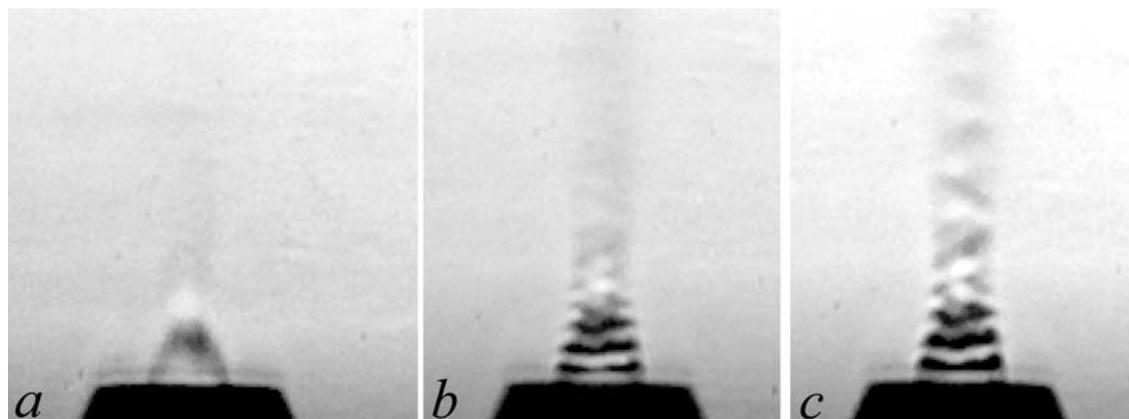


Рис. 5. Теневые картины спутной микроструи воздуха при ее истечении на сверхзвуковой скорости:
a – 4 атм., *b* – 6 атм., *c* – 7 атм.

Fig. 5. Shadow images of a cocurrent air microjet at supersonic velocity:
a – 4 atm., *b* – 6 atm., *c* – 7 atm.

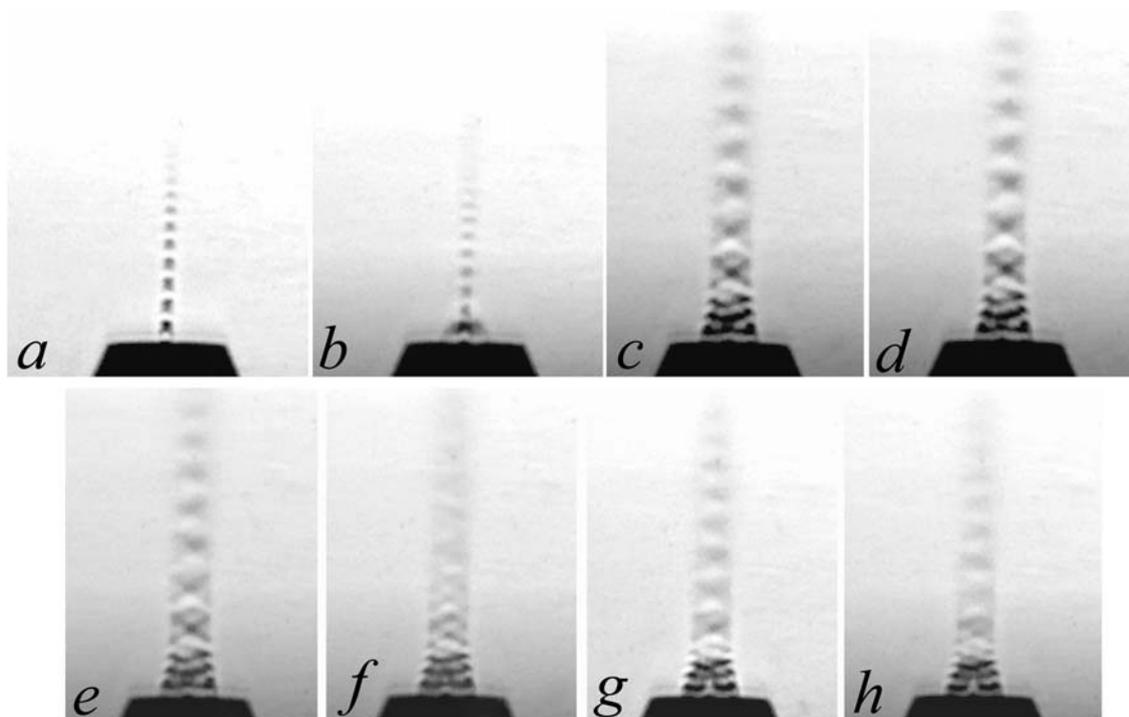


Рис. 6. Теневые картины круглой микроструи воздуха (*a*, *b*) и спутной микроструи воздуха (*c–h*)
 при их истечении на сверхзвуковой скорости по воздуху ($U \geq 340$ м/с)

Fig. 6. Shadow images of a round air microjet (*a*, *b*) and a cocurrent air microjet (*c–h*)
 at supersonic air velocity ($U \geq 340$ m/s)

*Сценарий горения круглой микроструи водорода в спутной струе
на дозвуковой скорости*

На рис. 7, 8 показаны теневые картины процесса горения круглой микроструи водорода в спутной коаксиальной струе воздуха в зависимости от объемного расхода газа (Q , см³/с) или скорости истечения (U_0 , м/с) водорода и спутной струи. В отсутствие спутной струи (рис. 7, *a*) можно наблюдать наличие области перетяжки пламени при диффузионном горении микроструи водорода, что изучено и детально описано в наших предыдущих исследованиях [1–5]. При наличии спутной струи воздуха (рис. 7, *b*, *c*; 8, *a–c*) и различном объемном расходе (Q) или скорости (U_0) ее истечения, но сохранении объемного расхода ($Q = 102$ см³/с) или скорости ($U_0 = 204$ м/с) истечения микроструи водорода, область перетяжки пламени сохраняется, но претерпевает определенные изменения. Сферическая форма области перетяжки пламени трансформируется в цилиндрическую форму, однако сама динамика уменьшения ее пространственного размера с ростом скорости истечения микроструи водорода сохраняется [1–5], но уже в условиях роста скорости истечения спутной струи, а не самой микроструи водорода. С ростом скорости истечения спутной струи (рис. 9), можно также наблюдать процесс интенсификации турбулентного горения области пламени вниз по потоку от области перетяжки пламени. В то же время скорость истечения самой микроструи водорода оставалась неизменной.

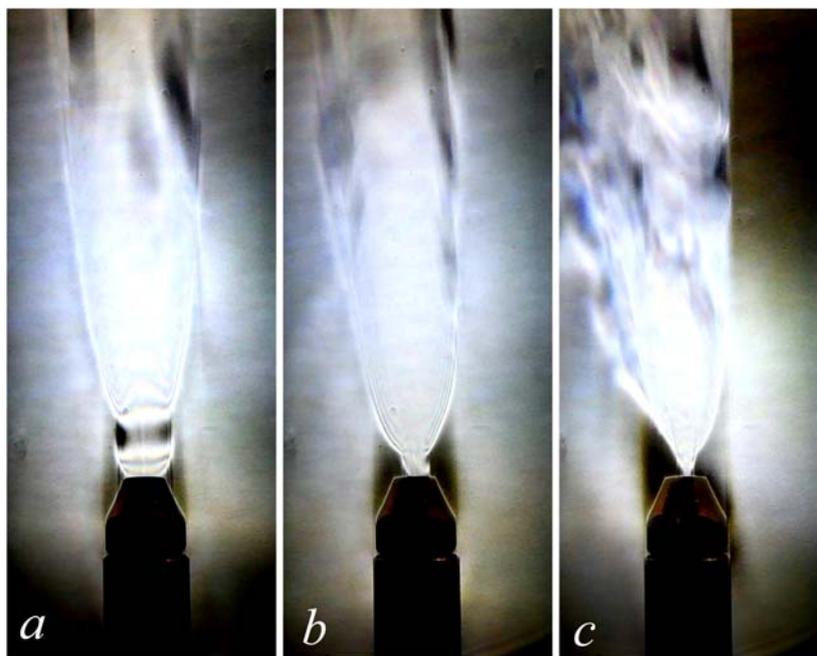


Рис. 7. Теневые картины горения круглой микроструи водорода в спутной коаксиальной струе воздуха в зависимости от объемного расхода газа (Q , см³/с) или скорости истечения (U_0 , м/с) водорода и спутной струи: *a* – водород ($Q; U = 102; 204$), *b* – спутная струя ($Q; U = 0, 18, 35; 0, 4, 5, 8, 75$) соответственно

Fig. 7. Shadow images of combustion of a round hydrogen microjet without coaxial air jet (*a*) ($Q = 102$ см³/с; $U = 204$ м/с), with a coaxial air jet at different flow rate (*b*) – $Q = 18$ см³/с, $U = 4.5$ м/с and (*c*) – $Q = 35$ см³/с, $U = 8.75$ м/с

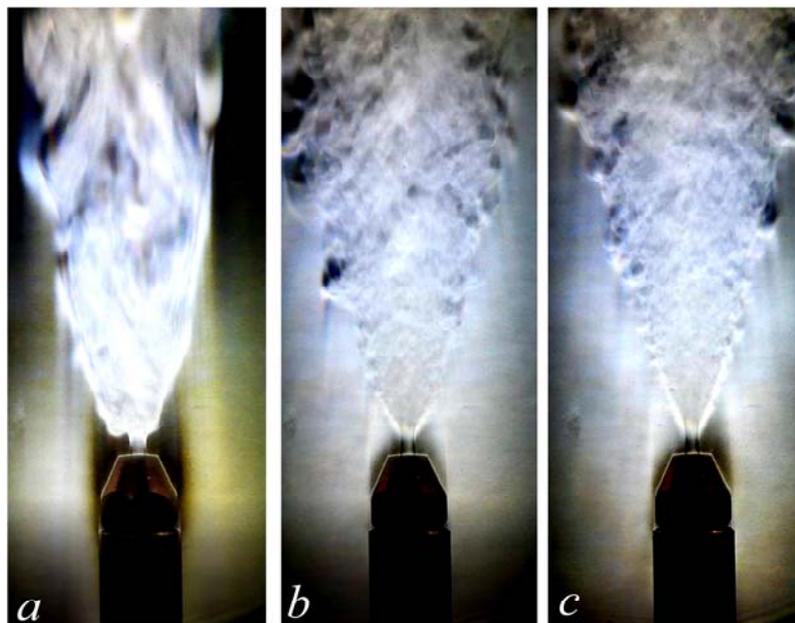


Рис. 8. Теневые картины горения круглой микроструи водорода в спутной коаксиальной струе воздуха в зависимости от объемного расхода газа (Q , $\text{см}^3/\text{с}$) или скорости истечения (U_0 , м/с) водорода и спутной струи: a – водород ($Q; U = 102; 204$), b – спутная струя ($Q; U = 70, 140, 200; 17,5, 35, 50$) соответственно

Fig. 8. Shadow images of combustion of a round hydrogen microjet $Q = 18 \text{ cm}^3/\text{s}$, $U = 4.5 \text{ m/s}$ with a coaxial air jet at different flow rate: (a) – $Q = 70 \text{ cm}^3/\text{s}$, $U = 17.5 \text{ m/s}$ (b) – $Q = 140 \text{ cm}^3/\text{s}$, $U = 35 \text{ m/s}$, and (c) – $Q = 200 \text{ cm}^3/\text{s}$, $U = 50 \text{ m/s}$

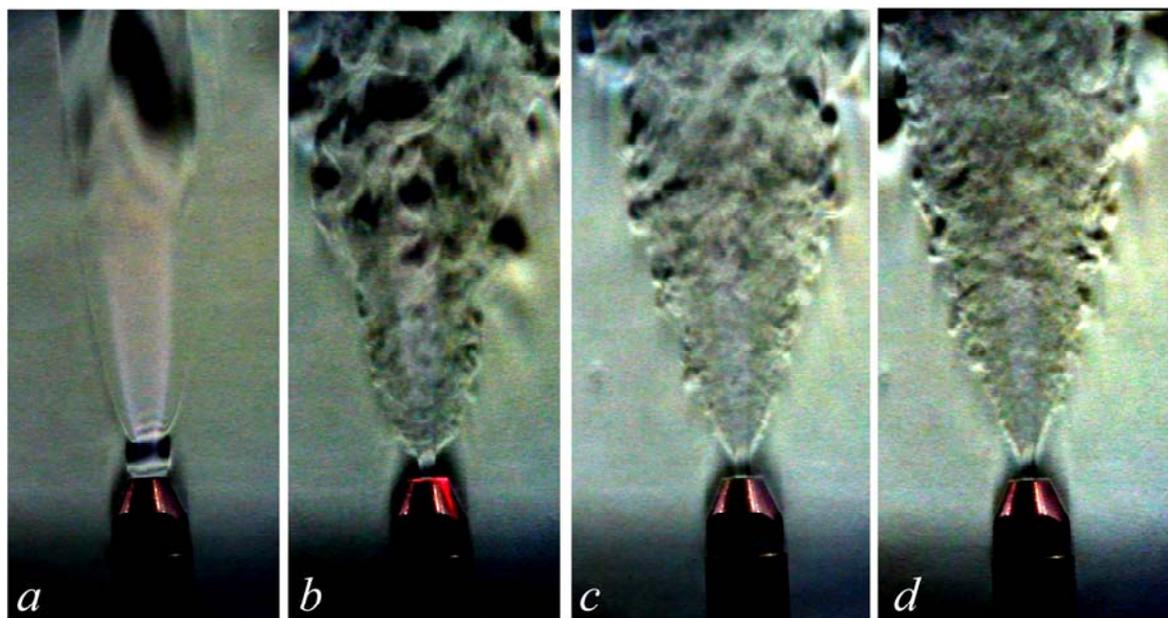


Рис. 9. Теневые картины горения круглой микроструи водорода в спутной коаксиальной струе воздуха в зависимости от объемного расхода газа (Q , $\text{см}^3/\text{с}$) или скорости истечения (U_0 , м/с) водорода и спутной струи: a – водород ($Q; U = 102; 204$); b – спутная струя ($Q; U = 0, 70, 140, 200; 0, 17,5, 35, 50$) соответственно

Fig. 9. Shadow images of combustion of a round hydrogen microjet without coaxial air jet (a) ($Q = 102 \text{ cm}^3/\text{s}$; $U = 204 \text{ m/s}$), with a coaxial air jet at different flow rate: (b) – $Q = 70 \text{ cm}^3/\text{s}$, $U = 17.5 \text{ m/s}$ (c) – $Q = 140 \text{ cm}^3/\text{s}$, $U = 35 \text{ m/s}$, and (d) – $Q = 200 \text{ cm}^3/\text{s}$, $U = 50 \text{ m/s}$

Таким образом, экспериментальные исследования горения круглой микроструи водорода в спутной коаксиальной струе воздуха на дозвуковой скорости показали, что сценарии диффузионного горения микроструй водорода, исследованные нами ранее [1–5], сохраняются и в данной ситуации, но с определенными нюансами не принципиального характера, такими как деформация формы области перетяжки пламени (трансформация формы из сферической в цилиндрическую), интенсификация турбулентного горения с ростом скорости истечения спутной струи и т. д.

Сценарий горения круглой микроструи водорода в спутной струе на сверхзвуковой скорости

Рисунок 10, *a* демонстрирует сверхзвуковое горение круглой микроструи водорода в отсутствие спутной струи ($Q = 170 \text{ см}^3/\text{с}$) или скорости истечения ($U_0 \approx 340 \text{ м/с}$), а рис. 10, *b* – сверхзвуковое горение круглой микроструи водорода ($Q; U = 170 \text{ см}^3/\text{с}; 340 \text{ м/с}$) при наличии спутной струи ($Q; U = 200 \text{ см}^3/\text{с}; 50 \text{ м/с}$). Можно наблюдать отрыв пламени от среза микросопла в обеих ситуациях и интенсивное турбулентное горение сверхзвуковой микроструи водорода. Следует отметить увеличение отрыва пламени от среза сопла в ситуации наличия спутной струи воздуха (см. рис. 10, *b*).

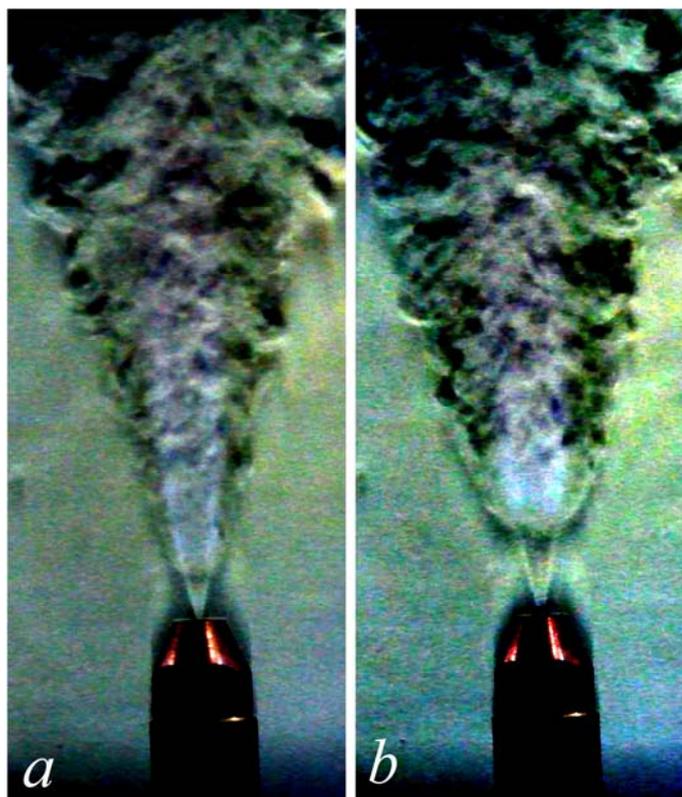


Рис. 10. Теневые картины горения круглой микроструи водорода, истекающей из круглого (*a*) и из круглого и коаксиального (*b*) отверстий горелки одновременно при максимальном расходе ($Q = 170 \text{ см}^3/\text{с}$) или скорости истечения ($U_0 = 340 \text{ м/с}$) газа: *a* – микроструя водорода в отсутствие спутной струи ($Q; U = 170; 340$), *b* – при наличии спутной струи ($Q; U = 200; 50$) соответственно

Fig. 10. Shadow images of combustion of a round hydrogen microjet without coaxial air jet (*a*) ($Q = 170 \text{ см}^3/\text{с}; U = 340 \text{ м/с}$), with a coaxial air jet at different flow rate: (*b*) – $Q = 200 \text{ см}^3/\text{с}, U = 50 \text{ м/с}$

Таким образом, экспериментальные исследования горения круглой микроструи водорода в спутной коаксиальной струе воздуха на сверхзвуковой скорости показали, что сценарии диффузионного горения микроструй водорода, исследованные нами ранее [1–5], сохраняются и в данной ситуации.

Заключение

Установлено, что как при дозвуковом, так и при сверхзвуковом горении круглой микроструи водорода в спутной коаксиальной струе воздуха, сценарии процессов совпадают со сценарием диффузионного горения микроструи чистого водорода. К ним относятся:

- 1) наличие области перетяжки пламени при дозвуковом горении;
- 2) исчезновение области перетяжки пламени, отрыв пламени от среза сопла при сверхзвуковом горении.

Обнаружено, что в ситуации отсутствия горения и спутного потока микроструи воздуха и водорода демонстрируют наличие сверхзвуковых ячеек при сверхзвуковом истечении. Однако микроструя воздуха фокусировалась в узкую цилиндрическую струю, в то время как микроструя водорода, наоборот, конически расширялась. Выявлено, что сверхзвуковые ячейки при истечении плоской микроструи воздуха из плоской щели спутной струи, имитирующей геометрические параметры коаксиальной щели выходного сопла спутной микроструи, идентичны, несмотря на различия формы и конфигурации ячеек у плоской и круглой микроструй.

Обнаружены особенности горения круглой микроструи водорода в спутной коаксиальной струе воздуха. Показано, что сценарий горения связан с наличием области перетяжки пламени, и данный эффект коррелирует с аналогичными сценариями диффузионного горения микроструи водорода, истекающей на дозвуковой скорости в покоящийся воздух, исследованными нами ранее. Обнаружено, что сферическая форма области перетяжки пламени трансформируется в цилиндрическую форму. Установлено, что горение круглой микроструи водорода в спутной коаксиальной струе воздуха на сверхзвуковой скорости сопровождается наличием сверхзвуковых ячеек как в микроструе водорода, так и в спутной струе воздуха. Сверхзвуковое горение круглой микроструи водорода в спутной коаксиальной струе воздуха связано с отрывом пламени от среза сопла.

Список литературы / References

1. Шмаков А. Г., Грек Г. Р., Козлов В. В., Коробейничев О. П., Литвиненко Ю. А. Различные режимы диффузионного горения круглой струи водорода в воздухе // Вестник НГУ. Серия: Физика. 2015. Т. 10, № 2. С. 27–41.
Shmakov A. G., Grek G. R., Kozlov V. V., Korobeinichev O. P., Litvinenko Yu. A. Different Conditions of the Round Hydrogen Jets Diffusion Combustion in Air. *Vestnik NSU. Series: Physics*, 2015, vol. 10, no. 2, p. 27–41. (in Russ.)
2. Литвиненко Ю. А., Грек Г. Р., Козлов В. В., Коробейничев О. П., Шмаков А. Г. Структура присоединенного диффузионного пламени микроструи водорода, истекающей из щелевого сопла // Вестник НГУ. Серия: Физика. 2015. Т. 10, № 2. С. 52–66.
Litvinenko Yu. A., Grek G. R., Kozlov V. V., Korobeinichev O. P., Shmakov A. G. Structure of the Attached Flame during Diffusion Hydrogen Microjet Combustion (Slotted Nozzle). *Vestnik NSU. Series: Physics*, 2015, vol. 10, no. 2, p. 52–66. (in Russ.)
3. Грек Г. Р., Катасонов М. М., Козлов Г. В., Литвиненко М. В. Диффузионное горение водорода (круглое скошенное сопло) // Вестник НГУ. Серия: Физика. 2015. Т. 10, № 2. С. 42–51.

- Grek G. R., Katasonov M. M., Kozlov V. V., Litvinenko Yu. A.** Diffusion Hydrogen Microjet Combustion (Round Bevelled Nozzle). *Vestnik NSU. Series: Physics*, 2015, vol. 10, no. 2, p. 42–51. (in Russ.)
4. **Kozlov V. V., Grek G. R., Korobeinichev O. P., Litvinenko Yu. A., Shmakov A. G.** Combustion of a high-velocity hydrogen microjet effluxing in air. *Doklady Physics*, 2016, vol. 61, iss. 9, p. 457–462.
 5. **Шмаков А. Г., Грек Г. Р., Козлов В. В., Козлов Г. В., Литвиненко Ю. А.** Экспериментальное исследование диффузионного горения высокоскоростной круглой микроструи водорода. Часть 1. Присоединенное пламя, дозвуковое течение // Сибирский физический журнал. 2017. Т. 12, № 2. С. 28–45.
Shmakov A. G., Grek G. R., Kozlov V. V., Kozlov G. V., Litvinenko Yu. A. Experimental Study of the Diffusion Combustion of a High-Speed Round Hydrogen Microjet. Part 1. Attached Flame, Subsonic Flow. *Siberian Journal of Physics*, 2017, vol. 12, no. 2, p. 28–45. (in Russ.)
 6. **Kozlov V. V., Grek G. R., Kozlov G. V., Litvinenko Yu. A., Shmakov A. G.** Experimental study on diffusion combustion of high-speed hydrogen round microjets. *International Journal of Hydrogen Energy*, 2019, vol. 44, iss. 1, p. 457–468.
 7. **Kozlov V. V., Grek G. R., Korobeinichev O. P., Litvinenko Yu. A., Shmakov A. G.** Features of diffusion combustion of hydrogen in the round and plane high-speed microjets (Part II). *International Journal of Hydrogen Energy*, 2016, vol. 41, iss. 44, p. 20240–20249.
 8. **Козлов В. В., Грек Г. Р., Козлов Г. В., Литвиненко Ю. А., Шмаков А. Г.** Экспериментальное исследование диффузионного горения круглой микроструи водорода при ее зажигании вдали от среза сопла // Сибирский физический журнал. 2017. Т. 12, № 3. С. 62–73.
Kozlov V. V., Grek G. R., Kozlov G. V., Litvinenko Yu. A., Shmakov A. G. Experimental Study of the Diffusion Combustion of a Round Hydrogen Microjet at Its Ignition Far from the Nozzle Exit. *Siberian Journal of Physics*, 2017, vol. 12, no. 3, p. 62–73. (in Russ.)
 9. **Kalghatgi G. T.** Lift-off heights and visible lengths of vertical turbulent jet diffusion flames in still air. *Combust. Sci. Technol.*, 1984, vol. 41, iss. 1-2, p. 14–29.
 10. **Аннушкин Ю. М., Сverdlov E. D.** Исследование устойчивости диффузионных затопленных пламен при дозвуковом и нерасчетном сверхзвуковом истечениях газообразных топлив // Химическая физика. Водород, параметры горения и взрыва. М.: Физматлит, 2008, С. 53–63.
Annushkin Yu. M., Sverdlov E. D. Investigation of the stability of diffusion flooding flame at subsonic and supersonic off-design nozzle at flowing of gaseous fuels. *Chemical Physics. Hydrogen, combustion and explosion parameters*. Moscow, Fizmatlit Publ., 2008, p. 53–63. (in Russ.)
 11. **Shentsov V., Sakatsume R., Makarov D., Takeno K., Molkov V.** Lift-off and blow-out of under-expanded jets: experiments versus simulations. In: 8th International Seminar on Fire and Explosion. Hefei, China, 2016.
 12. **Шмаков А. Г., Грек Г. Р., Козлов В. В., Литвиненко Ю. А., Коробейничев О. П.** Диффузионное горение круглой микроструи смесей водорода с метаном, гелием и азотом // Вестник НГУ. Серия: Физика. 2016, Т. 11, № 2. С. 56–76.
Shmakov A. G., Grek G. R., Kozlov V. V., Litvinenko Yu. A., Korobeinichev O. P. Diffusion Combustion of the Round Microjet Mixture of Hydrogen with Methane, Helium and Nitrogen. *Vestnik NSU. Series: Physics*, 2016, vol. 11, no. 2, p. 56–76. (in Russ.)
 13. **Шмаков А. Г., Вихорев В. В., Грек Г. Р., Козлов В. В., Козлов Г. В., Литвиненко Ю. А.** Горение круглой микроструи смеси водорода с кислородом, истекающей из прямолинейного микросопла // Сибирский физический журнал. 2018. Т. 13, № 1. С. 54–67.

Shmakov A. G., Vikhorev V. V., Grek G. R., Kozlov V. V., Kozlov G. V., Litvinenko Yu. A. Combustion of the Round Microjet Premixed Hydrogen with Oxygen Efflux from the Linear Channel. *Siberian Journal of Physics*, 2018, vol. 13, no. 1, p. 54–67. (in Russ.)

Материал поступил в редколлегию
Received
03.04.2019

Сведения об авторах / Information about the Authors

Козлов Виктор Владимирович, доктор физико-математических наук, профессор, главный научный сотрудник, Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН (ул. Институтская, 4/1, Новосибирск, 630090, Россия); профессор, Новосибирский государственный университет (ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия)

Viktor V. Kozlov, Doctor of Science (Physics and Mathematics), Professor, Principal Researcher, Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS (4/1 Institutskaya Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation); Professor, Novosibirsk State University (2 Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)

kozlov@itam.nsc.ru

Грек Генрих Рувимович, доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник, Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН (ул. Институтская, 4/1, Новосибирск, 630090, Россия)

Genrich R. Grek, Doctor of Science (Physics and Mathematics), Leading Researcher, Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS (4/1 Institutskaya Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)

grek@itam.nsc.ru

Катасонов Михаил Михайлович, доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник, Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН (ул. Институтская, 4/1, Новосибирск, 630090, Россия)

Mikhail M. Katasonov, Doctor of Science (Physics and Mathematics), Leading Researcher, Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS (4/1 Institutskaya Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)

mikhail@itam.nsc.ru

Литвиненко Мария Викторовна, кандидат физико-математических наук, научный сотрудник, Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН (ул. Институтская, 4/1, Новосибирск, 630090, Россия); ученый секретарь физического факультета, Новосибирский государственный университет (ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия)

Maria V. Litvinenko, Doctor of Science (Physics and Mathematics), Senior Researcher, Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS (4/1 Institutskaya Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation); Scientific Secretary Faculty of Physics, Novosibirsk State University (2 Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)

litmar@itam.nsc.ru

Литвиненко Юрий Алексеевич, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник, Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН (ул. Институтская, 4/1, Новосибирск, 630090, Россия)

Yuriy A. Litvinenko, Doctor of Science (Physics and Mathematics), Senior Scientist, Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS (4/1 Institutskaya Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)
litur@itam.nsc.ru

Тамбовцев Александр Сергеевич, лаборант, Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН (ул. Институтская, 4/1, Новосибирск, 630090, Россия)

Alexander S. Tambovtsev, Laboratory Assistant, Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS (4/1 Institutskaya Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)
alsetams@gmail.com

Шмаков Андрей Геннадиевич, кандидат химических наук, старший научный сотрудник, Институт химической кинетики и горения им. В. В. Воеводского СО РАН (ул. Институтская, 3, Новосибирск, 630090, Россия); доцент, Сибирский государственный университет геосистем и технологий (ул. Плахотного, 10, Новосибирск, 630108, Россия)

Andrey G. Shmakov, Doctor of Science (Chemistry), Senior Scientist, Voevodsky Institute of Chemical Kinetics and Combustion SB RAS (3 Institutskaya Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation); Assistant Professor, Siberian State University of Geosystem and Technology (10 Plakhotny Str., Novosibirsk, 630108, Russian Federation)
shmakov@kinetics.nsc.ru

УДК 532.525.2

DOI 10.25205/2541-9447-2019-14-2-35-45

Особенности горения круглой микроструи водорода в спутной струе смеси воздуха и нанопорошка

В. В. Козлов^{1,2}, **Г. Р. Грек**¹, **М. В. Литвиненко**^{1,2}
Ю. А. Литвиненко¹, **А. С. Тамбовцев**^{1,2}, **А. Г. Шмаков**^{3,4}

¹ *Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН
Новосибирск, Россия*

² *Новосибирский государственный университет
Новосибирск, Россия*

³ *Институт химической кинетики и горения им. В. В. Воеводского СО РАН
Новосибирск, Россия*

⁴ *Сибирский государственный университет геосистем и технологий
Новосибирск, Россия*

Аннотация

Представлены результаты экспериментальных исследований горения круглой микроструи водорода в спутной струе смеси воздуха с нанопорошком SiO₂, истекающей из щелевого (многосоплового) коаксиального сопла на до- и сверхзвуковой скорости. Показано, что сценарии горения микроструи водорода в спутной струе смеси воздуха с нанопорошком аналогичны сценариям диффузионного горения микроструи водорода как при дозвуковой, так и при сверхзвуковой скорости истечения струй. Обнаружены наличие «области перетяжки пламени» при дозвуковой и отрыв пламени от среза сопла при сверхзвуковой скорости истечения струи. Установлено, что с ростом скорости истечения струй можно наблюдать интенсификацию свечения пламени на границе потоков водорода и смеси воздуха с нанопорошком и наличие области перетяжки пламени как в ламинарной спутной струе, так и в пламени микроструи водорода. С другой стороны, можно наблюдать практически исчезновение области перетяжки пламени при приближении к трансзвуковым скоростям истечения струй.

Ключевые слова

круглая микроструя водорода, «область перетяжки пламени», спутная струя смеси воздуха с нанопорошком, коаксиальная щелевая струя

Источник финансирования

Работа поддержана грантом РФФИ № 16-19-10330

Для цитирования

Козлов В. В., Грек Г. Р., Литвиненко М. В., Литвиненко Ю. А., Тамбовцев А. С., Шмаков А. Г. Особенности горения круглой микроструи водорода в спутной струе смеси воздуха и нанопорошка // Сибирский физический журнал. 2019. Т. 14, № 2. С. 35–45. DOI 10.25205/2541-9447-2019-14-2-35-45

© В. В. Козлов, Г. Р. Грек, М. В. Литвиненко, Ю. А. Литвиненко,
А. С. Тамбовцев, А. Г. Шмаков, 2019

Features of the Round Hydrogen Microjet Combustion in a Coaxial Jet of the Air and Nanopowder Mixture

V. V. Kozlov^{1,3}, G. R. Grek¹, M. V. Litvinenko^{1,2},
Yu. A. Litvinenko¹, A. S. Tambovtsev^{1,2}, A. G. Shmakov^{3,4}

¹ *Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS
Novosibirsk, Russian Federation*

² *Novosibirsk State University
Novosibirsk, Russian Federation*

³ *Voevodsky Institute of Chemical Kinetics and Combustion SB RAS
Novosibirsk, Russian Federation*

⁴ *Siberian State University of Geosystem and Technology
Novosibirsk, Russian Federation*

Abstract

Results of the experimental studies of a round hydrogen microjet combustion in a coaxial jet of air and SiO₂ nanopowder mixture efflux from a slot-hole (multinozzle) coaxial nozzle at subsonic and supersonic efflux velocity are presented. It is shown that scenarios of a hydrogen microjet combustion in a coaxial jet of air and nanopowder mixture are similar to scenarios of diffusion combustion of a hydrogen microjet at subsonic and supersonic efflux velocity. Existence of “bottleneck flame region” is revealed at subsonic and a flame separation from a nozzle exit at supersonic efflux velocity. It is found that with efflux velocity growth of jets it is possible to observe intensification of the luminescence of the flame at the boundary between the jet of hydrogen and air / nanopowder mixture and existence of «bottleneck flame region» as in a laminar coaxial jet and in a flame of a hydrogen microjet combustion. On the other hand, it is possible to observe actually disappearance of the «bottleneck flame region» at approach to transonic efflux velocity.

Keywords

round hydrogen microjet, “bottleneck flame region”, coaxial jet of air with nanopowder mixture.

Funding

This work was supported by the Russian Science Foundation, project number 16-19-10330

For citation

Kozlov V. V., Grek G. R., Litvinenko M. V., Litvinenko Yu. A., Tambovtsev A. S., Shmakov A. G. Features of the Round Hydrogen Microjet Combustion in a Coaxial Jet of the Air and Nanopowder Mixture. *Siberian Journal of Physics*, 2019, vol. 14, no. 2, p. 35–45. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2019-14-2-35-45

Введение

Цель настоящей работы состоит в экспериментальных исследованиях особенностей горения круглой микроструи водорода в условиях наличия спутной струи смеси воздуха с нанопорошком SiO₂, истекающей из коаксиального щелевого (многосоплового) сопла и изучение взаимодействия двух микроструй как на дозвуковой, так и на сверхзвуковой скорости их истечения. Особое внимание будет уделено сравнению сценария данного процесса со сценариями горения микроструи водорода, исследованных нами ранее.

Экспериментальное оборудование и процедура исследования

На рис. 1 представлена схема эксперимента. В сопловое устройство через блок управления электромагнитными клапанами типа 179В фирмы *MKS Instruments* объемного расхода газа подавался водород из баллона (100 атм.) с редуктором через центральное круглое отверстие горелки и сжатый воздух через коаксиальную щель горелки. Установка величины объемного расхода газов осуществлялась блоком управления, а показания расхода газов регистрировались электронным табло расходомеров. Процедура проведения исследований состояла в видеосъемке непосредственно процесса диффузионного горения микроструи чистого водорода в отсутствие и при наличии спутной струи смеси воздуха с нанопорошком SiO_2 , а также в видеосъемке теневой картины данного процесса (теневой метод Теплера на базе ИАБ-451) с помощью цифровой видеокамеры *Olympus SZ-17* с разрешением 12 МП.

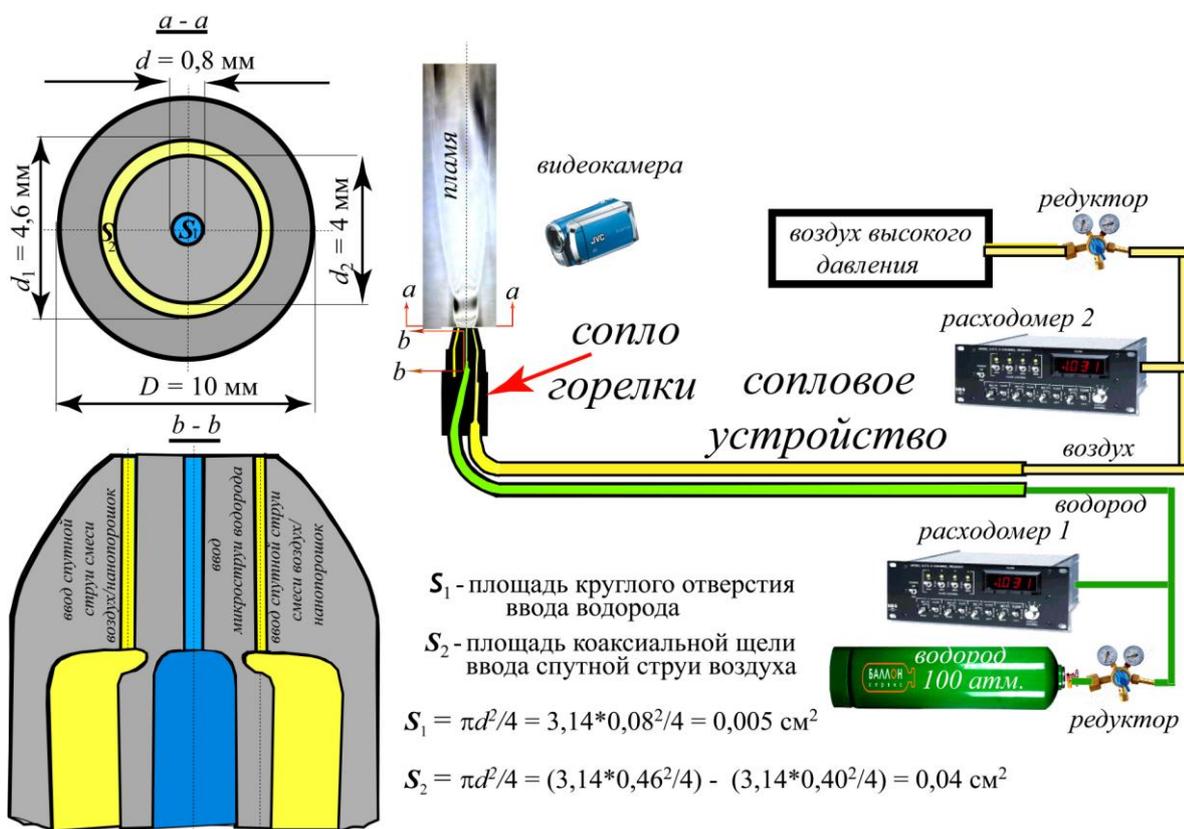


Рис. 1. Схема эксперимента

Fig. 1. Experimental Sketch

Горение круглой микроструи чистого водорода и при наличии спутной струи смеси воздуха с нанопорошком SiO_2 исследовалось при различных скоростях истечения как микроструи водорода, так и спутной струи. Объемный расход газов Q ($\text{см}^3/\text{с}$) измерялся с помощью прецизионных расходомеров MKS – Instruments (США) с точностью $\pm 0,7\%$. Скорость истечения микроструи определялась по формуле $U_0, \text{м/с} = Q, \text{см}^3/\text{с} / S, \text{см}^2$, где S – площадь поперечного сечения круглого отверстия для водорода и коаксиальной щели для спутной струи воздуха на выходе из горелки. Следует заметить, что определение скорости истечения газа на сверхзвуковой скорости из микросопла таким способом не совсем корректно, поскольку не учитывается целый ряд параметров, в том числе сжимаемость газа. В данной ситуации был использован метод определения скорости истечения микроструи по разности давления (ΔP , кГс/м^2) на входе ($P_{\text{редуктор}}$) и выходе ($P_{\text{атмосфера}}$) водорода из микросопла ($\Delta P = P_{\text{редуктор}} - P_{\text{атмосфера}}$). При этом $U_0, \text{м/с} = \sqrt{2\Delta P / \rho}$, где ρ , кГ/м^3 – плотность водорода.

Результаты экспериментов

Сценарий горения круглой микроструи водорода в спутной струе смеси воздуха с нанопорошком на дозвуковой скорости

На рис. 2, *a* показана теневая картина процесса горения круглой микроструи водорода в отсутствие спутной струи воздуха при объемном расходе газа $Q = 150 \text{ см}^3/\text{с}$ или скорости истечения $U_0 = 300 \text{ м/с}$ водорода. При наличии спутной струи смеси воздуха с нанопорошком (рис. 2, *b*) с объемным расходом смеси $Q = 110 \text{ см}^3/\text{с}$ или скорости $U_0 = 27,5 \text{ м/с}$ можно четко наблюдать процесс внедрения спутной струи смеси воздуха с нанопорошком в горящую микрострую водорода и интенсивное горение (плавление) смеси воздуха с нанопорошком, отмеченное на теневой картине оранжевым цветом.

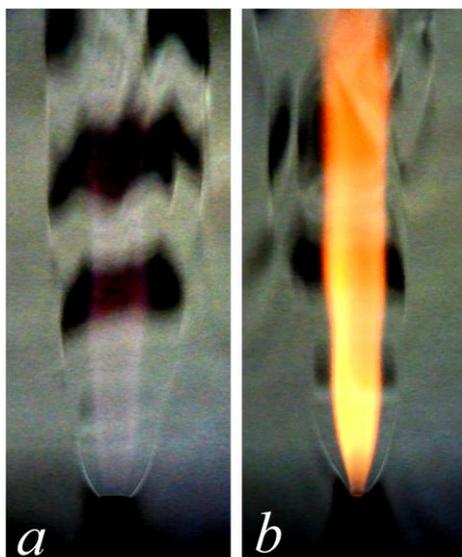


Рис. 2. Теневые картины горения круглой микроструи водорода, истекающей из круглого микросопла в отсутствие спутного потока (*a*) ($Q, U_0 = 150 \text{ см}^3/\text{с}, 300 \text{ м/с}$) и из круглого микросопла ($Q, U_0 = 150 \text{ см}^3/\text{с}, 300 \text{ м/с}$) при наличии спутной струи смеси воздуха с нанопорошком (*b*) ($Q, U_0 = 110 \text{ см}^3/\text{с}, 27,5 \text{ м/с}$)

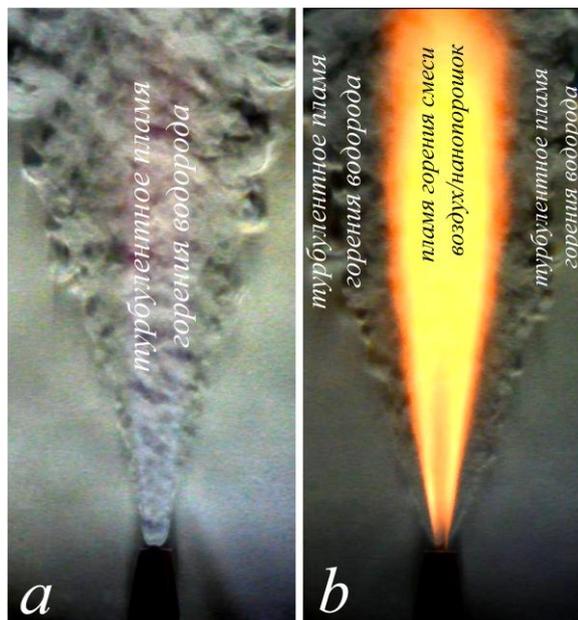
Fig. 2. Shadow images of combustion of a round hydrogen microjet without coaxial air jet (*a*) ($Q = 150 \text{ см}^3/\text{с}; U = 300 \text{ м/с}$), with a cocurrent coaxial air jet with nano powder at different flow rate: (*b*) – $Q = 110 \text{ см}^3/\text{с}, U = 27.5 \text{ м/с}$

На рис. 3, *a* показана теневая картина процесса горения круглой микроструи водорода в отсутствие спутного потока воздуха при объемном расходе газа $Q = 102 \text{ см}^3/\text{с}$ или скорости истечения $U_0 = 204 \text{ м/с}$ водорода, а на рис. 3, *b* показана теневая картина процесса горения круглой микроструи водорода при наличии спутной струи смеси воздуха с нанопорошком при объемном расходе смеси $Q = 18 \text{ см}^3/\text{с}$ или скорости истечения $U_0 = 4,5 \text{ м/с}$. Пламя водорода в отсутствие химических добавок практически бесцветно (см. рис. 3, *a*), а процесс горе-

ния нанопорошка, поступающего из спутного потока воздуха, в пламени водорода четко выделяется оранжевым цветом.

Рис. 3. Теневые картины горения круглой микроструи водорода, истекающей из круглого микросопла в отсутствие спутной струи (а) ($Q, U_0 = 102 \text{ см}^3/\text{с}, 204 \text{ м/с}$) и из круглого микросопла ($Q, U_0 = 102 \text{ см}^3/\text{с}, 204 \text{ м/с}$) при наличии спутной струи смеси воздуха с нанопорошком (б) ($Q, U_0 = 18 \text{ см}^3/\text{с}, 4,5 \text{ м/с}$)

Fig. 3. Shadow images of combustion of a round hydrogen microjet without coaxial air jet (a) ($Q = 102 \text{ см}^3/\text{с}; U = 204 \text{ м/с}$), with a coaxial air jet with nano powder at different flow rate: (b) – $Q = 18 \text{ см}^3/\text{с}, U = 4.5 \text{ м/с}$



Таким образом, горение круглой микроструи водорода, истекающей из круглого микросопла в отсутствие спутного потока (см. рис. 2, а, $Q, U_0 = 150 \text{ см}^3/\text{с}, 300 \text{ м/с}$) и из круглого микросопла при наличии спутной струи смеси воздуха с нанопорошком (см. рис. 2, б, $Q, U_0 = 110 \text{ см}^3/\text{с}, 27,5 \text{ м/с}$) при максимальном расходе ($Q = 150 \text{ см}^3/\text{с}$) или скорости истечения ($U_0 = 300 \text{ м/с}$) газа демонстрирует наличие ламинарного пламени при горении водорода в отсутствие спутного потока и, с другой стороны, наличие ламинарного пламени при горении водорода в слабом спутном потоке смеси воздуха с нанопорошком, что приводит к интенсивному горению (плавлению) нанопорошка SiO_2 с образованием ламинарного пламени оранжевого цвета.

Показано, что горение круглой микроструи водорода, истекающей из круглого микросопла в отсутствие спутной струи воздуха (см. рис. 3, а ($Q, U_0 = 102 \text{ см}^3/\text{с}, 204 \text{ м/с}$) и из круглого микросопла при наличии спутной струи смеси воздуха с нанопорошком (см. рис. 3, б, $Q, U_0 = 18 \text{ см}^3/\text{с}, 4,5 \text{ м/с}$) отличается от картин горения газа, представленных на рис. 2. Несмотря на меньшую скорость истечения как микроструи водорода, так и спутной струи, можно наблюдать наличие ламинарной области перетяжки пламени на срезе микросопла и турбулентное пламя далее вниз по потоку. Процесс взаимодействия микроструи водорода и спутной струи смеси воздуха с нанопорошком приводит к интенсивному горению нанопорошка в турбулентном пламени водорода, на что указывает появление ламинарного оранжевого пламени (см. рис. 3, б).

Сценарий горения круглой микроструи водорода в спутной струе смеси воздуха с нанопорошком на сверхзвуковой скорости

На рис. 4 показаны теневые картины процесса горения круглой микроструи водорода при наличии спутной струи смеси воздуха с нанопорошком ($Q, U_0 = 200 \text{ см}^3/\text{с}, 50 \text{ м/с}$) при максимальном объемном расходе газа ($Q = 200 \text{ см}^3/\text{с}$) или скорости истечения ($U_0 = 400 \text{ м/с}$) водорода. Можно наблюдать отрыв турбулентного пламени водорода (см. рис. 4, б) и спутной

струи смеси воздуха с нанопорошком (см. рис. 4, *a*) от среза сопла, указывающий на сверхзвуковое горение как микроструи водорода, так и спутной струи смеси воздуха с нанопорошком.

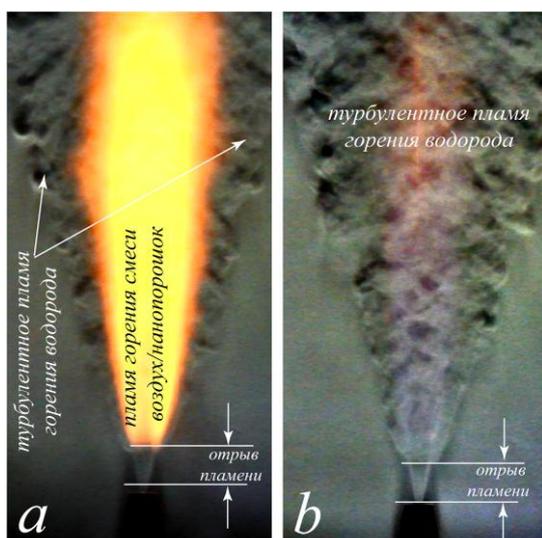


Рис. 4. Теневые картины горения круглой микроструи водорода, истекающей из круглого микросопла (*a*) (Q , $U_0 = 200 \text{ см}^3/\text{с}$, 400 м/с) при наличии спутной струи смеси воздуха с нанопорошком (*b*) (Q , $U_0 = 200 \text{ см}^3/\text{с}$, 50 м/с), сверхзвуковое горение

Fig. 4. Shadow images of combustion of a round hydrogen microjet ($Q = 200 \text{ см}^3/\text{с}$; $U = 400 \text{ м/с}$) with cocurrent coaxial air jet with nano powder ($Q = 200 \text{ см}^3/\text{с}$; $U = 50 \text{ м/с}$) for two different times

На рис. 5–7 показаны теневые картины процесса горения круглой микроструи водорода при наличии спутной струи смеси воздуха с нанопорошком при различном объемном расходе газа (Q , $\text{см}^3/\text{с}$) или скорости истечения (U_0 , м/с) как водорода, так и спутной струи смеси воздуха с нанопорошком. Можно наблюдать следующие особенности горения при наличии спутной струи смеси воздуха с нанопорошком: отрыв пламени водорода и спутной струи смеси воздуха с нанопорошком от среза сопла, указывающий на сверхзвуковое горение (см. рис. 5), наличие ламинарного пламени при горении как чистого водорода, так и при наличии спутной струи смеси воздуха с нанопорошком при низкой скорости истечения струй (см. рис. 6), наличие области перетяжки в пламени спутной струи смеси воздуха с нанопорошком, которая находится внутри области перетяжки пламени микроструи водорода, охватывающей первую область (см. рис. 7).

Таким образом, экспериментальные исследования горения круглой микроструи водорода в спутной коаксиальной струе смеси воздуха с нанопорошком на сверхзвуковой скорости их истечения показали, что сценарии диффузионного горения микроструй водорода, исследованные нами ранее [1–7], сохраняются и в данной ситуации. Можно ясно видеть отрыв пламени от среза сопла как при горении микроструи водорода (см. рис. 5, *a*), так и при наличии спутной струи (см. рис. 5, *b, c*), что является одним из признаков сверхзвукового микрогорения. Экспериментальные исследования горения круглой микроструи водорода в спутной коаксиальной струе смеси воздуха с нанопорошком на дозвуковой скорости истечения показали, что сценарии диффузионного горения микроструй водорода, исследованные нами ранее [1–5], сохраняются и в данной ситуации. Эти сценарии связаны с наличием области перетяжки в пламени микроструи водорода, сохраняющейся при наличии спутной струи смеси воздуха с нанопорошком (см. рис. 7). С ростом скорости истечения струй можно наблюдать интенсификацию свечения пламени при наличии спутного потока смеси воздуха с нанопорошком, что демонстрирует рис. 7, *b, c*, и наличие области перетяжки как в спутной струе, так и в пламени микроструи водорода. С другой стороны, можно наблюдать практически исчезновение области перетяжки пламени при приближении к трансзвуковым скоростям истечения струй (см. рис. 6). Еще одно наблюдение за процессом горения коаксиальной струи смеси воздуха с нанопорошком в среде горения микроструи водорода демонстрирует достаточно низкую скорость истечения спутной струи по сравнению со скоростью истечения мик-

роструи водорода, что, тем не менее, способствует интенсификации сгорания (плавления) нанопорошка.

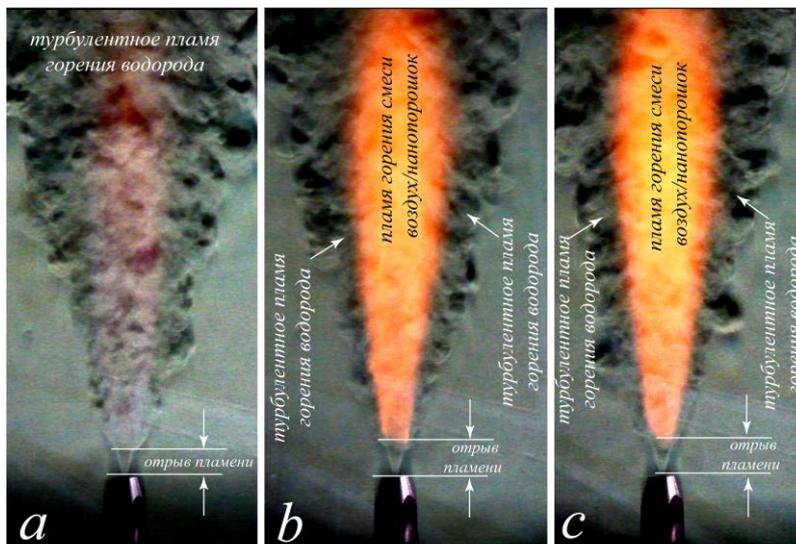


Рис. 5. Теневые картины горения круглой микроструи водорода, истекающей из круглого микросопла при наличии / отсутствии спутной струи смеси воздуха с нанопорошком при сверхзвуковой скорости истечения: $U_0 = 400$ м/с (без спутной струи) – *a*; 400 м/с, 4,5 м/с (со спутной струей) – *b*; 204 м/с, 9 м/с (со спутной струей) – *c*
 Fig. 5. Shadow images of combustion of a round hydrogen microjet with/without coaxial supersonic air jet with nano powder. Without – (a) $U = 400$ m/s, round hydrogen microjet $U = 400$ m/s with a cocurrent coaxial air jet with nano powder $U = 4.5$ m/s – (b) and round hydrogen microjet $U = 204$ m/s with a cocurrent coaxial air jet with nano powder $U = 9$ m/s – (c)

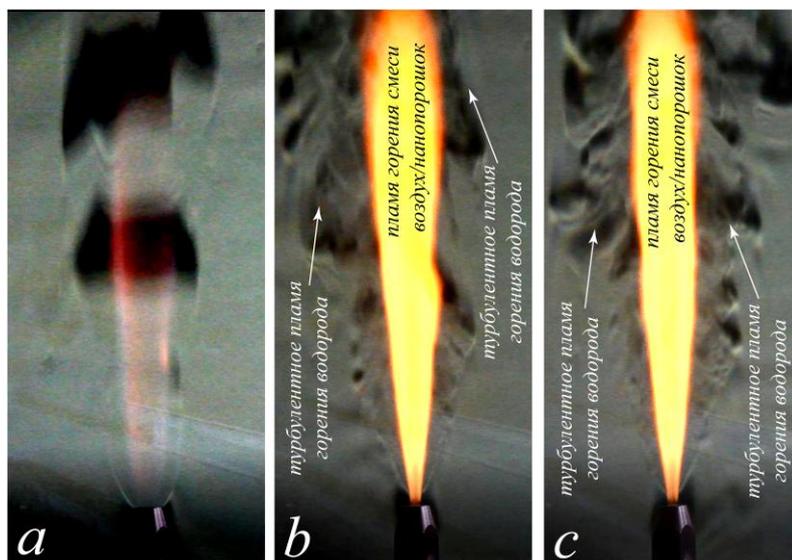


Рис. 6. Теневые картины горения круглой микроструи водорода, истекающей из круглого микросопла при наличии спутной струи смеси воздуха с нанопорошком на дозвуковой скорости ее истечения: $U_0 = 250$ м/с (без спутной струи) – *a*; 275 м/с, 4,5 м/с (со спутной струей) – *b*; 300 м/с, 9 м/с (со спутной струей) – *c*
 Fig. 6. Shadow images of combustion of a round hydrogen microjet with/without coaxial supersonic air jet with nano powder. Without – (a) $U = 250$ m/s, round hydrogen microjet $U = 275$ m/s with a cocurrent coaxial air jet with nano powder $U = 4.5$ m/s – (b) and round hydrogen microjet $U = 300$ m/s with a cocurrent coaxial air jet with nano powder $U = 9$ m/s – (c)

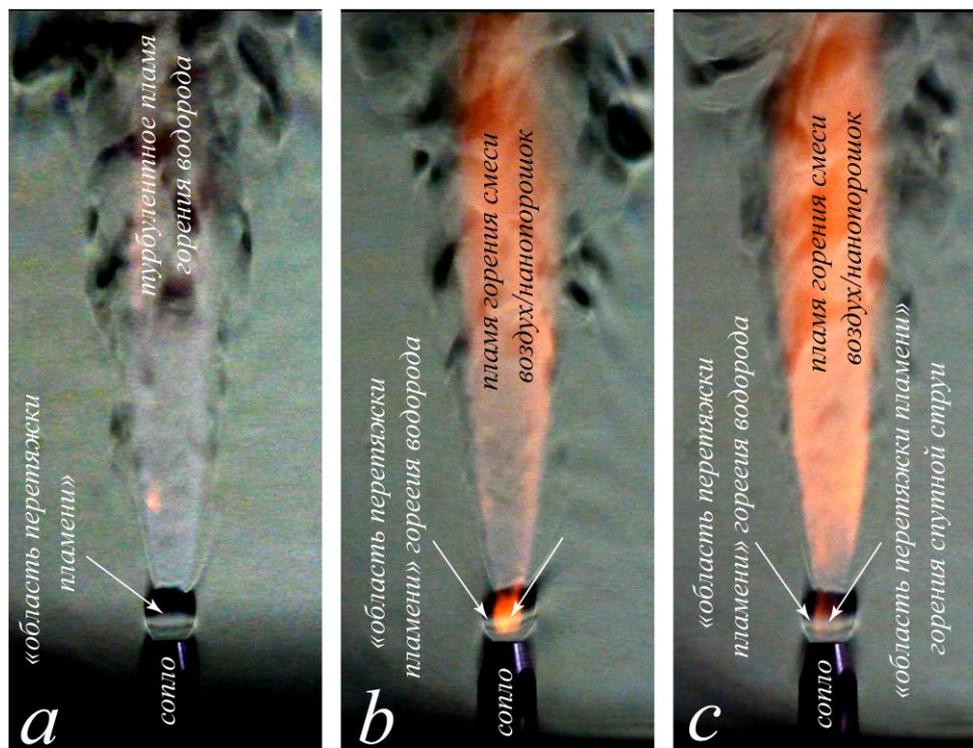


Рис. 7. Теневые картины горения круглой микроструи водорода, истекающей из круглого микросопла при наличии спутной струи смеси воздуха с нанопорошком на дозвуковой скорости ее истечения: $U_0 = 50$ м/с (без спутной струи) – *a*; 60 м/с, 4,5 м/с (со спутной струей) – *b*; 70 м/с, 9 м/с (со спутной струей) – *c*

Fig. 7. Shadow images of combustion of a round hydrogen microjet with/without coaxial supersonic air jet with nano powder. Without – (a) $U = 50$ m/s, round hydrogen microjet $U = 60$ m/s with a cocurrent coaxial air jet with nano powder $U = 4.5$ m/s – (b) and round hydrogen microjet $U = 70$ m/s with a cocurrent coaxial air jet with nano powder $U = 9$ m/s – (c)

Заключение

В работе представлены результаты экспериментальных исследований горения круглой микроструи водорода в коаксиальной спутной струе смеси воздуха с нанопорошком, истекающей из щелевого (многосоплового) коаксиального сопла на до- и сверхзвуковой скорости. Показано, что сценарии горения микроструи водорода в коаксиальной спутной струе смеси воздуха с нанопорошком аналогичны сценариям диффузионного горения микроструи водорода как при дозвуковой, так и при сверхзвуковой скорости истечения струй. Обнаружены наличие области перетяжки пламени при дозвуковой скорости и отрыв пламени от среза сопла при сверхзвуковой скорости истечения струи. Установлено, что с ростом скорости истечения струй можно наблюдать интенсификацию свечения пламени на границе потока водорода и смеси воздуха с нанопорошком и наличие области перетяжки пламени как в ламинарной спутной струе, так и в пламени микроструи водорода. С другой стороны, можно наблюдать практически исчезновение области перетяжки пламени при приближении к трансзвуковым скоростям истечения струй.

Список литературы / References

1. Шмаков А. Г., Грек Г. Р., Козлов В. В., Коробейничев О. П., Литвиненко Ю. А. Различные режимы диффузионного горения круглой струи водорода в воздухе // Вестник НГУ. Серия: Физика. 2015. Т. 10, № 2. С. 27–41.
Shmakov A. G., Grek G. R., Kozlov V. V., Korobeinichev O. P., Litvinenko Yu. A. Different Conditions of the Round Hydrogen Jets Diffusion Combustion in Air. *Vestnik NSU. Series: Physics*, 2015, vol. 10, no. 2, p. 27–41. (in Russ.)
2. Литвиненко Ю. А., Грек Г. Р., Козлов В. В., Коробейничев О. П., Шмаков А. Г. Структура присоединенного диффузионного пламени микроструи водорода, истекающей из щелевого сопла // Вестник НГУ. Серия: Физика. 2015. Т. 10, № 2. С. 52–66.
Litvinenko Yu. A., Grek G. R., Kozlov V. V., Korobeinichev O. P., Shmakov A. G. Structure of the Attached Flame during Diffusion Hydrogen Microjet Combustion (Slotted Nozzle). *Vestnik NSU. Series: Physics*, 2015, vol. 10, no. 2, p. 52–66. (in Russ.)
3. Грек Г. Р., Катасонов М. М., Козлов Г. В., Литвиненко М. В. Диффузионное горение водорода (круглое скошенное сопло) // Вестник НГУ. Серия: Физика. 2015. Т. 10, № 2. С. 42–51.
Grek G. R., Katasonov M. M., Kozlov V. V., Litvinenko Yu. A. Diffusion Hydrogen Microjet Combustion (Round Bevelled Nozzle). *Vestnik NSU. Series: Physics*, 2015, vol. 10, no. 2, p. 42–51. (in Russ.)
4. Kozlov V. V., Grek G. R., Korobeinichev O. P., Litvinenko Yu. A., Shmakov A. G. Combustion of a high-velocity hydrogen microjet effluxing in air. *Doklady Physics*, 2016, vol. 61, iss. 9, p. 457–462.
5. Шмаков А. Г., Грек Г. Р., Козлов В. В., Козлов Г. В., Литвиненко Ю. А. Экспериментальное исследование диффузионного горения высокоскоростной круглой микроструи водорода. Часть 1. Присоединенное пламя, дозвуковое течение // Сибирский физический журнал. 2017. Т. 12, № 2. С. 28–45.
Shmakov A. G., Grek G. R., Kozlov V. V., Kozlov G. V., Litvinenko Yu. A. Experimental Study of the Diffusion Combustion of a High-Speed Round Hydrogen Microjet. Part 1. Attached Flame, Subsonic Flow. *Siberian Journal of Physics*, 2017, vol. 12, no. 2, p. 28–45. (in Russ.)
6. Kozlov V. V., Grek G. R., Kozlov G. V., Litvinenko Yu. A., Shmakov A. G. Experimental study on diffusion combustion of high-speed hydrogen round microjets. *International Journal of Hydrogen Energy*, 2019, vol. 44, iss. 1, p. 457–468.
7. Kozlov V. V., Grek G. R., Korobeinichev O. P., Litvinenko Yu. A., Shmakov A. G. Features of diffusion combustion of hydrogen in the round and plane high-speed microjets (Part II). *International Journal of Hydrogen Energy*, 2016, vol. 41, iss. 44, p. 20240–20249.
8. Козлов В. В., Грек Г. Р., Козлов Г. В., Литвиненко Ю. А., Шмаков А. Г. Экспериментальное исследование диффузионного горения круглой микроструи водорода при ее зажигании вдали от среза сопла // Сибирский физический журнал. 2017. Т. 12, № 3. С. 62–73.
Kozlov V. V., Grek G. R., Kozlov G. V., Litvinenko Yu. A., Shmakov A. G. Experimental Study of the Diffusion Combustion of a Round Hydrogen Microjet at Its Ignition Far from the Nozzle Exit. *Siberian Journal of Physics*, 2017, vol. 12, no. 3, p. 62–73. (in Russ.)
9. Kalghatgi G. T. Lift-off heights and visible lengths of vertical turbulent jet diffusion flames in still air. *Combust. Sci. Technol.*, 1984, vol. 41, iss. 1-2, p. 14–29.
10. Аннушкин Ю. М., Свердлов Е. Д. Исследование устойчивости диффузионных затопленных пламен при дозвуковом и нерасчетном сверхзвуковом истечениях газообразных топлив // Химическая физика. Водород, параметры горения и взрыва. М.: Физматлит, 2008, С. 53–63.

- Annushkin Yu. M., Sverdlov E. D.** Investigation of the stability of diffusion flooding flame at subsonic and supersonic off-design nozzle at flowing of gaseous fuels. Chemical Physics. Hydrogen, combustion and explosion parameters. Moscow, Fizmatlit Publ., 2008, p. 53–63. (in Russ.)
11. **Shentsov V., Sakatsume R., Makarov D., Takeno K., Molkov V.** Lift-off and blow-out of under-expanded jets: experiments versus simulations. In: 8th International Seminar on Fire and Explosion. Hefei, China, 2016.
12. **Шмаков А. Г., Грек Г. Р., Козлов В. В., Литвиненко Ю. А., Коробейничев О. П.** Диффузионное горение круглой микроструи смесей водорода с метаном, гелием и азотом // Вестник НГУ. Серия: Физика. 2016, Т. 11, № 2. С. 56–76.
Shmakov A. G., Grek G. R., Kozlov V. V., Litvinenko Yu. A., Korobeinichev O. P. Diffusion Combustion of the Round Microjet Mixture of Hydrogen with Metane, Helium and Nitrogen. *Vestnik NSU. Series: Physics*, 2016, vol. 11, no. 2, p. 56–76. (in Russ.)
13. **Шмаков А. Г., Вихорев В. В., Грек Г. Р., Козлов В. В., Козлов Г. В., Литвиненко Ю. А.** Горение круглой микроструи смеси водорода с кислородом, истекающей из прямолинейного микросопла // Сибирский физический журнал. 2018. Т. 13, № 1. С. 54–67.
Shmakov A. G., Vikhorev V. V., Grek G. R., Kozlov V. V., Kozlov G. V., Litvinenko Yu. A. Combustion of the Round Microjet Premixed Hydrogen with Oxygen Efflux from the Linear Channel. *Siberian Journal of Physics*, 2018, vol. 13, no. 1, p. 54–67. (in Russ.)

*Материал поступил в редколлегию
Received
08.04.2019*

Сведения об авторах / Information about the Authors

Козлов Виктор Владимирович, доктор физико-математических наук, профессор, главный научный сотрудник, Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН (ул. Институтская, 4/1, Новосибирск, 630090, Россия); профессор, Новосибирский государственный университет (ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия)

Viktor V. Kozlov, Doctor of Science (Physics and Mathematics), Professor, Principal Researcher, Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS (4/1 Institutskaya Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation); Professor, Novosibirsk State University (2 Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)

kozlov@itam.nsc.ru

Грек Генрих Рувимович, доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник, Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН (ул. Институтская, 4/1, Новосибирск, 630090, Россия)

Genrich R. Grek, Doctor of Science (Physics and Mathematics), Leading Researcher, Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS (4/1 Institutskaya Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)

grek@itam.nsc.ru

Литвиненко Мария Викторовна, кандидат физико-математических наук, научный сотрудник, Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН (ул. Институтская, 4/1, Новосибирск, 630090, Россия); ученый секретарь физического факультета, Новосибирский государственный университет (ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия)

Maria V. Litvinenko, Doctor of Science (Physics and Mathematics), Senior Researcher, Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS (4/1 Institutskaya Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation); Scientific Secretary Faculty of Physics, Novosibirsk State University (2 Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)
litmar@itam.nsc.ru

Литвиненко Юрий Алексеевич, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник, Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН (ул. Институтская, 4/1, Новосибирск, 630090, Россия)

Yuriy A. Litvinenko, Doctor of Science (Physics and Mathematics), Senior Scientist, Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS (4/1 Institutskaya Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)
litur@itam.nsc.ru

Тамбовцев Александр Сергеевич, лаборант, Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН (ул. Институтская, 4/1, Новосибирск, 630090, Россия)

Alexander S. Tambovtsev, Laboratory Assistant, Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS (4/1 Institutskaya Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)
alsetams@gmail.com

Шмаков Андрей Геннадиевич, кандидат химических наук, старший научный сотрудник, Институт химической кинетики и горения им. В. В. Воеводского СО РАН (ул. Институтская, 3, Новосибирск, 630090, Россия); доцент, Сибирский государственный университет геосистем и технологий (ул. Плахотного, 10, Новосибирск, 630108, Россия)

Andrey G. Shmakov, Doctor of Science (Chemistry), Senior Scientist, Voevodsky Institute of Chemical Kinetics and Combustion SB RAS (3 Institutskaya Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation); Assistant Professor, Siberian State University of Geosystem and Technology (10 Plakhotny Str., Novosibirsk, 630108, Russian Federation)
shmakov@kinetics.nsc.ru

Экспериментальное исследование воздействия волны сжатия на течение в сверхзвуковом пограничном слое при числе Маха 2,5

В. Л. Кочарин¹, А. А. Яцких^{1,2}, А. Д. Косинов^{1,2}
Ю. Г. Ермолаев^{1,2}, Н. В. Семёнов¹

¹ *Институт теоретической и прикладной механики им С. А. Христиановича СО РАН
Новосибирск, Россия*

² *Новосибирский государственный университет
Новосибирск, Россия*

Аннотация

Проведены экспериментальные исследования воздействия слабой ударной волны от двумерной неровности, установленной на боковой стенке рабочей части аэродинамической трубы, на сверхзвуковой пограничный слой притупленной плоской пластины при числе Маха 2,5. Измерения выполнены термоанемометром постоянного сопротивления в области продольных вихрей, порождаемых слабой ударной волной при взаимодействии с течением в окрестности передней кромки модели. Проведен спектральный и статистический анализ измеренных возмущений в пограничном слое. Получены амплитудно-частотные спектры пульсаций массового расхода и статистические диаграммы измеренных возмущений в сверхзвуковой части пограничного слоя.

Ключевые слова

эксперимент, сверхзвуковой поток, ударные волны, турбулентность, пограничный слой, термоанемометрия

Источник финансирования

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013–2020 годы (проект АААА-А17-117030610125-7). Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП «Механика» (ИТПМ СО РАН).

Для цитирования

Кочарин В. Л., Яцких А. А., Косинов А. Д., Ермолаев Ю. Г., Семёнов Н. В. Экспериментальное исследование воздействия волны сжатия на течение в сверхзвуковом пограничном слое при числе Маха 2,5 // Сибирский физический журнал. 2019. Т. 14, № 2. С. 46–55. DOI 10.25205/2541-9447-2019-14-2-46-55

Experimental Study of the Weak Shock Wave Action on the Boundary Layer of a Plate at the Mach Number 2.5

V. L. Kocharin¹, A. A. Yatskikh^{1,2}, A. D. Kosinov^{1,2}
Yu. G. Yermolaev^{1,2}, N. V. Semionov¹

¹ *Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS
Novosibirsk, Russian Federation*

² *Novosibirsk State University
Novosibirsk, Russian Federation*

Abstract

Experimental study of the effect of a weak shock wave from the protuberance of two-dimensional roughness installed on the side wall of the test section of the wind tunnel on the supersonic boundary layer of the blunted flat plate at the

Mach number 2.5 was carried out. The measurements were performed by a constant temperature hot-wire anemometer in the region of stream wise vortices generated by the shock wave from the protuberance during interaction with the flow in the vicinity of the leading edge of the model. The spectral and statistical analyses of the measured disturbances in the boundary layer were carried out. The amplitude-frequency spectra of mass flow pulsations and statistical diagrams of the measured disturbances in the supersonic part of the boundary layer were obtained.

Keywords

experiment, supersonic flow, shock wave, turbulence, boundary layer, hot-wire anemometry

Funding

The research was carried out within the framework of the Program of Fundamental Scientific Research of the state academies of sciences in 2013-2020 (project No. AAAA-A17-117030610125-7). The study was conducted at the Joint Access Center «Mechanics» of ITAM SB RAS.

For citation

Kocharin V. L., Yatskikh A. A., Kosinov A. D., Yermolaev Yu. G., Semionov N. V. Experimental Study of the Weak Shock Wave Action on the Boundary Layer of a Plate at the Mach Number 2.5. *Siberian Journal of Physics*, 2019, vol. 14, no. 2, p. 46–55. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2019-14-2-46-55

Введение

Изучение процесса возникновения турбулентности в сверхзвуковых пограничных слоях, реализующихся около поверхности летательных аппаратов, необходимо для развития перспективной высокоскоростной летательной техники. Процесс ламинарно-турбулентного перехода в сверхзвуковых пограничных слоях существенно зависит от уровня возмущений набегающего потока [1]. Источником возмущений может являться турбулентный пограничный слой, реализующийся на стенках аэродинамических труб, который способен излучать акустические пульсации в свободный поток [2–4]. Такие пульсации способны вызывать возбуждение собственных возмущений пограничного слоя, развитие которых может приводить к более раннему ламинарно-турбулентному переходу [5]. В аэродинамических трубах, помимо акустических пульсаций, на модели могут воздействовать квазистационарные возмущения в виде слабых ударных волн, генерируемые неровностями стенок рабочей части и сопловых вставок.

Для плоских моделей был проведен ряд экспериментальных [6–14] и численных [15–16] исследований влияния слабых ударных волн на течение в сверхзвуковых пограничных слоях, в которых было получено, что падающие на переднюю кромку слабые волны, перпендикулярные плоскости модели, способны оказывать значительное влияние на пограничный слой. Так, в работе [14] были измерены профили среднего массового расхода и среднеквадратичных пульсаций в пограничном слое пластины в области стационарных возмущений (стриков), порождаемых парной слабой ударной волной при взаимодействии с течением в окрестности передней кромки затупленной модели. Падающая слабая ударная волна приводила к значительному искажению среднего течения в пограничном слое и вызывала как уменьшение, так и увеличение толщины сдвигового слоя на поверхности модели. Помимо этого было обнаружено смещение трансзвуковой части пограничного слоя к поверхности модели. Однако в работе был проведен лишь интегральный анализ измеренных возмущений, и необходимы дальнейшие исследования для подтверждения сделанных выводов. Данная работа посвящена комплексному анализу экспериментальных данных, полученных в пограничном слое затупленной пластины в области влияния внешней слабой ударной волны, порождаемой двумерной неровностью на боковой стенке аэродинамической трубы Т-325 при числе Маха $M = 2,5$.

Постановка экспериментов

Эксперименты выполнены в малотурбулентной сверхзвуковой аэродинамической трубе Т-325 Института теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН

при числе Маха $M = 2,5$ и единичном числе Рейнольдса $Re_1 = (8 \pm 0,1) \times 10^6 m^{-1}$. В экспериментах использовалась модель плоской пластины длиной 440 мм и шириной 200 мм. Модель с радиусом притупления передней кромки $r = 2,5$ мм устанавливалась в рабочей части трубы под нулевым углом атаки.

Для генерации слабой ударной волны использовалась неровность на поверхности боковой стенки в рабочей части трубы. В качестве неровности использовалась клейкая лента толщиной 0,13 мм. Схема экспериментов приведена на рис. 1, где P – слабая ударная волна от выступа, L – расстояние от выступа до передней кромки пластины. Расстояние $L = 234$ мм выбиралось таким образом, чтобы в измерительном сечении волна P приходила в центральную область рабочей части трубы. Начало координат $z = 0$ соответствует центральной линии по ширине модели, $x = 0$ – передней кромке модели, $y = 0$ мм – поверхности модели. Измерения проводились по координате y (перпендикулярно модели) при $x = 90$ мм, на рис. 1 области измерений отмечены красными кругами.

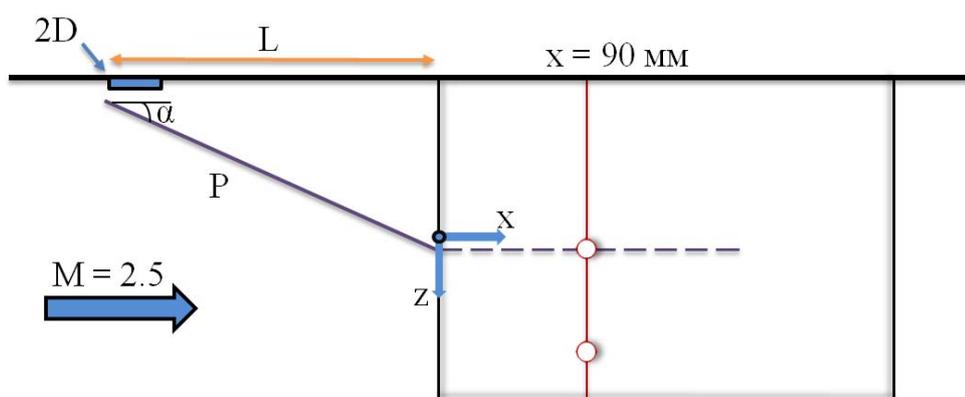


Рис. 1. Схема экспериментов

Fig. 1. Scheme of Experiments

Для измерения пульсаций и характеристик среднего течения использовался термоанемометр постоянного сопротивления. Датчик термоанемометра изготавливался из вольфрамовой нити диаметром 10 мкм и длиной около 1,5 мм. Величина перегрева нити датчика устанавливалась равной 0,8, измеренные возмущения на 95 % состояли из пульсаций массового расхода. С помощью термоанемометра были определены значения среднего напряжения E и осциллограммы пульсационного сигнала $e'(t)$. Для определения частотных спектров возмущений использовалось дискретное преобразование Фурье. Кроме того, проводился статистический анализ сигналов термоанемометра – строились распределения плотности вероятности. Более подробно обработка экспериментальных данных описана в [17–18].

Результаты

На рис. 2 представлены профили среднеквадратичных пульсаций и среднего массового расхода в области влияния слабой ударной волны от выступа и их сравнение с невозмущенным пограничным слоем. Толщина пограничного слоя вне области влияния слабой ударной волны составляет порядка 1 мм в обоих случаях. Среднеквадратичные пульсации в области влияния волны P (рис. 2, a) имеют много большие значения относительно невозмущенного пограничного слоя. Изменение пульсаций массового расхода относительно невозмущенного пограничного слоя наблюдается до 1,8 мм при $z = 11,5$ мм, до 2,1 мм при $z = 12,4$ мм, до 0,9 мм при $z = 15,3$ мм. Схожая картина наблюдается в распределениях среднего массово-

го расхода (рис. 2, *b*) для профилей при $z = 12,4$ мм и $z = 15,3$ мм, однако при $z = 11,5$ мм выход среднего массового расхода на постоянное значение наблюдается при $y \approx 0,7$ мм.

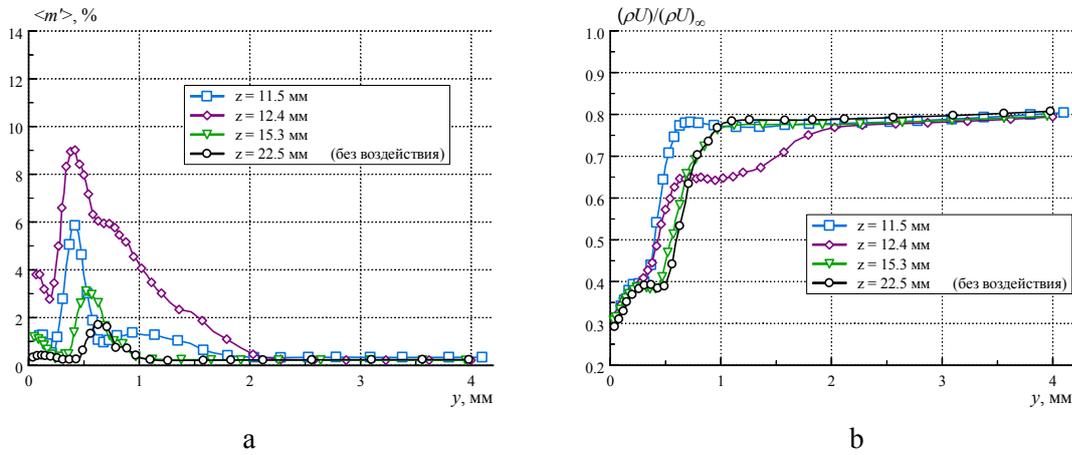


Рис. 2. Профили среднеквадратичных пульсаций (*a*) и среднего массового расхода (*b*) в пограничном слое модели

Fig. 2. Profiles of Root Mean Square Pulsation (*a*) and Mean Mass Flow (*b*) in the Boundary Layer of the Model

На рис. 3 представлены амплитудно-частотные спектры пульсаций массового расхода и статистические диаграммы измеренных возмущений в невозмущенном пограничном слое модели при $z = 22,5$ мм. Внутри сдвигового слоя наблюдается повышенный уровень возмущений (при значениях $y < 1$ мм) в диапазоне частот до 30 кГц (рис. 3, *a*) относительно свободного потока над пограничным слоем (при $y > 1$ мм). Из сравнения распределений плотности вероятностей пульсаций в пограничном слое с Гауссовским сигналом (рис. 3, *b*) видно, что для всех измеренных значений распределение плотности вероятности соответствует нормальному распределению плотности вероятности.

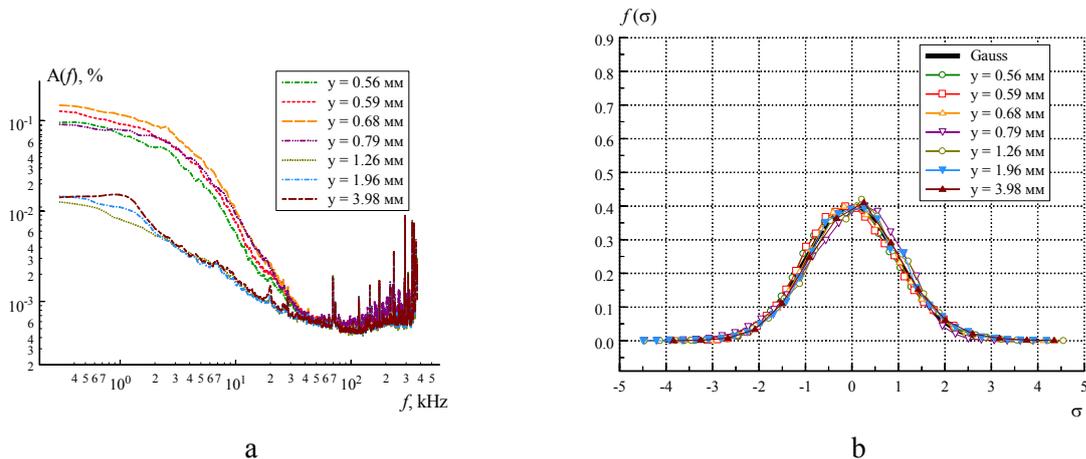


Рис. 3. Амплитудно-частотные спектры пульсаций массового расхода (*a*) и статистические диаграммы (*b*) измеренных возмущений в пограничном слое модели при $z = 22,5$ мм

Fig. 3. Amplitude-Frequency Spectra of Mass Flow Pulsations (*a*) and Statistical Diagrams (*b*) of the Measured Disturbances in the Boundary Layer of the Model at $z = 22.5$ mm

На рис. 4–6 представлены амплитудно-частотные спектры пульсаций массового расхода и статистические диаграммы измеренных возмущений при различных значениях y и z в области стационарных возмущений, порожденных взаимодействием ударной волны с передней кромкой модели. На спектрах для сравнения приведен спектр пульсаций свободного потока над невозмущенным пограничным слоем. Отметим, что все представленные данные получены в сверхзвуковой части пограничного слоя.

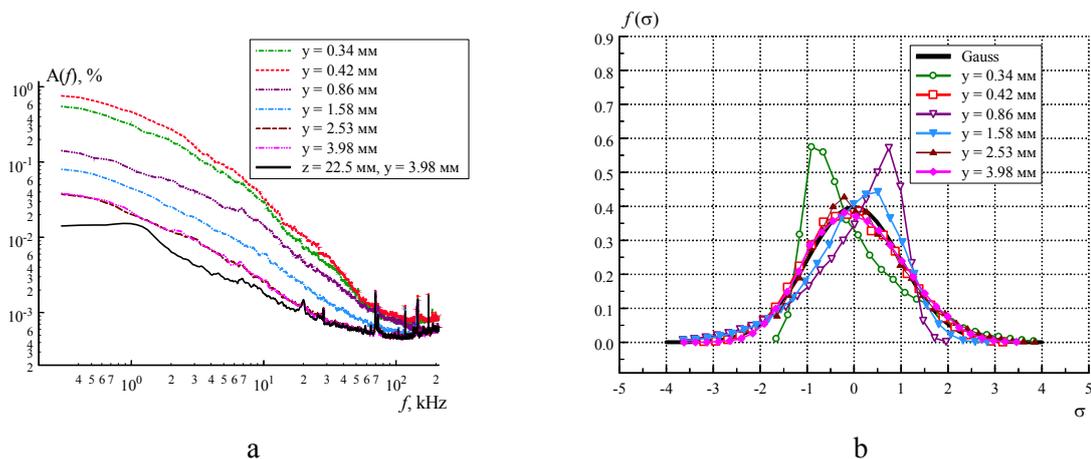


Рис. 4. Амплитудно-частотные спектры пульсаций массового расхода (а) и статистические диаграммы (b) измеренных возмущений в пограничном слое модели при $z = 11,5$ мм
Fig. 4. Amplitude-Frequency Spectra of Mass Flow Pulsations (a) and Statistical Diagrams (b) of the Measured Disturbances in the Boundary Layer of the Model at $z = 11.5$ mm

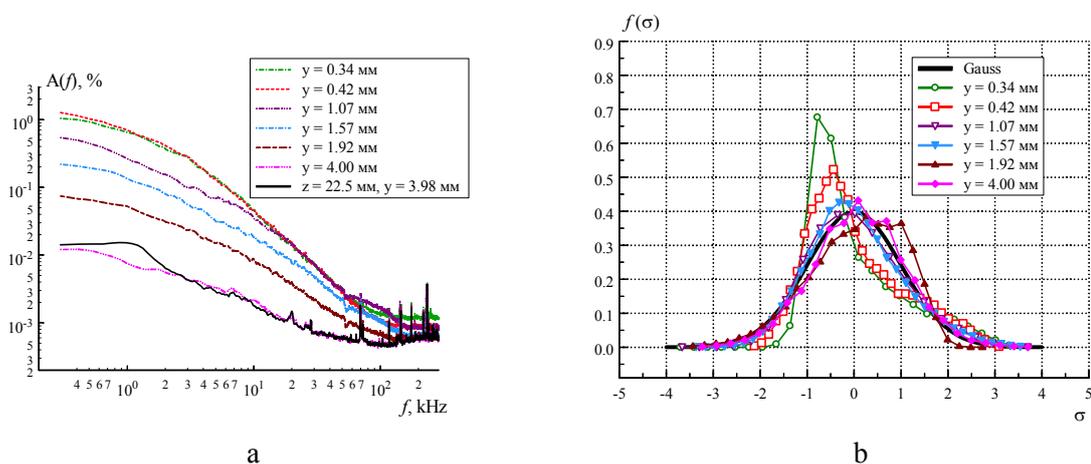


Рис. 5. Амплитудно-частотные спектры пульсаций массового расхода (а) и статистические диаграммы (b) измеренных возмущений в пограничном слое модели при $z = 12,4$ мм
Fig. 5. Amplitude-Frequency Spectra of Mass Flow Pulsations (a) and Statistical Diagrams (b) of the Measured Disturbances in the Boundary Layer of the Model at $z = 12.4$ mm

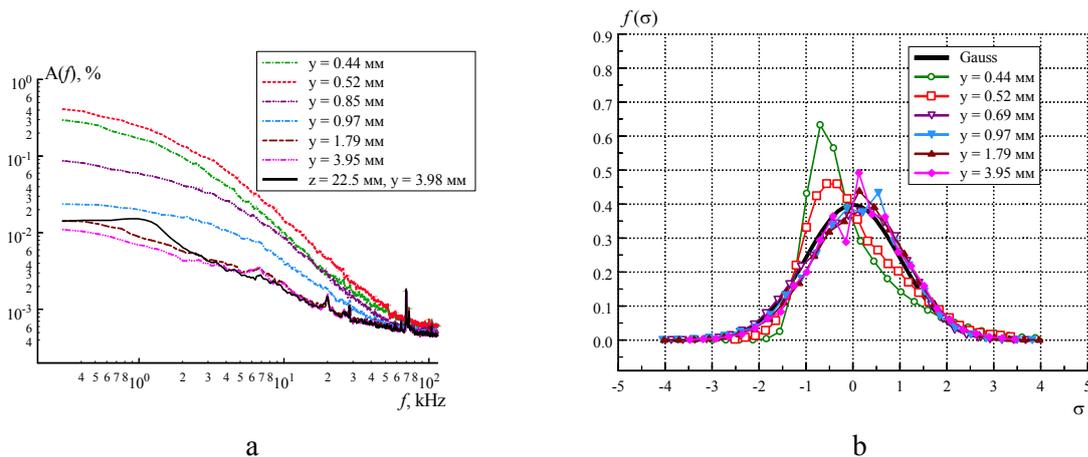


Рис. 6. Амплитудно-частотные спектры пульсаций массового расхода (а) и статистические диаграммы (б) измеренных возмущений в пограничном слое модели при $z = 15,3$ мм

Fig. 6. Amplitude-Frequency Spectra of Mass Flow Pulsations (a) and Statistical Diagrams (b) of the Measured Disturbances in the Boundary Layer of the Model at $z = 15.3$ mm

В спектральном составе возмущений при $z = 11,5$ мм (см. рис. 4, а) происходят отклонения амплитудно-частотных спектров от спектра, измеренного над невозмущенной частью пограничного слоя, во всем измеренном сечении до $y = 3,98$ мм. Статистические показатели, представленные на рис. 4, б, также имеют отклонения от нормального распределения плотности вероятности во всем измеренном сечении.

В спектральном составе возмущений при $z = 12,4$ мм (см. рис. 5, а) наблюдаются отклонения амплитудно-частотных спектров от спектра, измеренного над невозмущенной частью пограничного слоя. При $y > 1,92$ мм наблюдается снижение отклонения спектров, при $y \approx 3,9$ мм спектральный состав возмущений подобен невозмущенному пограничному слою. Однако статистические показатели в том же профиле, представленные на рис. 5, б, имеют отклонения от нормального распределения плотности вероятности во всем измеренном профиле.

В спектральном составе возмущений при $z = 15,3$ мм (см. рис. 6, а) наблюдаются отклонения амплитудно-частотных спектров от спектра, измеренного над невозмущенной частью пограничного слоя до значений $y \approx 1$ мм, в то время как статистические показатели, представленные на рис. 6, б, имеют отклонения от нормального распределения плотности вероятности во всем измеренном сечении.

Заключение

Проведено экспериментальное исследование воздействия внешней слабой ударной волны, порождаемой двумерной неровностью на боковой стенке АДТ Т-325, на течение в пограничном слое плоской затупленной пластины при числе Маха $M = 2,5$. Пограничный слой на плоской пластине оказывается чувствительным к воздействию слабой ударной волны на переднюю кромку пластины. Уровень возмущений в пограничном слое в области влияния слабой ударной волны составляет до 9 %, что значительно больше по сравнению с уровнем пульсаций невозмущенного пограничного слоя (около 2 %).

Проведенный спектральный и статистический анализ измеренных возмущений в пограничном слое показал, что в области влияния слабой ударной волны наблюдаются отклонения

амплитудно-частотных спектров от спектров измеренного над невозмущенной частью пограничного слоя как в низкочастотных, так и в высокочастотных частях спектров. Статистический анализ сигналов термоанемометра также показал, что в области влияния слабой ударной волны на течение в пограничном слое затупленной пластины наблюдаются отклонения в распределениях сигналов от нормального распределения плотности вероятности. Отметим, что в ряде случаев изменение статистических показателей происходит выше верхней границы пограничного слоя, определенной по интегральным зависимостям, тогда как в невозмущенной части пограничного слоя статистический, спектральный и интегральный анализ дают согласующиеся результаты.

Список литературы

1. **Гапонов С. А., Маслов А. А.** Развитие возмущений в сжимаемых потоках. Новосибирск: Наука, 1980. 134 с.
2. **Pate S. R.** Effect of wind tunnel disturbances on boundary layer transition with emphasis on radiated noise: a review. *AIAA*, 1980, paper 80-431.
3. **Laufer J.** Aerodynamic noise in supersonic wind tunnels. *Aerospace Sci.*, 1961, vol. 28, no. 9, p. 685–692.
4. **Kendall J. M.** Wind tunnel experiments relating to supersonic and hypersonic boundary-layer transition. *AIAA J.*, 1975, vol. 13, no. 3, p. 290–299.
5. **Гапонов С. А., Семенов А. Н.** Численное моделирование взаимодействия сверхзвукового пограничного слоя с акустической волной // Изв. РАН. МЖГ. 2018. № 6. С. 76–86.
6. **Ваганов А. В., Ермолаев Ю. Г., Колосов Г. Л., Косинов А. Д., Панина А. В., Семенов Н. В., Яцких А. А.** К воздействию падающей волны Маха на сверхзвуковой пограничный слой // Теплофизика и аэромеханика. 2016. Т. 23, № 1. С. 45–50.
7. **Kocharin V. L., Kosinov A. D., Yermolaev Yu. G., Semionov N. V.** Experimental study of weak shock waves influence on the supersonic boundary layer of the flat plate model. *EPJ Web of Conferences*, 2019, vol. 196, no. 00018.S.1, p. 1–4. DOI 10.1051/epjconf/201919600018
8. **Яцких А. А., Колосов Г. Л., Косинов А. Д., Ермолаев Ю. Г., Панина А. В., Семенов Н. В.** Экспериментальное исследование воздействия пары слабых волн на ламинарно-турбулентный переход на линии растекания скользящего цилиндра // Вестник НГУ. Серия: Физика. 2016. Т. 11, № 2. С. 28–36.
9. **Ваганов А. В., Ермолаев Ю. Г., Колосов Г. Л., Косинов А. Д., Панина А. В., Семенов Н. В.** О воздействии падающей волны Маха на поле пульсаций в пограничном слое при обтекании плоского дельта-крыла // Вестник НГУ. Серия: Физика. 2014. Т. 9, № 1. С. 29–38.
10. **Косинов А. Д., Голубев М. П., Павлов Ал. А.** К определению механизма взаимодействия волн Маха с головной ударной волной // Сиб. физ. журн. 2017. Т. 12, № 2. С. 20–27.
11. **Kocharin V. L., Semionov N. V., Kosinov A. D., Yermolaev Yu. G., Yatskikh A. A.** Experimental study of effect of a couple of weak shock waves on boundary layer of the blunt flat plate. In: *AIP Conf. Proc.*, 2018, vol. 2027, p. 040026.
12. **Vaganov A. V., Kosinov A. D., Noev A. Yu., Radchenko V. N., Skuratov A. S.** Regimes of flow turbulization near swept wing edge in hypersonic flow. In: *AIP Conf. Proc.*, 2018, vol. 2027, no. 1, S.I. 030112. DOI 10.1063/1.5065206
13. **Kosinov A. D., Yatskikh A. A., Yermolaev Yu. G., Semionov N. V., Kolosov G. L., Piterimova M. V.** On mechanisms of the action of weak shock waves on laminar-turbulent transition in supersonic boundary layer. In: *AIP Conf. Proc.*, 2017. vol. 1893, no. 1, p. 030072. DOI 10.1063/1.5007530.10.1063/1.5007530
14. **Ермолаев Ю. Г., Косинов А. Д., Кочарин В. Л., Семенов Н. В., Яцких А. А.** Об экспериментальном исследовании воздействия слабых ударных волн на пограничный слой

- плоской притупленной пластины при числе Маха 2.5 // Изв. РАН. МЖГ. 2019. № 2. С. 112–118. DOI 10.1134/S0568528119020051
15. Динь К. Х., Егоров И. В., Федоров А. В. Взаимодействие волн Маха и пограничного слоя при сверхзвуковом обтекании пластины с острой передней кромкой // Учен. зап. ЦАГИ. 2017. Т. 48, № 4. С. 10–19.
 16. Динь К. Х., Егоров И. В., Федоров А. В. Влияние волн Маха на ламинарно-турбулентный переход при сверхзвуковом обтекании плоской пластины // Изв. РАН. МЖГ. 2018. № 5. С. 113–124.
 17. Kosinov A. D., Semionov N. V., Yermolaev Yu. G. Disturbances in test section of T-325 supersonic wind tunnel. Novosibirsk, 1999, 24 p. (Pre-print ITAM SB RAS; No. 6-99)
 18. Семисынов А. И., Косинов А. Д. Применение спектров высокого порядка и статистических методов для изучения нелинейной стадии перехода в сверхзвуковом пограничном слое. Новосибирск, 2002. 39 с. (Препринт ИТПМ СО РАН; No. 9-2002)

References

1. Gaponov S. A., Maslov A. A. Development of Disturbances in Compressible Flows. Novosibirsk, Nauka, 1980. (in Russ.)
2. Pate S. R. Effect of wind tunnel disturbances on boundary layer transition with emphasis on radiated noise: a review. *AIAA*, 1980, paper 80-431.
3. Laufer J. Aerodynamic noise in supersonic wind tunnels. *Aerospase Sci.*, 1961, vol. 28, no. 9, p. 685–692.
4. Kendall J. M. Wind tunnel experiments relating to supersonic and hypersonic boundary-layer transition. *AIAA J.*, 1975, vol. 13, no. 3, p. 290–299.
5. Gaponov S. A., Semenov A. N., *Fluid Dynamics*, 2018, vol. 53 (6), p. 795–804.
6. Vaganov A. V., Ermolaev Yu. G., Kolosov G. L., Kosinov A. D., Panina A. V., Semionov N. V. Impact of incident mach wave on supersonic boundary layer. *Thermophysics Aeromechanics*, 2016, vol. 23 (1), p. 43–48.
7. Kocharin V. L., Kosinov A. D., Yermolaev Yu. G., Semionov N. V. Experimental study of weak shock waves influence on the supersonic boundary layer of the flat plate model. *EPJ Web of Conferences*, 2019, vol. 196, no. 00018.S.I, p. 1–4. DOI 10.1051/epjconf/201919600018
8. Yatskikh A. A., Kolosov G. L., Kosinov A. D., Yermolaev Yu. G., Panina A. V., Semionov N. V. Experimental study of effects of couple weak waves on laminar-turbulent transition on attachment line of swept cylinder. *Vestnik NSU. Series: Physics*, 2016, vol. 11, no. 2, p. 28–36. (in Russ.)
9. Vaganov A. V., Ermolaev Yu. G., Kolosov G. L., Kosinov A. D., Panina A. V., Semionov N. V. Impact of an incident mach wave on the fluctuation field in the boundary layer on a plane delta wing. *Vestnik NSU. Series: Physics*, 2014, vol. 9, no. 1, p. 29–38. (in Russ.)
10. Kosinov A. D., Golubev M. P., Pavlov Al. A. On the determination of the mechanism of the interaction between mach waves and a bow shock wave. *Siberian Journal of Physics*, 2017, vol. 12, no. 2, p. 20–27 (in Russ.)
11. Kocharin V. L., Semionov N. V., Kosinov A. D., Yermolaev Yu. G., Yatskikh A. A. Experimental study of effect of a couple of weak shock waves on boundary layer of the blunt flat plate. In: AIP Conf. Proc., 2018, vol. 2027, p. 040026.
12. Vaganov A. V., Kosinov A. D., Noev A. Yu., Radchenko V. N., Skuratov A. S. Regimes of flow turbulization near swept wing edge in hypersonic flow. In: AIP Conf. Proc., 2018, vol. 2027, no. 1, S.I. 030112. DOI 10.1063/1.5065206
13. Kosinov A. D., Yatskikh A. A., Yermolaev Yu. G., Semionov N. V., Kolosov G. L., Piterimova M. V. On mechanisms of the action of weak shock waves on laminar-turbulent transition in supersonic boundary layer. In: AIP Conf. Proc., 2017. vol. 1893, no. 1, p. 030072. DOI 10.1063/1.5007530.10.1063/1.5007530

14. **Ermolaev Yu. G., Kosinov A. D., Kocharin V. L., Semenov N. V., Yatskikh A. A.** Experimental investigation of the weak shock wave influence on the boundary layer of a flat blunt plate at the Mach number 2.5. *Fluid Dynamics*, 2019, vol. 54, no. 2, p. 257–263. DOI 10.1134/S0015462819020058
15. **Din Q. H., Egorov I. V., Fedorov A. V.** *Uch. Zap. TsAGI*, 2017, vol. 48 (4), p. 10–19. (in Russ.)
16. **Din Q. H., Egorov I. V., Fedorov A. V.** *Fluid Dynamics*, 2018, vol. 53 (5), p. 690–701 (in Russ.)
17. **Kosinov A. D., Semionov N. V., Yermolaev Yu. G.** Disturbances in test section of T-325 supersonic wind tunnel. Novosibirsk, 1999, 24 p. (Pre-print ITAM SB RAS; No. 6-99).
18. **Semisynov A. I., Kosinov A. D.** Preprint ITAM SB RAS 9-2002 (ITAM SB RAS, Novosibirsk, 2002). (in Russ.)

*Материал поступил в редколлегию
Received
09.04.2019*

Сведения об авторах / Information about the Authors

Кочарин Василий Леонидович, аспирант, Институт теоретической и прикладной механики им С. А. Христиановича СО РАН (ул. Институтская, 4/1, Новосибирск, 630090, Россия)
Vasily L. Kocharin, PhD Student, Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS (4/1 Institutetskaya Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)
kocharin1208@gmail.com

Яцких Алексей Анатольевич, младший научный сотрудник, Институт теоретической и прикладной механики им С. А. Христиановича СО РАН (ул. Институтская, 4/1, Новосибирск, 630090, Россия); ассистент преподавателя, Новосибирский государственный университет (ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия)
Aleksey A. Yatskikh, Junior Researcher, Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS (4/1 Institutetskaya Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation); Teaching Assistant, Novosibirsk State University (2 Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)
73.yatskikh@gmail.com

Косинов Александр Дмитриевич, доктор физико-математических наук, заведующий лабораторией, главный научный сотрудник, Институт теоретической и прикладной механики им С. А. Христиановича СО РАН (ул. Институтская, 4/1, Новосибирск, 630090, Россия); профессор, Новосибирский государственный университет (ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия)
Aleksandr D. Kosinov, Doctor of Science (Physics and Mathematics), Head of Laboratory, Principal Researcher, Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS (4/1 Institutetskaya Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation); Professor, Novosibirsk State University (2 Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)
kosinov@itam.nsc.ru

Ермолаев Юрий Геннадьевич, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник, Институт теоретической и прикладной механики им С. А. Христиановича СО РАН (ул. Институтская, 4/1, Новосибирск, 630090, Россия); ассистент преподавателя, Новосибирский государственный университет (ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия)

Yuriy G. Yermolaev, PhD, Senior Fellow, Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS (4/1 Institutskaya Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation); Teaching Assistant, Novosibirsk State University (2 Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)

yermol@itam.nsc.ru

Семёнов Николай Васильевич, доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник, Институт теоретической и прикладной механики им С. А. Христиановича СО РАН (ул. Институтская, 4/1, Новосибирск, 630090, Россия)

Nikolay V. Semionov, Doctor of Science (Physics and Mathematics), Leading Research Fellow, Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS (4/1 Institutskaya Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)

semion@itam.nsc.ru

Влияние вдува малоразмерных струй различных конфигураций на структуру и акустическое излучение сверхзвуковой струи

Д. А. Губанов^{1,2}, С. Г. Кундасев¹, Л. П. Трубицына¹

¹ *Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН
Новосибирск, Россия*

² *Новосибирский государственный университет
Новосибирск, Россия*

Аннотация

Работа посвящена экспериментальному исследованию структуры и акустического излучения сверхзвуковой недорасширенной струи $M_a = 1$, $N_{pr} = 5$ при наличии вихрегенераторов в виде вдува малоразмерных струй. Протестировано десять различных конфигураций, в которых газодинамические и геометрические параметры микроструй, такие как давление микроструй, расстояние вдува от среза основного сопла, азимутальный, тангенциальный и осевой углы наклона микросопел, изменялись по одному. Получены картины визуализации течения, азимутальные профили давления Пито и характеристики шума струи в дальнем акустическом поле. Выявлено, что вдув микроструй в общем случае приводит к увеличению дальности струи и снижению интенсивности смещения в ней. К благоприятным для снижения акустического излучения струи параметрам вдува микроструй относятся близость точки вдува к срезу основного сопла, наклон микросопел к оси основного сопла и их малый тангенциальный угол. Количество микросопел влияет нелинейно на структуру и шум струи. Измерение распределения среднего давления вблизи искусственных продольных вихрей в потоке струи не может дать прогноз о характеристиках ее смещения и акустического излучения.

Ключевые слова

сверхзвуковая струя, вихрегенератор, вдув, микроструя, акустическое излучение, снижение шума, структура

Источник финансирования

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-38-00183

Для цитирования

Губанов Д. А., Кундасев С. Г., Трубицына Л. П. Влияние вдува малоразмерных струй различных конфигураций на структуру и акустическое излучение сверхзвуковой струи // Сибирский физический журнал. 2019. Т. 14, № 2. С. 56–76. DOI 10.25205/2541-9447-2019-14-2-56-76

Influence of Different Configurations of Microjet Injection on Structure and Acoustic Radiation of Supersonic Jet

D. A. Gubanov^{1,2}, S. G. Kundasev¹, L. P. Trubitsyna¹

¹ *Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS
Novosibirsk, Russian Federation*

² *Novosibirsk State University
Novosibirsk, Russian Federation*

Abstract

The work is devoted to experimental study of the structure and acoustic radiation of a supersonic underexpanded jet $M_a = 1$, $N_{pr} = 5$ with the presence of vortexgenerators in the form of small-sized jets injections. Ten different configu-

rations were tested, in which following the gas-dynamic and geometrical parameters of the microjets were changed one by one: microjets pressure, the injection distance from the main nozzle section, azimuthal, tangential, and axial angles of micronozzles inclination. The flow visualization, azimuthal Pitot pressure profiles and characteristics of jet noise in the far field were obtained.

It has been revealed that the injection of microjets in general leads to an increase in the jet long-range and a decrease in its mixing. The advantageous parameters of the microjets injection for reducing the jet acoustic emission are the injection point vicinity to the main nozzle section, micronozzles inclination to main jet axis and the small tangential angle of micronozzles. The micronozzles quantity effect is non-linearly in relation to the structure and the jet noise. The average pressure measuring distribution near artificial longitudinal vortices in a jet stream cannot predict the characteristics of its mixing and acoustic radiation.

Keywords

supersonic jet, vortexgenerator, injection, microjet, acoustic radiation, noise reduction, structure

Funding

The reported study was funded by RFBR according to the research project №18-38-00183

For citation

Gubanov D. A., Kundasev S. G., Trubitsyna L. P. Influence of Different Configurations of Microjet Injection on Structure and Acoustic Radiation of Supersonic Jet. *Siberian Journal of Physics*, 2019, vol. 14, no. 2, p. 56–76. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2019-14-2-56-76

Введение

Задача по снижению уровня акустического шума и интенсификации процессов смешения высокоскоростных струйных течений является актуальной в настоящее время. Это применимо к таким техническим приложениям, как уменьшение шума газотурбинных установок, авиационных двигателей, аварийного сброса технических газов, сжигания попутного газа при нефтедобыче, снижение заметности самолета, повышение эффективности газовых эжекторов путем интенсификации процессов смешения потока струи с окружающей средой.

Уровень акустического излучения определяется геометрическими и газодинамическими параметрами струи и связан с наличием в ее сдвиговых слоях многочисленных турбулентных вихрей различного масштаба, взаимодействующих с ударно-волновой структурой и генерирующих возмущения в окружающее пространство, воспринимаемые как звук.

Поиск оптимальных способов интенсификации смешения и снижения шума высокоскоростных газовых струй не прекращается в настоящее время. Известные подходы к этой проблеме основаны на принципах снижения средней скорости, снижения градиента средней скорости, преломления, отражения и экранирования шума струи, изменения ударно-волновой структуры струи, управления развитием турбулентности в ее слое смешения и различных активных методов. Это реализуется в виде экранирования струи с помощью газового экрана, применения секторных сопел, многотрубчатых насадков, эжекторных сопел, периодических электрических разрядов, впрыска жидкости в поток основной струи [1–2], использования вихрегенераторов (некоторые из них применялись на серийных двигателях самолетов – дольчатые смесители, шевроны). Также к вихрегенераторам относятся табы и вдув малоразмерных струй в поток основной струи [3–5]. Последние вызывают интерес тем, что позволяют оказывать гибкое воздействие, а также потенциально не снижают тягу двигателей, с которыми применяются.

В пионерской работе [6], посвященной воздействию на шум струи вдува малоразмерных струй, установлено, что уменьшение шума струи не зависит от формы выходного сечения микросопел, большее давление в микроструях приводит к большему снижению шума [7; 8].

В [7] рассмотрен эффект воздействия вдува микроструй на шум перерасширенной, расчетной и недорасширенной струй. Для расчетной и перерасширенной струй снижение суммарного шума было больше, чем у недорасширенной (в [9] предполагалось противоположное). Установлено, что смещение микроструй вниз по потоку приводит к снижению эффекта уменьшения шума.

В экспериментах [10–12] успешно применены микроструи для подавления обратной акустической связи и, соответственно, дискретного тона [8] в струе, набегающей на плоскую преграду (имитация вертикального взлета и посадки), в результате чего было достигнуто уменьшение уровня пульсаций на преграде и шума струи.

В исследованиях [13; 14] выявлено различие во влиянии продольных вихрей, генерируемых микроструями и шевронами, на шум струи. Установлено, что шевроны обеспечивают более сильное снижение амплитуды акустического шума в низкочастотной области, но имеют значительно большее усиление в высокочастотной, в отличие от микроструй. Вдув микроструй способствует понижению суммарного уровня шума струи равномерно во всем диапазоне углов наблюдения, а наличие шевронов – более эффективно, но при наклоне к оси струи менее 50° .

В работе [15] определено влияние вдува микроструй на шум сверхзвуковых горячих струй двигателя YJ97 и его моделей. Установлены оптимальные параметры вдува: число микросопел – восемь, диаметр микросопел – 4 % от расстояния между микросоплами (длина дуги), угол вдува – 60° к оси струи. Микроструи оказались наиболее эффективны в направлении максимального излучения струи. В натурных испытаниях не зафиксировано высокочастотного усиления, отмечено сокращение длины газодинамических бочек струи при использовании микроструй.

Численное моделирование в [16] в постановке [13] проведено для условий покоя и полета. Установлено, что при использовании вдува микроструй при наличии спутного потока не наблюдалось заметного снижения интенсивного низкочастотного шума, а высокочастотное усиление было той же величины, что и в состоянии покоя.

В работе [17] по данным LES установлено, что нестационарный вдув микроструй вызывает излучение тонального шума, также не приводит к снижению шума по сравнению со стационарным вдувом. Меньший размер и большее количество микроструй при том же общем расходе вызывает более сильное снижение шума. Большой расход газа через микросопла не приводит к дополнительному снижению общего шума: шум смешения уменьшается, высокочастотное усиление и ударно-волновой шум увеличиваются с ростом расхода.

В работе [18] экспериментально исследовалась установка 8-ми пульсирующих микроструй у среза основной струи $M_a = 0,9$ под наклоном. Зафиксировано снижение низкочастотного шума для всех углов излучения. Обнаружено, что вдув микроструй генерирует продольные вихри, которые приводят к увеличению мелкомасштабной турбулентности близи среза сопла и ее уменьшению вниз по течению [19].

В работе [20] выполнено DES-моделирование поперечного вдува четырех микроструй в поток основной струи $M_a = 1,5$, $N_{pr} = 4$ из трубки, расположенной на оси основной струи вниз по течению, на шум струи. Вдув микроструй подавил дискретный тон и снизил ударно-волновой шум, зафиксированное снижение суммарного шума больше, чем при периферийном вдуве.

В исследованиях [21–23] проведено моделирование вдува микроструй в расширяющейся части сверхзвукового и дозвукового сопел. Установлено, что эффективнее располагать микросопла последовательно вдоль сопла для снижения шума. Выдув с внутренней поверхности сопла дробит ударно-волновую структуру струи на более мелкие элементы, обеспечивает увеличение смешения, уменьшает длину ядра струи, подавляет дискретный тон и снижает шум во всем частотном диапазоне.

В большинстве параметрических исследований влияния вдува микроструй на характеристики основной струи одновременно изменялось несколько параметров эксперимента, при этом лишь предполагалось главенство одного из них в наблюдаемом эффекте. Также измерения параметров потока проводились при одном значении азимутального угла в плоскости, проходящей через ось струи, что не отражает всех значимых для звукообразования и смешения изменений в струе. Эти недостатки предлагается устранить в данной работе, что должно помочь получить более полное представление о физических процессах, происходя-

щих в струе, и научиться формировать продольные вихри, которые бы должным нам образом изменяли бы ее характеристики.

Исследовано десять различных конфигураций, в которых газодинамические и геометрические параметры инъекции микроструй изменялись по одному: давление микроструй, расстояние вдува от среза основного сопла, азимутальный, тангенциальный и осевой углы наклона микросопел. Проводилась визуализация течения, измерены азимутальные профили давления Пито и характеристики шума сверхзвуковой недорасширенной струи $M_a = 1$, $N_{pr} = 5$ в одной из точек дальнего акустического поля.

Экспериментальное оборудование

Эксперименты проводились на вертикальной струйной установке (ВСУ) ИТПМ СО РАН (рис. 1) с открытой рабочей камерой, которая расположена в помещении размерами $7 \times 8 \times 5 \text{ м}^3$. Установка позволяет устанавливать модели и сопла с посадочным узлом и входным диаметром, равным 88 мм. Подводящий тракт и форкамера установки диаметром 400 мм обеспечивают предельные значения давления воздуха до 200 атм. и расходом до 50 кг/с.

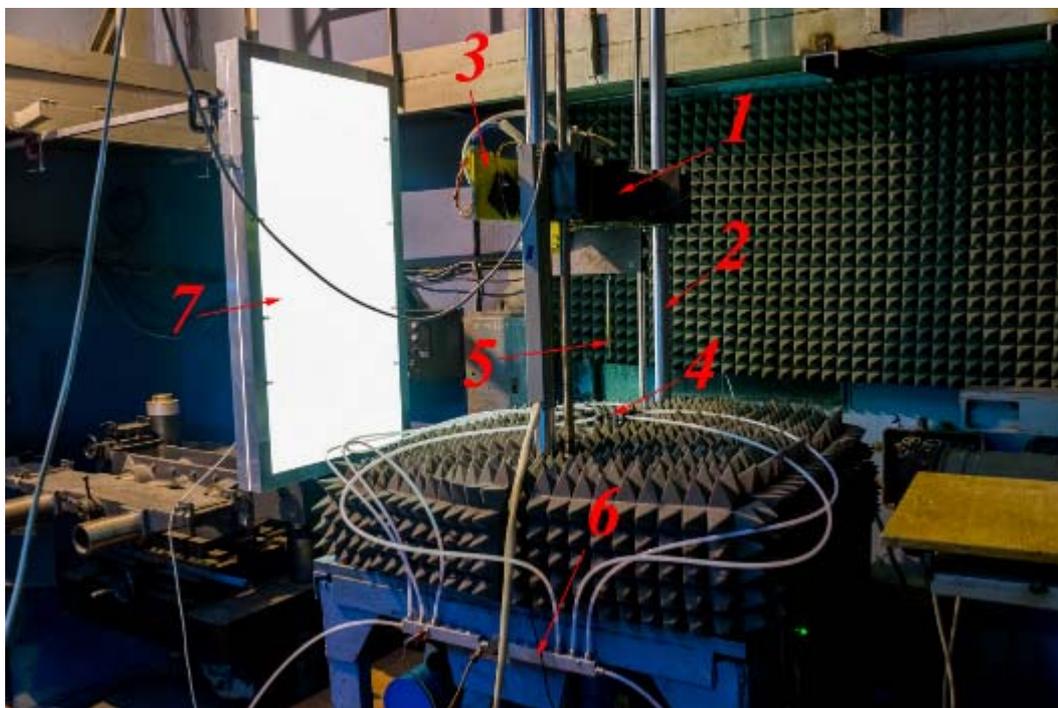


Рис. 1. Фотография вертикальной струйной установки ИТПМ СО РАН

Fig. 1. Photo of a Vertical Jet Facility ITAM SB RAS

Установка оснащена траверсой 1, перемещаемой по цилиндрическим направляющим 2, диаметром 50 мм по ходовому винту с ШВП. Диапазон перемещений составляет 2 м. Траверса позволяет устанавливать преграды, а также используется в данном эксперименте для перемещения координатного устройства 3 в продольном направлении.

Система сбора данных позволяет производить сбор данных физических параметров эксперимента, параметров установки в автоматизированном режиме на персональный компьютер. Система включает в себя персональный компьютер, высокоточный мультиметр НР 3490А фирмы «Agilent» с мультиплексором и аналого-цифровой преобразователь I-7019.

Для измерения газодинамических параметров установки использовались тензометрические датчики давления ТДМ-А (Зеленоград) с диапазоном измерений 0,1 МПа (давление в помещении P_c) и датчиком измерения давления в форкамере с диапазоном 6 МПа (P_0 давление в форкамере). Датчики температуры располагались в форкамере и помещении установки. Давление P_c измерялось непосредственно в рабочем помещении на расстоянии около четырех метров от среза сопла. Аналоговые сигналы с датчиков, измеряющих давление в коллекторах микросопловой установки или трубки Пито, поступают через мультиметр НР на цифровой вольтметр, оцифровываются и передаются в персональный компьютер. Параметры установки передаются на ПК через плату I-7019R.

Эксперименты проводились с использованием конвергентного сопла 4 с геометрическим числом Маха в выходном сечении, равным $M_a = 1,0$, и полированной внутренней поверхностью с профилем Витошинского [24]. Диаметр входного сечения сопла равен 88 мм, выходного – $D_a = 30$ мм. Качество внутренней поверхности сопла, характеризуемое значением шероховатости Δ и определяемое как средняя высота неровностей на профиле, составляет $\Delta \approx 0,25$ мкм. Параметр истечения основной струи $N_{pr} = 5$, где $N_{pr} = P_0/P_c$. Подача осушенного воздуха осуществляется с трассы высокого давления через регулирующий дроссель игольчатого типа с электроприводом, управляемым с пульта управления установки. Погрешность поддержания давления в форкамере во время экспериментов не превышала 0,3 %.

Для измерения полного давления трубкой Пито 5 использован двухосевой координатник 3. Диапазон перемещений по координатам составлял 200 / 500 мм, точность – 2,5 / 12,5 мкм. Перемещение по вертикальной координате осуществляется с помощью механизма поднятия / опускания траверсы вместе с закрепленным на ней координатником с точностью 50 мкм. Управление координатным устройством осуществлялось как в ручном режиме с помощью пульта управления, так и с помощью ПК по заранее заданной программе перемещений в составе системы автоматизированного сбора данных.

В методических измерениях использовался микроструйный насадок [8, 14]. Для параметрических исследований была изготовлена микросопловая установка с возможностью индивидуального изменения параметров вдува микроструй и без привязки к геометрии основного сопла (рис. 2).

Установка собрана из независимых микросопловых модулей, состоящих из конического микросопла с выходным диаметром $D_{aj} = 0,7$ мм, установленного в держателе с основанием. Вращение держателя микросопла относительно его основания позволяло изменять угол наклона микроструи к оси основной струи α_{axis} . Модули перемещаются в горизонтальной плоскости по пазу направляющей пластины (изменение тангенциального α_{tan} (к касательной к окружности струи) и азимутального (между осями микросопел) углов наклона), которая может передвигаться вдоль оси струи по валам на линейных подшипниках, установленных в держателях, вкручиваемых в платформу основания ВСУ.

Подача воздуха к микросоплам осуществлялась по гибким трубкам нейлона с внутренним диаметром 6 мм, обратный конец которых подключался к пневмоколлектору 6 (см. рис. 1). Система подачи воздуха в микросопловую установку позволяла подключить до 12 модулей от трассы высокого давления через дроссель.

Для точного задания и измерения значения давления на входе в микросопла к седьмому входу каждого пневмоколлектора на трубке с длинной, аналогичной у микросопел, были подключены датчики давления ТДМ-А 0,6 МПа, показания с которых регистрировались системой автоматизированного сбора данных ВСУ. Погрешность поддержания давления в форкамере микросопловой установки составила не более 0,8 %.

Позиционирование элементов микросопловой установки осуществлялось по концу трубки Пито, которая перемещалась координатником в заранее вычисленные координаты с учетом геометрии нужной конфигурации микросопловой установки. Погрешность позиционирования микросопел не превышает 0,1 мм.

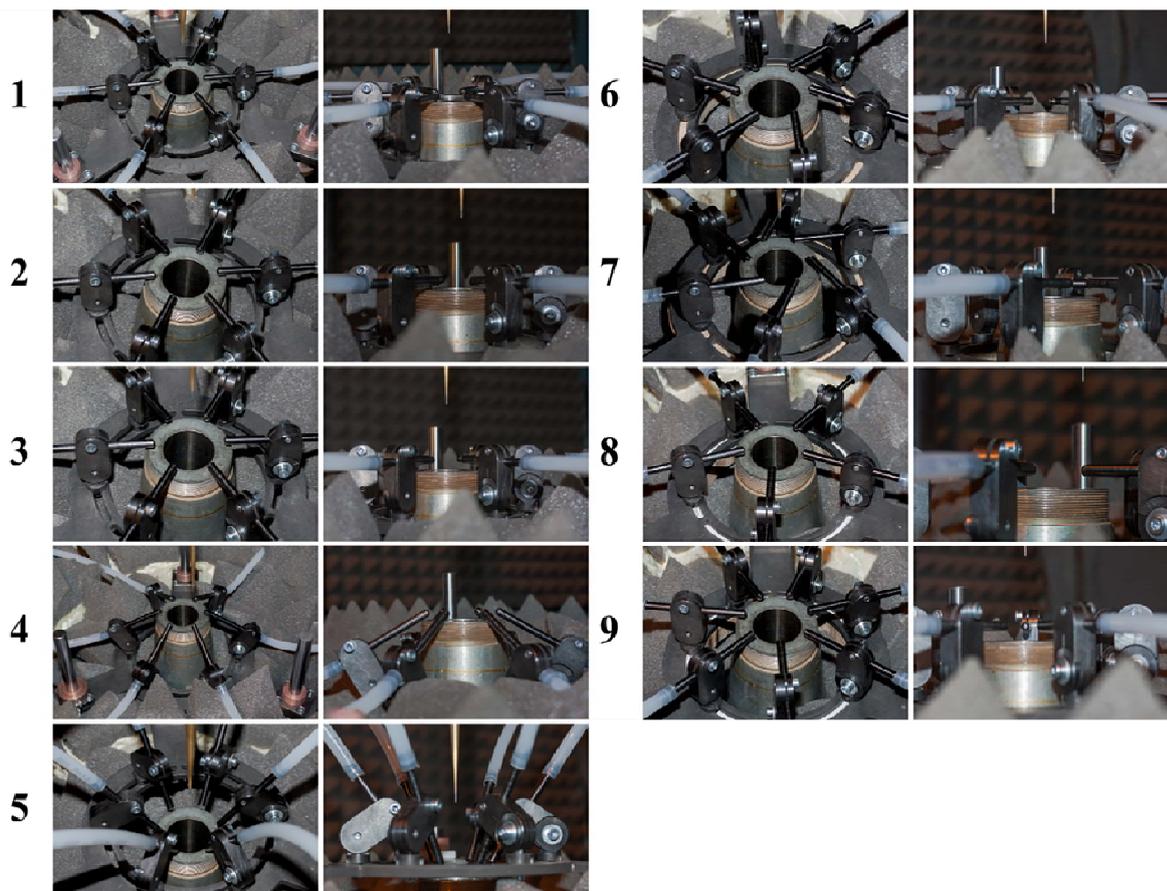


Рис. 2. Фотографии микроструйной установки исследуемых конфигураций, обозначенных цифрами, с двух ракурсов

Fig. 2. Photos of the Microjet Facility of the Studied Configurations, Indicated by Numbers, from Two Angles

Методика исследования

Растровая визуализация

Растровая визуализация [25], применяемая в данной работе для исследования крупномасштабных потоков без применения дорогостоящих оптических систем, основана на известном оптическом явлении рефракции света на неоднородностях плотности и относится к теневым методам. Суть метода заключается в сравнении двух изображений одного и того же фона, полученных в отсутствие и при наличии между фоторегистрирующей аппаратурой и фоновым экраном исследуемого объекта, в котором присутствуют неоднородности плотности.

В эксперименте для удерживания изображения раstra и его подсветки был использован световой короб 7 (см. рис. 1), который монтировался на оптической станине, расположенной на независимом фундаменте. Лайтбокс размером $1\,350 \times 710 \times 100$ мм³ состоял из двух частей: щиты сплошной светодиодной подсветки (60 кЛм) и удержания раstra. Регистрация изображения осуществлялась фотоаппаратом Nikon D5300 с объективом Nikon AF-S 18-300 mm 1:3.5-5.6G ED, управляемым с удаленного компьютера. Фотоаппарат был закреплен на оптической рельсе, установленной на оптической станине, расположенной с диаметрально противоположной стороны от струйной установки относительно лайтбокса. Итоговые параметры съемки после предварительной подборки экспозиции составили: выдержка 1/15 с, диафрагма

F8, чувствительность ISO400, ЭФР = 102 мм, расстояние от раstra до сопла – 1 030 мм, от сопла до фотоаппарата – 2 460 мм.

Перед началом эксперимента для каждого режима течения были получены опорные кадры, затем выполнялась съемка раstra через поток струи. Пары изображений попиксельно вычитались, выполнялось размытие по Гауссу. После этого выполнялась графическая обработка изображения (коррекция экспозиции, уровней, тоновой кривой) идентичная для всего эксперимента.

Предварительно для проведения визуализации были определены оптимальные параметры раstra (ширина линий составила 0,3 мм, чешуйчатый растр в виде дуг окружностей, сдвинутых на радиус, равный 1,37 мм). На итоговом изображении визуализации одна ячейка раstra соответствует линейному размеру в плоскости струи 1,8 мм.

Акустические измерения

Проведены измерения спектральных характеристик акустического излучения в дальнем акустическом поле сверхзвуковой струи при наличии вдува микроструй различных конфигураций. $\frac{1}{4}$ " 100 кГц микрофон Microtech Gefell MK301 располагался на удалении от центра среза сопла основной струи в 40 калибров под углом к положительному направлению оси струи в 40° . Микрофон использовался совместно с предусилителем MV302 и усилителем MN921 фирмы «Microtech Gefell». Для тарировки микрофона использовался акустический калибратор Microtech Gefell 4000-C1. 1. Регистрация данных пульсаций акустического шума струи осуществлялась аналого-цифровой платой TiePie HS4-DIFF-5. Частота дискретизации АЦП 200 кГц, разрешение 16 бит. Записывалось 8 последовательных реализаций длиной 2^{17} отсчетов.

Методика обработки данных заключалась в вычислении амплитудных частотных спектров, суммарных уровней пульсаций давления в различных полосах частот. Для вычисления спектров использовался алгоритм быстрого преобразования Фурье (БПФ). Проведено осреднение спектров пульсаций давления по методу Бартлетта с прямоугольной оконной функцией (осреднение по 256 окнам длиной 4 096 отсчетов, что соответствует амплитудным спектрам в полосе частот 48,83 Гц). Значения полученных спектральных амплитуд удваивались, за исключением нулевой частоты (постоянная составляющая сигнала), для сохранения суммарного уровня сигнала, так как на графиках зеркальные частоты Фурье отбрасывались.

Приводимые спектры представлены в децибелах, вычисляемых по формуле

$$L(f) = 20 \cdot \lg \left(\frac{P(f)}{p_{00}} \right),$$

где p_{00} – порог слышимости, $p_{00} = 2 \cdot 10^{-5}$ Па.

Также вычислялись суммарные уровни среднеквадратичных пульсаций полного давления в различных полосах частот интегрированием спектра по нужному диапазону.

Эксперименты проводились при малом количестве звукопоглощающих покрытий помещения ВСУ. Для определения степени корректности выполнения измерений в имеющихся на установке условиях были выполнены сравнения спектров акустического шума невозмущенной сверхзвуковой струи $M_a = 1$, $N_{pr} = 5$ и при наличии микросоплового насадка $N_{prj} = 4$ с данными от 2012 г. [14], полученными в условиях более корректной обработки отражающих поверхностей установки. Результаты сравнения, а также собственный шум измерительной линии и помещения установки приведены на рис. 3, а.

Определено, что регистрируемый шум струи значительно превосходит фоновый. Данные о спектре шума струй в помещении без акустической обработки имеют более высокий уровень – на величину около 4 дБ, также в спектре присутствует пилообразная неоднородность, связанная с интерференцией прямых и отраженных от поверхностей установки акустических волн. В целом же формы спектров, как и характер влияния вдува микроструй, аналогичны,

за исключением воздействия последних на дискретный тон. Без акустической подготовки помещения дискретная составляющая не подавлялась, хотя в более старых экспериментах [8] она полностью исчезала уже при $N_{prj} = 1,5$. Данный факт может быть объяснен наличием координатного устройства в потоке струи, несмотря на то, что во время проведения акустических измерений он поднимался на высоту более метра от среза сопла основной струи (кончик трубки Пито располагался на оси струи при координате $x/D_a = 26,67 + \sim 10$ Da длины пилон-на трубки Пито). Это же подтверждается наблюдениями за наличием дискретного тона при зондовых измерениях параметров потока струи – дискретный тон исчезал и появлялся при перемещении координатного устройства вдоль оси струи. Проблему влияния державки измерительного зонда [26; 27] пытались устранить, заменив боковой пилон на длинный тонкий осевой, но этого оказалось недостаточно.

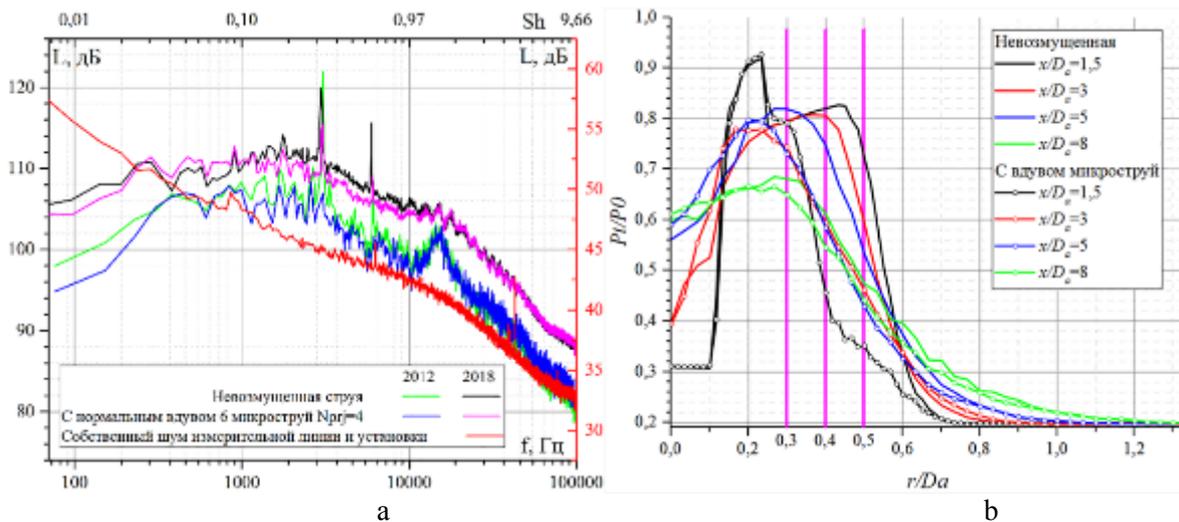


Рис. 3. Спектры собственного шума и акустического излучения струи $M_a = 1$, $N_{pr} = 5$ при разной акустической подготовке помещения установки (а); радиальные профили измеренного полного давления невозмущенной струи и с микросопловым насадком $N_{prj} = 4$ (b)

Fig. 3. Spectrum of Self Noise and Spectra of the Acoustic Pulsations of the jet $M_a = 1$, $N_{pr} = 5$ at Different Acoustic Treatment the Facility Premises (a); Pitot Pressure Radial Profiles of Undisturbed Jet and Jets with Micronozzle Mouthpiece $N_{prj} = 4$ (b)

Из полученных сведений следует вывод о том, что в данных условиях можно проводить акустические измерения, но только для регистрации относительных изменений в спектре шума струи при воздействии на нее вдува микроструй и без учета поведения дискретного тона. Относительная погрешность измерения пульсаций акустического шума оценивается в 0,5 дБ.

Зондовые измерения

Для определения характерных поперечных размеров, положения и амплитуды продольных вихрей, генерируемых при вдуве микроструй, было решено выполнить измерения азимутальных профилей давления. Значения радиусов r/D_a , при которых проведены измерения, определены по тестовым радиальным профилям распределения давления Пито P_t (обезразмерены на значение давление в форкамере ВСУ P_0) для невозмущенной сверхзвуковой струи $M_a = 1$, $N_{pr} = 5$ и при наличии микросоплового насадка $N_{prj} = 4$ (рис. 3, b) в зависимости

от продольной координаты профиля x/D_a (1,5; 3; 5; 8). При зондировании радиальный профиль был в плоскости, проходящей через оси основной и малоразмерной струй.

По результатам сравнения профилей давления были выбраны значения безразмерных радиусов $r/D_a = 0,3; 0,4; 0,5$, при которых выполнены измерения в диапазоне азимутальных углов, расположенных между соседними точками контакта микроструи с основной струей. Значения продольной координаты x/D_a азимутальных профилей составили значения 1,5; 3; 5 и 8.

Программа испытаний

Программа испытаний включала в себя 11 различных конфигураций (табл. 1, см. также рис. 2), в которых все геометрические и газодинамические параметры вдува микроструй выдержаны неизменными, за исключением одного исследуемого.

Таблица 1

Конфигурации микросопловой установки

Table 1

Micronozzle facility configurations

Параметр	Обозначение конфигурации											
	1.0	1.1	1.2	2	3	4*	5	6	7	8	9	
Количество микроструй (азимутальный угол)	6 (60°)							5 (72°)		7 (51,43°)		
N_{prj}	0	2	4									
Продольная координата взаимодействия, $x_{вз}/D_a$	0,083		0,167	0,25	0,248	0,25						
Радиальная координата взаимодействия, $r_{вз}/D_a$	0,54		0,57	0,6	0,6	0,6						
Расстояние свободного пробега микроструй, $L_{св.пр.мкстр}/D_a$	0,064				0,097		0,064					
Осевой угол наклона микроструй, α_{axis}	90°				119,94°		60°	90°				
Тангенциальный угол наклона микроструй, α_{tan}	0°							30°	60°	0°		
Исследуемый параметр	—	N_{prj}		$x_{вз}$			α_{axis}		α_{tan}		азимутальный угол	

* Геометрические параметры отличны от эталонных в силу неучтенного физического ограничения установки (не хватило возможности выдвинуть микросопло на величину около 1 мм).

Испытания включали в себя опорный вариант без вдува микроструй (конфигурация 1.0), исследование влияния величины относительного полного давления ($N_{prj} = 2, 4$) в форкамере микроструйной установки (конфигурации 1.1, 1.2) при геометрических параметрах, эквивалентных использованию микросоплового насадка, влияния продольной координаты точки

взаимодействия $x_{вз}$ микроструи и основной струи (конфигурации 1.2, 2, 3). Все дальнейшие изменения геометрии происходили относительно конфигурации 3 ($x_{вз}/D_a = 0,25$) в силу геометрических ограничений при позиционировании установки. Исследование влияния осевого наклона микросопел выполнено в конфигурации 4 и 5, тангенциального – 6 и 7. Изменение азимутального угла происходило варьированием количества микросопловых модулей – конфигурации 8 и 9.

При конфигурировании координатой точкой взаимодействия струи основного сопла и микроструи считалась внешняя граница слоя смешения, зависимость положения которой от продольной координаты (x/D_a от 0 до 1) была вычислена аппроксимацией значений, полученных по результатам численного моделирования течения свободной струи в пакете Ansys Fluent. Для выбранных значений x/D_a вблизи среза сопла данные расчета были валидированы по эксперименту и показали хорошее количественное соответствие.

Также при конфигурировании был выдержан свободный пробег микроструи $L_{св.пр.мкстр}/D_a$ от среза микросопла до точки взаимодействия с потоком основной струи равным 0,064, который был реализован в микросопловом насадке.

Наибольший массовый расход воздуха через микросопловую установку составлял 0,3 % от потока основной струи.

Результаты

Визуализация

На рис. 4, 5 представлены изображения растровой визуализации осредненного течения струи $M_a = 1$, $N_{pr} = 5$ как невозмущенной, так и с вдувом микроструй различных конфигураций с нанесенной размерной сеткой. Обширное светлое пятно на изображениях, начинающееся с $x/D_a = 10$ (рис. 4, *b* и рис. 5, *a*, верх) является артефактом, который проявился при незапланированном отклонении листа с изображением раstra из-за прогиба прижимающего его листа поликарбоната толщиной 8 мм вследствие его малой жесткости и наличия интенсивных акустических нагрузок при истечении сверхзвуковой струи. На рис. 4, *a* представлена растровая визуализация осредненного течения невозмущенной струи $M_a = 1$, $N_{pr} = 5$. Вдув шести микроструй приводит к появлению дополнительных скачков уплотнения [28], изменению длины и количества газодинамических бочек, а также к изменению угла расширения струи.

Количество газодинамических ячеек в потоке струи может быть косвенным показателем интенсивности процессов смешения в ее потоке, так как при захвате струи газа вихрями слоя смешения из окружающего пространства будет происходить падение полного давления, что на определенном расстоянии от среза сопла приведет к невозможности разгона струи до сверхзвуковой скорости и образования очередной «бочки».

На рис. 6 приведены значения продольной координаты границ газодинамических ячеек (пронумерованы и отмечены точками) для исследуемых режимов вдува микроструй. Погрешность определения размера газодинамической ячейки вблизи среза сопла близка к разрешению визуализации (1,8 мм), однако в конце начального участка из-за развитой вихревой структуры и ее осреднения в процессе экспонирования погрешность возрастает до ~ 7 мм.

Рост давления в форкамере микросопел приводит к сокращению длины ячеек (рис. 4, *b*). Смещение точки взаимодействия микроструй с основной струей вниз по потоку влечет увеличение длины и количества ячеек (рис. 4, *c*). Использование вдува микроструй с наклоном сопел к и от оси основной струи (соответственно рис. 5, *a*, верх и рис. 5, *a*, низ) увеличивает число «бочек» до 11, что является максимальным среди наблюдаемых в эксперименте. Струя с использованием микроструй с тангенциальным углом наклона (рис. 5, *b*, верх) в 30° имеет равное с невозмущенной струей количество ячеек, при 60° – на 1 больше. Наиболее короткий начальный газодинамический участок зарегистрирован при использовании нормального вдува 5-ти и 6-ти микроструй (рис. 5, *c*).

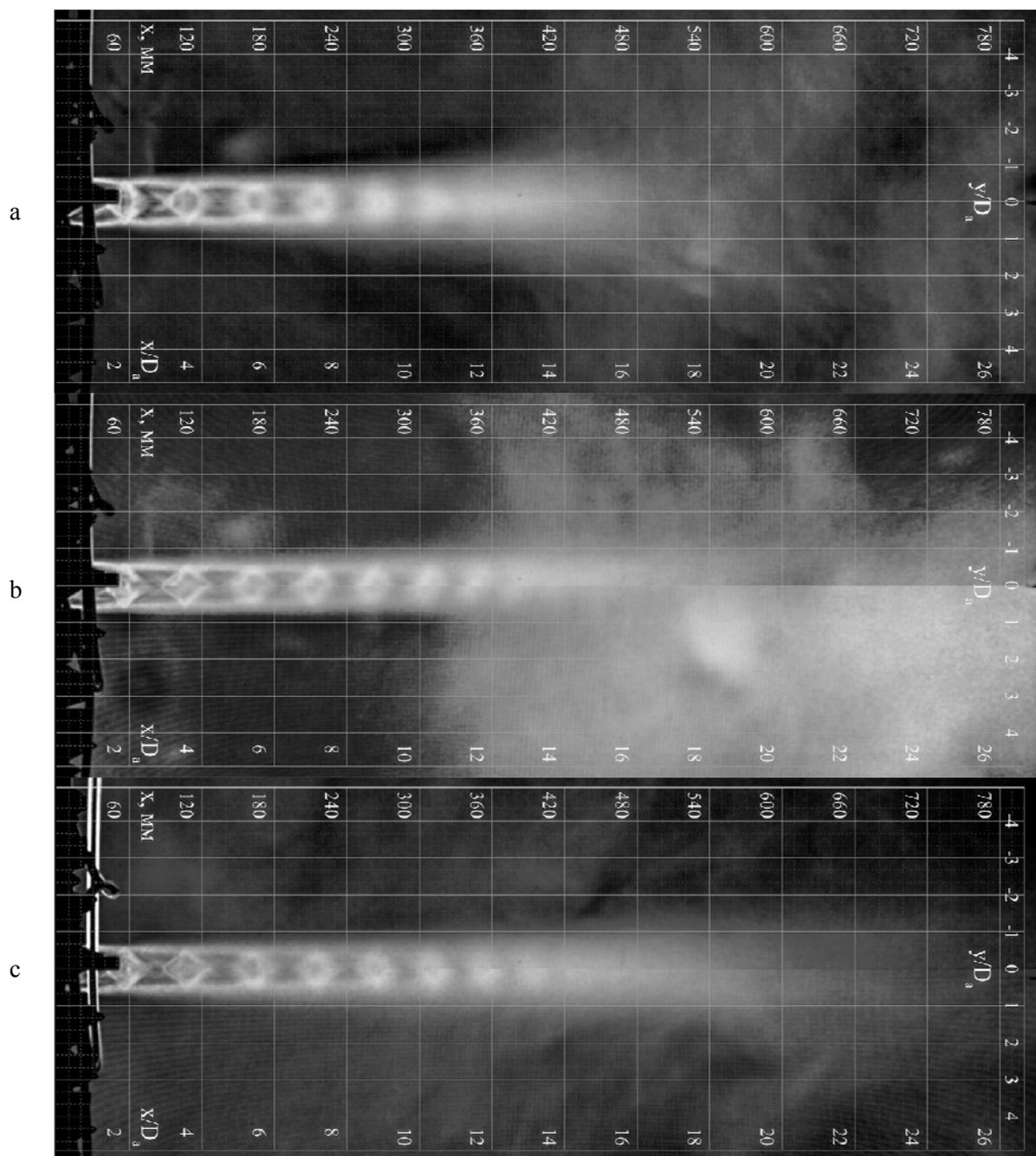


Рис. 4. Растровая визуализации течения невозмущенной сверхзвуковой струи (а, конфигурация 1.0) и с вдувом микроструй конфигурации 1.1 (b, верх), 1.2 (b, низ), 2 (c, верх), 3 (c, низ)

Fig. 4. Raster Visualization of Undisturbed Jet Flow (a, configuration 1.0) and with Microjet Injection Configuration 1.1 (b, top), 1.2 (b, bottom), 2 (c, top), 3 (c, bottom)

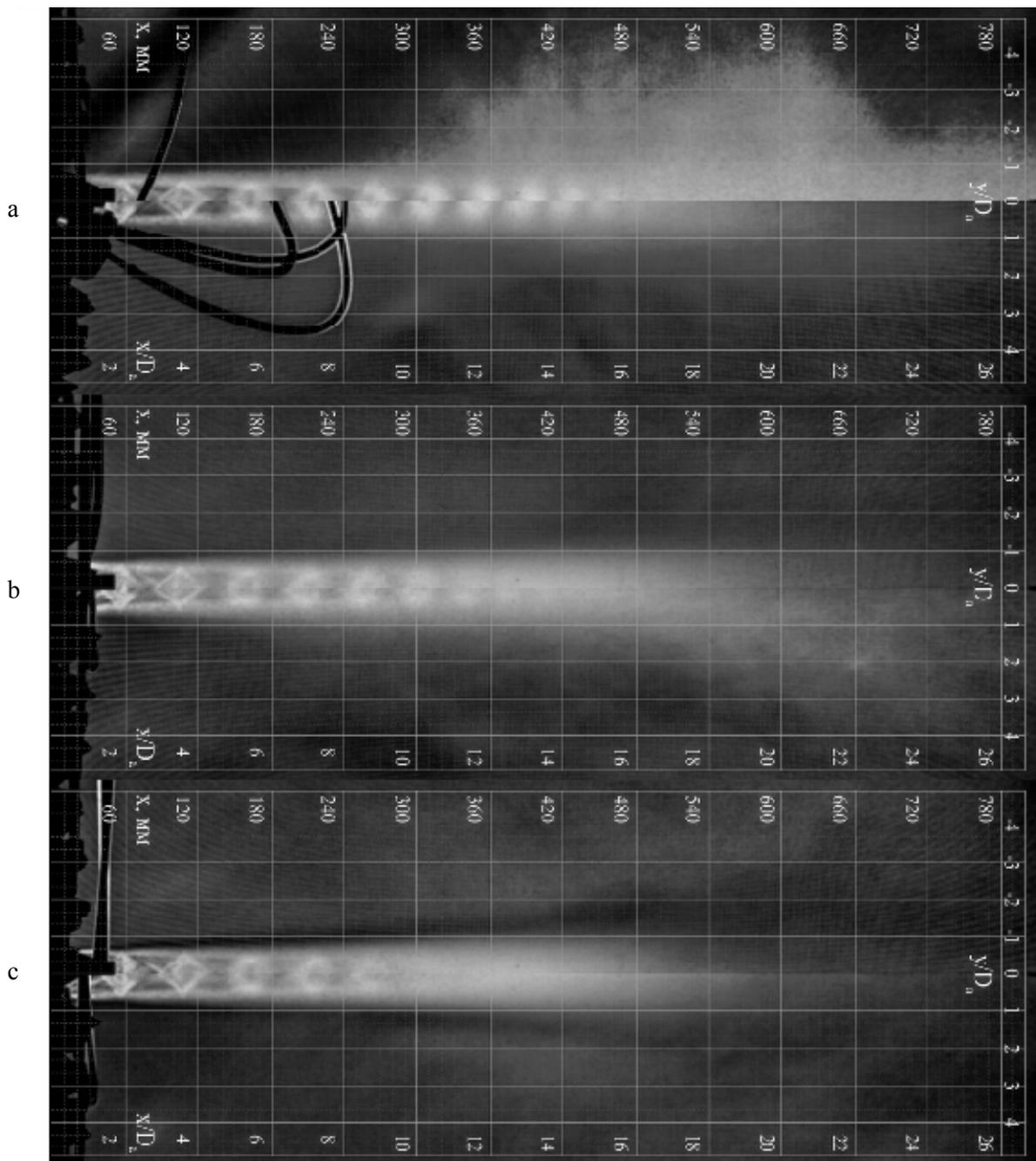


Рис. 5. Растровая визуализации течения сверхзвуковой струи с вдувом микроструй конфигурации 4 (а, верх), 5 (а, низ), 6 (b, верх), 7 (b, низ), 8 (с, верх), 9 (с, низ)

Fig. 5. Raster Visualization of Supersonic Jet Flow with Microjet Injection Configuration 4 (a, top), 5 (a, bottom), 6 (b, top), 7 (b, bottom), 8 (c, top), 9 (c, bottom)

По данным визуализации измерены значения углов расширения струи, путем многократных измерений по изображениям, обработанным пороговым фильтром. Итоговое значение

угла вычислялось как среднее между углами с левой и правой частями струи, так как визуализации струй имеют разное направления интегралов градиентов плотности на изображении. График изменения относительного угла раствора струи от режима вдува микроструй по сравнению с невозмущенной струей приведен на рис. 6, *b*.

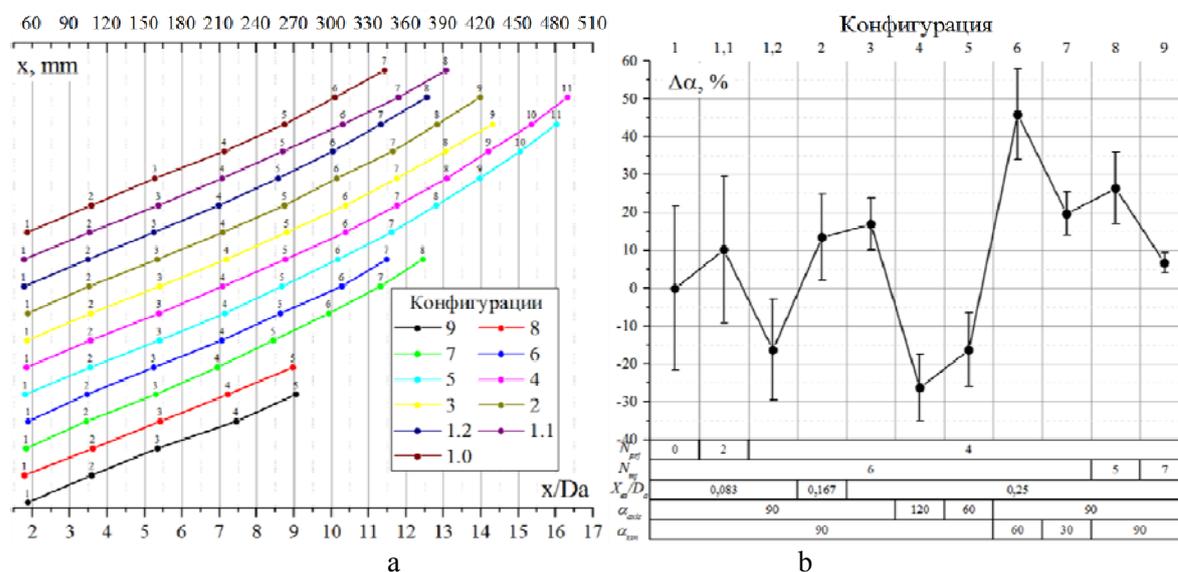


Рис. 6. Положение границ газодинамических ячеек (а) и относительное изменение угла расширения (b) струй с вдувом микроструй различных конфигураций

Fig. 6. The Position of the Gas-Dynamic Cells Boundaries (a) and Relative Changes in the Angle of the Jet Expansion (b) of the Jets with the Microjets Injection of Various Configurations

Для конфигураций микросопловой установки с шестью микросоплами отмечается корреляция между углом раскрытия струи и длиной начального участка (в частности, с количеством зарегистрированных газодинамических ячеек). Однако при использовании пяти / семи микроструй наблюдается значительно более короткий начальный газодинамический участок при умеренном / незначительном уширении струи по сравнению с невозмущенной.

Акустические измерения

Зарегистрированные суммарные уровни пульсаций акустического давления сверхзвуковой недорасширенной струи как невозмущенной, так и при наличии микроструй, составляли от 131 до 133 дБ при собственном уровне шума в помещении ВСУ в 70 дБ. Величина уровня шума только от микроструйной установки в эксперименте варьировалась от 87 до 91 дБ в зависимости от конфигурации. Поскольку абсолютные уровни шума струи при условиях неблагоприятной акустической обработки помещения не отражают истинных значений, то анализ производился в величинах относительно шума у невозмущенной струи.

На рис. 7, *a–e* представлены относительные амплитудные спектры пульсаций акустического шума струи при воздействии вдува микроструй. По верхней оси абсцисс отложена частота в числах Струхала, вычисленных по параметрам газа на срезе основного сопла. На рис. 7, *f* приведены значения изменения величины среднеквадратичных пульсаций шума в характерных диапазонах частот, границы которых отмечены вертикальными линиями на спектрах.

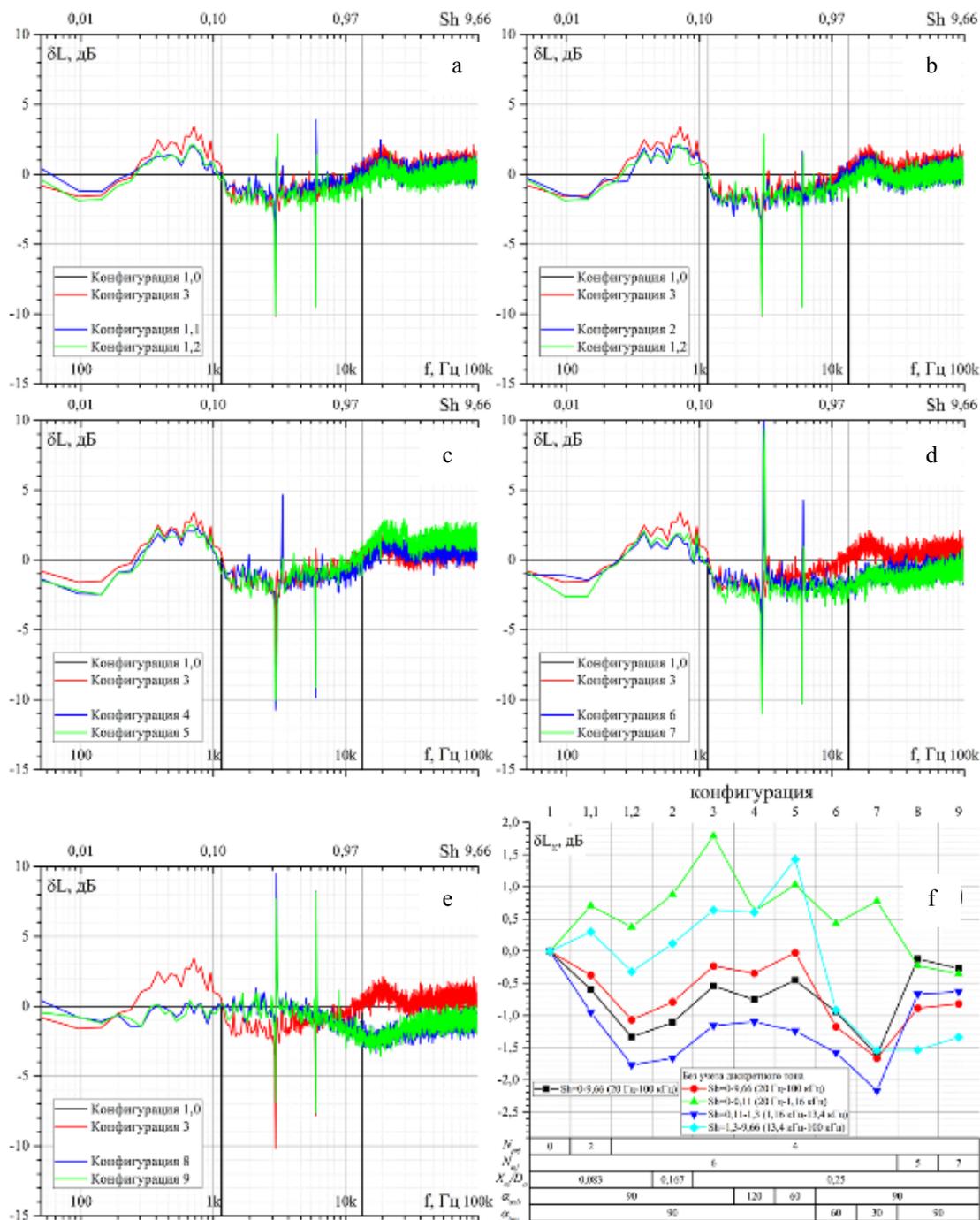


Рис. 7. Относительные амплитудные спектры (a–e) и величина среднеквадратичных пульсаций в различных частотных диапазонах (f) акустического давления струй с вдувом микроструй различных конфигураций

Fig. 7. Relative Amplitude Spectra (a–e) and the Standard Deviation Value of Pulsations in Various Frequency Ranges (f) of the Jets Acoustic Pressure with Microjets Injection of Various Configurations

Использование нормального вдува шести микроструй вблизи среза сопла (конфигурации 1,1, 1,2) приводит к снижению уровня шума в низкочастотной области $Sh < 0,11$ (за исклю-

чением роста в области при Sh от 0,02 до 0,11) и повышению в высокочастотной $Sh > 1,3$. При этом увеличение давления в форкамере микросопловой установки приводит к росту амплитуды снижения / увеличения в низкочастотной / высокочастотной областях спектра. Отмечается появление в спектре слабого «горба» вблизи числа Струхала 1,6, который связывается с ударно-волновым шумом от взаимодействия вихрей со скачками уплотнения, расходящимися от точки взаимодействия микроструи с основной струей.

Отдаление точки взаимодействия микроструй от среза основного сопла (конфигурации 1,2; 2; 3) приводит к росту шума струи во всем диапазоне частот по сравнению с расположенными наиболее близко к корню основной струи микросоплами.

Дальнейший анализ логичнее вести относительно шума невозмущенной струи и базовой конфигурации 3. Отклонение микросопел к оси струи (конфигураций 4, 5) приводит дополнительному понижению низкочастотного шума (Sh от 0,02 до 0,11), при этом в области основного воздействия (Sh от 0,11 до 1,3) изменений не наблюдается. Обратный уклон микросопел в конфигурации 5 также способствует росту высокочастотного усиления.

Изменение тангенциального наклона микроструй оказывает снижение шума струи во всем диапазоне частот (относительно конфигурации 3) и достигает величин снижения в низкочастотной области аналогичных при нормальном вдуве вблизи среза сопла (конфигурации 1, 2), при этом величина высокочастотного усиления оказывается ниже на 1 дБ. Величина снижения коррелирует с увеличением тангенциального угла. Отмечается отсутствие ударно-волнового шума от микроструй ($Sh \approx 1,6$), что объясняется возрастанием площади контакта микросопла со слоем смещения при боковом столкновении и ослабеванием скачков уплотнения, распространяющихся от точки взаимодействия.

Использование пяти и семи микроструй оказывает слабое влияние на шум сверхзвуковой струи в низкочастотной области $Sh < 0,5$, но они при этом не оказывают высокочастотного усиления – шум снижается на 1,5 дБ в этой области. Это коррелирует с данными визуализации, свидетельствующими об усилении смещения в струе и сокращении ее дальности, т. е. область вблизи среза сопла, излучающая шум на высоких частотах, имеет меньшую длину и, следовательно, обладает меньшей интенсивностью. Влияние азимутального угла расположения микросопел следует считать нелинейным, согласно полученным данным.

Стоит учитывать, что выявленные факты справедливы лишь для одного угла наблюдения, для обобщения необходимо провести измерение по всей диаграмме направленности.

Распределение измеренного полного давления

Выполнены измерения азимутальных профилей струй для трех значений радиусов и четырех положений вдоль оси струи при использовании микросопловой установки различных конфигураций. На рис. 8 представлены данные о разнице измеренного относительного полного давления и среднего для невозмущенной струи ($P_{t\ 1,0\ mean}/P_c$) в данном сечении (табл. 2).

Зарегистрировано, что увеличение давления в микроструях приводит к снижению давления в следе за точкой их контакта с основной струей, отдаление микросопел вниз по потоку – к ослаблению следа. Область существования продольных вихрей коррелируют с данными работы [29], где получена прямая связь между давлением в микроструе и отклонением слоя смещения основной струи внутрь, максимальная кривизна границы слоя смещения по азимуту регистрируется вниз по потоку от точки воздействия микроструи в сечении $x/D_a=1,8$, а вниз по потоку кривизна уменьшается, и струя становится более симметричной.

Ни на одном из профилей не отмечено наличия следа от парных продольных вихрей, образованных вдувом микроструй в поток основной струи на азимутальных профилях при $r/D_a = 0,3$, за исключением конфигурации 7 с тангенциальным углом $\alpha_{tan}=30^\circ$ (отмечается наличие неоднородности в виде повышения относительного давления в области шириной 35° на 0,63) и режимов 8, 9 (уменьшение давления в широких значениях азимутальных углов, вероятно, является следствием интенсифицированного смещения и сокращения длины начального газодинамического участка).

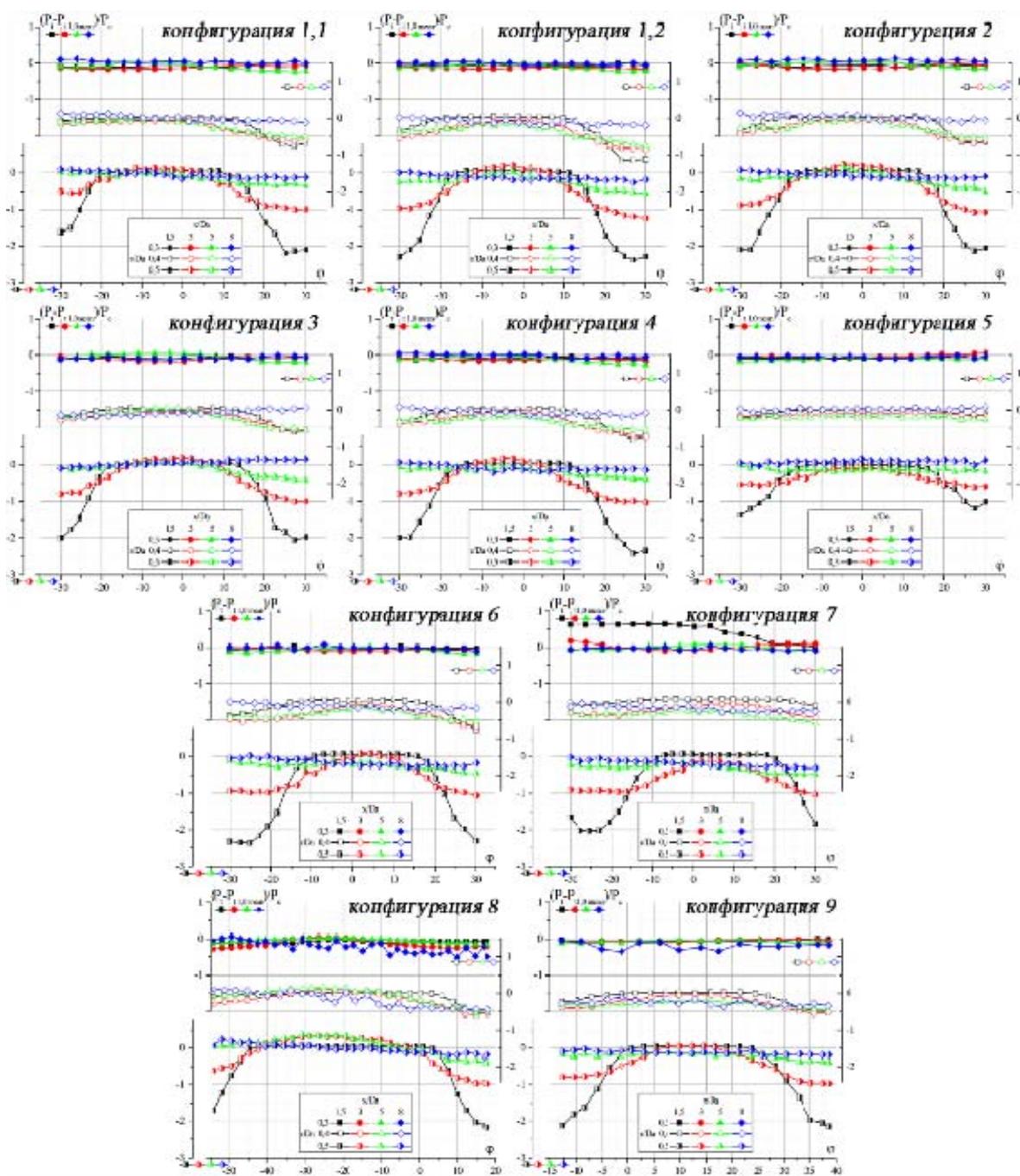


Рис. 8. Поля распределения и азимутальные профили распределения относительного давления Пито струи с вдувом микроструй конфигурации 1.1–9

Fig. 8. Azimuthal Profiles of Relative Pitot Pressure of Jet with Microjet Injection Configuration 1.1–9

Таблица 2

Величины относительного среднего давления Пито
в азимутальных профилях невозмущенной струи конфигурации 1

Table 2

Mean Relative Pitot Pressure Values at Azimuthal Profiles
of Undisturbed (Configuration 1.0) Jet Flow

x/D_a	$P_{t1,0\text{ mean}}/P_c$		
	$r/D_a = 0,3$	$r/D_a = 0,4$	$r/D_a = 0,5$
1,5	4,02	4,05	4,10
3	3,94	4,05	3,69
5	4,05	3,82	2,84
8	3,28	3,02	2,49

Для остальных значений r/D_a для всех конфигураций микросопловой установки не отмечено существенных различий в характере распределения относительного измеренного полного давления (амплитуда и ширина области понижения давления в следе за местом вдува микроструи), которые могли бы объяснить причину появления видимых различий в дальнобойности, угле расширения и изменений в акустическом излучении струй. Например, существенно отличающиеся по структуре и уровню акустического излучения струи конфигураций 4 и 9 имеют практически идентичные азимутальные профили давления Пито.

Выводы

Выполнены параметрические исследования влияния вдува микроструй различных конфигураций на структуру и акустическое излучение сверхзвуковой недорасширенной струи $M_a = 1$, $N_{pr} = 5$. Изменение газодинамических (полное давление микроструй) и геометрических (удаленность от среза сопла, азимутальный, осевой и тангенциальный углы наклона) характеристик микросопловой установки проводились по одному параметру при сохранении неизменными остальных.

Выявлено, что вдув микроструй в общем случае приводит к увеличению дальнобойности струи и снижению ее смещения. По предварительным измерениям, к наиболее благоприятным параметрам вдува микроструй для уменьшения акустического излучения струи относятся близость точки вдува к срезу основного сопла, наклон микросопел к оси основного сопла и их малый тангенциальный угол. Количество микросопел влияет нелинейно на структуру и шум струи.

Установлено, что распределение величины измеренного полного давления течения вблизи искусственных продольных вихрей в потоке основной струи не может объяснить изменений в характеристиках смещения струи и ее акустического излучения.

Список литературы

1. **Мунин А. Г., Самохин В. Ф., Шипов Р. А. и др.** Авиационная акустика. Ч. 1: Шум на местности дозвуковых пассажирских самолетов и вертолетов. М.: Машиностроение, 1986.

2. **Копьев В. Ф., Битюрин В. А., Беляев И. В. и др.** Управление шумом струи с помощью плазменных актуаторов диэлектрического барьерного разряда // *Акустический журнал*. 2012. Т. 58, № 4. С. 473–481.
3. **Sayed N., Mikkelsen K., Bridges J.** Acoustics and thrust of quiet separate-flow high-bypass-ratio nozzles. *AIAA J.*, 2003, vol. 41, no. 4, p. 372–378.
4. **Bridges J., Wernet M. P.** Cross-Stream PIV Measurements of Jets with Internal Lobed Mixers. In: Tenth Aeroacoustics Conference cosponsored by the American Institute of Aeronautics and Astronautics and the Confederation of European Aerospace Societies. Manchester, United Kingdom, 2004.
5. **Khritov K. M., Kozlov V. Y., Krasheninnikov S. Y. et al.** On the prediction of turbulent jet noise using traditional aeroacoustic methods. *J. Aeroacoustic*, 2005, vol. 4, no. 3/4, p. 289–324.
6. **Крашенинников С. Ю., Соркин Л. И., Толстошеев М. Н., Яковлевский О. В.** Исследование акустических и газодинамических характеристик струйного шумоглушителя // *Акустический журнал*. 1970. Т. 16, № 1. С. 88–95.
7. **Greska V., Krothapalli A., Arakeri V.** A further Investigation into the Effects of Microjets on high Speed Jet Noise. In: 9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit. Aeroacoustics, 2003.
8. **Губанов Д. А., Киселев Н. П., Запрягаев В. И.** Экспериментальное исследование влияния вихрегенераторов и подвода жидкости на шум высокоскоростных струй // *Учен. зап. ЦАГИ*. 2012. Т. 43, № 4. С. 57–68.
9. **Lou H.** Control of a Supersonic Impinging Jet Using Microjets. PhD thesis. Florida State University, 2005.
10. **Alkisar M. B., Krothapalli A., Choutapalli I., Lourenco L.** Structure of Supersonic Twin Jets. *AIAA J.*, 2005, vol. 43, no. 11, p. 2309–2318.
11. **Alvi F. S., Shih C., Elavarasan R., Garg G., Krothapalli A.** Control of Supersonic Impinging Jet Flows Using Supersonic Microjets. *AIAA J.*, 2003, vol. 41, no. 7.
12. **Lou H., Alvi F. S., Shih C.** Active and passive control of supersonic impinging jets. *AIAA J.*, 2006, vol. 44, no. 1, p. 58–66.
13. **Alkisar M. B., Krothapalli A., Butler W. G.** The effect of streamwise vortices on the aeroacoustics of a Mach 0.9 jet. *J. Fluid Mech.*, 2007, no. 578, p. 139–169.
14. **Киселев Н. П., Запрягаев В. И., Губанов Д. А.** Влияние вихрегенераторов на диаграмму направленности акустического излучения сверхзвуковых струй // *Учен. зап. ЦАГИ*. 2014. Т. 45, № 2. С. 107–117.
15. **Greska V. J.** Supersonic Jet Noise and its reduction using microjet injection. PhD thesis. The Florida State University, 2005.
16. **Shur M. L., Spalart P. R., Strelets M. K.** LES-Based Evaluation of a Microjet Noise Reduction Concept in Static and Flight Conditions. In: IUTAM Symposium on Computational Aero-Acoustics for Aircraft Noise Prediction, *Procedia Engineering* 6, 2010, p. 44–53.
17. **Hafsteinsson H. E., Eriksson L. E., Andersson N., Cuppoletti D. R., Gutmark E.** Noise Control of Supersonic Jet with Steady and Flapping Fluidic Injection. *AIAA J.*, 2015, vol. 53, no. 11, p. 3251–3272.
18. **Upadhyay P., Valentich G., Alvi F.** Flow and Acoustic Features of a Mach 0.9 Jet Using High Frequency Excitation. In: 54th AIAA Aerospace Sciences Meeting, AIAA SciTech Forum. San Diego, California, USA, 2016.
19. **Губанов Д. А., Запрягаев В. И., Киселев Н. П.** Использование вихрегенераторов для управления акустическим излучением высокоскоростных струй // *Тез. докл. IV Открытой всерос. конф. по аэроакустике*. М., 2015. С. 196–197.
20. **Pourhashem H., Kalkhoran I. M.** Numerical Investigation of Supersonic Jet Noise Suppression via Downstream Microjet Fluidic Injection. In: 54th AIAA Aerospace Sciences Meeting. San Diego, California, USA, 2016, p. 0002.

21. **Hromisin S., Lampenfield J., McLaughlin D. K., Morris P. J.** Experimental and Numerical Study of Fluidic Corrugation Design for Supersonic Jet Noise Reduction Using Fluidic Corrugations. In: 22nd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. Lyon, France, 2016.
22. **Coderoni M., Lyrintzis A.S., Blaisdell G. A.** Aeroacoustics of Supersonic Jets with Fluidic Injection. In: 23rd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA AVIATION Forum. Denver, Colorado, США, 2017.
23. **Rajput P., Kumar S., Kalkhoran I.** Noise Reduction for an Unheated Mach 0.9 Jet by Fluidic Injection. In: 23rd AIAA / CEAS Aeroacoustics Conference, 3857.
24. **Дейч М. Е.** Техническая газодинамика. М.: Энергия, 1974.
25. **Бойко В. М., Оришич А. М., Павлов А. А.** Методы оптической диагностики в аэрофизическом эксперименте. Новосибирск, 2009. 450 с.
26. **Gubanov D. A., Zapryagaev V. I., Kiselev N. P., Kundasev S. G.** Aeroacoustic interaction in high-velocity jet with a thin obstacle. In: XIX Int. Conf. on the Methods of Aerophysical Research (ICMAR 2018) (Novosibirsk, Russia, 13–19 Aug., 2018): AIP Conf. Proc. Novosibirsk, 2018. S.l., vol. 2027, no. 1, p. 040022(5).
27. **Губанов Д. А., Запругаев В. И., Киселев Н. П.** Аэроакустическое взаимодействие в сверхзвуковой струе при наличии тонкой преграды // Вычислительный эксперимент в аэроакустике: Сб. тез. VII Всерос. конф. совместно с молодежной школой-конференцией (Светлогорск, 17–22 сент. 2018 г.). М: ИПМ им. М. В. Келдыша, 2018. С. 80–83.
28. **Губанов Д. А., Запругаев В. И., Киселев Н. П.** Структура течения сверхзвуковой недорасширенной струи с вдувом микроструй // Вестник НГУ. Серия: Физика. 2013. Т. 8, № 1. С. 44–55.
29. **Collin E., Barre S., Bonnet J. P.** Supersonic mixing enhancement by radial fluid injection. In: Proc. of Euromech colloquium 403. Poitiers – Futuroscope, France, 2–4 Nov, 1999, p. 55–64.

References

1. **Munin A. G., Samokhin V. F., Shipov R. A. et al.** Aviation acoustics, part 1. The noise on the ground subsonic passenger aircraft and helicopters. Moscow, Mechanical Engineering, 1986. (in Russ.)
2. **Kopiev V. F., Belyaev I. V., Zaitsev M. Yu. et al.** Jet noise control using the dielectric barrier discharge plasma actuators. *Acoustical Physics*, 2012. vol. 58. no. 4, p. 473–481. (in Russ.)
3. **Sayed N., Mikkelsen K., Bridges J.** Acoustics and thrust of quiet separate-flow high-bypass-ratio nozzles. *AIAA J.*, 2003, vol. 41, no. 4, p. 372–378.
4. **Bridges J., Wernet M. P.** Cross-Stream PIV Measurements of Jets With Internal Lobed Mixers. In: Tenth Aeroacoustics Conference cosponsored by the American Institute of Aeronautics and Astronautics and the Confederation of European Aerospace Societies. Manchester, United Kingdom, 2004.
5. **Khritov K. M., Kozlov V. Y., Krasheninnikov S. Y. et al.** On the prediction of turbulent jet noise using traditional aeroacoustic methods. *J. Aeroacoustic*, 2005, vol. 4, no. 3/4, p. 289–324.
6. **Krasheninnikov S. Yu., Sorkin L. I., Tolstosheev M. N., Yakovlevsky O. V.** Investigation of the acoustic and gas-dynamic characteristics of the jet silencer. *Acoustic Journal*, 1970, vol. 16, no. 1, p. 88–95. (in Russ.)
7. **Greska B., Krothapalli A., Arakeri V.** A further Investigation into the Effects of Microjets on high Speed Jet Noise. In: 9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit. Aeroacoustics, 2003.
8. **Gubanov D. A., Kiselev N. P., Zapryagaev V. I.** Experimental investigation of the influence of vortex generators and liquid injection on noise in high-speed jets. *TsAGI Science Journal*, 2012, vol. 43, no. 4, p. 481–496.

9. **Lou H.** Control of a Supersonic Impinging Jet Using Microjets. PhD thesis. Florida State University, 2005.
10. **Alkislar M. B., Krothapalli A., Choutapalli I., Lourenco L.** Structure of Supersonic Twin Jets. *AIAA J.*, 2005, vol. 43, no. 11, p. 2309–2318.
11. **Alvi F. S., Shih C., Elavarasan R., Garg G., Krothapalli A.** Control of Supersonic Impinging Jet Flows Using Supersonic Microjets. *AIAA J.*, 2003, vol. 41, no. 7.
12. **Lou H., Alvi F. S., Shih C.** Active and passive control of supersonic impinging jets. *AIAA J.*, 2006, vol. 44, no. 1, p. 58–66.
13. **Alkislar M. B., Krothapalli A., Butler W. G.** The effect of streamwise vortices on the aeroacoustics of a Mach 0.9 jet. *J. Fluid Mech.*, 2007, no. 578, p. 139–169.
14. **Zapryagaev V. I., Kiselev N. P., Gubanov D. A.** Effect of Vortex Generators on the Direction Diagram of Acoustic Emission of Supersonic Jets. *TsAGI Science Journal*, 2014, vol. 45, no. 3–4, p. 329–343.
15. **Greska B. J.** Supersonic Jet Noise and its reduction using microjet injection. PhD thesis. The Florida State University, 2005.
16. **Shur M. L., Spalart P. R., Strelets M. K.** LES-Based Evaluation of a Microjet Noise Reduction Concept in Static and Flight Conditions. In: IUTAM Symposium on Computational Aero-Acoustics for Aircraft Noise Prediction, *Procedia Engineering* 6, 2010, p. 44–53.
17. **Hafsteinsson H. E., Eriksson L. E., Andersson N., Cuppoletti D. R., Gutmark E.** Noise Control of Supersonic Jet with Steady and Flapping Fluidic Injection. *AIAA J.*, 2015, vol. 53, no. 11, p. 3251–3272.
18. **Upadhyay P., Valentich G., Alvi F.** Flow and Acoustic Features of a Mach 0.9 Jet Using High Frequency Excitation. In: 54th AIAA Aerospace Sciences Meeting, AIAA SciTech Forum. San Diego, California, USA, 2016.
19. **Gubanov D. A., Zapryagaev V. I., Kiselev N. P.** Use of vortex generators to control the acoustic radiation of high-speed jets. In: Abstracts of the IV Open All-Russian Conference on Aeroacoustics. Moscow, 2015, p. 196–197. (in Russ.)
20. **Pourhashem H., Kalkhoran I. M.** Numerical Investigation of Supersonic Jet Noise Suppression via Downstream Microjet Fluidic Injection. In: 54th AIAA Aerospace Sciences Meeting. San Diego, California, USA, 2016, p. 0002.
21. **Hromisin S., Lampenfield J., McLaughlin D. K., Morris P. J.** Experimental and Numerical Study of Injector Design and Operation on Supersonic Jet Noise Reduction Using Fluidic Corrugations. In: 22nd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. Lyon, France, 2016.
22. **Coderoni M., Lyrantzis A.S., Blaisdell G. A.** Aeroacoustics of Supersonic Jets With Fluidic Injection. In: 23rd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA AVIATION Forum. Denver, Colorado, CIIA, 2017.
23. **Rajput P., Kumar S., Kalkhoran I.** Noise Reduction for an Unheated Mach 0.9 Jet by Fluidic Injection. In: 23rd AIAA / CEAS Aeroacoustics Conference, 3857.
24. **Deutsch M. E.** Technical gas dynamics. Moscow, Energy, 1974. (in Russ.)
25. **Boyko V. M., Orishich A. M., Pavlov A. A.** Optical diagnostic methods in an aerophysical experiment. Novosibirsk, 2009, 450 p. (in Russ.)
26. **Gubanov D. A., Zapryagaev V. I., Kiselev N. P., Kundasev S. G.** Aeroacoustic interaction in high-velocity jet with a thin obstacle. In: XIX Int. Conf. on the Methods of Aerophysical Research (ICMAR 2018) (Novosibirsk, Russia, 13–19 Aug., 2018): AIP Conf. Proc. Novosibirsk, 2018. S.I., vol. 2027, no. 1, p. 040022(5).
27. **Gubanov D. A., Zapryagaev V. I., Kiselev N. P.** Aeroacoustic interaction in a supersonic jet in the presence of a thin obstacle. In: Computational experiment in aeroacoustics: Sat. thesis. VII All-Russian. conf. together with the youth school-conference (Svetlogorsk, September 17–22, 2018). Moscow, M. V. Keldysh IPM, 2018, p. 80–83. (in Russ.)

28. **Gubanov D. A., Zapryagaev V. I., Kiselev N. P.** Flow Structure of Supersonic Under-expanded Jet with Microjets Injection. *Vestnik NSU. Series: Physics*, 2013, vol. 8, no. 1, p. 44–55. (in Russ.)
29. **Collin E., Barre S., Bonnet J. P.** Supersonic mixing enhancement by radial fluid injection. In: Proc. of Euromech colloquium 403. Poitiers – Futuroscope, France, 2–4 Nov, 1999, p. 55–64.

Материал поступил в редколлегию

*Received
27.03.2019*

Сведения об авторах / Information about the Authors

Губанов Дмитрий Андреевич, кандидат физико-математических наук, младший научный сотрудник, Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича (ул. Институтская, 4/1, Новосибирск, 630090, Россия); старший преподаватель, Новосибирский государственный университет (ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия)

Dmitriy A. Gubanov, PhD, Junior Researcher, Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS (4/1 Institutskaya Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation); Assistant Professor, Novosibirsk State University (2 Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)

gubanov@itam.nsc.ru

Кундасев Сергей Георгиевич, младший научный сотрудник, Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича (ул. Институтская, 4/1, Новосибирск, 630090, Россия)

Sergey G. Kundasev, Junior Researcher, Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS (4/1 Institutskaya Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)

kundasev.sergey@gmail.com

Трубицына Лукерья Петровна, старший лаборант с высшим профессиональным образованием, Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича (ул. Институтская, 4/1, Новосибирск, 630090, Россия)

Lukeria P. Trubitsyna, Senior Assistant, Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS (4/1 Institutskaya Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)

lukeria.trubitsyna@gmail.com

Исследование пульсаций потока в форкамере и их связи с пульсациями сверхзвукового потока

Л. В. Афанасьев^{1,2}, А. А. Яцких^{1,2}, А. Д. Косинов^{1,2}, Ю. Г. Ермолаев^{1,2}
Н. В. Семёнов¹, О. П. Минин³, С. Г. Шевельков³

¹ *Институт теоретической и прикладной механики им С. А. Христиановича СО РАН
Новосибирск, Россия*

² *Новосибирский государственный университет
Новосибирск, Россия*

³ *ПАО «Туполев»
Москва, Россия*

Аннотация

Проведено экспериментальное исследование влияния пульсаций потока в форкамере на сверхзвуковые возмущения свободного потока. Получены данные о пульсациях потока в форкамере и эффективности детурбулизирующей системы, а также о корреляции пульсаций потока форкамеры и пульсаций потока в рабочей части сверхзвуковой аэродинамической трубы Т-325 ИТПМ СО РАН. В ходе работы апробирована система трехканальных термоанемометрических измерений в дозвуковых и сверхзвуковых потоках.

Ключевые слова

эксперимент, дозвуковой поток, сверхзвуковой поток, термоанемометр постоянного сопротивления, корреляция возмущений потока

Источник финансирования

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013–2020 годы (проект АААА-А17-117030610125-7).

Эксперименты проведены с использованием оборудования ЦКП «Механика».

Для цитирования

Афанасьев Л. В., Яцких А. А., Косинов А. Д., Ермолаев Ю. Г., Семёнов Н. В., Минин О. П., Шевельков С. Г. Исследование пульсаций потока в форкамере и их связи с пульсациями сверхзвукового потока // Сибирский физический журнал. 2019. Т. 14, № 2. С. 77–85. DOI 10.25205/2541-9447-2019-14-2-77-85

A Study of the Pulsations of Flow in the Settling Chamber and Their Relationship with the Pulsations of the Supersonic Flow

L. V. Afanasev^{1,2}, A. A. Yatskih^{1,2}, A. D. Kosinov^{1,2}, Yu. G. Yermolaev^{1,2}
N. V. Semionov¹, O. P. Minin³, S. G. Shevelkov³

¹ *Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS
Novosibirsk, Russian Federation*

² *Novosibirsk State University
Novosibirsk, Russian Federation*

³ *Tupolev Design Bureau
Moscow, Russian Federation*

Abstract

Experimental study of the influence of flow pulsation in settling chamber on the supersonic free stream disturbances was carried out. Data on the pulsations in the settling chamber and the efficiency of deturbulization system as well as the correlation of pulsations of the flow of settling chamber and flow pulsations in test section of T-325 supersonic wind tunnel of ITAM SB RAS were obtained.

Keywords

experiment, subsonic flow, the constant temperature hot-wire anemometer, correlations of flow pulsations

Funding

The research was carried out within the framework of the Program of Fundamental Scientific Research of the state academies of sciences in 2013-2020 (project No. AAAA-A17-117030610125-7).

Experiments were carried out using the equipment of the Joint Access Center "Mechanics".

For citation

Afanasev L. V., Yatskih A. A., Kosinov A. D., Yermolaev Yu. G., Semionov N. V., Minin O. P., Shevelkov S. G. A Study of the Pulsations of Flow in the Settling Chamber and Their Relationship with the Pulsations of the Supersonic Flow. *Siberian Journal of Physics*, 2019, vol. 14, no. 2, p. 77–85. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2019-14-2-77-85

Введение

Основным вопросом исследования ламинарно-турбулентного перехода сверхзвукового пограничного слоя при естественных возмущениях является вопрос об источниках этих возмущений. Считается, что в сверхзвуковом потоке всегда присутствуют акустические возмущения. Они могут проникать в рабочую часть аэродинамической трубы из форкамеры либо излучаться турбулентным пограничным слоем на стенках рабочей части. Если уровень акустических пульсаций в рабочей части уменьшается за счет полировки поверхности стенок и сопловых вставок, то может повыситься доля акустических пульсаций, проникающих в рабочую часть из форкамеры. Именно этот случай соответствует условиям работы Т-325 в настоящее время, однако до сих пор не было детальных измерений взаимосвязи пульсаций в форкамере и рабочей части Т-325.

Постановка экспериментов

Эксперимент выполнен в малотурбулентной сверхзвуковой аэродинамической трубе Т-325 Института теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН при числе Маха $M = 2$ и единичном числе Рейнольдса $Re_1 = (11,0 \pm 0,1) \times 10^6 \text{ м}^{-1}$.

Схема эксперимента представлена на рис. 1. В ходе работы измерялись пульсации потока после поворотных лопаток (1), после хонейкомба и детурбулизирующих сеток (2) и в сверхзвуковом свободном потоке рабочей части Т-325 (3). Датчики 1 и 2 располагаются в 150 мм от внутренней поверхности трубы: датчик 1 расположен в верхней части установки, датчик 2 – справа по потоку в боковой стенке. Положение нитей датчиков горизонтальное.

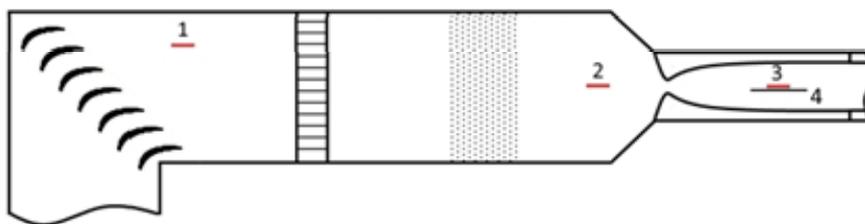


Рис. 1. Схема эксперимента:

- 1 – датчик после поворотных лопаток; 2 – датчик после хонейкомба и детурбулизирующих сеток;
3 – рабочая часть, датчик установлен на штанге; 4 – плоская пластина

Fig. 1. The Scheme of the Experiment:

- 1 – the sensor after the corner vanes; 2 – the sensor after honey comb and deturbulization meshes;
3 – the sensor in the test section; 4 – flat plate

Для измерения пульсаций и средних характеристик течения использовалось три термоанемометра постоянного сопротивления серии СТА-2017 [1]. Датчики термоанемометров имели вольфрамовую нить толщиной 10 мкм и длиной 1,7 мм. Измерения проводились при перегреве, равном 0,7. Этот выбор обусловлен тем, что при данном перегреве датчик термоанемометра восприимчив к колебаниям массового расхода и практически нечувствителен к изменениям температуры торможения [2; 3]. Измерительная система представлена на рис. 2. Измерения средних напряжений происходило с помощью внутренних АЦП с разрядностью 24 бита. Пульсационный сигнал оцифровывался с помощью АЦП TiePie Handyscope HS4 DIFF с разрешением 14 бит и частотой дискретизации 195,3125 кГц, длина реализации 131 072 точек, что соответствует приблизительно 0,67 с. С помощью термоанемометров получены осциллограммы пульсационного сигнала $e'(t)$ и скорость потока в форкамере Т-325, всего получено порядка 500 осциллограмм.

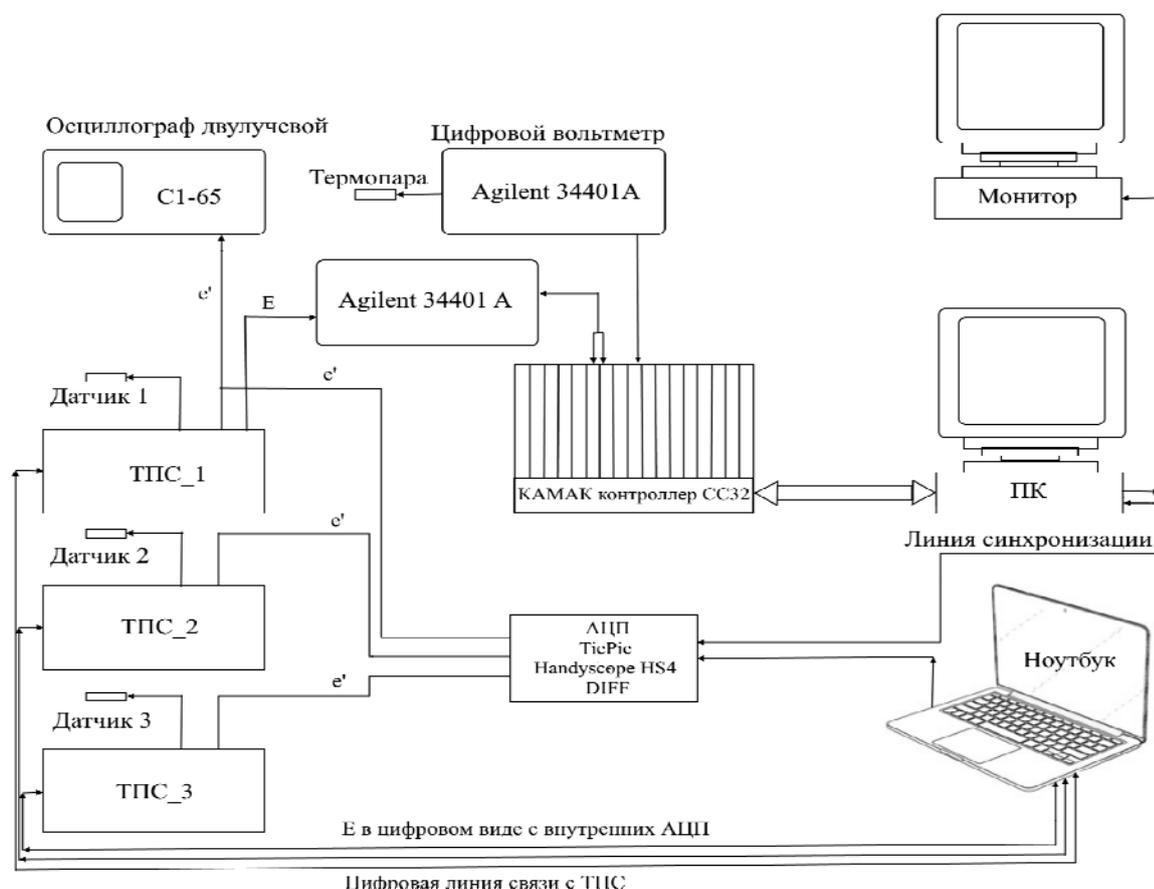


Рис. 2. Схема измерительной системы

Fig. 2. Scheme of the Measuring System

Оценка взаимосвязи электрических сигналов производилась с помощью спектрального анализа, анализа среднеквадратичных пульсаций напряжения, а также построения корреляционной функции вида

$$\text{Corr}(\tau) = \frac{\int f(t)g(t-\tau)dt}{\sqrt{\int f(t)^2 dt * \int g(t-\tau)^2 dt}}. \quad (1)$$

Пример получаемой корреляционной функции приведен на рис. 3. Для оценки вклада в корреляцию разных частот использовался идеальный фильтр высоких частот. Необходимо сказать, что взаимовлияние каналов, обусловленное приборами, мало, и его можно не учитывать [3].

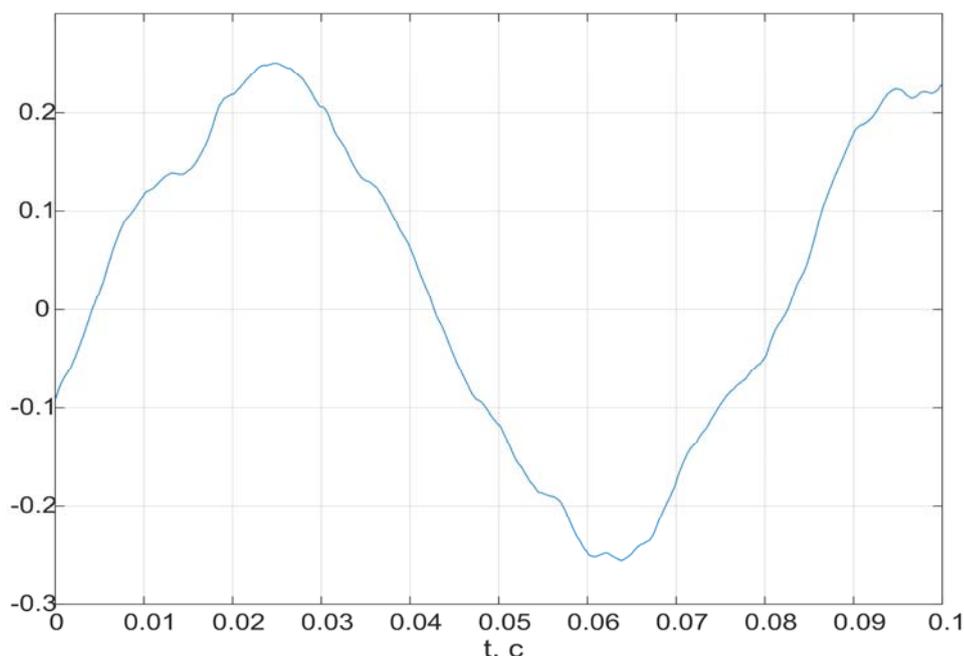


Рис. 3. Функция корреляции от сигналов из форкамеры после поворотных лопаток и детурбулизирующей системы

Fig. 3. The Correlation Function of Signals of the Settling Chamber after the Profile System for Turning the Flow (blades for turning the flow) and after Honeycomb and Deturbulization Meshes

Результаты

На рис. 4, 5 приведены осциллограммы сигнала с датчика, расположенного в форкамере, на ней видно, что сигнал имеет затухающую низкочастотную составляющую с частотой порядка 15 Гц. Также обнаружено, что эта компонента не является стационарной (см. рис. 6, 7), ее наличие наблюдалось примерно в половине полученных осциллограмм.

Получены среднеквадратичные пульсации напряжения, скорости и массового расхода (табл. 1). Пульсации скорости потока в форкамере снизились с 12,1 до 1,2 % от скорости потока после прохождения потоком хонейкомба и детурбулизирующих сеток. Видно, что пульсации потока снизились практически на порядок. Измерение скорости потока с помощью датчика термоанемометра показало, что скорость потока после детурбулизирующей системы составляет $(4,03 \pm 0,02)$ м/с.

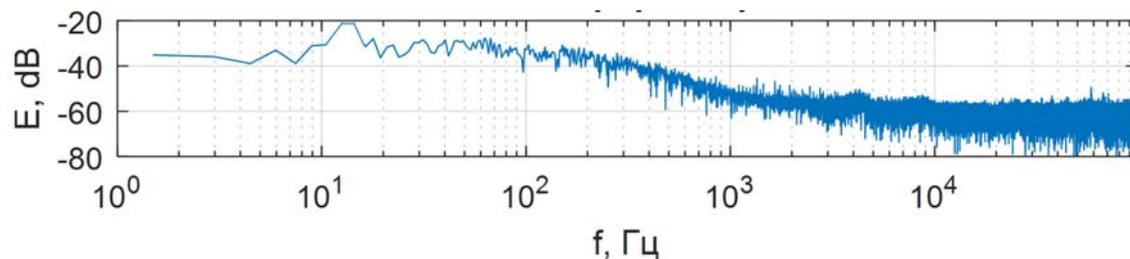


Рис. 4. Сигнал с датчика, расположенного в форкамере
(в спектре частот присутствует пик с частотой порядка 15 Гц)

Fig. 4. Signal from the Sensor Installed in a Settling Chamber
(in the frequency spectrum there is a peak with a frequency of about 15 Hertz)

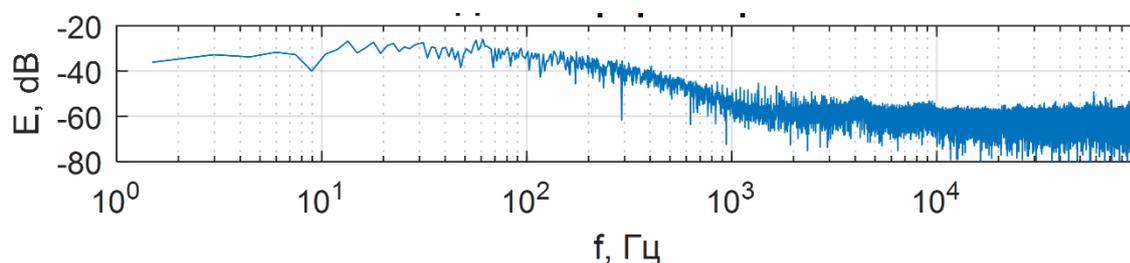


Рис. 5. Сигнал с датчика, расположенного в форкамере
(измерение, выполненное через небольшой промежуток времени в той же точке, видно, что низкочастотный пик в спектре отсутствует)

Fig. 5. Signal from the Sensor Installed in a Settling Chamber
(measurement taken after a short period of time at the same point shows that there is no low-frequency peak in the spectrum)

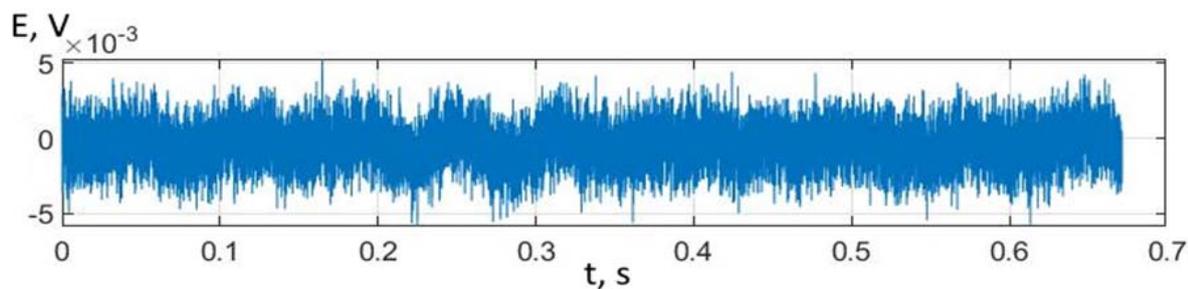
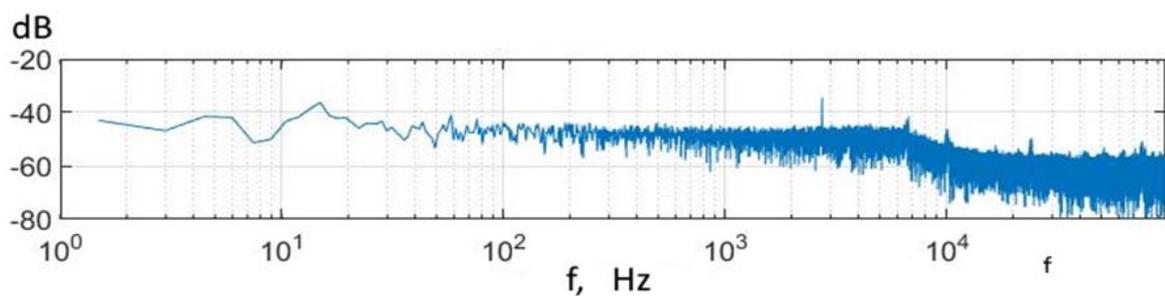


Рис. 6. Сигнал от датчика в свободном потоке рабочей части Т-325 до фильтрации
Fig. 6. The Signal from the Sensor in the Free Flow of the Test Section T-325 before Filtration

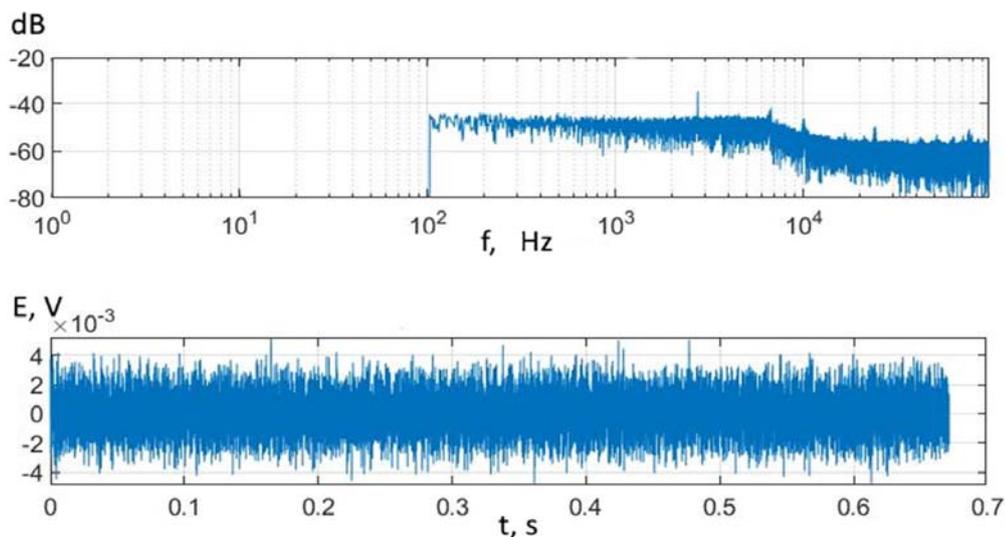


Рис. 7. Сигнал от датчика в свободном потоке рабочей части Т-325 после фильтрации.

Fig. 7. The Signal from the Sensor in the Free Flow of the Test Section T-325 after Filtration

Таблица 1

Среднеквадратичные пульсации напряжения и массового расхода

Table 1

RMS Voltage and Mass Flow Pulsations

Местоположение	$\langle e' \rangle$, %	$\langle u' \rangle$, %	$\langle m' \rangle$, %
После поворотных лопаток	3,0	12,1	–
После хонейкомба и сеток	0,3	1,2	–
Свободный поток рабочей части	0,02	–	0,09

Снижение корреляции с ростом частоты ФВЧ (табл. 2) является ожидаемым результатом ввиду преобладания в спектрах сигналов низких частот (см. рис. 6).

Таблица 2

Значение максимума корреляции
от частоты фильтра верхних частот

Table 2

The Value of the Maximum Correlation
of the Frequency of the High Pass Filter

Частота ФВЧ, Гц	0	100	500
$\langle \max(\text{Corr}(\tau)) \rangle$, 1–2	0,15	0,1	0,07
$\langle \max(\text{Corr}(\tau)) \rangle$, 2–3	0,09	0,08	0,08
$\langle \max(\text{Corr}(\tau)) \rangle$, 1–3	0,07	0,06	0,03

Примечание: 1 – датчик после поворотных лопаток; 2 – датчик после хонейкомба и дегурбулизирующих сеток; 3 – датчик в рабочей части.

Note: 1 – the sensor after profile system for turning the flow; 2 – the sensor after honeycomb and deturbulization meshes; 3 – the sensor in the test section.

Таким образом, полученные результаты показывают, что взаимосвязь присутствует между пульсациями потока в форкамере за поворотными лопатками и после детурбулизирующей системы. Слабая взаимосвязь имеется между пульсациями потока после детурбулизирующей системы и пульсациями свободного потока рабочей части. Отметим, что в обоих случаях взаимосвязь слабо выражена и обусловлена низкими частотами.

Заключение

Отработана трехканальная термоанемометрическая система для измерений как в дозвуковых, так и в сверхзвуковых потоках одновременно. Проведено экспериментальное исследование взаимосвязи пульсаций потока форкамеры и пульсаций свободного сверхзвукового потока. В ходе работы выявлен низкий уровень взаимосвязи пульсаций потока форкамеры и пульсаций свободного сверхзвукового потока (порядка 0,09–0,03). Это может означать, что основная часть возмущений в рабочей части исходит от пристенных пограничных слоев. Был измерен уровень пульсаций скорости в форкамере, в рабочей части Т-325, а также проведено измерение скорости потока в форкамере после детурбулизирующей системы. Измерения показывают, что после прохождения потоком хонейкомба и детурбулизирующих сеток пульсации потока снижаются на порядок.

Список литературы / References

1. **Yatskikh A. A., Kosinov A. D., Semionov N. V., Smorodsky B. V., Ermolaev Yu. G., Kolosov G. L.** Investigation of laminar-turbulent transition of supersonic boundary layer by scanning constant temperature hot-wire anemometer In: AIP Conference Proceedings 2027, 040041 (2018). DOI 10.1063/1.5065315
2. **Yatskikh A. A., Kosinov A. D., Semionov N. V., Smorodsky B. V., Ermolaev Yu. G., Kolosov G. L.** Investigation of laminar-turbulent transition of supersonic boundary layer by scanning constant temperature hot-wire anemometer // XIX International Conference on the Methods of Aerophysical Research (ICMAR 2018) (Novosibirsk, Russia, 13–19 Aug., 2018). AIP Conference Proceedings, 2018, vol. 2027, no. 1. S.I., 040041(5) p. DOI 10.1063/1.5065315
3. **Яцких А. А., Косинов А. Д., Семенов Н. В., Ермолаев Ю. Г., Смородский Б. В., Колосов Г. Л.** Измерение пульсаций свободного потока и сверхзвукового пограничного слоя сканирующим термоанемометром постоянного сопротивления // Проблемы механики: теория, эксперимент и новые технологии: Тез. докл. XII Всерос. конф. молодых ученых (Новосибирск, Шерегеш, 16–22 марта 2018 г.) / Под ред. В. В. Козлова. Новосибирск, 2018. С. 171–172.
Yatskikh A. A., Kosinov A. D., Semionov N. V., Smorodsky B. V., Kolosov G. L. Measurement of pulsations of a free stream and a supersonic boundary layer with a constant-temperature scanning hot-wire. In: Problems of mechanics: theory, experiment and new technologies: Abstracts XII All-Russian Conference of Young Scientists (Novosibirsk, Sheregesh, March 16–22, 2018) / Ed. by V. V. Kozlov. Novosibirsk, 2018, p. 171–172. (in Russ.)
4. **Афанасьев Л. В.** Изучение взаимовлияния каналов термоанемометра постоянного сопротивления при измерении характеристик потока // МНСК-2018: Физика сплошных сред: Материалы 56-й Междунар. науч. студ. конф. Новосибирск, 2018.
Afanasev L. V. Study of the cross influence of the channels of the constant-resistance anemometer when measuring the flow characteristics. In: ISSC-2018: Continuous Physics: Materials of the 56th Intern. scientific Stud. conf. Novosibirsk, 2018. (in Russ.)

*Материал поступил в редколлегию
Received
09.04.2019*

Сведения об авторах / Information about the Authors

Афанасьев Леонид Владимирович, лаборант, Институт теоретической и прикладной механики им С. А. Христиановича СО РАН (ул. Институтская, 4/1, Новосибирск, 630090, Россия)

Leonid V. Afanasev, Laboratory Assistant, Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS (4/1 Institutskaya Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)

l.afanasev@itam.nsc.ru

Яцких Алексей Анатольевич, младший научный сотрудник, Институт теоретической и прикладной механики им С. А. Христиановича СО РАН (ул. Институтская, 4/1, Новосибирск, 630090, Россия); ассистент преподавателя, Новосибирский государственный университет (ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия)

Aleksey A. Yatskikh, Junior Researcher, Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS (4/1 Institutskaya Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation); Teaching Assistant, Novosibirsk State University (2 Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)

73.yatskikh@gmail.com

Косинов Александр Дмитриевич, доктор физико-математических наук, заведующий лабораторией, главный научный сотрудник, Институт теоретической и прикладной механики им С. А. Христиановича СО РАН (ул. Институтская, 4/1, Новосибирск, 630090, Россия); профессор, Новосибирский государственный университет (ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия)

Aleksandr D. Kosinov, Doctor of Science (Physics and Mathematics), Head of Laboratory, Principal Researcher, Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS (4/1 Institutskaya Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation); Professor, Novosibirsk State University (2 Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)

kosinov@itam.nsc.ru

Ермолаев Юрий Геннадьевич, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник, Институт теоретической и прикладной механики им С. А. Христиановича СО РАН (ул. Институтская, 4/1, Новосибирск, 630090, Россия); ассистент преподавателя, Новосибирский государственный университет (ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия)

Yuriy G. Yermolaev, PhD, Senior Fellow, Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS (4/1 Institutskaya Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation); Teaching Assistant, Novosibirsk State University (2 Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)

yermol@itam.nsc.ru

Семёнов Николай Васильевич, доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник, Институт теоретической и прикладной механики им С. А. Христиановича СО РАН (ул. Институтская, 4/1, Новосибирск, 630090, Россия)

Nikolay V. Semionov, Doctor of Science (Physics and Mathematics), Leading Research Fellow, Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS (4/1 Institutskaya Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)

semion@itam.nsc.ru

Минин Олег Петрович, директор программы, ПАО «Туполев» (наб. Академика Туполева, 17, Москва, 105005, Россия)

Oleg P. Minin, Program Director, Tupolev Design Bureau (17 Academician Tupolev Emb., Moscow, 105005, Russian Federation)

ole-m2@yandex.ru

Шевельков Сергей Григорьевич, кандидат физико-математических наук, главный специалист, ПАО «Туполев» (наб. Академика Туполева, 17, Москва, 105005, Россия)

Sergey G. Shevelkov, PhD in Physical and Mathematical Sciences, Chief Specialist, Tupolev Design Bureau (17 Academician Tupolev Emb., Moscow, 105005, Russian Federation)

shev0927@mail.ru

УДК 537.86.029.65/.79, 544.25, 621.383
DOI 10.25205/2541-9447-2019-14-2-86-102

Применение концепции ультратонких резонансных поглотителей для управления миллиметровым излучением с помощью жидких кристаллов

С. А. Кузнецов^{1,2}, Н. А. Николаев^{3,4}, С. И. Трашкеев^{1,4}
П. А. Лазорский^{1,4}, А. В. Аржанников^{1,5}

¹ Новосибирский государственный университет
Новосибирск, Россия

² Новосибирский филиал Института физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН «КТИПМ»
Новосибирск, Россия

³ Институт автоматики и электрометрии СО РАН
Новосибирск, Россия

⁴ Институт лазерной физики СО РАН
Новосибирск, Россия

⁵ Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН
Новосибирск, Россия

Аннотация

Приведено рассмотрение в терминах теории эквивалентных цепей ультратонких резонансных поглотителей электромагнитного излучения на основе высокоимпедансных метаповерхностей. Совмещение таких структур с тонким слоем перестраиваемого диэлектрика демонстрирует возможность эффективного управления амплитудными и фазовыми характеристиками пучков излучения при соблюдении условия малости толщины управляющего диэлектрического слоя в сравнении с рабочей длиной волны λ . В качестве такого диэлектрика выбран слой нематического жидкого кристалла 5СВ толщиной 80 мкм, на его основе изготовлен и экспериментально исследован прототип поглощающей ЖК-метаструктуры отражательного типа, оптимизированной к работе в окрестности частоты 140 ГГц ($\lambda = 2,14$ мм). Тестирование полученной структуры продемонстрировало хорошее согласование между расчетными и экспериментальными спектрами отражения. Полученные результаты могут быть полезны для моделирования и разработки квазиоптических и интегральных активных устройств терагерцовой фотоники.

Ключевые слова

радиофотоника, миллиметровые волны, терагерцовое излучение, жидкие кристаллы, метаповерхность, высокоимпедансная поверхность, поглотитель излучения

Источник финансирования

Исследования выполнены в рамках государственной программы Министерства науки и высшего образования Российской Федерации.

Авторы благодарят Центры коллективного пользования Новосибирского государственного университета (ЦКП «ВТАН») и Института автоматики и электрометрии СО РАН (ЦКП «Спектроскопия и оптика») за предоставленное оборудование.

Для цитирования

Кузнецов С. А., Николаев Н. А., Трашкеев С. И., Лазорский П. А., Аржанников А. В. Применение концепции ультратонких резонансных поглотителей для управления миллиметровым излучением с помощью жидких кристаллов // Сибирский физический журнал. 2019. Т. 14, № 2. С. 86–102. DOI 10.25205/2541-9447-2019-14-2-86-102

© С. А. Кузнецов, Н. А. Николаев, С. И. Трашкеев,
П. А. Лазорский, А. В. Аржанников, 2019

Application of the Concept of Ultra-Thin Resonant Absorbers for Controlling Millimeter-Wave Radiation by Means of Liquid Crystals

S. A. Kuznetsov^{1,2}, N. A. Nikolaev^{3,4}, S. I. Trashkeev^{1,4}
P. A. Lazorskiy^{1,4}, A. V. Arzhannikov^{1,5}

¹ Novosibirsk State University
Novosibirsk, Russian Federation

² Rzhanov Institute of Semiconductor Physics SB RAS, Novosibirsk Branch “TDIAM”
Novosibirsk, Russian Federation

³ Institute of Automation and Electrometry SB RAS
Novosibirsk, Russian Federation

⁴ Institute of Laser Physics SB RAS
Novosibirsk, Russian Federation

⁵ Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS
Novosibirsk, Russian Federation

Abstract

A consideration of ultra-thin resonant absorbers of electromagnetic radiation utilizing high-impedance metasurfaces is carried out in terms of an equivalent circuit theory. By incorporating a thin layer of tunable dielectric into such structures it is feasible to manipulate the radiation amplitude and phase under the condition of a small thickness of the dielectric layer in comparison with the radiation wavelength. As such a dielectric, the nematic liquid crystal 5CB with a thickness of 80 μm was chosen, and a 5CB-based prototype of an absorbing metastructure of the reflective type optimized for operation in the vicinity of a frequency of 140 GHz was fabricated and experimentally studied. Testing the structure revealed good agreement between the calculated and experimental reflection spectra. The results of this work can be useful for modeling and developing quasi-optical and integrated active devices of terahertz photonics.

Keywords

radiophotonics, millimeter waves, terahertz radiation, liquid crystals, metasurface, high-impedance surface, electromagnetic absorber

Funding

The study was carried out in the framework of the State Assignment Program of the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation.

The authors gratefully acknowledge the Shared Equipment Centers of the Novosibirsk State University (“VTAN”) and the Institute of Automation and Electrometry SB RAS (“Spectroscopy and Optics”) for the provided instrumental support.

For citation

Kuznetsov S. A., Nikolaev N. A., Trashkeev S. I., Lazorskiy P. A., Arzhannikov A. V. Application of the Concept of Ultra-Thin Resonant Absorbers for Controlling Millimeter-Wave Radiation by Means of Liquid Crystals. *Siberian Journal of Physics*, 2019, vol. 14, no. 2, p. 86–102. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2019-14-2-86-102

Введение

В последнее десятилетие интерес большого числа зарубежных исследователей направлен на развитие методов управления электромагнитным излучением в области субтерагерцовых частот спектра (0,1–1 ТГц). Данная спектральная область, отвечающая диапазону миллиметровых (мм) и субмиллиметровых (субмм) волн, имеет широкие перспективы применения в беспроводных телекоммуникационных системах нового поколения, дефектоскопии, системах безопасности, космических исследованиях, сенсинге (идентификации малых объемов и концентраций оптически непрозрачных органических и неорганических веществ, включая биологические объекты) и др. [1–3]. К настоящему времени предложен широкий класс функциональных ТГц-устройств, включая фильтры, фазовращатели, поглотители, модуляторы и переключатели [4–10], среди которых последние два видятся наиболее важными для разви-

тия систем связи и визуализации, востребованных в том числе для решения задач безопасности и противодействия терроризму [11–13]. В основе работы ТГц-модулятора может лежать температурное, оптическое или механическое переключение, а также управление под действием внешнего электрического поля [14–17]. Энергоэффективность и высокая скорость, реализуемые в последнем случае, привлекают наибольшее внимание, в связи с чем к настоящему моменту предложен широкий класс методов и устройств, основанных на данном эффекте. Так, традиционный подход состоит в использовании двумерных полупроводников [18; 19]. Например, еще в 2004 г. группой исследователей из Германии был предложен широкополосный амплитудный модулятор, работающий при комнатной температуре, который основан на управлении плотностью двумерного электронного газа в полупроводниковой гетероструктуре [20]. Помимо полупроводников в последнее время большое внимание уделяется также графену, его уникальным особенностям – в частности, высокой подвижности носителей заряда и возможности эффективного управления электронными свойствами [21; 22]. Несмотря на потенциально высокие технические характеристики устройств, использующих графен, его получение и практическое внедрение до сих пор является непростой технологической задачей.

Среди перспективных сред / материалов, подходящих для использования в электрически перестраиваемых устройствах мм- / субмм-диапазона и составляющих конкуренцию полупроводниковым / графеновым структурам, следует отметить жидкие кристаллы (ЖК) [23–27]. Последние обладают рядом преимуществ следующего характера.

- ЖК, как правило, являются сегнето-мягкими средами, диэлектрические свойства которых контролируются внешним электрическим полем значительно меньшей величины ($\sim 10^3$ В/см), нежели в случае сегнето-жестких сред (твердых кристаллов), что делает ЖК-устройства более энергоэффективными.

- В мировой практике накоплена сравнительно большая номенклатура ЖК, что позволяет для практической реализации подобрать оптимальные кристаллы, одновременно сочетающие в себе малую величину тангенса диэлектрических потерь, высокую электрооптическую анизотропию и приемлемое быстродействие.

- Коммерческая стоимость ЖК-материалов оказывается, как правило, на порядки ниже стоимости твердотельных материалов. При этом в силу жидкого агрегатного состояния требуемая толщина ЖК-слоя может быть легко обеспечена на уровне единиц и десятков мкм (с точностью 0,1–0,2) при диаметре лучевой апертуры ЖК-слоя до 100 мм, что практически не реализуемо с твердыми сегнетоэлектриками.

- Развитые технологии ЖК-дисплеев могут быть сравнительно легко переориентированы (без существенных финансовых вложений) на изготовление работающих в реальном времени квазиоптических матричных устройств мм- / субмм-диапазона – аналогов пространственных модуляторов света (spatial light modulators)¹, предусматривающих возможность электрического управления амплитудными и фазовыми характеристиками индивидуальных пикселей матрицы. Это позволяет реализовывать недорогие и широкоформатные планарные голографические устройства с электрически формируемой диаграммой направленности излучения, которые имеют большие перспективы использования в системах мм-связи, коротковолновых радарах, мм-сканерах медицинского назначения, системах безопасности и т. п.

Известно, что в силу инерционности ЖК-молекул электрическое управление ими в режиме реального времени ($\sim 10^1$ – 10^2 Гц) обычно достигается при характерных толщинах ЖК-слоя 2–10 мкм (реже несколько десятков мкм). Рост толщины d ЖК-слоя приводит к квадратичному от d падению быстродействия устройства [28]. Кроме того, для достижения временной стабильности характеристик и максимально возможной перестройки диэлектрической проницаемости ЖК внешним полем технология производства ЖК-устройства предполагает наличие на поверхности твердых подложек, между которыми залит ЖК-слой, тонкого вспо-

¹ HOLOEYE Photonics AG; веб-сайт: <https://holoeeye.com/spatial-light-modulators/>.

могательного слоя-ориентанта, фиксирующего ориентацию ЖК-молекул в отсутствие поля. При слишком больших толщинах ЖК-слоя (10^2 – 10^3 мкм и более) молекулы «теряют» связь с ориентантом, что приводит к «перемешиванию» ЖК-молекул в массивном слое с последующим ухудшением электрооптической анизотропии готового элемента. Последнее сопровождается значительным увеличением времени отклика ЖК-слоя на приложенное электрическое напряжение, исчисляясь значениями от нескольких секунд до десятков минут.

С фундаментальной точки зрения ключевой проблемой при создании эффективного ЖК-устройства мм-диапазона является требование максимально возможной перестройки его электродинамических характеристик в сочетании с малостью толщины d ЖК-слоя в сравнении с длиной волны λ излучения. Величину d , как отмечено выше, следует рассматривать в интервале единиц – десятков микрометров, при этом учитывая, что наведенное электрическим полем двулучепреломление в ЖК относительно невелико и для большинства кристаллов лежит в интервале $\Delta n = n_e - n_o = 0,15$ – $0,3$ (где n_o и n_e показатели преломления ЖК-среды для обыкновенной и необыкновенной волн соответственно). Если для оптического диапазона отношение d/λ имеет характерную величину $4 \div 20$, т. е. на ЖК-слое набегают значительное число длин волн, достаточное для реализации нужного оптического эффекта (набега фазы или вращения поляризации), то при тех же толщинах ЖК-слоя для мм-диапазона получается $d/\lambda \ll 1$. Таким образом, ключевая задача ЖК-технологий, адаптированных к мм-волнам, заключается в поиске практического дизайна ЖК-структур, который был бы совместим с технологией ЖК-дисплеев и позволял эффективно манипулировать характеристиками мм-излучения в масштабе реального времени при толщинах слоя масштаба единиц – десятка микрометров.

В настоящей работе осуществлена проработка принципа построения ЖК-устройств с использованием концепции высокоимпедансных метаповерхностей и ультратонких резонансных поглотителей на их основе, позволяющих реализовать требование $d/\lambda \ll 1$ на толщину d активного ЖК-слоя. Данная концепция была предложена нами ранее для реализации спектрально-селективных тепловых детекторов мм-/субмм-диапазона [29–32]. Суть представленного подхода заключается в реализации узкополосного резонанса отражения при интеграции ЖК-слоя с метаструктурой специального дизайна. Спектральная узость резонанса позволяет разместить рабочую частоту структуры на фронте АЧХ, так что даже при сравнительно малой величине Δn это позволяет реализовать относительно большие изменения амплитуды и/или фазы отражения при включении электрического поля. Ниже представлены ключевые положения метода эквивалентных цепей для эффективного описания таких структур, что представляет отдельную методическую ценность и отличает данную работу от схожих исследований других авторов [33–38]. Теоретический анализ мы далее дополняем результатами экспериментального тестирования поглощающей структуры отражательного типа, оптимизированной на частоту 140 ГГц.

Высокоимпедансные метаповерхности и ультратонкие поглотители на их основе

Идеология высокоэффективных ультратонких резонансных поглотителей с толщиной много меньше длины волны излучения в свободном пространстве может быть объяснена в рамках концепции высокоимпедансной поверхности [29–31].

При облучении плоской волной импеданс поверхности Z связывает тангенциальные компоненты полного электрического \mathbf{E} и магнитного \mathbf{H} полей на поверхности: $\mathbf{E}_{\text{tan}} = Z \cdot [\mathbf{n} \times \mathbf{H}_{\text{tan}}]$, где \mathbf{n} – единичный вектор нормали к поверхности, направленный наружу. Величина Z определяет комплексный амплитудный коэффициент отражения ρ от поверхности согласно формуле

$$\rho = \frac{Z - \eta_0}{Z + \eta_0}.$$

Здесь η_0 – импеданс среды, примыкающей к поверхности, со стороны которой падает волна ($\eta_0 \cong 377 \Omega$ для свободного пространства). Низкоимпедансная поверхность (НИП, в англоязычной терминологии – LIS), например обычный металл, соответствует условиям

$$|Z| \ll \eta_0 : |\text{Arg}(\rho)| \cong \pi, \quad \rho \cong -1,$$

которые означают зануление тангенциальной компоненты электрического поля на НИП, где магнитное, напротив, удваивается (рис. 1). В этом случае пучность E -поля располагается на четвертьволновом расстоянии от поверхности, так что поглощение волны может быть эффективно достигнуто за счет помещения в пучность E поглощающего материала, как это имеет место в традиционных поглотителях типа “Salisbury screen”. В целом, такие поглотители слабо привлекательны для мм-устройств, поскольку: а) реализованные на основе четвертьволновых слоев из сплошного материала, они оказываются слишком толстыми; б) при использовании тонких резистивных (проводящих) пленок, подвешенных на расстоянии $\lambda/4$ от НИП, технология изготовления поглотителей, особенно для матричных устройств, становится непривлекательно сложной.

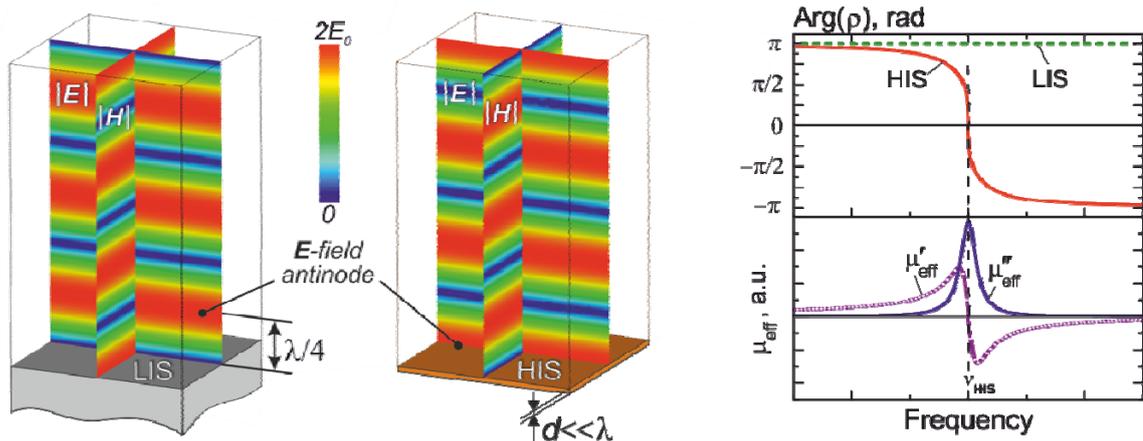


Рис. 1. Смоделированное распределение амплитуды электромагнитного поля для облучаемых по нормали идеальной низкоимпедансной (LIS) и высокоимпедансной (HIS) поверхностей и спектральное поведение их фазы отражения $\text{Arg}(\rho)$. Искусственные магнитные свойства тонкой HIS иллюстрируются качественными спектрами ее эффективной магнитной проницаемости $\mu_{\text{eff}} = \mu'_{\text{eff}} - j \cdot \mu''_{\text{eff}}$

Fig. 1. Simulated distributions of the electromagnetic field amplitude for normally excited ideal low-impedance (LIS) and high-impedance (HIS) surfaces and the spectral behavior of their reflection phase $\text{Arg}(\rho)$. The artificial magnetic properties of a thin HIS are illustrated by the qualitative spectra of its effective magnetic permeability $\mu_{\text{eff}} = \mu'_{\text{eff}} - j \cdot \mu''_{\text{eff}}$

В отличие от НИП, высокоимпедансная поверхность (ВИП, в англоязычной терминологии – HIS) характеризуется противоположными условиями:

$$|Z| \gg \eta_0 : |\text{Arg}(\rho)| \cong 0, \quad \rho \cong +1.$$

В этом случае, также известном как режим искусственного магнитного проводника, зануляется тангенциальная компонента поверхностного магнитного поля, в то время как E -поле

удваивается, формируя пучность непосредственно на поверхности (см. рис. 1). Исторически при реализации ВИП-поглотителей предлагалось использовать поглощающую резистивную пленку, лежащую поверх ВИП. Позже, однако, стало очевидно, что такая вспомогательная резистивная нагрузка не требуется ввиду того, что для ВИП характерна малость отношения d/λ , поэтому ВИП-структура может сама играть роль тонкого поглотителя, если омические или диэлектрические потери правильным образом «введены» в ее конфигурацию. В сочетании с сильной спектральной дисперсией данное обстоятельство делает ВИП-структуры идеальными для узкополосных поглощающих устройств мм-/субмм-диапазона, включая ЖК-структуры.

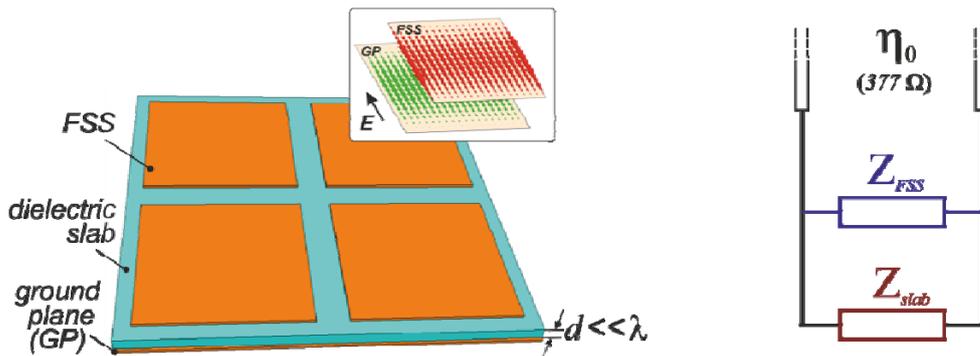


Рис. 2. Структура ВИП (слева) и соответствующая ей модель эквивалентной цепи (справа). FSS – частотно-избирательная поверхность (показан пример FSS из квадратных металлических «патчей»); dielectric slab – диэлектрическая подложка; ground plane (GP) – сплошной слой обратной металлизации; d – толщина метаповерхности, λ – рабочая длина волны; η_0 – импеданс свободного пространства. Вставка сверху – смоделированное в пакете ANSYS® Electromagnetics Suite векторное распределение поверхностного электрического тока, индуцируемого на патчевом элементе и GP-слое на частоте резонанса ВИП

Fig. 2. HIS structure (left) and its equivalent circuit model (right). FSS – frequency selective surface (an example of FSS comprised by square metal “patches” is shown); dielectric slab – dielectric substrate; ground plane (GP) – uniform continuous layer of back metallization; d – metasurface thickness; λ – operating wavelength; η_0 – free space impedance. Insert at the top shows a vector distribution of the surface electric current induced on the patch element and the GP layer at the HIS resonance frequency (ANSYS® Electromagnetics Suite simulations)

В традиционном дизайне ВИП имеет конфигурацию однослойной частотно-избирательной поверхности (FSS) или метаповерхности «емкостного» типа, нанесенной (обычно литографически) на тонкий слой диэлектрика с обратной металлизацией (называемой “ground plane”, GP) (см. рис. 2). «Емкостной» тип здесь означает, что реактивная часть импеданса FSS в полосе частот ВИП удовлетворяет условию

$$\text{Im}(Z_{\text{FSS}}) < 0,$$

которое оказывается принципиально важным для работы ВИП-структуры. Потенциально самая тонкая ВИП получается для FSS, составленной из электрически изолированных субволновых металлических элементов, например «патчей» (см. рис. 2), эксплуатируемых на частотах ниже возможных плазмонных резонансов FSS: $\omega < \omega_{\text{res}}$. В низкочастотном пределе ($\omega \rightarrow 0$) металлические элементы не поддерживают возбуждение омических токов и работают как эффективная сосредоточенная емкость C_{FSS} : $\text{Im}(Z_{\text{FSS}})|_{\omega \rightarrow 0} = 1/(j\omega C_{\text{FSS}})$.

Реализуемость малой оптической толщины для ВИП-конфигурации базируется на том, что входной импеданс Z_S непоглощающего «заземленного» диэлектрического слоя становится чисто индуктивным при условии $d/\lambda \ll 1$: $Z_S \cong j\omega L_S$. Здесь L_S представляет эффек-

тивную индуктивность «заземленного» диэлектрика, которая связана линейным соотношением с его толщиной d и относительной магнитной проницаемостью μ (последняя на субТГц частотах, как правило, равна 1):

$$L_S = \mu \eta_0 d / c_0. \quad (1)$$

ВИП-структура представляет собой не что иное, как параллельное соединение импедансов Z_{FSS} и Z_S , которые формируют резонансную цепочку. Полный импеданс Z последней в отсутствие диссипативных потерь и чисто емкостной FSS равен

$$Z \cong \frac{j\omega L_S}{1 - \omega^2 L_S C_{\text{FSS}}}.$$

ВИП-резонанс соответствует обращению в ноль знаменателя, что достигается на угловой частоте $\omega = 1/\sqrt{L_S C_{\text{FSS}}}$, удовлетворяющей критерию «ультратонкости»: $d/\lambda \ll 1$.

Описанный подход иллюстрирует принцип, лежащий в основе работы ВИП как ультратонкой резонансной структуры. Отметим, что ультратонкая ВИП может интерпретироваться как магнитный метаматериал с зависящей от длины волны эффективной магнитной проницаемостью $\mu_{\text{eff}} = \mu'_{\text{eff}} - j \cdot \mu''_{\text{eff}}$ [39]:

$$\mu_{\text{eff}}(\lambda) \cong -\frac{j}{2\pi\eta_0} \frac{\lambda}{d} \cdot Z(\lambda), \quad (2)$$

где μ''_{eff} не равна нулю только для диссипативной ВИП ($\text{Re}(Z) \neq 0$). Действительно, рассматривая ВИП-структуру как «заземленный» слой метаматериала, его поверхностный импеданс $Z_S^{(\text{meta})}$ можем записать в индуктивной форме по аналогии с (1):

$$Z_S^{(\text{meta})} \cong j\omega \cdot \mu_{\text{eff}} \eta_0 d / c_0.$$

Приравнявая $Z_S^{(\text{meta})} = Z$, получаем выражение (2). В точке ВИП-резонанса μ'_{eff} зануляется, поскольку $\text{Im}(Z) = 0$, тогда как μ''_{eff} достигает максимума (см. рис. 1). В частности, в режиме идеального поглотителя (т. е. когда падающая волна полностью поглощается) импеданс структуры равняется импедансу свободного пространства:

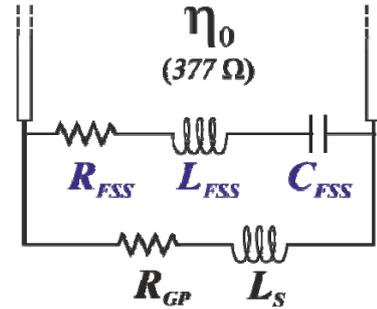
$$\text{Re}[Z] \cong \eta_0, \quad \text{Im}[Z] \cong 0, \quad (3)$$

откуда следует, что $\max(\mu''_{\text{eff}}) \cong (2\pi)^{-1} \cdot \lambda/d \gg 1$. Как проиллюстрировано на вставке к рис. 2, сильные искусственные магнитные свойства ВИП-структуры обусловлены большими антипараллельными токами, протекающими в металле FSS и GP слоев на частоте ВИП-резонанса. Эти токи индуцируются почти в фазе, формируя эффективный магнитный диполь с магнитным потоком, сконцентрированным главным образом между FSS и GP.

Отметим, что в общем случае полный импеданс Z_{FSS} «емкостной» FSS может содержать индуктивную и резистивную компоненты, модуль которых может быть сравним или даже больше, чем реактивное сопротивление ωL_S «заземленного» диэлектрического слоя, когда последний становится достаточно тонким. При описании ВИП-структуры в рамках модели эквивалентной LCR-цепи с одиночным резонансом это учитывается путем введения индуктивности L_{FSS} и сопротивления R_{FSS} , соединенных последовательно с емкостью C_{FSS} [33] (рис. 3):

$$Z_{\text{FSS}} = 1/(j\omega C_{\text{FSS}}) + j\omega L_{\text{FSS}} + R_{\text{FSS}}, \quad (4)$$

Рис. 3. Корректная LCR модель ВИП-структуры
 Fig. 3. Correct LCR model of the HIS structure



Сопротивление R_{FSS} , в свою очередь, может быть представлено в виде суммы сопротивлений R_{FSS}^{met} и R_{FSS}^{diel} , отвечающих за диссипацию энергии в металлизации FSS и диэлектрическом слое соответственно:

$$R_{FSS} \cong R_{FSS}^{met} + R_{FSS}^{diel}. \quad (5)$$

Учет омических потерь в GP-слое через введение сопротивления R_{GP} показывает, что полный импеданс тонкого «заземленного» описывается суммой

$$Z_S \cong j\omega L_S + R_{GP}. \quad (6)$$

Опуская промежуточные выкладки, сделанные с учетом соотношений (4)–(6), приведем (см. таблицу) итоговые формулы для угловой частоты резонанса ω_0 , относительной толщины d/λ_0 , а также ширины полосы $\Delta\omega/\omega_0$ для двух предельных случаев: бездиссипативной ВИП ($R_{tot} = 0$) и идеального поглотителя ($R_{tot} \neq 0$, условия (3)). Здесь использованы обозначения

$$R_{tot} \equiv R_{FSS}^{met} + R_{FSS}^{diel} + R_{GP}, \quad r \equiv R_{tot}/\eta_0 \ll 1.$$

Аналитические формулы для ВИП-структур
 Analytical Formulae for HIS Structures

Бездиссипативный режим	Режим полного поглощения
$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{C_{FSS}L_S}} \cdot \left(1 + \frac{L_{FSS}}{L_S}\right)^{-1/2}$	$\omega_0 = \frac{2}{\eta_0 C_{FSS}} \frac{1}{(1+\chi)\sqrt{r(1-r)}}$
$\frac{d}{\lambda_0} \cong \frac{1}{2\pi c_0} \frac{d}{\sqrt{C_{FSS}(L_{FSS} + \mu\eta_0 d/c_0)}}$	$\frac{d}{\lambda_0} \cong \frac{\sqrt{r}}{2\pi\mu}$
$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} \cong \frac{1}{\eta_0} \sqrt{\frac{L_S}{C_{FSS}}} \cdot \left(1 + \frac{L_{FSS}}{L_S}\right)^{\frac{3}{2}} =$ $= 2\pi \left(1 + \frac{c_0 L_{FSS}}{\mu\eta_0 d}\right)^{-1} \frac{d}{\lambda_0}$	$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} \cong \frac{4}{(1+\chi)} \sqrt{r} \cong \frac{8\pi\mu}{(1+\chi)} \frac{d}{\lambda_0} =$ $= \begin{cases} 4\pi\mu \frac{d}{\lambda_0}, & \xi \ll 1, \\ 8\pi^2 \mu^2 \eta_0 \sqrt{\frac{C_{FSS}}{L_{FSS}}} \left(\frac{d}{\lambda_0}\right)^2, & \xi \gg 1, \end{cases}$ $\xi = \frac{4L_{FSS}}{\eta_0^2 C_{FSS} r(1-r)}, \quad \chi = \sqrt{\xi + 1}$

В случае бездиссипативной ВИП ширина полосы рассчитана из условия

$$\left| \text{Arg}(\rho[\omega_0 \pm \frac{1}{2}\Delta\omega]) \right| = \pi/2,$$

в то время как для поглотителя $\Delta\omega$ определена по уровню $\frac{1}{2}$ от максимального (единичного) коэффициента поглощения $A = 1 - |\rho|^2$.

Формулы, представленные в таблице, позволяют сделать следующие выводы.

1. Ширина резонансной полосы ВИП-структуры сужается при утончении диэлектрического слоя. Таким образом, при заданной величине Δl более тонкий ЖК-слой, потенциально обеспечивающий более высокое быстродействие структуры, будет обеспечивать более сильную перестройку фазы отражения вблизи точки резонанса.

2. Полоса ВИП может быть дополнительно сужена за счет увеличения индуктивности L_{FSS} , т. е. использования более «индуктивной» FSS. К примеру, при равных латеральных периодах расположения элементов и зазоров между ними замена патчевых элементов на кольцевые даст более узкий резонанс.

3. Режим поглотителя сохраняет ключевые особенности бездиссипативной ВИП – сочетание малой толщины и узкой спектральной селективности. Строго говоря, свойство ВИП-поглотителя сужать ширину резонансной полосы при его утончении вытекает из теоремы Розанова, устанавливающей связь между толщиной произвольного магнитодиэлектрического поглотителя с обратной металлизацией и его спектральным откликом [40]:

$$d \geq \left| \int_0^\infty \ln |S_{11}(\lambda)| d\lambda \right| / (2\pi^2 \mu_s),$$

где μ_s – относительная статическая магнитная проницаемость поглощающего слоя.

4. В случае поглотителя параметр ξ играет такую же роль, что и отношение L_{FSS}/L_s для бездиссипативной ВИП и демонстрирует возможность увеличения спектральной селективности ВИП-поглотителя за счет введения индуктивного члена в импеданс FSS. Селективность управляется посредством коэффициента $4/(1 + \chi)$, который достигает величины 2 для чисто емкостной FSS ($\xi = 0$) и монотонно спадает до нуля по мере роста ξ . Например, при замене патчевых элементов на кольцевые следует ожидать более узкого резонанса поглощения. Данное свойство, впрочем, не будет проявляться для очень узких колец ввиду их более высоких омических потерь и, следовательно, больших значений резистивного параметра r , чей рост уменьшает добротность структуры и отношение λ_0/d .

5. Использование слабопоглощающих материалов в конфигурации ВИП-поглотителя является необходимым условием для минимизации его толщины и ширины полосы по причине уменьшения резистивного параметра r . Как показали наши исследования, представленные в работах [30–33], использование термически напыляемого алюминия для формирования высокопроводящей металлизации FSS и GP слоев, а также полипропилен $\epsilon \cong 2,25 \cdot [1 - j \cdot 10^{-3}]$ в качестве слабопоглощающего диэлектрика является прекрасным решением для создания неперестраиваемых ультратонких селективных поглотителей. В этом случае в мм-диапазоне нам удалось экспериментально достичь отношений $\lambda_0/d \sim 100\text{--}200$ при характерной ширине полосы резонанса $\Delta\omega/\omega_0 \sim 3\text{--}6\%$. Полученные результаты следует использовать и при разработке дизайна перестраиваемых ВИП-структур на базе ЖК. Заметим, что наряду с требованием минимизации тангенса диэлектрических потерь ЖК в интересующей области частот, привлекательным является использование кристаллов с относительно невысокими значениями $\text{Re}(\epsilon)$. Это позволяет минимизировать емкость C_{FSS} и, как следствие, ширину полосы поглощения, согласно представленным в таблице формулам.

Экспериментальная реализация перестраиваемого поглотителя на 140 ГГц с использованием ЖК типа 5СВ

Проверка изложенной выше концепции ВИП-поглотителей для построения перестраиваемых структур реализована на примере геометрии FSS, оптимизированной на частоту 140 ГГц. В качестве диэлектрического слоя поглотителя использовался коммерчески легкодоступный нематический жидкий кристалл 5СВ. Указанная частота, соответствующая одной из центральных частот полос прозрачности атмосферы, была выбрана нами намеренно ввиду перспективы ее использования в радарных и телекоммуникационных системах. Кроме того, реализация перестраиваемой ЖК-структуры на данную частоту, относящуюся к низкочастотной границе ТГц диапазона и соответствующая длине волны 2,14 мм, рассматривалась как более сложная экспериментальная задача в сравнении с ЖК-устройствами, оптимизированными к более высоким частотам и предполагающими меньшие, легче достигаемые значения отношения d/λ . Стоит также обратить внимание, что наведенное электрическим полем двулучепреломление для кристалла 5СВ оказывается сравнительно небольшим: $\Delta n = n_e - n_o \approx 0,15$. Последнее обстоятельство правомерно порождает живой интерес к возможности использования ЖК со столь небольшими Δn для управления миллиметровыми волнами.

На рис. 4 показана конфигурация реализованной ВИП-структуры с указанием геометрических размеров ячеек метаповерхности (FSS). В качестве диэлектрических подложек, между которыми заливался слой ЖК 5СВ, использовались плоскопараллельные пластинки сапфира толщиной 430 мкм и диаметром 50 мм. Диэлектрические свойства сапфировых подложек и ЖК были охарактеризованы методом широкополосной импульсной терагерцовой спектроскопии (рис. 5), описание установки отражено в [41]. Сапфир был выбран в силу малости тангенса его диэлектрических потерь, технологической доступности, а также хорошего качества (низкой шероховатости) поверхности, подходящей для создания на ней высококачественного металлического микрорисунка FSS методом фотолитографии. По полученным ТГц-спектрам материалов, были экстраполированы их свойства в окрестности частоты 140 ГГц, для которой диэлектрическая проницаемость сапфира составляет $\epsilon = 9,57 \cdot (1 - j \cdot 5 \cdot 10^{-4})$.

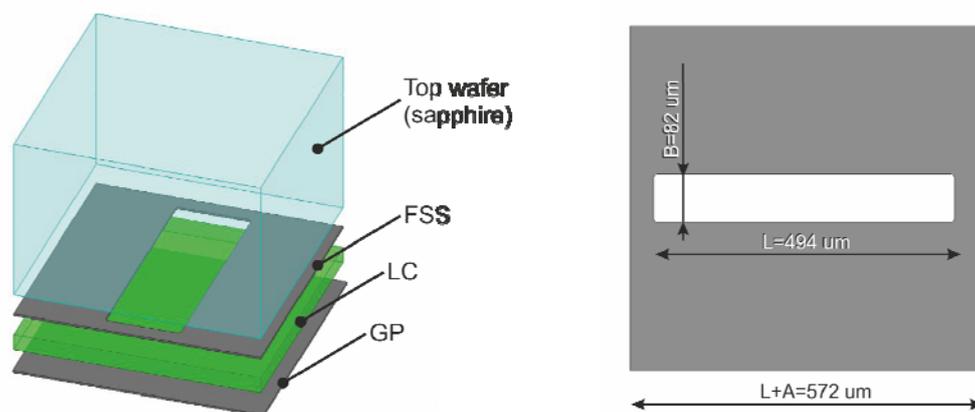


Рис. 4. Конфигурация реализованной ВИП-структуры (слева): FSS – частотно-избирательная поверхность (массив субволновых щелевых прорезей в сплошной металлизации), LC – жидкокристаллический слой (5СВ), GP – сплошная металлизация («ground plane»). Для наглядности все слои структуры показаны отстоящими друг от друга. Элементарная ячейка FSS с указанием актуальных геометрических размеров (справа)

Fig. 4. The configuration of the implemented HIS structure (left): FSS – frequency-selective surface (an array of subwavelength slots in continuous metallization); LC – liquid crystal layer (5СВ); GP – solid metallization (“ground plane”). For clarity, all layers of the structure are shown spaced from each other. The FSS unit cell with actual geometric dimensions (right)

Металлизация FSS и GP слоя имела толщину 0,4 мкм и обеспечивалась термическим напылением алюминия в специализированной вакуумной установке. Для FSS была выбрана топология щелевых прорезей (структура инверсная к патчевой геометрии), которые на практике изготавливались отработанным методом контактной фотолитографии через подготовленный фотосаблон [42; 43]. Такая топология FSS автоматически обеспечивала электрическое соединение всех ячеек метаповерхности, необходимое для создания электрического поля в слое ЖК, заключенного между FSS и GP слоями. При этом «индуктивный» характер топологии был, в частности, продиктован желанием максимизировать индуктивную компоненту импеданса частотно-селективной поверхности для сужения полосы резонанса поглотителя. Стоит также отметить, что щелевая топология рассматривалась как преимущественная с точки зрения повышения однородности приложенного поля в слое ЖК.

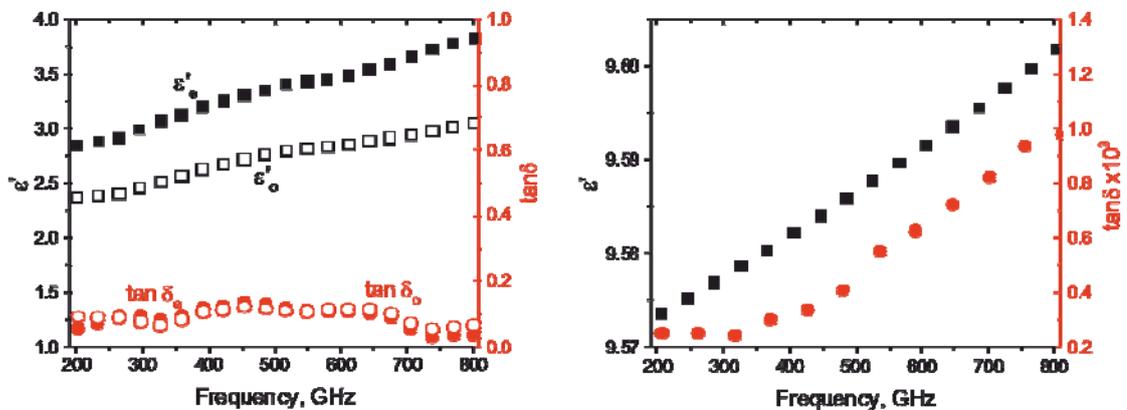


Рис. 5. Измеренные методом широкополосной импульсной ТГц спектроскопии диэлектрические свойства ЖК 5СВ (слева) и сапфировых подложек (справа). Прямоугольники – реальная часть диэлектрической проницаемости; круги – тангенс потерь. Пустые и закрашенные символы – значения параметра для обыкновенной (o) и необыкновенной (e) волн соответственно

Fig. 5. The dielectric properties of the 5CB liquid crystal (left) and sapphire substrates (right) measured by THz time-domain spectroscopy. Rectangles – the real part of the dielectric constant; circles – the loss tangent. Empty and shaded symbols – the parameter value for the ordinary (o) and extraordinary (e) waves, respectively

Измеренные диэлектрические свойства материалов были использованы при моделировании ЖК-структуры в полноволновом электродинамическом симуляторе ANSYS® Electromagnetics Suite R18.2. Расчет проводился с использованием режима портов Флоке и периодических граничных условий, применяемых к элементарной ячейке периодической структуры. В расчетах ЖК-структура рассматривалась в глобальной системе координат XYZ с осью Z, направленной перпендикулярно поверхности сапфировых подложек. ЖК-слой задавался в виде однородной с точки зрения распределения поля директоров среды, для которой вводилась локальная система координат X'Y'Z', в которой диэлектрический тензор ЖК-слоя задавался диагональным:

$$\varepsilon_{pq}|_{X'Y'Z'} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{\parallel} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{\perp} \end{pmatrix},$$

а ориентация $X'Y'Z'$ относительно XYZ задавалась посредством пары ориентационных углов (θ, φ) , так что случай $(90^\circ, 0)$ соответствовал совпадению этих систем координат. Для ЖК 5СВ использовались следующие значения диагональных компонент тензора ϵ_{pq} :

$$\epsilon_{||} = \epsilon_e = 2,75 \cdot (1 - j \cdot 0,1), \quad \epsilon_{\perp} = \epsilon_o = 2,25 \cdot (1 - j \cdot 0,1).$$

В силу технологических особенностей толщина ЖК-слоя была выбрана равной 80 мкм.

На рис. 6 приведены результаты расчета амплитудных и фазовых спектров ЖК-поглотителя описанной конфигурации, полученные для предельных случаев ориентации ЖК в терминах угла θ : $\theta = 90^\circ$ и $\theta = 0^\circ$ ($\varphi = 0$). Можно видеть, что, несмотря на сравнительную малость величины $\Delta n = n_e - n_o \approx 0,15$, амплитуда энергетического коэффициента отражения претерпевает относительные изменения от 47 до 154 %. При этом вариация фазы отражения $\text{Arg}(\rho)$ достигает $56,5^\circ$.

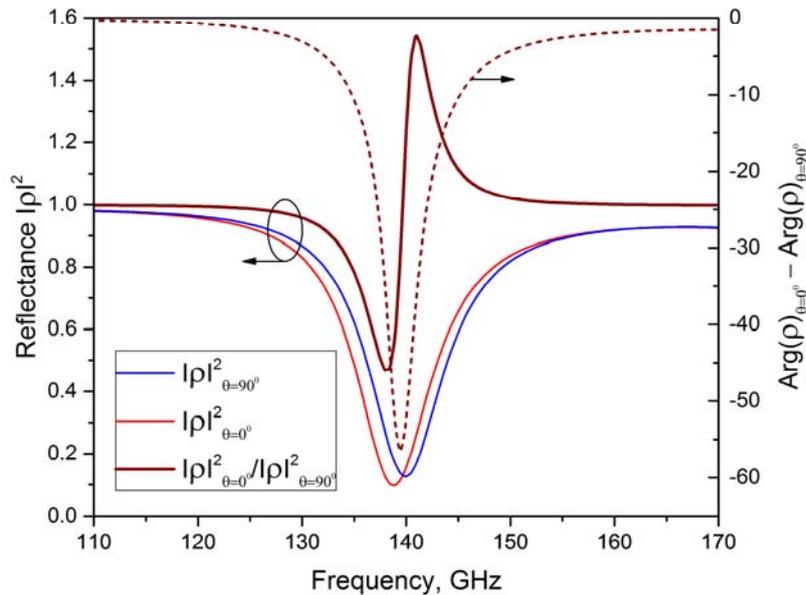


Рис. 6. Спектры отражения ЖК-метаструктуры, рассчитанные в пакете ANSYS® Electromagnetics Suite

Fig. 6. Reflection spectra for the liquid crystal metastructure simulated in ANSYS® Electromagnetics Suite

На рис. 7 приведены результаты сопоставления расчетных и экспериментальных спектров энергетического коэффициента отражения изготовленного образца ЖК-структуры. Измерения проводились с использованием квазиоптического субмиллиметрового ЛОВ-спектрометра «Эпсилон» разработки ИОФ им. А. М. Прохорова РАН. Напряжение, приложенное между FSS и GP слоями, задавалось в интервале от 0 до 30 В посредством стабилизированного источника напряжения. В силу технических ограничений измерение фазы отражения в данных экспериментах не представлялось возможным.

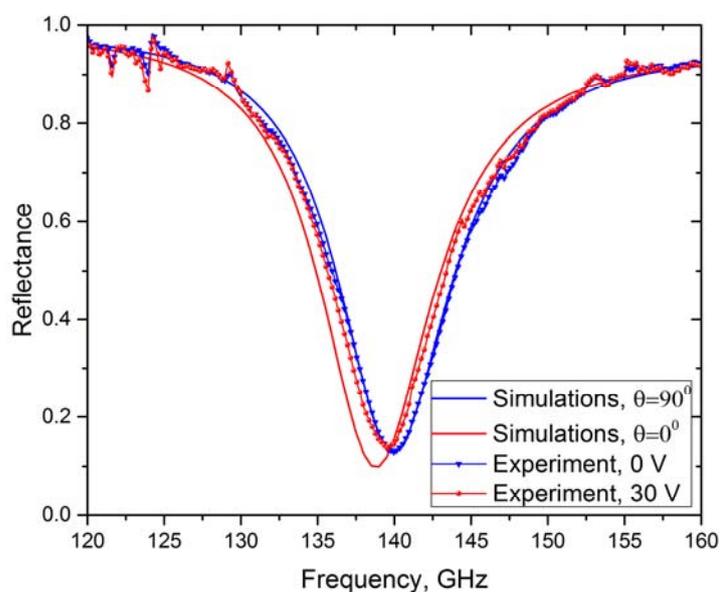


Рис. 7. Сопоставление расчетных и экспериментальных спектров коэффициента отражения

Fig. 7. Comparison of simulated and experimentally measured spectra of the reflection coefficient

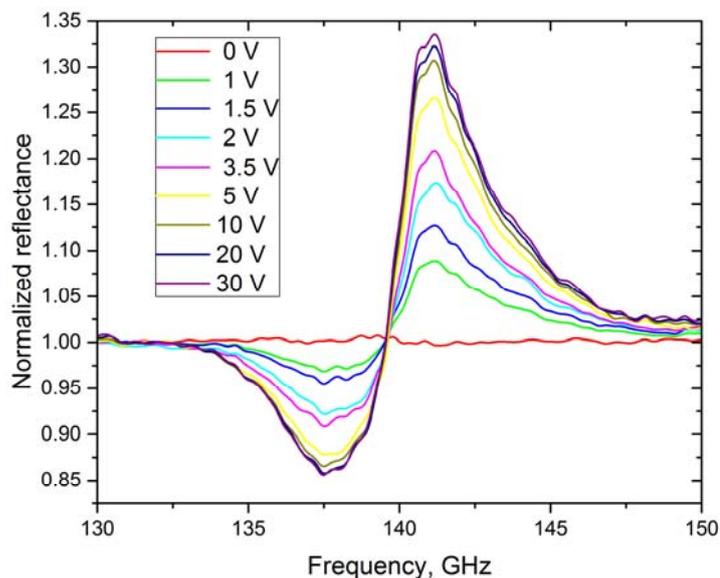


Рис. 8. Экспериментальные спектры коэффициента отражения ЖК-метаструктуры при различных значениях приложенного электрического напряжения.

Спектры нормированы на случай 0 В

Fig. 8. Experimental spectra of the reflection coefficient for the liquid crystal metastructure at different values of the applied electric voltage.

The spectra are normalized to the case of 0 V

Представленные на рис. 8 данные указывают на достаточно хорошее совпадение расчетных и экспериментальных кривых. Эксперимент также выявил наличие эффекта насыщения

перестройки АЧХ, который достигается при значениях приложенного напряжения >10 В (см. рис. 8). Отметим, что на практике вариация коэффициента отражения оказывается несколько меньше, чем дает расчет для предельных случаев ориентации директора ЖК ($\theta = 90^\circ$ и $\theta = 0^\circ$): 85–134 % против 47–154 %. Данное обстоятельство объясняется неполным переориентированием всех молекул ЖК под действием электрического поля. Кроме того, в силу структурированности FSS-электрода приложенное поле, очевидно, является неоднородным по объему ЖК-слоя, поэтому вклад различных элементов объема в перестройку ТГц характеристик ЖК-структуры оказывается разным, что формирует, по-видимому, более слабый отклик ЖК на приложенное напряжение по сравнению со случаем оптически однородного ЖК-слоя.

Заключение

В работе проведена оценка возможности использования ЖК-материалов для создания перестраиваемых в мм-диапазоне устройств, которая выявила перспективу подобного подхода.

Для построения перестраиваемых ЖК-структур предложено использовать концепцию высокоимпедансных метаповерхностей и ультратонких резонансных поглотителей на их основе. Осуществлена теоретическая проработка данной концепции с использованием метода эквивалентных цепей и полноволнового электродинамического моделирования. Представленные в таблице аналитические формулы, описывающие электродинамические характеристики структур, представляют дополнительную методическую ценность. Они позволяют проводить быструю оценку свойств структур, сокращая время на разработку дизайна конечного устройства, а в некоторых случаях и устраняя необходимость проведения полноволновых расчетов.

С использованием нематического жидкого кристалла 5СВ толщиной 80 мкм изготовлен и экспериментально исследован прототип поглощающей ЖК-метаструктуры отражательного типа, оптимизированной к работе в окрестности частоты 140 ГГц. Тестирование полученной структуры продемонстрировало достаточно хорошее согласование между расчетными и экспериментальными спектрами отражения. Достигнутая в эксперименте максимальная перестройка АЧХ («амплитудная модуляция») составила 34 % при значениях управляющего напряжения до 30 В с порогом насыщения ≈ 10 В.

Список литературы / References

1. **Hangyo M.** Development and future prospects of terahertz technology. *Japanese Journal of Applied Physics*, 2015, vol. 54, no. 12, p. 120101.
2. **Tonouchi M.** Cutting-edge terahertz technology. *Nature Photonics*, 2007, vol. 1, no. 2, p. 97–105.
3. **Hochrein T.** Markets, availability, notice, and technical performance of terahertz systems: historic development, present, and trends. *Journal of Infrared Millimeter and Terahertz Waves*, 2015, vol. 36, no. 3, p. 235–254.
4. **Xiong R. H., Li J. S.** Double-layer frequency selective surface for terahertz bandpass filter. *Journal of Infrared Millimeter and Terahertz Waves*, 2018, vol. 39, no. 10, p. 1039–1046.
5. **Yang J., Cai C. G., Yin Z. P. et al.** Reflective liquid crystal terahertz phase shifter with tuning range of over 360° . *IET Microwaves Antennas & Propagation*, 2018, vol. 12, no. 9, p. 1466–1469.
6. **Landy N. I., Sajuyigbe S., Mock J. J. et al.** Perfect metamaterial absorber. *Physical Review Letters*, 2008, vol. 100, no. 20, p. 207402.
7. **Yan R. S., Sensale-Rodriguez B., Liu L. et al.** A new class of electrically tunable metamaterial terahertz modulators. *Optics Express*, 2012, vol. 20, no. 27, p. 28664–28671.

8. **Chen J. H., Zheng B. C., Shao G. H. et al.** An all-optical modulator based on a stereo graphene-microfiber structure. *Light: Science & Applications*, 2015, vol. 4, no. 12, p. e360.
9. **Zografopoulos D. C., Beccherelli R.** Tunable terahertz fishnet metamaterials based on thin nematic liquid crystal layers for fast switching. *Scientific Reports*, 2015, vol. 5, p. 13137.
10. **Duan W., Chen P., Wei B. Y. et al.** Fast-response and high-efficiency optical switch based on dual-frequency liquid crystal polarization grating. *Optical Materials Express*, 2016, vol. 6, no. 2, p. 597–602.
11. **Kleine-Ostmann T., Nagatsuma T.** A review on terahertz communications research. *Journal of Infrared Millimeter and Terahertz Waves*, 2011, vol. 32, no. 2, p. 143–171.
12. **Watts C. M., Shrekenhamer D., Montoya J. et al.** Terahertz compressive imaging with metamaterial spatial light modulators. *Nature Photonics*, 2014, vol. 8, no. 8, p. 605–609.
13. **Jepsen P. U., Cooke D. G., Koch M.** Terahertz spectroscopy and imaging – Modern techniques and applications. *Laser & Photonics Reviews*, 2011, vol. 5, no. 1, p. 124–166.
14. **Chen H. T., O'Hara J. F., Azad A. K. et al.** Active terahertz metamaterial devices. *Nature*, 2006, vol. 444, no. 7119, p. 597–600.
15. **Bianconi S., Wheaton S., Park M. S. et al.** Machine learning optimization of surface-normal optical modulators for SWIR time-of-flight 3-D camera. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2018, vol. 24, no. 6, p. 8201108.
16. **Han C., Li C., Wu J. B. et al.** A study of thermal effects in superconducting terahertz modulator by low temperature scanning laser microscope. *AIP Advances*, 2018, vol. 8, no. 6, p. 065024.
17. **Cheng L., Jin Z. M., Ma Z. W. et al.** Mechanical terahertz modulation based on single-layered graphene. *Advanced Optical Materials*, 2018, vol. 6, no. 7, p. 1700877.
18. **Kleine-Ostmann T., Pierz K., Hein G. et al.** Spatially resolved measurements of depletion properties of large gate two-dimensional electron gas semiconductor terahertz modulators. *Journal of Applied Physics*, 2009, vol. 105, no. 9, p. 093707.
19. **Kersting R., Strasser G., Unterrainer K.** Terahertz phase modulator. *Electronics Letters*, 2000, vol. 36, no. 13, p. 1156–1158.
20. **Kleineostmann T., Dawson P., K. Pierz et al.** Room-temperature operation of an electrically driven terahertz modulator. *Applied Physics Letters*, 2004, vol. 84, no. 18, p. 3555–3557.
21. **Deng G. S., Chen P., Yang J. et al.** Graphene-based tunable polarization sensitive terahertz metamaterial absorber. *Optics Communications*, 2016, vol. 380, p. 101–107.
22. **Sensalero Rodriguez B., Yan R. S., Kelly M. M. et al.** Broadband graphene terahertz modulators enabled by intraband transitions. *Nature Communications*, 2012, vol. 3, p. 780.
23. **Pan C.-L., Pan R.-P.** Recent progress in liquid crystal THz optics. *Proc. SPIE*, 2006, vol. 6135, p. 61350D.
24. **Vieweg N., Shakfa M. K., Scherger B. et al.** THz properties of nematic liquid crystals. *Journal of Infrared Millimeter and Terahertz Waves*, 2010, vol. 31, no. 11, p. 1312–1320.
25. **Park H., Parrott E. P. J., Fan F. et al.** Evaluating liquid crystal properties for use in terahertz devices. *Optics Express*, 2012, vol. 20, no. 11, p. 11899–11905.
26. **Mavrona E., Chodorow U., Barnes M. E. et al.** Refractive indices and birefringence of hybrid liquid crystal – nanoparticles composite materials in the terahertz region. *AIP Advances*, 2015, vol. 5, no. 7, p. 077143.
27. **Wang L., Lin X. W., Hu W. et al.** Broadband tunable liquid crystal terahertz waveplates driven with porous graphene electrodes. *Light: Science & Applications*, 2015, vol. 4, no. 2, p. e253.
28. **Chigrinov V. G.** Liquid crystal devices: Physics and applications. Boston, Artech House, 1999.
29. **Kuznetsov S. A., Paulish A. G., Gelfand A. V. et al.** THz imaging system based on THz-to-IR converter. *Technisches Messen*, 2011, vol. 78, no. 11, p. 526–533.

30. **Kuznetsov S. A., Paulish A. G., Gelfand A. V. et al.** Extremely thin metamaterial absorbers for subterahertz waves: from fundamentals towards applications in uncooled bolometric sensors. *Proc. SPIE*, 2012, vol. 8423, p. 84230S.
31. **Кузнецов С. А., Аржанников А. В.** Электродинамическая оптимизация ультратонких резонансных поглотителей для болометрических детекторов субмиллиметрового диапазона // Вестник НГУ. Серия Физика. 2015. Т. 10, № 4. С. 5–20.
Kuznetsov S. A., Arzhannikov A. V. Electromagnetic optimization of ultra-thin resonant absorbers for bolometric detectors of the submillimeter-wave range. *Vestnik NSU. Series: Physics*, 2015, vol. 10, no. 4, p. 5–20. (in Russ.)
32. **Kuznetsov S. A., Paulish A. G., Navarro-Cía M., Arzhannikov A. V.** Selective pyroelectric detection of millimetre waves using ultra-thin metasurface absorbers. *Scientific Reports*, 2016, vol. 6, p. 21079.
33. **Hu W., Cahill R., Encinar J. C. et al.** Design and measurement of reconfigurable millimeter wave reflectarray cells with nematic liquid crystal. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2008, vol. 56, no. 10, p. 3112–3117.
34. **Hu W., Ismail M. Y., Cahill R. et al.** Tunable liquid crystal reflectarray patch element. *Electronics Letters*, 2006, vol. 42, no. 9, p. 509–511.
35. **Marin R., Moessinger A., Goelden F. et al.** 77 GHz reconfigurable reflectarray with nematic liquid crystal. In: Proc. 2nd European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP 2007). Edinburgh, UK, 2007.
36. **Marin R., Moessinger A., Freese J. et al.** Basic investigations of 35 GHz reflectarrays and tunable unit-cells for beam steering applications. In: Proc. European Radar Conference, 2005 (EURAD 2005). Paris, France, 2005.
37. **Moessinger A., Marin R., Mueller S. et al.** Electronically reconfigurable reflectarrays with nematic liquid crystals. *Electronics Letters*, 2006, vol. 42, no. 16, p. 899–900.
38. **Yin Z. P., Lu Y. J., Xia T. Y. et al.** Electrically tunable terahertz dual-band metamaterial absorber based on a liquid crystal. *RSC Advances*, 2018, vol. 8, no. 8, p. 4197–4203.
39. **Kern D. J., Werner D. H., Lisovich M.** Metaferrites: using electromagnetic bandgap structures to synthesize metamaterial ferrites. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2005, vol. 53, no. 4, p. 1382–1389.
40. **Rozanov K. N.** Ultimate thickness to bandwidth ratio of radar absorbers. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2000, vol. 48, no. 8, p. 1230–1234.
41. **Wang C.-R., Pan Q.-K., Chen F. et al.** Phase-matching in KTP crystal for THz wave generation at room temperature and 81 K. *Infrared Physics & Technology*, 2019, vol. 97, p. 1–5.
42. **Kuznetsov S. A., Arzhannikov A. V., Kubarev V. V. et al.** Development and characterization of quasi-optical mesh filters and metastructures for subterahertz and terahertz applications. *Key Engineering Materials*, 2010, vol. 437, p. 276–280.
43. **Navarro-Cía M., Kuznetsov S. A., Aznabet M. et al.** Route for bulk millimeter wave and terahertz metamaterial design. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 2011, vol. 47, no. 3, p. 375–385.

Материал поступил в редколлегию

Received
14.05.2019

Сведения об авторах / Information about the Authors

Кузнецов Сергей Александрович, научный сотрудник Лаборатории квантовых оптических технологий ФФ НГУ (ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия); научный сотрудник

ник Новосибирского филиала Института физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН «КТИПМ» (пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия)

Sergei A. Kuznetsov, Research Scientist in the Quantum Optical Technologies Laboratory of the Physics Department, Novosibirsk State University (2 Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation); Research Scientist, Rzhhanov Institute of Semiconductor Physics SB RAS, Novosibirsk Branch "TDIAM" (2/1 Academician Lavrentiev Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)

SAKuznetsov@nsm.nsu.ru

Николаев Назар Александрович, кандидат технических наук, старший научный сотрудник Института автоматики и электрометрии СО РАН (пр. Академика Коптюга, 1, Новосибирск, 630090, Россия); старший научный сотрудник Института лазерной физики СО РАН (пр. Академика Лаврентьева, 13/3, Новосибирск, 630090, Россия)

Nazar A. Nikolaev, C. Sc. (Tech.), Senior Research Scientist, Institute of Automation and Electrometry SB RAS (1 Academician Koptuyug Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation); Senior Research Scientist, Institute of Laser Physics SB RAS (13/3 Academician Lavrentiev Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)

nazar@iae.nsk.su

Трашкеев Сергей Иванович, кандидат физико-математических наук, научный сотрудник Лаборатории квантовых оптических технологий ФФ НГУ (ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия); старший научный сотрудник Института лазерной физики СО РАН (пр. Академика Лаврентьева, 13/3, Новосибирск, 630090, Россия)

Sergei I. Trashkeev, C. Sc. (Phys.), Research Scientist in the Quantum Optical Technologies Laboratory of the Physics Department, Novosibirsk State University (2 Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation); Senior Research Scientist, Institute of Laser Physics SB RAS (13/3 Academician Lavrentiev Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)

root@lateh.nsk.ru

Лазорский Павел Александрович, инженер Аналитико-технологического исследовательского центра (АТИЦ «ВТиНМ») ФФ НГУ (ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия), инженер Института лазерной физики СО РАН (пр. Академика Лаврентьева, 13/3, Новосибирск, 630090, Россия)

Pavel A. Lazorskiy, engineer in the Analytical and Technological Research Center "High Technology and Nanostructured Materials" at the Physics Department, Novosibirsk State University (2 Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation); engineer, Institute of Laser Physics SB RAS (13/3 Academician Lavrentiev Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)

pavellazor@yandex.ru

Аржанников Андрей Васильевич, доктор физико-математических наук, профессор, заместитель заведующего Аналитико-технологического исследовательского центра (АТИЦ «ВТиНМ») ФФ НГУ (ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия), главный научный сотрудник Института ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН (пр. Академика Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090, Россия)

Andrey V. Arzhannikov, D. Sc. (Phys.), professor, Deputy Head of the Analytical and Technological Research Center "High Technology and Nanostructured Materials" at the Physics Department, Novosibirsk State University (2 Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation); Principal Research Scientist, Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS (11 Academician Lavrentiev Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)

A.V.Arzhannikov@inp.nsk.su

Расчет гигантского комбинационного рассеяния света на диполе, расположенном между металлической наночастицей и проводящей нанопленкой на подложке (теория TERS)

П. И. Гешев

*Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН
Новосибирск, Россия
Новосибирский государственный университет
Новосибирск, Россия*

Аннотация

Металлическая наночастица (НЧ), расположенная вблизи пленки, действует как наноантенна. Поверхностные плазмоны, возбуждаемые светом в частице и пленке, преобразуют электромагнитное поле, ограничивают его и значительно усиливают в щели между частицей и пленкой. Коэффициент усиления поля зависит от многих факторов: размера и формы НЧ, проницаемости всех материалов, длины волны света, толщины пленки, угла луча света и очень сильно от величины зазора между частицей и пленкой. Усиление поля в узком зазоре (1 нм) может составлять 10^3 и более, а коэффициент усиления рамановского излучения может достигать огромных значений ($\sim 10^{10}$ – 10^{11}).

Ключевые слова

плазмон, функция Грина, интегральное уравнение, граничный элемент

Для цитирования

Гешев П. И. Расчет гигантского комбинационного рассеяния света на диполе, расположенном между металлической наночастицей и проводящей нанопленкой на подложке (теория TERS) // Сибирский физический журнал. 2019. Т. 14, № 2. С. 103–108. DOI 10.25205/2541-9447-2019-14-2-103-108

Calculation of Giant Combination Light Scattering on a Dipole Located between Metallic Nanoparticle and Metallic Nanofilm on Substrat (TERS Theory)

P. I. Geshev

*Kutateladze Institute of Thermophysics SB RAS
Novosibirsk, Russian Federation
Novosibirsk State University
Novosibirsk, Russian Federation*

Abstract

A metallic nanoparticle (NP) located near the film acts as a nanoantenna. Surface plasmons, excited by light in a particle and in a film, transform the electromagnetic field, confine it and strongly amplify it in the gap between the particle and the film. The enhancement of the field depends on many factors: the size and shape of NP, the permeability of all materials, the wavelength of light, the thickness of the film, the angle of the light beam and very much from the gap between the particle and the film. The amplification of the field in a narrow gap (~ 1 nm) can be 10^3 or more and the enhancement of Raman radiation can reach enormous values of $\sim 10^{10}$ – 10^{11} .

Keywords

plasmon, Green function, integral equation, boundary element

For citation

Geshev P. I. Calculation of Giant Combination Light Scattering on a Dipole Located between Metallic Nanoparticle and Metallic Nanofilm on Substrat (TERS Theory). *Siberian Journal of Physics*, 2019, vol. 14, no. 2, p. 103–108. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2019-14-2-103-108

В 1977 г. было показано что эффект комбинационного рассеяния света (КРС) усиливается в миллионы раз для молекул, адсорбированных на острых наночастицах (НЧ), электрохимически осажденных металлов (Ag, Au, Al, Cu). Это явление назвали гигантским комбинационным рассеянием света (ГКРС), или SERS [1]. В 1997 г. было обнаружено, что в коллоидных растворах серебра и золота эффект ГКРС может достигать фантастических усилений до 10^{14} раз [2; 3] (Super-SERS). Супер-ГКРС было объяснено сэндвич-структурой (или димером, кластером из двух НЧ): молекула зажата между двумя НЧ, и электрическое поле в узкой щели усилено в 10^3 раз. В 1981 г. появился сканирующий туннельный микроскоп (СТМ), кончик электрода которого имеет радиус кривизны порядка 5–10 нм. Если молекулу поместить в зазор между металлической подложкой и кончиком электрода СТМ, получим сэндвич-структуру, подобную той, что обнаружена в [2; 3]. Усиление КРС, однако, в этом случае достигает лишь 10^6 – 10^8 [4], т. е. того же порядка, что и в SERS. Это явление было названо Tip Enhanced Raman Scattering (TERS). Возникает естественный вопрос: можно ли получить усиление в TERS такого же порядка, как в Super-SERS, – 10^{14} ?

Причина огромного усиления поля, возникающего при облучении светом металлических НЧ, кроется в коллективных колебаниях электронного газа в наночастицах. Эти колебания называются плазмонами и полностью описываются решениями уравнений Максвелла. Рассмотрим осесимметричную конфигурацию, изображенную на рис. 1: НЧ – диполь – пленка металла на стекле. Радиально поляризованный пучок света (Bessel Beam, BB) освещает систему сверху или снизу. Мы провели расчет четырех относительных коэффициентов усиления (КУ) для интенсивности электрического поля в точке диполя (при двух типах освещения, F_+^2 и F_-^2) и для излучения диполя в дальние зоны (вверх и вниз, D_+ и D_-). Их произведение дает полный КУ для TERS: $K_{\text{TERS}} = F^2 D$.

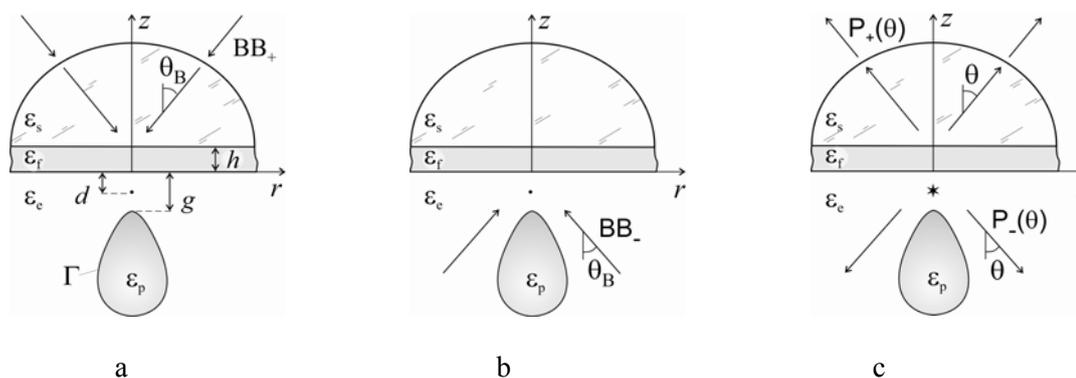


Рис. 1. Осесимметричная конфигурация: НЧ – диполь – пленка металла на подложке:

a – для вычисления F_+^2 ; *b* – для вычисления F_-^2 ; *c* – для вычисления D_+ и D_- .

Задана форма НЧ, расстояния d , g , h и проницаемости сред ϵ_s , ϵ_e , ϵ_f , ϵ_p

Fig. 1. Axially Symmetric Configuration: NP – Dipole – Film on Substrate. Configurations used:

a – for calculation F_+^2 ; *b* – for calculation F_-^2 ; *c* – for calculation of factors D_+ and D_- .

The NP shape, distances d , g , h and permeabilities of environments ϵ_s , ϵ_e , ϵ_f , ϵ_p are specified

На рис. 1, с показаны две вычисляемые плотности потока, направленные вверх $P_+(\theta)$ и вниз $P_-(\theta)$, через которые вычисляются потоки энергии в верхнее (D_+) и нижнее (D_-) полупространства. После редукции уравнений Гельмгольца к системе граничных интегральных уравнений (ГИУ) значения полей на границе Γ вычисляются методом граничных элементов. В осесимметричном случае имеется только одна компонента магнитного поля H_ϕ , которая описывается системой из двух граничных интегральных уравнений [5; 6]:

$$\alpha H_\phi + \int_\Gamma \left(H_\phi \frac{\partial \rho G_{in}}{\partial n} - \frac{\epsilon_p}{\epsilon_e} G_{in} \frac{\partial \rho H_\phi}{\partial n} \right) d\Gamma = 0 ;$$

$$\alpha H_\phi - \int_\Gamma \left(H_\phi \frac{\partial \rho G_{out}}{\partial n} - G_{out} \frac{\partial \rho H_\phi}{\partial n} \right) d\Gamma = H_\phi^{(0)} .$$

Здесь параметр $\alpha = 0,5$; H_ϕ и $\frac{\partial H_\phi}{\partial n}$ – это искомые и $H_\phi^{(0)}$ освещающее магнитные поля, взятые на контуре НЧ; производные взяты в направлении внешней нормали к контуру НЧ, G_{out} , G_{in} – функции Грина уравнения Гельмгольца для областей вне и внутри НЧ, они описаны в [6]. Система ГИУ решалась дважды с разными внешними полями $H_\phi^{(0)}$: сначала при облучении бесселевым пучком света рассчитывались факторы усиления поля F_+^2 и F_-^2 в точке диполя, затем для поля $H_\phi^{(0)}$, задаваемого диполем, расположенным на одной оси с НЧ, определялись факторы D_+ и D_- .

На рис. 2 показаны результаты расчетов КУ для сферы из золота и из серебра с двумя значениями диаметра 50 и 200 нм. Сфера расположена на малом расстоянии $g = 1$ нм от нанопленки, нанесенной на стекло, изготовленной из того же металла (Au или Ag) и имеющей оптимальную толщину $h = 50$ нм [6]. Для серебряной сферы (рис. 2, b) видны рассчитанные максимальные значения F_-^2 и $D_- > 10^5$. Следовательно, здесь будет $K_{TERS} = F_-^2 D_- > 10^{10}$.

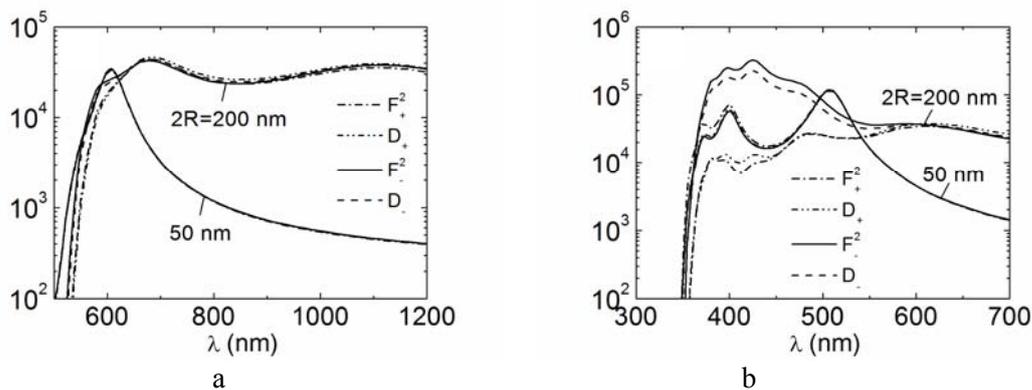


Рис. 2. Относительные коэффициенты усиления F^2 и D для сферы из золота (a) и из серебра (b) в зависимости от длины волны света λ ; толщина пленки $h = 50$ нм, щель $g = 1$ нм

Fig. 2. Relative enhancement factors F^2 and D for the sphere made of gold (a) and silver (b) depending on light wavelength λ . Film thickness is $h = 50$ nm, NP/film distance is $g = 1$ nm

Из рис. 2 вытекает важный вывод: введенные различным способом коэффициенты усиления F^2 и D в длинноволновой области спектра совпадают, а для более коротких длин волн они остаются близкими в парах F_-^2, D_- и F_+^2, D_+ . Этот результат полностью согласуется с оптической теоремой взаимности [6] и подтверждает точность наших расчетов.

Из рис. 3, *b* видно, что плазмонные колебания в НЧ имеют глобальный характер, т. е. они не локализованы только в щели между НЧ и пленкой, а охватывают всю поверхность НЧ и на удаленном полюсе колебания также довольно велики. Электромагнитное поле в щели между НЧ и пленкой имеет интенсивность, зависящую от расстояния g по закону $F^2 \propto g^{-2}$, что характерно для плоского конденсатора и отчетливо видно на рис. 3, *a* для случая большой сферы с диаметром 200 нм. Для малых g усиление поля может достигать огромных значений. Однако для очень малых расстояний $g < (0,5-1,0)$ нм используемая в расчетах гидродинамическая модель (усредненные уравнения Максвелла для среды) перестает быть справедливой, и начинают действовать квантовые эффекты: туннельные токи, атомная шероховатость, затухание Ландау [5].

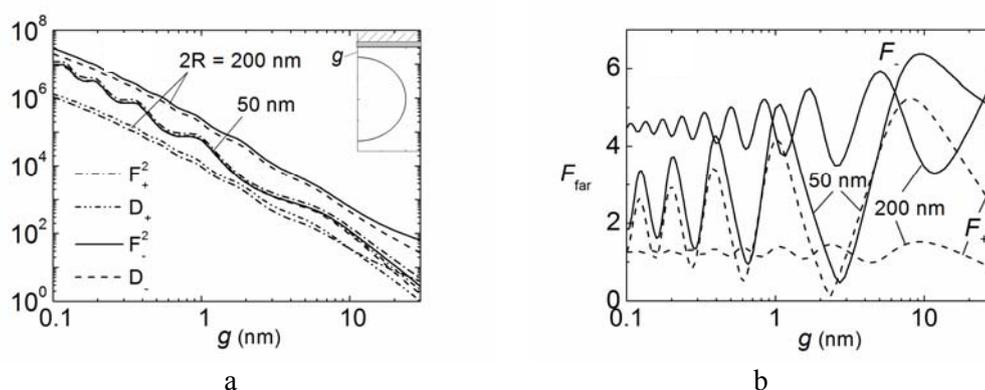


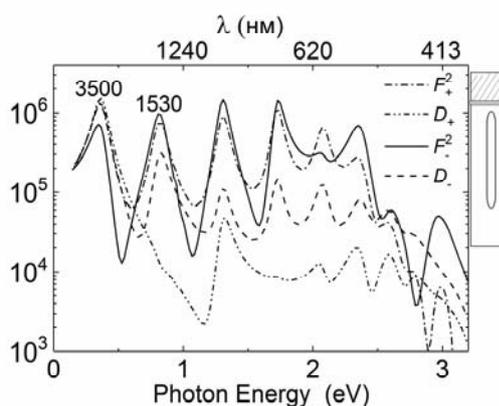
Рис. 3. КУ на близком к пленке полюсе (*a*), КУ на дальнем полюсе (*b*) серебряной сферы в зависимости от g (расстояние НЧ / пленка показано на вставке). Длина волны $\lambda = 400$ нм, угол освещения $\theta = 45^\circ$. Расчеты проведены для двух значений диаметра сферы ($2R$): 50 и 200 нм

Fig. 3. Enhancement factors (EFs) calculated at the sphere pole placed close to a film (*a*), EFs calculated at distant pole (*b*) of the silver sphere depending on g (this distance NP / film is shown in an insert). Wavelength is $\lambda = 400$ nm, angle of lighting is $\theta = 45^\circ$. Calculations are carried out for two values of diameter of the sphere ($2R$): 50 and 200 nm

Как показано на рис. 4 для наностержня из серебра, расположенного вблизи серебряной пленки (см. вставку), рассчитанные факторы усиления поля (F^2) в резонансах превышают 10^6 , а максимумы дипольных факторов усиления (например, D_-) достигают 10^5 . Следовательно, полное усиление для КРС-сигнала при плазмонных резонансах может достигать огромных значений $K_{\text{TERS}} = F_-^2 D_- = 10^{11}$, по крайней мере для случая приходящего снизу освещения (F_-^2) и уходящего в нижнее полупространство дипольного излучения (D_-). Несколько меньше мы получаем при плазмонных резонансах для конфигурации освещения сверху (F_+^2) и регистрации дипольного излучения, уходящего в верхнее полупространство (D_+): $K_{\text{TERS}} = F_+^2 D_+ = 10^{10}$.

Рис. 4. Факторы усиления F^2 и D для наностержня из серебра, освещенного под углом $\theta = 10^\circ$ к оси симметрии, в зависимости от энергии фотонов. Форма стержня показана на вставке: диаметр 10^2 нм, длина 10^3 нм, радиус кривизны кончика стержня $R_c = 20$ нм, размер щели НЧ / пленка $g = 1$ нм, толщина пленки из серебра $h = 50$ нм

Fig. 4. EFs F^2 and D for a nanorod made of silver illuminated at an angle $\theta = 10^\circ$ to a symmetry axis depending on energy of photons. The nanorod shape is shown in the insert: diameter is 10^2 nm, length is 10^3 nm, the tip curvature radius of nanorod is $R_c = 20$ nm. Film thickness is $h = 50$ nm, NP / film distance is $g = 1$ nm



На всех рисунках мы видим осциллирующий характер КУ. В зависимости от изменяющихся длины волн λ (см. рис. 2), ширины щели g (см. рис. 3) или энергии фотона $E = 2\pi\hbar c / \lambda$ (см. рис. 4) при определенных значениях возникают максимумы КУ, которые интерпретируются как плазмонные резонансы. При резонансах вдоль поверхности НЧ укладывается целое число плазмонных полуволн: одна полуволна дает дипольный резонанс, две целые полуволны отвечают квадрупольному резонансу и т. д. Положение резонансов зависит от геометрии и материала НЧ и пленки. Так, дипольный резонанс для сфер из золота с диаметрами 50 и 200 нм виден на рис. 2, *a* при $\lambda_1 = 600$ нм и $\lambda_1 = 1100$ нм соответственно. Аналогичные дипольные резонансы для серебряных сфер с такими же диаметрами расположены на рис. 2, *b* при $\lambda_1 = 510$ нм и $\lambda_1 = 610$ нм соответственно. Следующий (квадрупольный) резонанс отчетливо виден на рис. 2, *a* для золотой сферы диаметром 200 нм при $\lambda_2 = 680$ нм и для серебряной сферы диаметром 50 нм на рис. 2, *b* при $\lambda_2 = 400$ нм.

На рис. 3 при непрерывном изменении g (расстояния НЧ / пленка) максимумы и минимумы чередуются, и чем ближе сфера к поверхности пленки, тем более высокого порядка мультиполи возбуждаются. С уменьшением g это приводит к сжатию размера области усиленного поля и к значительному увеличению поля в щели. На рис. 4 для серебряного наностержня, расположенного вблизи пленки из серебра, мы видим шесть плазмонных резонансов, причем первые два из них – дипольный и квадрупольный – расположены в инфракрасной части спектра: резонансные энергии фотонов равны $E_1 = 0,355$, $E_2 = 0,81$ эВ или в длинах волн $\lambda_1 = 3500$, $\lambda_2 = 1530$ нм соответственно.

Можно отметить главные факторы, приводящие к огромному усилению поля в случае частиц благородных металлов, имеющих малое поглощение энергии света в видимой части спектра: 1) малый радиус кривизны НЧ (20–50 нм); 2) условие плазмонного резонанса; 3) очень маленькое расстояние НЧ / пленка $g \sim 1$ нм. Каждый из этих факторов усиливает поле в щели примерно на порядок, и все они вместе, действуя мультипликативно, приводят к тысячекратному усилению поля $F \propto 10^3$.

Заключение

Металлические НЧ, или оптические наноантенны, выполняют сразу несколько функций: а) прием электромагнитного сигнала, усиление поля в форме резонансных плазмонных колебаний и концентрирование его в щели, где расположен диполь; б) прием, усиление и излучение в пространство сдвинутого по частоте рамановского сигнала диполя. Для рассмотренных

серебряных НЧ расчеты дают максимальные $K_{\text{TERS}} > 10^{11}$. И хотя величина усиления 10^{14} в коллоидных парах НЧ из работ [2; 3] все еще больше рассчитанного выше усиления (различие связано, по-видимому, с дополнительным квантово-механическим механизмом усиления), полученного расчетного усиления рамановского сигнала 10^{11} достаточно для измерения спектра одиночной молекулы.

Список литературы / References

1. **Jeanmaire D. L., Van Duyne R. P.** Surface Raman spectroelectrochemistry. Part I. *J. Electroanal. Chem.*, 1977, vol. 84, no. 1, p. 1–20.
2. **Kneipp K. et al.** Single molecule detection using surface-enhanced Raman scattering (SERS). *Phys. Rev. Lett.*, 1997, vol. 78, p. 1667–1671.
3. **Nie S., Emery S. R.** Probing single molecules and single nanoparticles by surface-enhanced Raman scattering. *Science*, 1997, vol. 275, p. 1102–1106.
4. **Steidtner J., Pettinger B.** Tip-Enhanced Raman Spectroscopy and Microscopy on Single Dye Molecules with 15 nm Resolution. *Phys. Rev. Lett.*, 2008, vol. 100, p. 236101 1–4.
5. **Geshev P. I., Fischer U. C., Fuchs H.** Light scattering by a nanoparticle and a dipole placed near a dielectric surface covered by a thin metallic film. *Opt. Exp.*, 2007, vol. 15, no. 21, p. 13796–13804.
6. **Geshev P. I., Fischer U. C., Fuchs H.** Calculation of tip enhanced Raman scattering caused by nanoparticle plasmons acting on a molecule placed near a metallic film. *Phys. Rev. B.*, 2010, vol. 81, p. 125441 1–16.

Материал поступил в редколлегию
Received
11.06.2019

Сведения об авторе / Information about the Author

Гешев Павел Иванович, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий лабораторией, Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН (пр. Лаврентьева, 1, Новосибирск, 630090, Россия); профессор, Новосибирский государственный университет (ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия)

Pavel I. Geshev, Doctor of Science (Physics and Mathematics), Professor, Head of Laboratory, Kutateladze Institute of Thermophysics SB RAS (1 Academician Lavrentiev Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation); Professor, Novosibirsk State University (2 Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)

Geshev@itp.nsc.ru

ИНФОРМАЦИЯ ДЛЯ АВТОРОВ

«Сибирский физический журнал» публикует обзорные, оригинальные и дискуссионные статьи, посвященные научным исследованиям и методике преподавания физики в различных разделах науки, соответствующих направлениям подготовки на кафедрах физического факультета НГУ. Журнал издается на русском языке, однако возможна публикация статей иностранных авторов на английском языке.

1. Очередность публикации статей определяется их готовностью к печати. Рукописи, оформленные без соблюдения правил, к рассмотрению не принимаются.

Вне очереди печатаются краткие сообщения (не более четырех журнальных страниц), требующие срочной публикации и содержащие принципиально новые результаты научных исследований, проводимых в рамках тематики журнала.

Рекламные материалы публикуются при наличии гарантии оплаты, устанавливаемой по соглашению сторон.

2. В журнале печатаются результаты, ранее не опубликованные и не предназначенные к одновременной публикации в других изданиях. Публикация не должна нарушить авторского права других лиц или организаций.

Направляя свою рукопись в редакцию, авторы автоматически передают учредителям и редколлегии права на издание данной статьи на русском или английском языке и на ее распространение в России и за рубежом. При этом за авторами сохраняются все права как собственников данной рукописи. В частности, согласно международным соглашениям о передаче авторских прав за авторами остается право копировать опубликованную статью или ее часть для их собственного использования и распространения внутри учреждений, сотрудниками которых они являются. Копии, сделанные с соблюдением этих условий, должны сохранять знак авторского права, который появился в оригинальной опубликованной работе. Кроме того, авторы имеют право повторно использовать весь этот материал целиком или частично в компиляциях своих собственных работ или в учебниках, авторами которых они являются. В этих случаях достаточно включить полную ссылку на первоначально опубликованную статью.

3. Направлять рукописи в редакцию авторам рекомендуется по электронной почте либо приносить в редакцию электронную версию (в форматах MS WORD – *.doc, или *.docx, или *.rtf) на диске или флэш-памяти. Такая отправка исходных материалов значительно ускоряет процесс рецензирования.

Авторам предлагается посылать свои сообщения в наиболее сжатой форме, совместимой с ясностью изложения, в совершенно обработанном и окончательном виде, предпочтительно без формул и выкладок промежуточного характера и громоздких математических выражений. Не следует повторять в подписях к рисункам пояснений, уже содержащихся в тексте рукописи, а также представлять одни и те же результаты и в виде таблиц, и в виде графиков.

Рекомендованный объем присылаемых материалов: обзорные статьи – до 25-ти страниц, оригинальные материалы – до 12-ти страниц, краткие сообщения – до 4-х страниц. В любом случае объем рукописи должен быть логически оправданным.

Не рекомендуется предоставление электронных копий рукописей в формате LATEX. По техническим условиям издательства в этом случае рукопись будет преобразована редакцией в формат MS WORD, что может привести к значительному увеличению времени обработки рукописи и искажениям авторского текста.

Сокращений слов, кроме стандартных, применять нельзя. Все страницы рукописи должны быть пронумерованы.

4. При отправке файлов по электронной почте просим придерживаться следующих правил:

- указывать в поле subject (тема) название, номер журнала и фамилию автора;
- использовать attach (присоединение);
- в случае больших объемов информации возможно использование общеизвестных архиваторов (ARJ, ZIP, RAR);
- в состав электронной версии рукописи должны входить:

- ✓ файл, содержащий текст рукописи со вставленными в него рисунками;
- ✓ отдельные файлы с рисунками высокого качества;
- ✓ файл со сведениями об авторах (полностью фамилия, имя, отчество, ученые степень и звание, место работы, служебный адрес и телефон, адрес электронной почты для оперативной связи);
- ✓ файл с переводом на английский язык следующей информации: ФИО авторов, аффилиация, адрес, название статьи, аннотация, ключевые слова, подрисуночные подписи, названия таблиц.

Авторы вставляют рисунки и таблицы в текст рукописи так, как считают нужным. Рукопись обязательно должна быть подписана автором, а при наличии нескольких авторов – всеми соавторами.

Редакция обращает внимание авторов на возможность и целесообразность использования цветного графического материала.

5. В начале рукописи должны быть указаны индекс УДК, название статьи, инициалы и фамилии авторов, название и почтовый адрес учреждений, в которых выполнена работа, аннотация, содержащая основные результаты и выводы работы (в английском варианте не менее 1 000 знаков, русский вариант должен соответствовать английскому), ключевые слова, сведения о финансовой поддержке работы.

Например:

УДК 29.19.37; 47.03.08

Оценка конвективного массопереноса при импульсном лазерном нагреве поверхности стали

И. И. Иванов

*Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН
Новосибирск, Россия*

Аннотация

Проведено численное моделирование процессов при легировании поверхностного слоя металла в подложке под воздействием импульсного лазерного излучения. С помощью предлагаемой математической модели, описывающей термо- и гидродинамические явления, рассматриваются процессы, включающие разогрев металла, его плавление, конвективный тепломассоперенос в расплаве и затвердевание после окончания импульса. По результатам численных экспериментов в зависимости от условий нагрева подложки определены два варианта формирования структуры течения в расплаве и распределения легирующего вещества.

Ключевые слова

термокапиллярная конвекция, конвективный тепломассоперенос, импульсное лазерное излучение, легирование металла, численное моделирование, поверхностно-активное вещество

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант № 18-79-00138

Evaluation of Convective Mass Transfer during Pulsed Laser Heating of Steel Surface

I. I. Ivanov

*Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS
Novosibirsk, Russian Federation*

Abstract

Numerical modeling of the processes during the alloying of the substrate surface metal layer under pulsed laser radiation is carried out. The proposed mathematical model is used to consider the various processes, such as: heating, phase transition, heat and mass transfer in the molten metal, solidification of the melt. The surface of the substrate is covered with a layer of alloying substance that penetrates the melt. According to the results of numerical experiments, depending on the heating conditions of the substrate, two variants of the formation of the flow structure in the melt and the distribution of the alloying substance are determined.

Keywords

thermocapillary convection, convective heat and mass transfer, impulse laser radiation, metal alloying, numerical simulation, surface active component

Acknowledgements

This work was supported by the Russian Science Foundation, grant number 18-79-00138

Основной текст статьи

Список литературы / References (в порядке цитирования)

Материал поступил в редколлегию

Received

06.06.2018

Сведения об авторе / Information about the Author

Иванов Иван Иванович, доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник, Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН (ул. Институтская, 4/1, Новосибирск, 630090, Россия)

Ivan I. Ivanov, Doctor of Science (Physics and Mathematics), Senior Researcher, Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS (4/1 Institutskaya Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)

ivanov@itam.nsc.ru

ORCID 0000-0001-0005-0040

Подпись автора (авторов)

6. Параметры страницы: формат – А4; ориентация – книжная; поля (см): слева – 2,5; справа – 1; сверху – 2,5; снизу – 2,3; от края до нижнего колонтитула – 1,3.

7. Основной текст: стиль – «Обычный»: гарнитура (шрифт) Times New Roman (Сур), кегль (размер) 12 пунктов, абзацный отступ – 0,5 см, через 1,5 интервала, выравнивание – по ширине.

В тексте рукописи следует избегать аббревиатур, даже таких общепринятых, как ЭДС, ВТСП и т. п. Использование аббревиатур и простых химических формул в заголовках рукописей совершенно недопустимо. Следует писать: высокотемпературная сверхпроводимость, кремний, арсенид галлия и т. п., давая при необходимости соответствующую аббревиатуру или химическую формулу в тексте. Исключение могут составлять формулы сложных химических соединений. Каждое первое употребление аббревиатуры в тексте должно быть четко пояснено.

Не следует:

- производить табуляцию;
- разделять абзацы пустой строкой;
- использовать макросы, сохранять текст в виде шаблона и с установкой «только для чтения»;

- распределять текст по двум или более столбцам;

- расставлять принудительные переносы.

8. Таблицы должны иметь заголовки (на русском и английском языках). В таблицах обязательно указываются единицы измерения величин.

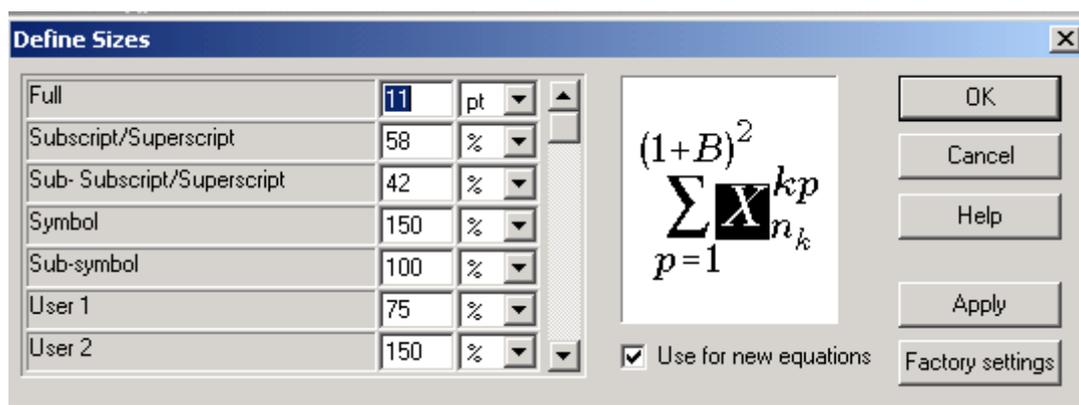
9. Число рисунков должно быть логически оправданным, качество – высоким. Файлы изображений должны находиться в том же каталоге, что и основной документ и иметь имена, соответствующие номерам рисунков в рукописи (например, 09.tif или 22a.jpg).

10. Подписи к рисункам (на русском и английском языках) в электронной версии рукописи выполняются под рисунками, точка в конце не ставится. Если имеется несколько рисунков, объединенных одной подписью, они обозначаются русскими строчными буквами: а, б, в...

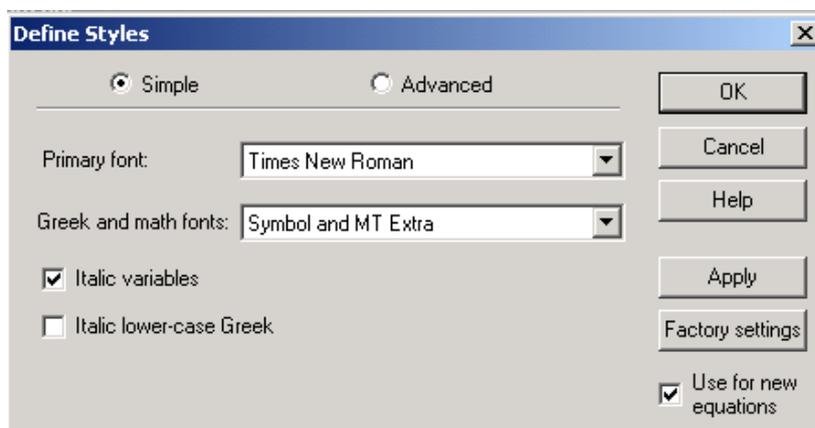
11. Формулы набираются в редакторе формул Microsoft Equation MathType в подбор к тексту или отдельной строкой по центру, **кегель 11 пт.**

Нумерация формул сквозная, в круглых скобках, прижатых к правому полю. Нумеровать следует только те формулы, на которые есть ссылки в тексте.

Настройки редактора формул



а



б

12. Библиографические ссылки. В тексте в квадратных скобках арабскими цифрами указывается порядковый номер научного труда в библиографическом списке, например: [2; 3], [4–6] и т. д. В конце рукописи помещается список литературы в порядке упоминания в рукописи. Ссылки на российские издания приводятся на русском языке и сопровождаются переводом на английский язык (в отдельной строке, но под тем же номером). Библиографическое описание публикации включает: фамилию и инициалы автора, полное название работы, а также издания, в котором опубликована (для статей), город, название издательства, год издания, том (для многотомных изданий), номер, выпуск (для периодических изданий), объем

публикации (количество страниц – для монографии, первая и последняя страницы – для статьи).

Ссылки на интернет-источники, базы данных и т. п. ресурсы, не поддающиеся библиографическому описанию, оформляются в виде примечаний (сносок).

13. В конце рукописи авторы могут поместить список использованных обозначений и сокращений.

14. Возвращение рукописи на доработку не означает, что рукопись уже принята к печати. Доработанный вариант необходимо прислать в редакцию в электронном виде с соблюдением всех требований вместе с ее начальной версией, рецензией и ответом на замечания рецензента не позднее двух месяцев со дня его отсылки. В противном случае первоначальная дата поступления рукописи при публикации не указывается.

15. Решение редакционной коллегии о принятии рукописи к печати или ее отклонении сообщается авторам.

В случае приема рукописи к публикации авторы должны прислать или передать в редакцию два бумажных экземпляра рукописи. Материалы печатаются на принтере на одной стороне стандартного (формат А4) листа белой бумаги. При этом тексты рукописи в бумажной и электронной версиях должны быть идентичными.

16. К рукописи прилагаются письмо от учреждения, в котором выполнена работа, и экспертное заключение о возможности ее опубликования в открытой печати. Если коллектив авторов включает сотрудников различных учреждений, необходимо представить направления от всех учреждений.

Сообщения, основанные на работах, выполненных в учреждении (учреждениях), должны содержать точное название и адрес учреждения (учреждений), публикуемые в статье.

17. После подготовки рукописи к печати редакция отправляет авторам электронную версию статьи с просьбой срочно сообщить в редакцию электронной почтой о замеченных опечатках для внесения исправлений в печатный текст.

18. После выхода журнала статьи размещаются на сайте физического факультета НГУ, а также на сайте Научной электронной библиотеки (elibrary.ru).

Адрес редакции

Физический факультет, к. 140 главного корпуса НГУ
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090,
редакция «Сибирского физического журнала»

тел. +7 (383) 363 44 25
physics@vestnik.nsu.ru