

СИБИРСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Научный журнал
Основан в 2006 году

2018. Том 13, № 1

СОДЕРЖАНИЕ

Радиофизика и электроника

- Будников К. И., Курочкин А. В.* Методика экспериментального исследования НТТР-фильтров 5

Физика высоких энергий, ускорителей и высокотемпературной плазмы

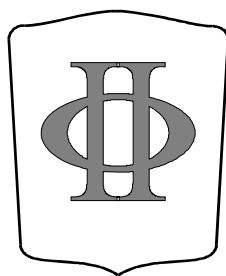
- Аржанников А. В., Калинин П. В., Сандалов Е. С., Синецкий С. Л.* Частотно-селективные свойства планарной электродинамической системы для двухстадийной генерации терагерцового излучения 13

Физика жидкости, нейтральных и ионизованных газов

- Лысенко В. И., Гапонов С. А., Зубков Н. Н., Смородский Б. В., Ермолаев Ю. Г., Косинов А. Д.* Влияние распределенного тангенциального вдува тяжелого газа в сверхзвуковой пограничный слой на его устойчивость 25
- Корнилов В. И.* Стационарный вдув / отсос воздуха в турбулентный пограничный слой симметричного крылового профиля 33
- Иващенко В. А., Мулладжанов Р. И.* Численное моделирование затопленной струи переменной плотности 45
- Шмаков А. Г., Вихорев В. В., Грек Г. Р., Козлов В. В., Козлов В. Г., Литвиненко Ю. А.* Горение круглой микроструи смеси водорода с кислородом, истекающей из прямолинейного микросопла 54
- Вихорев В. В., Грек Г. Р., Козлов В. В., Литвиненко Ю. А., Литвиненко М. В., Шмаков А. Г.* Горение круглой микроструи смеси водорода с кислородом, истекающей из криволинейного микросопла 68
- Коробейщиков Н. Г., Робенко М. А., Николаев И. В.* Диагностика потоков газовых кластеров с помощью поперечных профилей интенсивности молекулярного пучка 80
- Прохоров Е. С.* Расчет равновесных состояний реагирующей углеродокислородной термодинамической системы 95

Физика твердого тела, полупроводников, наноструктур

Ковалёв А. А. Селектор линий генерации молекулярных лазеров инфракрасного диапазона	102
Сведения об авторах	108
Информация для авторов	110



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

2018. Volume 13, № 1

CONTENTS

Radiophysics and Electronics

- Budnikov K. I., Kurochkin A. V.* Method of Experimental Research of HTTP Filters 5

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

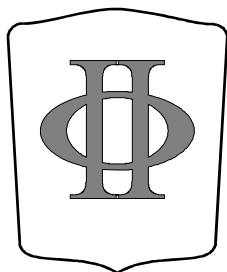
- Arzhannikov A. V., Kalinin P. V., Sandalov E. S., Sinitsky S. L.* Selective Properties of a Planar Electrodynamical System for Two-Stage Generation of Terahertz Radiation 13

Physics of a Fluid, Neutral and Ionized Gases

- Lysenko V. I., Gaponov S. A., Zubkov N. N., Smorodsky B. V., Ermolaev Yu. G., Kosinov A. D.* Influence of Dispersed Tangential Heavy-Gas Blowing into the Supersonic Boundary-Layer on Its Stability 25
- Kornilov V. I.* Steady Blowing / Suction into Turbulent Boundary Layer of a Symmetrical Aerofoil Section 33
- Ivashchenko V. A., Mullyadzhyanov R. I.* Numerical Simulation of Stratified Submerged Jet 45
- 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 54
- Vikhorev V. V., Grek G. R., Kozlov V. V., Litvinenko Yu. A., Litvinenko M. V., Shmakov A. G.* Combustion of the Round Microjet of Hydrogen with Oxygen Mixture Efflux from the Curved Micronozzle 68
- Korobeishchikov N. G., Roenko M. A., Nikolaev I. V.* Diagnostics of Gas Cluster Flows by Transverse Intensity Profile of Molecular Beam 80
- Prokhorov E. S.* Computation of Equilibrium States of Reacting Carbon-Oxygen Thermodynamic System 95

Solid-State and Semiconductor Physics, Physics of Nanostructures

- Kovalyov A. A.* Generation Lines Selector for Molecular IR Lasers 102
- Our Contributors 108
- Instructions to Contributors 110



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 physico-technical 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 personnels 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. Tsibulya

*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 004.056, 004.051
DOI 10.25205/2541-9447-2018-13-1-5-12

К. И. Будников, А. В. Курочкин

*Институт автоматики и электрометрии СО РАН
пр. Академика Коптюга, 1, Новосибирск, 630090, Россия*

budnikov@iae.nsk.su

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ НТТР-ФИЛЬТРОВ *

Фильтрация запросов пользователей к Интернет-ресурсам позволяет осуществлять регулирование доступа к затребованной ими информации. В статье представлена методика стендового исследования характеристик устройств фильтрации по протоколу НТТР, которая включает схему и процедуру проведения испытаний, способ получения и оценки свойств изучаемого прибора. Рассмотрена двухканальная симметричная компьютерная модель фильтра НТТР-запросов, функционирующая на пакетном уровне, использующая метод ограничения доступа к Интернет-ресурсу по его адресу URL. Приведены результаты экспериментальных испытаний модели по предложенной методике.

Ключевые слова: фильтрация НТТР-трафика, анализ сетевых пакетов, регламентирование доступа к web-ресурсу.

Введение

Рост объема интернет-контента и наличие большого количества информационных интернет-ресурсов, доступ к которым нуждается в ограничении по ряду критериев, включая возрастные и морально-этические, необходимость соблюдения безопасности, защиты авторских прав, трудового режима и т. п. требует совершенствования средств и методов [1; 2] обеспечения селективного запрета на доступ к информации в сети. В настоящее время эти методы включают: ограничение доступа по IP-адресу, по адресу URL, изменение запросов к DNS-серверам, использование прокси-серверов, пакетной фильтрации. Данные подходы имеют как достоинства, так и недостатки. Наиболее сбалансированным в этом отношении мож-

но признать способ фильтрации запросов к ресурсу по его адресу URL. Этот метод позволяет производить фильтрацию конкретного интернет-ресурса, не блокируя остальные, расположенные на том же сервере. Для отдельного устройства доступа в Интернет (компьютер, смартфон, планшет) процесс фильтрации осуществляет специально установленная программа [3; 4], а для группы устройств – фильтрующий прибор, имеющий выход в Интернет, к которому они подсоединены [5; 6].

Устройство, осуществляющее фильтрацию по URL, перехватывает проходящий через него запрос пользователя, выделяет из него адрес ресурса, к которому происходит обращение. Далее в зависимости от встроенного алгоритма осуществляется поиск этого адреса в списках ресурсов, которые

* Работа выполнена в рамках НИР госзадания (проект IV.36.1.3 № 031920160009).

запрещены или наоборот разрешены. Если адрес URL, к которому происходит обращение, разрешен, то запрос пропускается в Интернет, доходит до сервера с необходимым ресурсом, и сервер возвращает ответ с запрашиваемой информацией. Если доступ к интересующему пользователя ресурсу запрещен, то запрос блокируется фильтром.

Фильтр, установленный на пути запроса пользователя к web-ресурсу и ответа от web-сервера, создает задержку при передаче пакетов. Исследование его свойств с целью определения и уменьшения издержек от процесса фильтрации – одна из основных задач моделирования при разработке подобного устройства. Существует ряд методов экспериментальных исследований брандмауэров, которые осуществляют пакетную фильтрацию, например RFC3511 [7]. В основном они предназначены для исследования выполнения функций тестируемым устройством при прохождении через него пакетов в разных режимах передачи, моделируя ту или иную ситуацию, складывающуюся при работе устройства. По отношению к HTTP-фильтру набор тестов для брандмауэра, с одной стороны, избыточен, а с другой – в части, касающейся прохождения пакетов HTTP, недостаточен. С этим связана необходимость разработки методов экспериментального исследования непосредственно HTTP-фильтров.

Методика исследования устройств HTTP-фильтрации

Разработанная методика включает в себя: схему стенда, процедуру тестирования и оценки полученных данных, необходимое программное обеспечение.

Стенд представляет собой выделенную локальную сеть, объединяющую компьюте-

ры – эмуляторы web-клиента и web-сервера, а также помещенное в разрыв между ними фильтрующее устройство (рис. 1).

Во время испытаний моделируется процесс обращения к интернет-ресурсу по протоколу HTTP. Для этого на компьютер-эмулятор web-клиента установлен программный модуль (К), посылающий запросы компьютеру с программным эмулятором web-сервера (С), который формирует ответы на полученные запросы (рис. 2). HTTP-фильтр (Ф) регламентирует доступ к ресурсам сервера в соответствии с правилами фильтрации. Для определения параметров тестового трафика и ряда характеристик устройства фильтрации на эмуляторе web-клиента размещается программный модуль измерения (И).

Созданный для испытания фильтрующих устройств и исследования их возможностей программный инструментальный позволяет моделировать процесс обращения пользователей к web-серверу, создавая потоки запросов с различной интенсивностью и размерами передаваемых в ответ данных. С целью изучения функционирования модели фильтра в условиях, приближенных к естественным, в которых кроме основного трафика по протоколу HTTP (порт 80) присутствует обмен данными и по другим протоколам, сервер и клиент могут создавать дополнительный «нецелевой» трафик. В этом качестве выступают те же самые сессии HTTP, которые используются для генерации основного потока, только они пересылаются по порту, отличному от 80. Такой подход позволяет относительно точно определять пропорции между основным и дополнительным потоками в общем трафике. Подобный метод применялся при исследовании датчика мониторинга электронной почты [8–10] с использованием сессий почтовых протоколов [11–13].

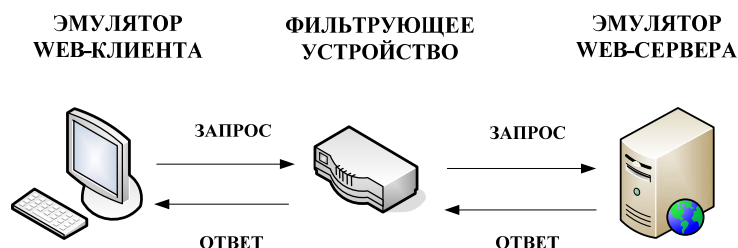


Рис. 1. Схема стенда для проведения испытаний фильтрующего устройства

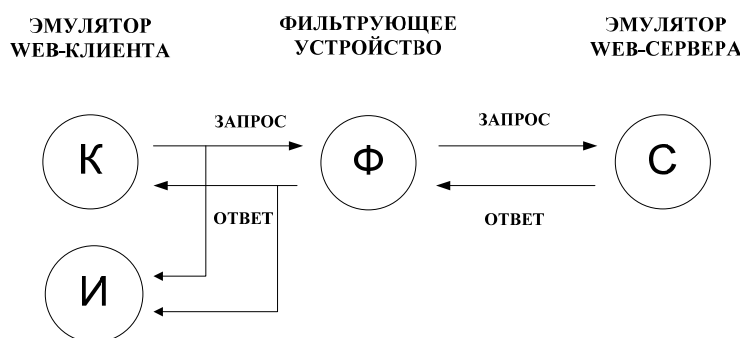


Рис. 2. Схема взаимодействия программных модулей стенда для проведения испытаний фильтрующего устройства

Перед проведением испытаний фильтра методика тестирования предполагает калибровку стенда – предварительное измерение его характеристик в отсутствие исследуемого устройства. Впоследствии, уже в процессе исследования характеристик фильтра, это позволяет учесть параметры стенда.

Для анализа результатов и оценки исследуемого устройства модуль измерения предоставляет следующие данные: средняя интенсивность прошедшего через фильтр тестового сетевого трафика; средняя интенсивность HTTP-трафика; средняя интенсивность нецелевого трафика; средняя интенсивность HTTP-запросов; среднее время ожидания ответа web-сервера, среднее время выполнения запроса.

Средняя интенсивность прошедшего через фильтр тестового сетевого трафика $\bar{\lambda}_{\text{тр}}$ (бит/с) рассчитывается по формуле

$$\bar{\lambda}_{\text{тр}} = \frac{\sum_{i=1}^N S_i}{T_{\text{эксп}}} \times 8,$$

где S_i – размер i -го кадра Ethernet в байтах, включая его данные и служебную информацию, содержащуюся в кадре, а также его преамбулу;

N – количество кадров, прошедших через фильтр;

$T_{\text{эксп}}$ – время проведения эксперимента, вычисляемое как временной интервал между посылкой пакета SYN при установлении первой сессии для HTTP-обмена и получением пакета FIN, означающим окончание последней сессии HTTP-обмена.

Аналогично рассчитываются средние интенсивности HTTP- и нецелевого трафика. Учитываются соответственно HTTP- либо не HTTP-кадры.

Средняя интенсивность HTTP-запросов $\bar{\lambda}_{\text{запр}}$ (1/с) вычисляется по формуле

$$\bar{\lambda}_{\text{запр}} = \frac{N_{\text{http}}}{T_{\text{эксп}}}$$

как отношение количества всех HTTP-запросов ко времени проведения эксперимента.

Время ожидания ответа определяется как временной интервал между посылкой пакета с HTTP-запросом и получением первого пакета с ответом от эмулятора web-сервера. Среднее время ожидания ответа $\bar{T}_{\text{ож}}$ определяется по формуле

$$\bar{T}_{\text{ож}} = \frac{\sum_{i=1}^N T_i}{N},$$

где T_i – время ожидания ответа, а N – количество сделанных в процессе эксперимента запросов.

Время выполнения HTTP-запроса определяется как временной интервал между посылкой пакета SYN устанавливаемой для HTTP-обмена сессии TCP и получением пакета FIN, означающим окончание этой сессии. Среднее время выполнения HTTP-запроса $\bar{T}_{\text{вып}}$ определяется по формуле

$$\bar{T}_{\text{вып}} = \frac{\sum_{i=1}^N T_i}{N},$$

где T_i – время выполнения HTTP-запроса, а N – количество сделанных в процессе эксперимента запросов.

Изложенный подход близок к методологии исследования производительности брандмауэров в той части, которая касается протокола HTTP и приведена в RFC3511 (п. 5.6–5.8). Среди основных отличий – схема испытательного стенда, измеряемые характеристики, типы трафика, проходящего через устройство.

В настоящей публикации для сравнительного анализа характеристик фильтра используется время ожидания ответа, которое является одной из важных характеристик информационной системы. Как показали проведенные исследования [14–16], время ответа информационной системы на запрос пользователя в диалоге имеет 4 градаций:

- 1) менее 0,1 с – мгновенная реакция, пользователь не замечает задержку;
- 2) 0,1–1 с – пользователь может заметить задержку, но не испытывает неудовлетворения;
- 3) 1–10 с – пользователь может ожидать ответ системы;
- 4) более 10 с – пользователь переключается на другой диалог.

Исходя из этого необходимо, чтобы время ожидания ответа не превышало 10 с.

В качестве иллюстрации применения изложенной методики представлено исследование симметричной модели фильтрующего устройства.

Модель устройства фильтрации

Для исследования алгоритмов фильтрации с целью определения издержек и нахождения возможных путей их уменьшения при прохождении пакетов через фильтрующее устройство была создана компьютерная

модель [17], которая имеет две симметричные точки подключения и устанавливается в разрыв соединения между сетью клиента и сетью сервера.

Модель состоит из двух равнозначных каналов, которые обеспечивают прохождение через устройство пакетного трафика и его фильтрацию. Каждый канал содержит следующие модули (рис. 3): чтения сетевых пакетов (МЧП), сортировки (МСП) и передачи (МПП) пакетов. Центральный модуль модели – анализатор пакетов (МАП), общий для обоих каналов.

Как показано на рис. 3, клиентская подсеть подключена к входу первого (левого) канала, а серверная – к входу второго (правого). В процессе фильтрации клиентские пакеты считываются МЧП1 и попадают в МСП1, который выделяет пакеты протокола HTTP и передает их в МАП. Остальные пакеты поступают в МПП1. МАП анализирует пакеты и формирует запросы клиента, после чего отправляет пакеты в МПП1. Пакеты, отсылаемые сервером клиенту, проходят по второму каналу: от МЧП2 через МСП2 и МАП в МПП2. Модули МПП передают поступившие к ним пакеты на выход соответствующих каналов. МАП проверяет разрешение для каждого пользовательского запроса и выполняет операции по предотвращению доступа к запрещенному контенту.

Проведение стендовых испытаний модели

Результаты, полученные в процессе испытаний, зависят от используемого в них оборудования. В экспериментах, результаты которых представлены ниже, в качестве фильтрующего устройства служил компьютер с процессором Intel Core i7 870 2,93 ГГц, 4 Гб оперативной памяти, под управлением ОС Windows 64-битной версии. Испытания

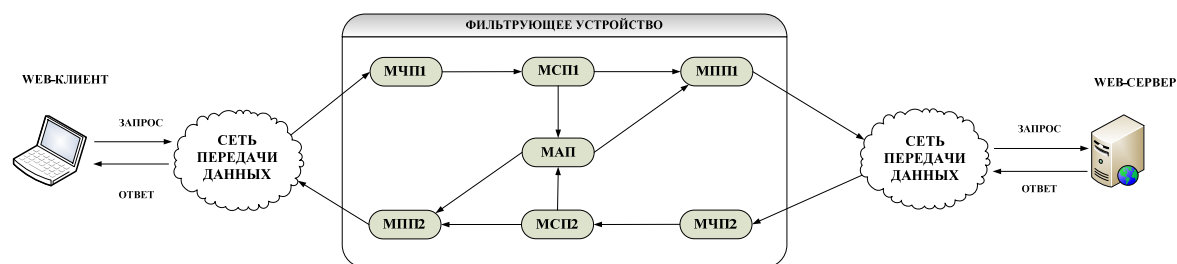


Рис. 3. Модель HTTP-фильтра

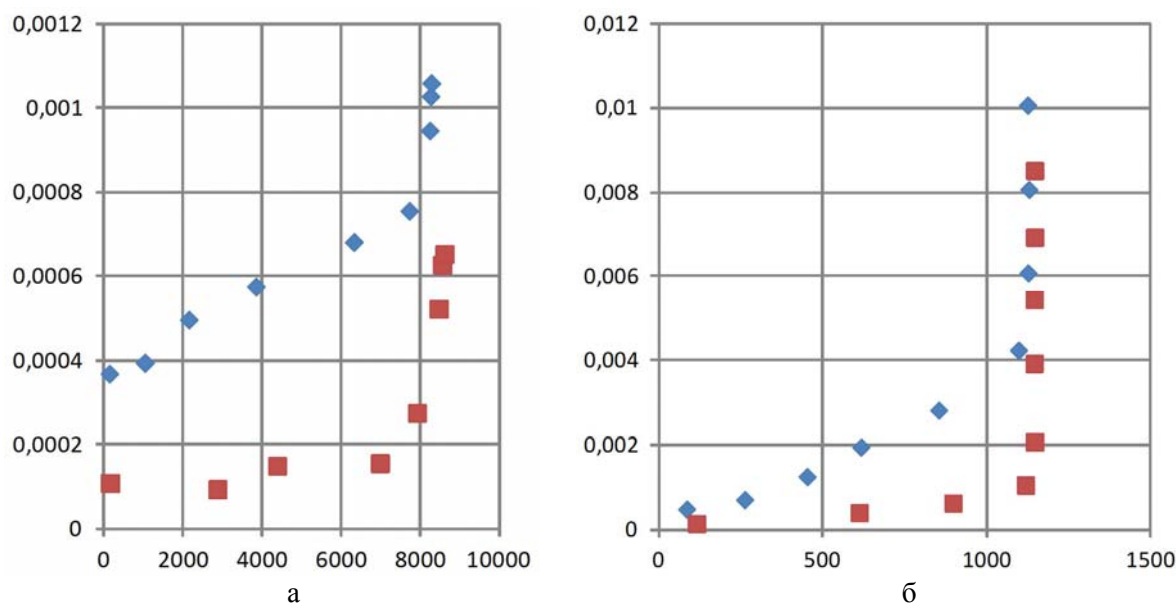


Рис. 4. Соотношение отфильтрованного (◆) и нефильтрованного (■) трафиков для ответов с размером 1 Кб (а) и 100 Кб (б)

проводились для сетевых соединений со скоростью передачи данных до 1 Гбит/с. На свои запросы пользователь получал ответы размером от 1 до 100 Кб (рис. 4). В приведенных ниже графиках на одну точку усредненных данных, полученную при испытаниях как результат эксперимента, приходится от 100 000 до 4 200 000 посылок запросов к эмулятору web-сервера и получения ответов от него. Доверительный интервал для доверительной вероятности 95 % колеблется в диапазоне 0,02–0,2 %.

На рис. 4 представлено соотношение трафика, прошедшего через фильтр (отфильтрованного) и трафика, который использовался для измерения характеристик стенда в отсутствие исследуемого устройства (нефильтрованного) при размере ответа 1 и 100 Кб. На каждом графике представлены зависимости среднего времени ожидания запроса, выраженного в секундах (вертикальная ось), от количества запросов к эмулятору web-сервера, проходящих через фильтр в секунду (горизонтальная ось).

Соотношение графиков позволяет выявить, на какую величину фильтр изменяет пропускную способность моделируемой системы. Например, в приведенных графиках пропускная способность моделируемой системы уменьшается фильтром от 2 до 3 %

в зависимости от размера ответа на запрос от эмулятора web-сервера. Время прохождения запросов и ответов через фильтр для исследуемой модели при реализации на использованном оборудовании в сравнении с отсутствием фильтрации увеличилось от 2,5 до 4,6 раза при размере ответа 1 Кб и от 3,4 до 4 раз при размере ответа 100 Кб. Однако максимальное среднее время ожидания ответа не превысило 10 мс, а среднее время выполнения запроса – 88 мс. Таким образом, для смоделированной информационной системы исследуемый вариант фильтра ухудшает ее временные характеристики, но время ожидания ответа находится в приемлемых для пользователя пределах.

Для изучения функционирования модели фильтра в условиях, приближенных к естественным, в которых кроме основного трафика по протоколу HTTP присутствует обмен данными и по другим протоколам, проведены испытания фильтрации потоков с разным процентным содержанием пакетов, содержащих данные протокола HTTP. Графики представлены на рис. 5.

На каждом графике представлены зависимости среднего времени ожидания ответа на запрос 50 и 100 % HTTP-трафика, выраженного в секундах (вертикальная ось), от количества запросов к эмулятору web-сер-

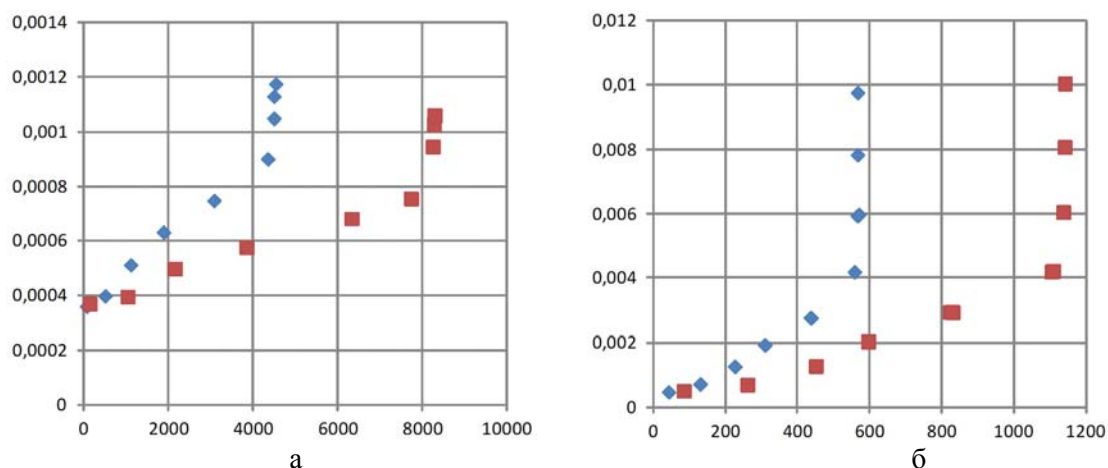


Рис. 5. Фильтрация запросов с 50 % (◆) и 100 % (■) содержанием HTTP-трафика при ответе от web-сервера размером 1 Кб (а) и 100 Кб (б)

вера, проходящих через фильтр в секунду (горизонтальная ось). Из приведенных зависимостей видно, что при трафике с более низким содержанием пакетов протокола HTTP пропускная способность фильтра ниже, а времени, необходимого для фильтрации одного и того же количества запросов и ответов на них, требуется больше, чем при трафике с более высоким содержанием пакетов HTTP.

Так, пропускная способность исследуемой модели фильтра составила 8 278 запросов в секунду при пропуске 100-процентного трафика протокола HTTP с размером ответа 1 Кб, 4 529 запросов в секунду при пропуске 50-процентного трафика протокола HTTP с размером ответа 1 Кб, 1 141 запрос в секунду при пропуске 100-процентного трафика протокола HTTP с размером ответа 100 Кб и 567 запросов в секунду при пропуске 50-процентного трафика протокола HTTP с размером ответа 100 Кб.

Заключение

В статье представлена методика стендового исследования характеристик HTTP-фильтров, которая включает схему и процедуру проведения испытаний, способ получения и оценки свойств изучаемого устройства. Рассмотрена симметричная двухканальная компьютерная модель устройства фильтрации HTTP-запросов на пакетном уровне, использующая метод фильтрации по адресу

URL. Приведены результаты ее экспериментальных исследований по представленной методике, которые показали, что чем выше процент содержания пакетов протокола HTTP в общем потоке, а также чем короче размер ответа от web-сервера, тем выше пропускная способность устройства (выраженная в количестве запросов в секунду) и меньше требуется времени, необходимого для фильтрации одного и того же количества запросов.

Список литературы

1. Анетьян С., Ковалев А., Файб А. Фильтрация контента в Интернете. Анализ мировой практики. Фонд развития гражданского общества. 2013. 22 мая. URL: http://civilfund.ru/Filtraciya_Kontenta_V_Internete_Analiz_Mirovoy_Praktiki.pdf (дата обращения 20.06.2016).
2. Будников К. И., Курочкин А. В., Лубков А. А., Яковлев А. В. Метод фильтрации HTTP-пакетов на основе постанализа запросов к web-ресурсу // Сибирский физический журнал. 2017. Т. 12, № 1. С. 13–18.
3. Осипов Г. С., Тихомиров И. А., Соленков И. В. Способ и система фильтрации веб-контента // Изобретения. Полезные модели: Официальный бюллетень Роспатента. 2012. № 9. Патент на изобретение № 2446460.
4. Бейлинсон К. А., Эванс К. А., Фрэверт Г. Дж. В., Тэйлор В. Р. Фильтрация контента при веб-просмотре // Патент RU 2

336 561 C2. МПК G06F17/30, G06F13/00, H04L12/22, опубликован 20.10.2008.

5. Eric Bloch, Shalabh Mohan, Rajendraprasad R. Pagaku et al. Apparatus for monitoring network traffic // Patent US 7849502 B1, Int Cl G06F 15/16 (2006.01), G06F 11/00 (2006.01), Pub. Date: Dec. 7, 2010.

6. Jai Balasubrahmaniyan, Kuntal Daftary, Venkateswara Rao Yarlagaadda, Krishna Kumar. System and Method for URL Filtering in a Firewall // Patent US 20060064469A1, Int. Cl. G06F 15/16 (2006.01), Pub. Date: Mar. 23, 2006.

7. Hickman B., Newman D., Tadjudin S., Martin T. Benchmarking Methodology for Firewall Performance // Network Working Group, Request for Comments: 3511. April 2003. URL: <https://tools.ietf.org/html/rfc3511>.

8. Budnikov K. I., Kurochkin A. V., Lylov S. A. Win32 Based Sensor for Email Auditing // Proc. of the 1st IEEE Region 8 International Conference on «Computational Technologies in Electrical and Electronics Engineering» SIBIRCON-2008. Novosibirsk, 2008. P. 286–287.

9. Будников К. И., Клисторин И. Ф., Курочкин А. В., Лылов С. А. Датчик удаленного мониторинга электронной почты // Датчики и системы. 2008. № 9. С. 35–37.

10. Будников К. И., Клисторин И. Ф., Курочкин А. В., Лылов С. А. Структурно-функциональная модель интеллектуального датчика мониторинга сетевого трафика // Вестн. компьютерных и информационных технологий. 2011. № 3. С. 51–55.

11. Будников К. И., Клисторин И. Ф., Курочкин А. В. Исследование многопоточной модели линейного интеллектуального

датчика мониторинга электронной почты на платформе Win32 // Автометрия. 2010. Т. 46, № 5. С. 124–131.

12. Будников К. И., Курочкин А. В., Лубков А. А., Яковлев А. В. Метод экспериментальной оценки датчиков мониторинга электронной почты. // Вестн. НГУ. Серия: Физика. 2012, Т. 7, № 1. С. 87–93.

13. Будников К. И., Курочкин А. В., Лубков А. А., Яковлев А. В. Синтетический тест TRANSMAIL для оценки датчиков мониторинга электронной почты // Вестн. компьютерных и информационных технологий. 2014. № 5. С. 50–56.

14. Nielsen J. Usability Engineering. Cambridge, MA: Academic Press, Inc., 1993. URL: <https://www.nngroup.com/articles/response-times-3-important-limits/>

15. Miller R. B. Response time in man-computer conversational transactions // Proc. AFIPS Fall Joint Computer Conference. 1968. Vol. 33. P. 267–277.

16. Card S. K., Robertson G. G., Mackinlay J. D. The information visualizer: An information workspace // Proc. ACM CHI'91 Conf. New Orleans, LA, 1991. P. 181–188.

17. Budnikov K. I., Kurochkin A. V., Lubkov A. A., Yakovlev A. V. Experimental Study of Symmetric Computer Model of Http-Filter. // Proc. of the 2nd Russian-Pacific Conference on Computer Technology and Applications RPC 2017. Vladivostok, Russia, 2017.

Материал поступил в редколлегию 19.12.2017

K. I. Budnikov, A. V. Kurochkin

*Institute of Automation and Electrometry SB RAS
1 Academician Koptug Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation*

budnikov@iae.nsk.su

METHOD OF EXPERIMENTAL RESEARCH OF HTTP FILTERS

Filtering of user requests to Internet resources allows regulating access to the information requested. The paper presents a technique for bench testing of characteristics of the HTTP protocol

filtering device, which includes the scheme and procedure of testing, the method of obtaining and evaluating the properties of the device under study. A two-channel symmetric computer model of the HTTP request filter is considered. It operates at the packet level, using the method of restricting access to the Internet resource by its URL. The results of experimental tests of the model according to the proposed technique are presented.

Keywords: HTTP-traffic filtration, network packets analyzing, regulation of access to web-resource.

For citation:

Budnikov K. I., Kurochkin A. V. Method of Experimental Research of HTTP Filters. *Siberian Journal of Physics*, 2018, vol. 13, no. 1, p. 5–12. (In Russ.)

DOI 10.25205/2541-9447-2018-13-1-5-12

УДК 537.87 621.373

DOI 10.25205/2541-9447-2018-13-1-13-24

А. В. Аржанников^{1,2}, П. В. Калинин^{1,2}, Е. С. Сандалов², С. Л. Синицкий^{1,2}

¹ *Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН
пр. Академика Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090, Россия*

² *Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия*

*A.V.Arzhannikov@inp.nsk.su, sinitsky@inp.su
P.V.Kalinin@inp.nsk.su, E.S.Sandalov@inp.nsk.su*

ЧАСТОТНО-СЕЛЕКТИВНЫЕ СВОЙСТВА ПЛАНАРНОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ ДЛЯ ДВУХСТАДИЙНОЙ ГЕНЕРАЦИИ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Представлены результаты компьютерного 3D-моделирования и «холодных» измерений частотно-селективных характеристик основных компонентов планарной электродинамической системы для двухстадийной генерации терагерцового излучения, в которой используется двумерная распределенная обратная связь. В процессе исследований проведено сопоставление расчетных и измеренных значений анализируемых характеристик с целью поиска оптимальной геометрии компонентов электродинамической системы. Произведенная оптимизация должна обеспечить достижение высокого уровня мощности и когерентности как на первой стадии, когда осуществляется генерация миллиметрового излучения, так и на второй стадии, когда происходит преобразование миллиметрового излучения в терагерцовое через рассеяние на электронном пучке.

Ключевые слова: распределенная обратная связь, двухстадийная схема генерации, терагерцовое излучение, ленточный электронный пучок.

Введение

Двумерная (2D) распределенная обратная связь дает возможность создавать генераторы когерентного электромагнитного излучения с очень широким поперечным сечением волнового потока. Исследования такого механизма пространственной синхронизации электромагнитных колебаний в случае планарного мазера на свободных электронах (МСЭ) ведутся на установке ЭЛМИ (ИЯФ СО РАН, Новосибирск) [1]. Ранее было предложено и проанализировано

несколько вариантов схемы двухстадийной генерации мощных импульсов терагерцового излучения с использованием подобного механизма обратной связи [2–4]. Проведенный теоретический анализ этих схем показал возможность достижения мегаваттного уровня мощности в импульсе терагерцового излучения [4]. Для проведения первой серии экспериментов, направленных на создание терагерцового генератора, нами была выбрана простая двухстадийная схема, в которой использованы технические решения, примененные ранее в экспериментах по ге-

* Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 16-08-00811 и 18-02-00232).

нерации импульсов мощного миллиметрового излучения в двухканальном планарном МСЭ с двумя ленточными пучками: 1 МэВ / 1 кА / 5 мкс [5]. В этих экспериментах были достигнуты следующие параметры импульса миллиметрового излучения: частота – 75 ГГц, ширина спектра – 20 МГц, длительность импульса около 200 нс, мощность импульса из отдельного канала ~ 20 МВт. Достигнутые параметры импульсов излучения позволяют нам использовать один из каналов двухканального МСЭ в качестве низкочастотной секции двухстадийного генератора, в которой реализуется 1-я стадия процесса, а именно генерация мощного импульса 4-миллиметрового излучения. Этот импульс далее должен передаваться с помощью брэгговского волнового дефлектора в высокочастотную секцию, где осуществляется 2-я стадия процесса генерации. В этой секции поступающее 4-миллиметровое излучение преобразуется в квазистоячую волну в результате прохождения через волновой трансформатор. Сформированная им квазистоячая волна будет рассеиваться на другом ленточном электронном пучке, проходящем в резонаторе, что обеспечит преобразование частоты излучения в терагерцовый диапазон. В статье представлены параметры и технические решения для элементов электродинамической системы двухстадийного генератора, полученные на основе 3D-моделирования и результатов «холодных» экспериментов.

Схема эксперимента для исследования двухстадийной генерации терагерцового излучения

Экспериментальная установка для исследования двухстадийной генерации терагерцового излучения включает в себя два плоских канала длиной 1,1 м, отделенных друг от друга металлической перегородкой (рис. 1). Два ленточных электронных пучка (1 МэВ / 1 кА / 5 мкс, поперечное сечение $0,4 \times 7$ см) транспортируются в ведущем однородном магнитном поле $B_{\parallel} \leq 1,7$ Тл внутри нижнего и верхнего вакуумных каналов. Нижний канал выполняет функцию генератора миллиметрового излучения (ММ-секция), а верхний преобразует миллиметровое излучение в терагерцовое (ТГц-секция двухстадийного генератора). Попе-

речные сечения этих каналов равны $0,95 \times 9$ и $0,6 \times 9$ см соответственно. Для осуществления генерации миллиметрового излучения, внутри ММ-секции создается ондуляторное магнитное поле с амплитудой $B_{\perp} \leq 0,17$ Тл и пространственным периодом 4 см, которое обеспечивает раскачку колебаний в электронном пучке. Электродинамическая система ММ-секции представляет собой комбинированный резонатор, состоящий из входного (2D) и выходного (1D) брэгговских рефлекторов, соединенных между собой регулярной секцией волновода. Этот резонатор дополнен волновым дефлектором, который предназначен для передачи миллиметрового излучения в ТГц-секцию. Эти рефлекторы образованы двумя параллельными проводящими пластинами с различной формой поверхностной гофрировки. В случае 1D-рефлектора, гофрировка представляет собой параллельные канавки прямоугольного сечения, нарезанные перпендикулярно к направлению движения пучка, в случае 2D-рефлектора, гофрировка представляет собой двумерную последовательность углублений в виде «шахматной доски».

Выбор параметров для проведения компьютерного моделирования

Для исследования волновых свойств одномерных и двумерных брэгговских структур был использован пакет «CST Microwave Studio»¹. Этот пакет позволяет по результатам компьютерного 3D-моделирования распространения волнового поля внутри брэгговской структуры производить разложение по модам прошедшего и отраженного волновых потоков, тем самым находить коэффициенты прохождения и отражения волноводных мод с приемлемой точностью. В качестве источника возбуждения полей в таких структурах нами использовался сигнал в виде гауссова волнового пакета с несущей частотой 75 ГГц и шириной спектра на полувысоте 10 ГГц, который подавался на вход брэгговской структуры. Этот сигнал возбуждал широкий набор волноводных мод, в том числе и основную моду типа H_{10} . Эта мода интересна тем, что имеет максимум электрического поля в плоскости

¹ <https://www.cst.com/products/cstmws>

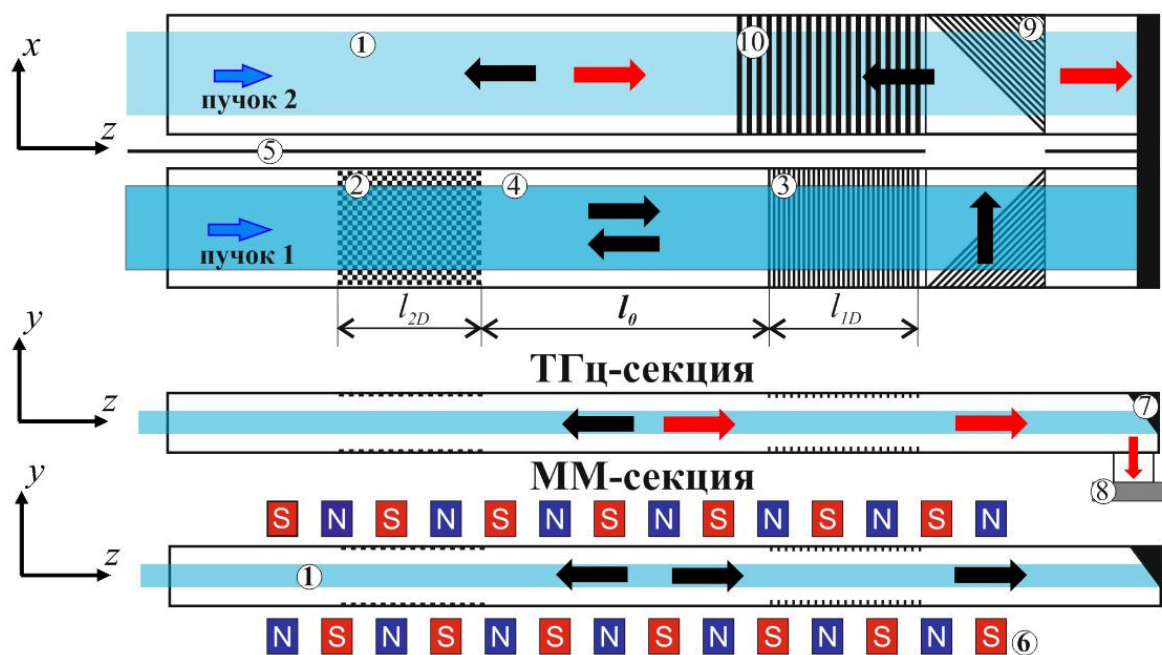


Рис. 1. Схема эксперимента ЭЛМИ для изучения двухстадийной схемы генерации терагерцового излучения:

1 – ленточные электронные пучки; 2 – 2D-рефлектор; 3 – 1D-рефлектор; 4 – регулярная секция волновода; 5 – перегородка между каналами; 6 – планарный ондулятор (показан в yz -плоскости); 7 – коллектор пучка; 8 – выходное окно; 9 – волновой дефлектор; 10 – волновой трансформатор

симметрии канала (плоскости xz), вследствие чего эффективность ее взаимодействия с ленточным пучком наиболее высока. Кроме того, факт возбуждения именно этой волны был зарегистрирован в экспериментах по генерации мощных импульсов миллиметрового излучения в планарном МСЭ с ленточным электронным пучком [5].

Одной из основных задач компьютерного моделирования компонентов электродинамической системы является достижение необходимой точности численного решения при ограниченных ресурсах вычислительной машины, которое осуществляется путем оптимизации расчетной модели. В текущей работе этот процесс производился путем подбора параметров разбиения прямоугольной сетки, на которой решалась задача для вычисления значений полей. Как правило, увеличение числа разбиений приводит к повышению точности счета, однако вместе с этим резко возрастает количество потребляемых ресурсов: вычислительной мощности процессора, объема оперативной памяти и времени расчета.

Для нахождения оптимальной частоты дискретизации геометрии брэгговских структур, т. е. такой, при которой численное ре-

шение практически не изменялось при дальнейшем увеличении этой частоты, нами были проведены несколько последовательных расчетов одной и той же модели при рекомендуемом «стандартном» числе разбиений с последующим равномерным увеличением этого числа. Рекомендуемое разработчиками пакета «стандартное» число разбиений для простых электродинамических задач имеет величину 3–4 отрезка на длине волны излучения по каждой из пространственных координат, а максимальная частота дискретизации в наших расчетах была доведена до величин 25 и 20 в случае одномерного и двумерного рефлекторов соответственно. Полученное по результатам проведенных расчетов относительное среднеквадратичное отклонение амплитуды отраженной волны типа H_{10} от «точного» решения в зависимости от числа точек разбиений на длину волны представлено на рис. 2. В качестве «точного» было взято такое решение, которое не изменяется в пределах 1 % при дальнейшем увеличении частоты дискретизации.

Как видно из рис. 2, при увеличении числа разбиений по пространственной координате

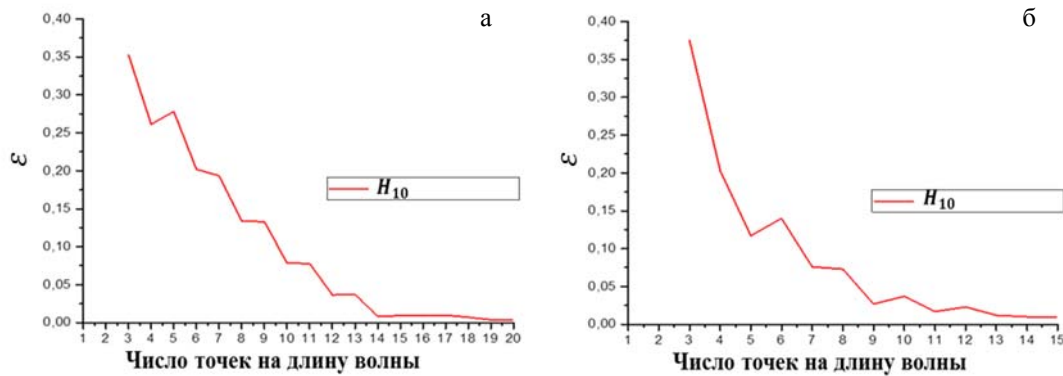


Рис. 2. Зависимость относительного среднеквадратичного отклонения ε расчетной величины амплитуды отраженной волны типа H_{10} от числа точек разбиения на размер одной длины волны по одной из осей координат: а – результат для одномерного рефлектора; б – результат для двумерного рефлектора

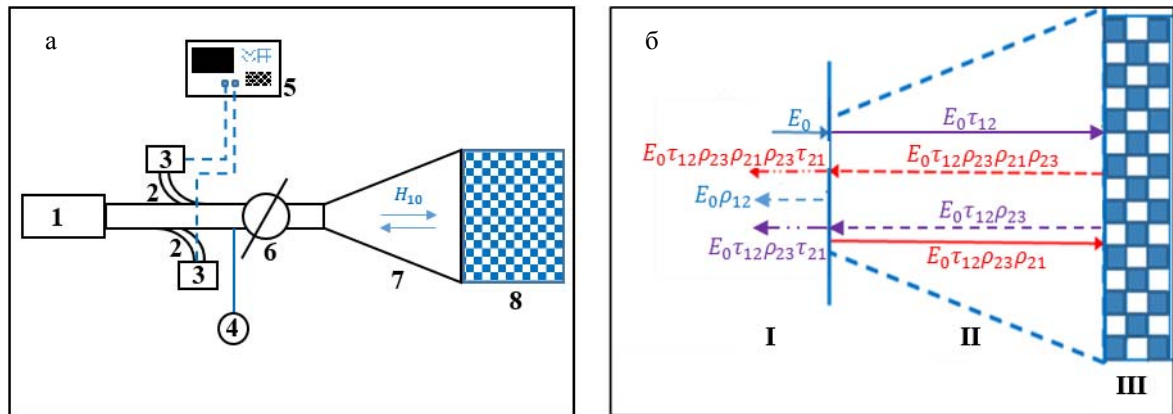


Рис. 3. Схема измерительного стенда (а): 1 – генератор высокочастотных сигналов; 2 – направленные ответвители; 3 – детекторы для измерения мощности падающей и отраженной волн; 4 – волномер; 5 – осциллограф; 6 – аттенюатор; 7 – пирамидальный рупор; 8 – исследуемый элемент. Схема двухзеркальной модели для описания отражения волн в измерительной системе (б): I – волновод; II – рупор; III – исследуемый элемент

нате от 3 до 15 величина среднеквадратичного отклонения ε монотонно снижается до уровня 0,01 и в дальнейшем остается практически неизменной. Этот результат свидетельствует о том, что при числе разбиений больше 15 достигается хорошая сходимость решения, которое уже не зависит от числа дальнейших разбиений. На основании полученных результатов были подобраны оптимальные частоты дискретизации для каждого элемента электродинамической системы. Так, по координатам x и z оптимальный шаг сетки, как правило, составлял 200÷250 мкм при характерном масштабе гофрировки в этих направлениях 2 мм. При дискретизации по координате y шаг сетки вдали от гофри-

рованной поверхности выбирался близким к 200 мкм, а по мере приближения к ней он постепенно снижался до уровня в 3÷5 раз меньше, чем глубина нарезки элемента гофрировки. При этом шаг сетки по координате y выбирался таким, чтобы деление глубины нарезки на его величину давало целое число. Например, при глубине гофрировки двумерного рефлектора 200 мкм шаг сетки по y выбирался равным 50 мкм, что соответствовало числу узлов сетки – 5. Таким образом, оптимизация пространственных частот дискретизации элементов гофрировки рефлекторов позволила нам при достаточно подробном описании их профиля существенно улучшить точность расчетов даже при

умеренном потреблении ресурсов компьютера.

Методика измерения коэффициента отражения элементов

Для проведения измерений свойств элементов электродинамической системы в условиях отсутствия в них электронного пучков (так называемые «холодные» эксперименты) нами был создан измерительный стенд, который позволил провести измерения коэффициентов отражения этих элементов. Схема стенда представлена на рис. 3, а.

Функционирование приборов и узлов этого измерительного стенда реализуется в определенной последовательности. Высоко-частотный генератор (1) создает электромагнитную волну в волноводе типа H_{10} с частотой, линейно изменяющейся во времени в интервале частот 70÷80 ГГц. Эта волна направляется через аттенюатор (6) в пирамидальный рупор (7), который формирует волну, близкую по структуре полей к H_{10} , на входе в исследуемый элемент электродинамической системы (8). Геометрические размеры пирамидального рупора: длина $l_r = 1$ м, выходное сечение рупора 1×10 см, угол раствора $\alpha_r = 6^\circ$. С помощью направленных ответвителей (2) и детекторов (3) регистрируется мощность как падающей, так и отраженной волны в зависимости от времени с помощью осциллографа Tektronix-TDS 3054 (5). Аттенюатор (6) предназначен для ослабления отраженного сигнала и предотвращения образования стоячих волн в области волновода, где расположены направленные ответвители.

Регистрация отраженной волны от исследуемого элемента в данной схеме измерения осложняется тем обстоятельством, что в рупоре спонтанно формируется паразитный низкодобротный резонатор, который искажает измерения коэффициента отражения падающей волны типа H_{10} . Этот паразитный резонатор образуется за счет небольшого отражения обратной волны H_{10} на левом конце рупора, которое дополняется за счет конверсии других типов волн в H_{10} -волну. Заметим, что все высшие моды, полностью отражаются на левом конце рупора, так как в исследуемом диапазоне частот только волна типа H_{10} может распростра-

няться в волноводе в обратном направлении. Таким образом, детектор мощности отраженной волны регистрирует результат интерференции многих волн, одна из которых отразилась непосредственно от исследуемого элемента и пришла в волновод, а другие попадают в волновод только после многократного отражения от двух паразитных рефлекторов, роль которых выполняют вход в рупор и исследуемый элемент. В связи с этим обстоятельством была разработана специальная методика измерений коэффициента отражения от исследуемого на стенде элемента.

Рассмотрим более подробно модель, названную моделью двух рефлекторов, которая позволила нам учесть эффект интерференции отраженных волн. Введем следующие обозначения: $\rho(\omega), \tau(\omega)$ – это амплитудные коэффициенты отражения и прохождения для каждого из рефлекторов, зависящие от частоты и направления движения волны, соответственно; E_0 – амплитуда падающей волны. Отражение волн от рассматриваемых рефлекторов наглядно представлено на рис. 3, б. Основное уравнение, описывающее процесс отражения в модели двух рефлекторов, выглядит следующим образом:

$$K = E_{\text{отр}} / E_0 = \rho_{12} + \tau_{12} \cdot \rho_{23} \cdot \tau_{21} \cdot e^{i\varphi} + \tau_{12} \cdot \rho_{23}^2 \cdot \rho_{21} \cdot \tau_{21} \cdot e^{2i\varphi} + \dots \quad (1)$$

Вследствие малости ρ_{21} – коэффициента отражения обратной волны H_{10} в области перехода волновода в рупор, коэффициент геометрической прогрессии $\rho_{23}\rho_{21}e^{i\varphi}$ в выражении (1) тоже мал по модулю, поэтому в бесконечной сумме (1) можно ограничиться только первыми двумя членами, что дает

$$|K|^2 = |\rho_{12}|^2 + |\tau_{12}|^2 \cdot |\rho_{23}|^2 \cdot |\tau_{21}|^2 + 2 \cdot |\rho_{12}| \cdot |\tau_{12}| \cdot |\rho_{23}| \cdot |\tau_{21}| \cdot \cos(\varphi + \delta). \quad (2)$$

Выражение (2) имеет максимум в случае, когда $\varphi + \delta = 2m\pi$ и минимум при $\varphi + \delta = (2m + 1)\pi$. В наших измерениях, проведенных по указанной выше схеме, зависимость от времени мощности отраженной волны имела характер сильно модулированного сигнала. В этих условиях, если построить огибающую этого высокочастотного

сигнала, удается получить зависимости максимального $|K|_{\max}^2$ и минимального $|K|_{\min}^2$ коэффициентов отражения волны от частоты. Зная эти величины, можно составить систему уравнений для нахождения искомой величины $|\rho_{23}|^2$:

$$\begin{cases} (|K|_{\max}^2 + |K|_{\min}^2) / 2 = |\rho_{12}|^2 + |\tau_{12}\tau_{21}|^2 \cdot |\rho_{23}|^2 \\ (|K|_{\max}^2 - |K|_{\min}^2) / 2 = 2 \cdot |\rho_{12}| \cdot |\tau_{12}\tau_{21}| \cdot |\rho_{23}| \end{cases} \quad (3)$$

Для решения системы уравнений (3) необходимо отдельно измерить в эксперименте коэффициенты либо $|\rho_{12}|^2$, либо $|\tau_{12}\tau_{21}|$. Для этого в «первом» эксперименте сразу после рупора вместо исследуемого элемента устанавливается поглотитель излучения с эффективностью, близкой к 100 %. В этом случае $|\rho_{23}| \approx 0$, и величина $|\rho_{12}|^2$ определялась из первого уравнения системы (3). Во «втором» эксперименте выход рупора закрывался хорошо проводящей металлической пластиной, в результате чего коэффициент отражения с выхода рупора приобретал значение $\rho_{23} = -1$. Это позволяло из решения системы (3) определять одновременно и $|\rho_{12}|^2$, и $|\tau_{12}\tau_{21}|$.

Результаты расчетов частотных зависимостей коэффициентов отражения $|\rho_{12}|^2$

и $|\rho_{23}|^2$ в случае, когда исследуемым на стенде элементом был одномерный рефлектор, представлены на рис. 4. Зависимости получены по результатам измерений в двух последовательно проведенных экспериментах в одинаковых условиях. Результаты этих двух экспериментов представлены на рисунке линиями разного цвета. Как видно из рис. 4, а и б, несмотря на заметную разницу в значениях $|\rho_{12}|^2$, полученных на основе результатов первого и второго экспериментов, коэффициенты отражения одномерного рефлектора $|\rho_{23}|^2$ в обоих случаях достаточно близки. Это совпадение свидетельствует о том, что данная методика, учитывающая всего лишь два отражения волны из всей отмеченной выше последовательности отражений, позволяет измерять частотные зависимости коэффициента отражения элементов в случае, если этот коэффициент существенно превышает уровень $|\rho_{12}|^2$ во всем диапазоне частот.

Исследование волновых свойств отдельных элементов

Рассмотрим по отдельности элементы всей электродинамической системы терагерцового генератора. Здесь мы опишем геометрию этих составляющих электродинамической системы и изложим результаты измерений и расчетов их волновых свойств.

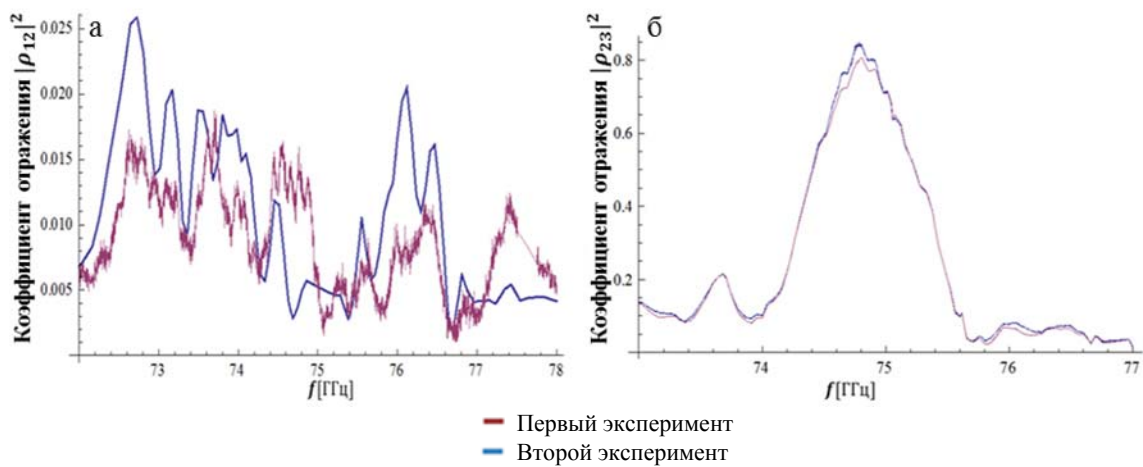


Рис. 4. Отличие величин коэффициентов отражения от входа в рупор $|\rho_{12}|^2$ (а) и от одномерного рефлектора $|\rho_{23}|^2$ (б), полученных по результатам измерений в двух одинаковых экспериментах

1D- и 2D-рефлекторы

Расположенный на входе в комбинированный резонатор ММ-секции терагерцового генератора двумерный брэгговский рефлектор имеет гофрировку пластин в виде «шахматной доски» с длиной $l_{2D} = 20$ см, глубиной нарезки $a_{2D} = 220$ мкм и периодом $d_{2D} = 4$ мм (рис. 5, б). Координаты y двух обращенных друг к другу поверхностей этого рефлектора описываются выражением

$$y_{1,2}(x, z) = \pm \left(d + a_{2D} \left[\text{sign}(\cos(h_{2D}z - h_{2D}x)) + \text{sign}(\cos(h_{2D}z + h_{2D}x)) \right] \right) / 2,$$

где d – средний зазор между пластинами рефлектора, $h_{2D} = 2\pi / d_{2D}$ – x и z компоненты трансляционного вектора решетки. Амплитуда основной Фурье-гармоники такой гофрировки равна $A_{1,1} = 16a_{2D} / \pi^2$.

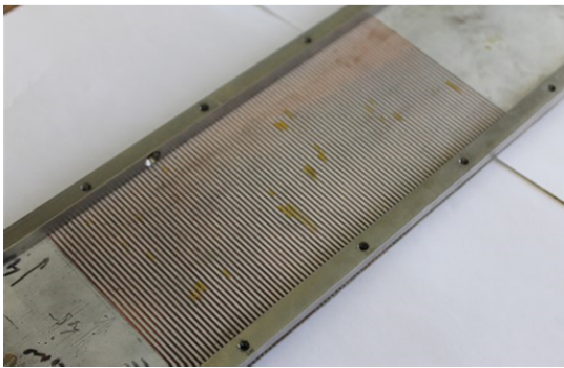
Для расположенного на выходе этого комбинированного резонатора одномерного рефлектора, гофрированного в виде набора параллельных борозд прямоугольного сечения, аналогичные параметры его пластин имели следующие значения: длина $l_{1D} = 20$ см, глубина гофрировки $a_{1D} = 70$ мкм, период $d_{1D} = 2$ мм (рис. 5, а). Координаты y двух обращенных друг к другу поверхностей этого рефлектора определяются выражением

$$y_{1,2} = \pm \left[d + 2a_{1D} \text{sign}(\cos(h_{1D}z)) \right] / 2,$$

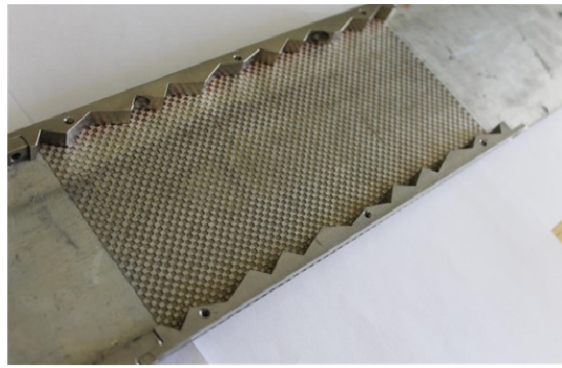
где $h_{1D} = 2\pi / d_{1D}$ – трансляционный вектор решетки. Основная Фурье-гармоника такой гофрировки имеет амплитуду $A_1 = 4a_{1D} / \pi$.

На рис. 6 представлены результаты 3D-моделирования и «холодных» экспериментов для частотных зависимостей коэффициентов отражения одномерного и двумерного брэгговских рефлекторов. Как видно из рис. 6, а, и расчетный, и измеренный коэффициенты отражения одномерного рефлектора для волны типа H_{10} имеют близкие значения полосы частот на полувысоте 74,5–75,5 ГГц, достигают максимума вблизи одной и той же частоты 74,8 ГГц, и величины этих максимумов практически совпадают. Таким образом, из сравнения результатов расчета и моделирования коэффициентов отражения, можно сделать вывод о том, что они в целом хорошо согласуются, но различаются в характере поведения частотной зависимости вблизи максимума.

Аналогичные зависимости коэффициента отражения для двумерного рефлектора (см. рис. 6, б) также демонстрируют хорошее совпадение ширины полос на полувысоте 74,3–74,9 ГГц, а также близкое положение максимумов отражения величиной $R \approx 25\%$ на частоте 74,7 ГГц. Однако в случае двумерного рефлектора очевидно существенное различие результатов расчета и измерений вне рабочей полосы частот, которое связано с низким значением коэффициентов отражения двумерного рефлектора. Это обстоятельство обуславливает заметное влияние многократных отражений внутри рупора на результаты измерений, которые не учтены в примененной нами методике обработки осциллограмм мощности отраженной волны.



а



б

Рис. 5. Фотографии одномерного (а) и двумерного (б) брэгговских рефлекторов

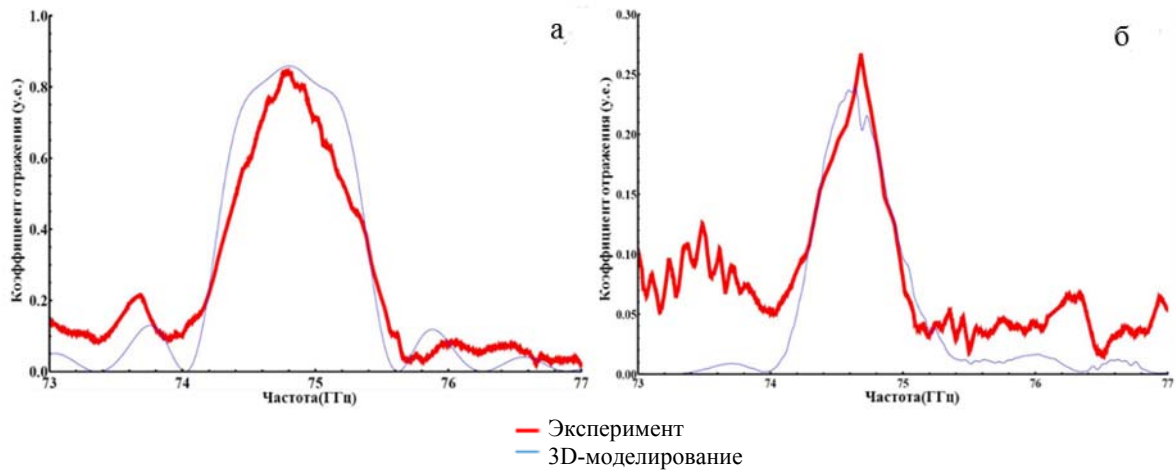


Рис. 6. Сопоставление результатов 3D-моделирования и «холодных» экспериментов для коэффициентов отражения одномерного (а) и двумерного (б) рефлектора

Помимо этого, изменение коэффициента отражения изготовленного двумерного рефлектора также обусловлено погрешностью изготовления двумерной гофрировки в виде «шахматной доски», которая создает незначительную примесь одномерной гофрировки и проявляется в возникновении паразитных полос отражения.

Волновой дефлектор

Основными задачами, поставленными в процессе разработки волнового дефлектора, были достижение высокой эффективности передачи излучения из ММ- в ТГц-секцию, а также воспроизведение структуры поля исходной волны на выходе из дефлектора. Чтобы найти оптимальную конфигурацию данного элемента, в моделировании варьировались две основные характеристики гофрировки: форма гофрированной области и глубина гофрировки. Для нахождения оптимальной формы гофрированной области была численно решена система уравнений связанных волн [6], описывающая преобразование продольной волны в поперечную и обратно при рассеянии на одномерной гофрировке поверхности, наклоненной под углом 45° к направлению падающей волны. В результате этого была найдена такая граница гофрированной области, которая обеспечила наиболее эффективную передачу основной моды ММ-секции в ТГц-секцию. Эта граница в области дефлектора $x =$

$= -10 \div 10$ см, $z = 0 \div 13$ см приблизительно описывается выражением

$$z = 2,69 \cdot \exp(|x| / 2,9) - 3,58 \text{ [см]}.$$

После этого с помощью трехмерных электродинамических расчетов в пакете «CST Microwave Studio» для найденной области гофрировки была определена ее «оптимальная» глубина, при которой амплитуда паразитных мод высокого порядка была минимальной.

На рис. 7, а–г приведены результаты 3D-моделирования распределения плотности энергии волновых потоков $|P_x|$ и $|P_z|$ в средней плоскости дефлектора при подаче во входной порт дефлектора H_{10} волны с частотой 75 ГГц для двух глубин нарезки 370 и 300 мкм и одинаковой формы границы области гофрировки. Как видно из рисунка, для обоих потоков $|P_x|$ и $|P_z|$ при глубине нарезки дефлектора 370 мкм наблюдается заметная конверсия ($\sim 20\%$) исходной волны в моды более высоких порядков, уровень которой существенно снижается при использовании «оптимальной» глубины гофрировки 300 мкм.

Сопоставляя результаты расчетов и «холодных» измерений эффективности передачи волны H_{10} , направляемой из ММ-секции в ТГц-секцию генератора (см. рис. 7, е), для изготовленного образца дефлектора с глубиной нарезки 370 мкм, можно сделать вывод об их качественном согласии как по

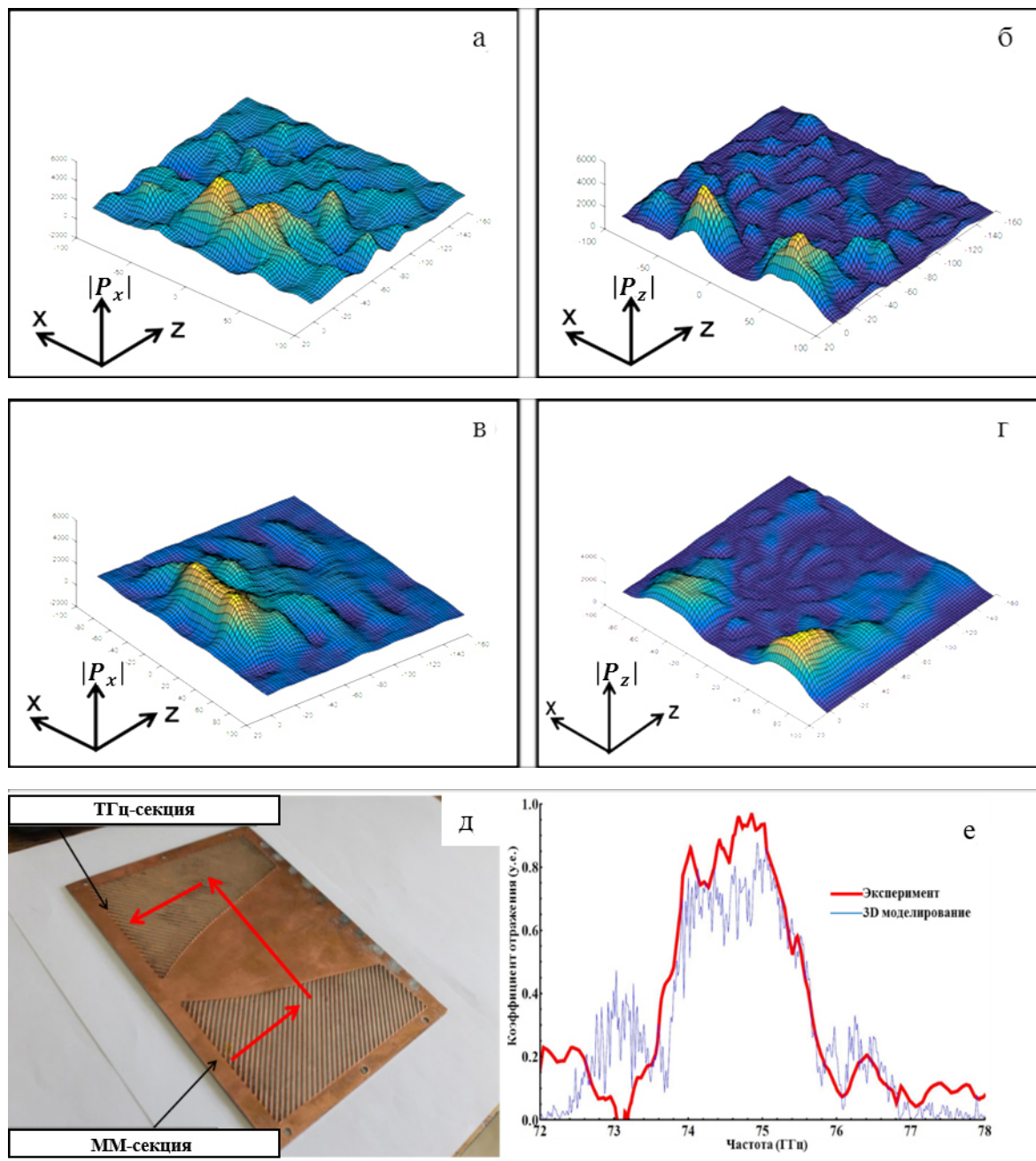


Рис. 7. Распределения плотности энергии волновых потоков $|P_x|$ (а) и $|P_z|$ (б) в средней плоскости дефлектора ($y = 0$) в случае, когда глубина гофрировки $h = 370$ мкм. Распределения $|P_x|$ (в) и $|P_z|$ (г) в случае, когда глубина нарезки имеет «оптимальную» величину $h = 300$ мкм. Фото пластины дефлектора (д) и амплитудный коэффициент передачи излучения из ММ-секции в ТГц-секцию (е) для дефлектора с глубиной нарезки $h = 370$ мкм

ширине области частот, так и по амплитудному коэффициенту передачи волны. Таким образом, несмотря на отличие глубины гофрировки изготовленного дефлектора от «оптимальной», измеренная эффективность передачи волны по амплитуде уже достигает 90 % в требуемой полосе частот 74÷76 ГГц. В соответствии с результатами 3D-модели-

рования эта эффективность должна еще увеличиться при выборе «оптимальной» глубины нарезки дефлектора.

Волновой трансформатор

Для увеличения эффективности взаимодействия пучка с миллиметровым излуче-

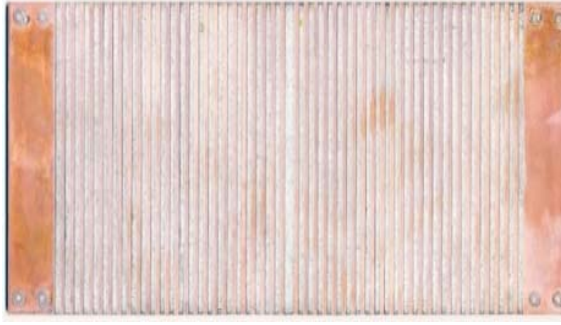


Рис. 8. Фотография изготовленного волнового трансформатора с одним сбоем фазы, который расположен посередине области нарезки

нием в ТГц-секции генератора планируется установить волновой трансформатор, назначением которого является преобразование бегущей волны в квазистоячую с одновременным увеличением амплитуды электрического поля волны. Такое преобразование волны выгодно для некоторого уменьшения частоты рассеянного излучения и приведения ее в интервал частот $0,6 \div 1$ ТГц, что позволит в будущем осуществить селекцию мод посредством модифицированных брэгговских структур [7].

В качестве волнового трансформатора планируется использовать одномерный брэгговский отражатель с гофрировкой боковых поверхностей пластин по закону

$$y_{1,2} = \pm \left[d_1 \pm 2a_1 \operatorname{sign}(\cos(h_1 z)) \right] / 2,$$

имеющей один сбой фазы нарезки, равный π . На рис. 8 представлена одна из пластин такого трансформатора с одним сбоем фазы,

расположенным в центре области нарезки. На пластины этого трансформатора с размерами $19,6 \times 10$ см нанесена гофрировка глубиной $a_1 = 70$ мкм и периодом $2\pi/h_1 = 0,4$ см, зазор между пластинами d_1 равен 0,6 см.

Согласно результатам 3D-моделирования, использование такой брэгговской структуры в трансформаторе должно существенно увеличить амплитуду стоячей волны – примерно в 10 раз (рис. 9, а) в узкой полосе частот $75,05 \div 75,2$ ГГц, что, с одной стороны, затрудняет попадание в него частоты излучения ММ-секции, но с другой – сужает диапазон частот рассеянной волны. Для исправления этого недостатка в настоящее время разработан новый брэгговский трансформатор с двумя сбоями фазы, который имеет более широкую полосу эффективного преобразования в квазистоячую волну, а также больший коэффициент усиления поля волны (рис. 9, б). Улучшение работы дефлектора и трансформатора должно существенно увеличить эффективность взаимодействия пучка с волной в ТГц-секции, что будет способствовать повышению мощности терагерцового излучения в будущих экспериментах на установке ЭЛМИ.

Заключение

Проведено 3D-моделирование волновых свойств планарных одномерных и двумерных брэгговских структур с помощью пакета «CST Microwave Studio». Выработаны критерии выбора частоты разбиения по пространственным координатам, в которых

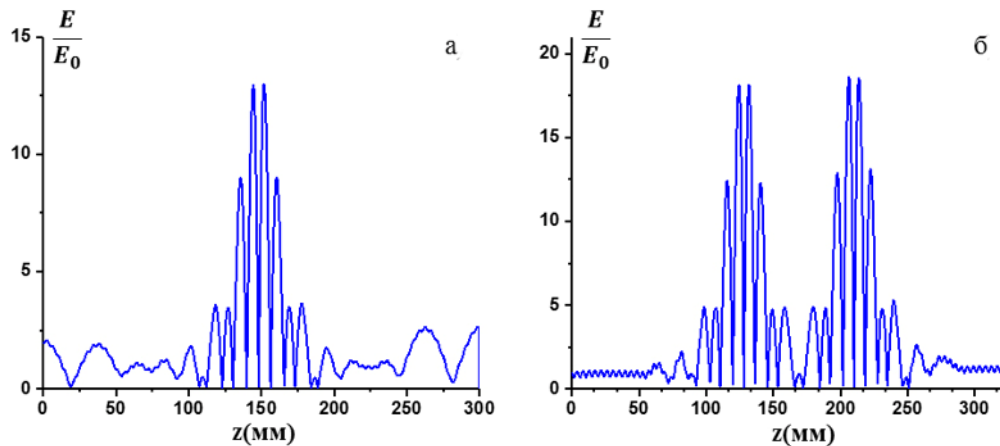


Рис. 9. Усиление амплитуды поля волны в области трансформатора с одним (а) и двумя (б) сбоями фазы

располагается сетка дискретизации пространства при численном решении задачи, для достижения точности расчета полей $\sim 1\%$.

Изготовлен стенд и разработана методика «холодных» измерений коэффициента отражения различных планарных брэгговских структур с учетом паразитного отражения от элементов стенда.

Проведено сравнение результатов 3D-моделирования и «холодных» измерений частотно-селективных характеристик основных компонентов планарной электродинамической системы, в результате которого продемонстрировано количественное согласие между ними.

С целью улучшения эффективности взаимодействия пучка с волной, накопленной в ТГц-секции двухстадийного генератора, с помощью «CST Microwave Studio» осуществлена оптимизация работы волнового дефлектора и трансформатора волны H_{10} в квазистоячую моду.

Список литературы

1. Arzhannikov A. V., Ginzburg N. S., Zaslavsky V. Yu., Kalinin P. V., Peskov N. Yu., Sergeev A. S., Sinitsky S. L., Stepanov V. D., Thumm M. Generation of Powerful Narrow Band 75 GHz Radiation in a Free Electron Maser with Two Dimensional Distributed Feedback // Tech. Phys. Lett. 2013. Vol. 39. No. 9. P. 801–804.

2. Arzhannikov A. V., Ginzburg N. S., Kalinin P. V., Kuznetsov S. A., Peskov N. Yu., Rozental R. M., Sergeev A. S., Sinitsky S. L., Stepanov V. D., Thumm M., Zaslavsky V. Yu., Zotova I. V. Intercavity scattering scheme for two-stage generation of submillimeter radiation on the base of planar 2D Bragg FEM // Proc. of 6 Int. Workshop “Strong microwaves in plasma”. N. Novgorod, Russia, 2005. P. 228–232.

3. Аржанников А. В., Гинзбург Н. С., Заславский В. Ю., Зотова И. В., Калинин П. В., Кузнецов С. А., Малкин А. М., Песков Н. Ю., Сергеев А. С., Синицкий С. Л., Степанов В. Д., Тумм М. Разработка двухстадийного планарного МСЭ терагерцового диапазона на основе ускорителя ЭЛМИ // Сибирский физический журнал. 2012. Т. 7, № 1. С. 5–14.

4. Аржанников А. В., Гинзбург Н. С., Денисов Г. Г., Калинин П. В., Песков Н. Ю.,

Сергеев А. С., Синицкий С. Л. Использование кольцевого резонатора бегущей волны с брэгговскими дефлекторами в двухстадийном терагерцевом лазере на свободных электронах // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40, вып. 17. С. 12–21.

5. Arzhannikov A. V., Ginzburg N. S., Kalinin P. V., Kuznetsov S. A., Malkin A. M., Peskov N. Yu., Sergeev A. S., Sinitsky S. L., Stepanov V. D., Thumm M., Zaslavsky V. Yu. Using Two-Dimensional Distributed Feedback for Synchronization of Radiation from two Parallel Sheet Electron Beams in Free Electron Maser // Phys. Rev. Lett. 2016. Vol. 117. P. 114801.

6. Каценеленбаум Б. З. Теория нерегулярных волноводов с медленно меняющимися параметрами. М.: Изд-во АН СССР, 1961. 216 с.

7. Arzhannikov A. V., Ginzburg N. S., Kalinin P. V., Malkin A. M., Peskov N. Yu., Sergeev A. S., Sinitsky S. L., Thumm M., Zaslavsky V. Yu. Short-wavelength tunable Bragg reflectors based on coupling of propagating and cutoff waves: Modeling and experimental studies // Appl. Phys. Lett. 2012. Vol. 101. P. 083507.

A. V. Arzhannikov^{1,2}, P. V. Kalinin^{1,2}, E. S. Sandalov², S. L. Sinitsky^{1,2}

¹ *Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS
11 Academician Lavrentiev Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation*

² *Novosibirsk State University
2 Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation*

*A.V.Arzhannikov@inp.nsk.su, sinitsky@inp.su
P.V.Kalinin@inp.nsk.su, E.S.Sandalov@inp.nsk.su*

SELECTIVE PROPERTIES OF A PLANAR ELECTRODYNAMIC SYSTEM FOR TWO-STAGE GENERATION OF TERAHERTZ RADIATION

The paper presents the results of computer 3D-modeling and «cold» measurements of the selective properties, obtained for the main units of the planar electrodynamic system that is intended for the two-stage generation of terahertz radiation. During the investigations, the calculated and measured values characterizing these properties, were compared in order to search for the optimal geometry of the electrodynamic system units. The performed optimization should ensure the achievement of a high level of power and coherence both at the first stage, when mm-radiation is generated, and at the second stage, when it is converted to the terahertz band through scattering by an electron beam.

Keywords: distributed feedback, two-stage generation scheme, terahertz radiation, ribbon electron beam.

For citation:

Arzhannikov A. V., Kalinin P. V., Sandalov E. S., Sinitsky S. L. Selective Properties of a Planar Electrodynamic System for Two-Stage Generation of Terahertz Radiation. *Siberian Journal of Physics*, 2018, vol. 13, no. 1, p. 13–24. (In Russ.)

DOI 10.25205/2541-9447-2018-13-1-13-24

УДК 532.526

DOI 10.25205/2541-9447-2018-13-1-25-32

**В. И. Лысенко¹, С. А. Гапонов¹, Н. Н. Зубков², Б. В. Смородский¹
Ю. Г. Ермолаев¹, А. Д. Косинов¹**

¹ *Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН
ул. Институтская, 4/1, Новосибирск, 630090, Россия*

² *Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана
2-я Бауманская ул., 5, Москва, 105005, Россия*

*vl@itam.nsc.ru, gaponov@itam.nsc.ru, zoubkovn@bmstu.ru, smorodsk@itam.nsc.ru
yermol@itam.nsc.ru, kosinov@itam.nsc.ru*

ВЛИЯНИЕ РАСПРЕДЕЛЕННОГО ТАНГЕНЦИАЛЬНОГО ВДУВА ТЯЖЕЛОГО ГАЗА В СВЕРХЗВУКОВОЙ ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ НА ЕГО УСТОЙЧИВОСТЬ *

Проведены теоретико-экспериментальные исследования по влиянию распределенного тангенциального вдува тяжелого газа (элегаза SF_6) в пристеночный слой пограничного слоя на плоской пластине на его устойчивость к естественным возмущениям при числе Маха набегающего потока $M = 2$. Впервые экспериментально показано, что при таком вдуве происходит стабилизация пограничного слоя в основном за счет уменьшения роста возмущений на более высоких частотах. При этом частота, соответствующая максимальным степеням нарастания возмущений, уменьшается.

Ключевые слова: сверхзвуковой пограничный слой, проницаемая поверхность, вдув, тяжелый газ, гидродинамическая устойчивость.

Введение

В ряде задач возникает вопрос об управлении пограничным слоем. Один из методов такого управления – отсасывание газа из пограничного слоя через проницаемую поверхность, с помощью которого можно замедлить процесс турбулизации пограничного слоя (стабилизирующая роль отсасывания объясняется уменьшением толщины пограничного слоя и формированием более устойчивого профиля скорости). Вопросу стабилизации течения (как при дозвуковых,

так и при сверхзвуковых скоростях) посвящены статьи [1; 2]. При этом в исследованиях по устойчивости пограничного слоя при отсасывании необходимо учитывать свойства проницаемых поверхностей, которые могут существенно повлиять на устойчивость. Впервые влияние свойств проницаемого покрытия на устойчивость дозвукового пограничного слоя изучалось в теоретическом исследовании С. А. Гапонова [3]. В последующих работах им было предложено импедансное соотношение, связывающее возмущения скорости и давления на прони-

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-01-00070-а) и ИСГЗ ФАНО (проект № 0323-2016-0009).

Лысенко В. И., Гапонов С. А., Зубков Н. Н., Смородский Б. В., Ермолаев Ю. Г., Косинов А. Д. Влияние распределенного тангенциального вдува тяжелого газа в сверхзвуковой пограничный слой на его устойчивость // Сибирский физический журнал. 2018. Т. 13, № 1. С. 25–32.

цаемой поверхности с учетом сжимаемости газа. Оно использовалось для исследования как дозвуковых [3], так и малых сверхзвуковых скоростей потока [4].

Долгое время эти теоретические работы были единственными в мире, а экспериментальные исследования данной проблемы не проводились совсем, что было обусловлено в первую очередь отсутствием качественного проницаемого материала. Однако сейчас ситуация изменилась. В последние годы были проведены эксперименты по устойчивости как гиперзвукового [5–8], так и сверхзвукового пограничного слоя [9–17]. Результаты экспериментов указывают на удовлетворительное их соответствие данным расчетов, выполненным на основе линейного подхода [3–4] (в частности, в исследованиях [18–19] для гиперзвуковых скоростей и в работах [9–17] для сверхзвуковых скоростей).

В работах [9–17] при определении положения ламинарно-турбулентного перехода и исследовании устойчивости пограничного слоя как к естественным, так и к искусственным возмущениям, получено, что пористое покрытие ускоряет переход и оказывает дестабилизирующее воздействие на первую моду возмущений.

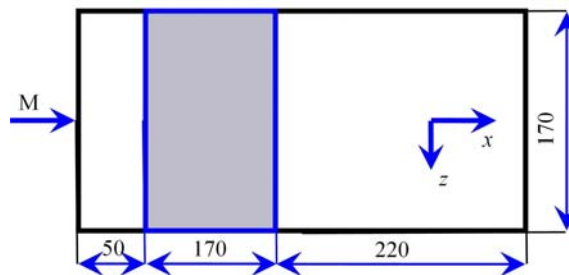


Рис. 1. Экспериментальная модель в плане (серым цветом выделена проницаемая вставка)

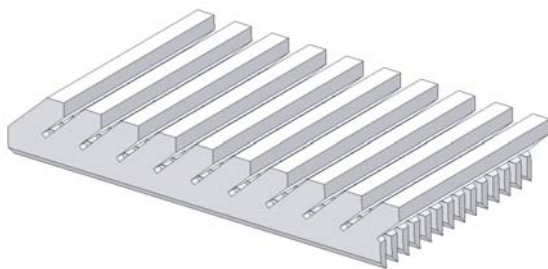


Рис. 2. Модель проницаемой вставки с тангенциальными каналами

Однако, как показали расчеты [20–21], можно стабилизировать сверхзвуковой пограничный слой с помощью инъекции – вдувая тяжелый газ в пристеночный слой этого погранслоя, тем самым выгодно меняя (делая более устойчивым) профиль плотности поперек пограничного слоя.

Эксперименты [22; 23] по влиянию на ламинарно-турбулентный переход вдува такого тяжелого газа (элегаза) отчасти подтвердили расчеты. Было получено, что вдув тяжелого газа приводит к смещению ламинарно-турбулентного перехода вниз по потоку.

А данная работа посвящена экспериментальной проверке теоретических выводов о стабилизации сверхзвукового пограничного слоя вдувом тяжелого газа в пристеночный слой этого погранслоя. Цель работы – экспериментальное исследование влияния инъекции тяжелого газа (элегаза SF_6) в сверхзвуковой пограничный слой на его гидродинамическую устойчивость при числе Маха набегающего потока $M_\infty = 2$. Подобные эксперименты на модели проницаемой вставки с тангенциальными каналами проведены впервые.

Методика эксперимента

Эксперименты проводились в аэродинамической трубе Т-325 ИТПМ СО РАН [24] при числе Маха набегающего потока $M_\infty = 2$, температуре торможения потока $T_0 \approx 290$ К и значении единичного числа Рейнольдса $Re_{1\infty} = 3,2 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$.

В качестве модели использовалась теплоизолированная плоская пластина, изготовленная из низколегированной стали 09Г2С, длиной 440, толщиной 10 и шириной 170 мм, с носиком, скошенным под углом 14° , и радиусом притупления передней кромки около 0,1 мм. Начало отсчета используемой в дальнейшем продольной (вдоль направления внешнего течения) координаты x находится на передней кромке модели.

На участке $x = 50\text{--}220$ мм рабочей поверхности (на всю ширину пластины) в модели был сделан паз (рис. 1), куда вставлялась медная пористая вставка-пластинка (рис. 2), представляющая собой проницаемую оболочку с тангенциальными каналами, изготовленная в МГТУ им. Н. Э. Баумана по

оригинальной технологии двухстороннего деформирующего резания.

Основой этой технологии являются одновременно как процесс резания, так и пластическое деформирование [25–27]. Изготовление проницаемой оболочки основано на обработке двух сторон металлической листовой заготовки методом деформирующего резания. Получение проницаемой оболочки с тангенциальными выходными каналами возможно за счет создания наклонного оребрения на одной стороне листа, при этом оребрение на другой стороне листа выполняется без наклона.

Параметры оребренной структуры были следующие: шаг наклонных ребер 0,75 мм (шаг прямых ребер 0,63 мм), угол наклона наклонных ребер 57° (от вертикали), ширина каждой щели около 80 мкм, толщина вставки 1,5 мм, поверхностная пористость структуры 20 %.

Тангенциальные каналы на модели были сориентированы в направлении потока, поэтому тяжелый газ вдувался одновременно по нормали и вдоль набегающего потока.

Пластина жестко крепилась к боковым стенкам рабочей части трубы и устанавливалась под нулевым углом атаки.

Если рабочая модель обтекалась в экспериментах воздухом, то в качестве тяжелого газа, используемого для вдува в пограничный слой, служил элегаз (гексафторид серы, SF_6) с молекулярным весом $m_1 = 146,07$ (плотность при стандартных условиях $6,15 \text{ кг/м}^3$), т. е. в 5,1 раза тяжелее воздуха.

Эксперименты проводились при разном расходе элегаза при его вдуве в пограничный слой.

Исследование устойчивости пограничного слоя проводилось с помощью термоанемометра постоянного сопротивления с однопроводным датчиком из вольфрамовой нити диаметром 10 мкм и длиной 1,5 мм. Величина перегрева нити датчика была 0,8, вследствие этого можно утверждать, что фиксировались преимущественно пульсации массового расхода.

Развитие возмущений вниз по потоку исследовалось в слое максимальных по у пульсаций, при $E = \text{const}$ (где E – среднее напряжение моста термоанемометра), т. е. вдоль линии постоянного значения массового расхода.

Пульсационные и средние характеристики потока измерялись с помощью автомати-

зированной системы сбора данных [28], которой оборудована аэродинамическая труба Т-325.

Расчет устойчивости течения

Динамика бинарной смеси вязких теплопроводных сжимаемых газов описывается общей системой дифференциальных уравнений в частных производных, представленной в [29; 30]. Наиболее важными параметрами, влияющими на динамику смеси, являются: m_2 , m_1 – молекулярные веса, C_{p2} , C_{p1} – удельные теплоемкости основного газа и примеси соответственно. Из этих общих уравнений авторами настоящей работы выведена система уравнений для описания течения в двумерном (2D) стационарном сверхзвуковом пограничном слое бинарной смеси газов в отсутствие химических реакций и в приближении локальной автомодельности течения [31; 32]. В этих уравнениях учитываются эффекты диффузии примеси поперек пограничного слоя, термодиффузии и влияние продольных градиентов давления. Наиболее важным параметром, влияющим на динамику пограничного слоя, при этом является параметр инжекции примеси с поверхности модели:

$$-f_w = \bar{\rho}_w \bar{V}_w \text{Re},$$

где $\bar{\rho}_w$ – плотность смеси на стенке, нормированная на величину плотности на внешней границе пограничного слоя, $\bar{V}_w$ – безразмерная нормальная компонента скорости на стенке, Re – число Рейнольдса, построенное по масштабу Блазиуса ламинарного пограничного слоя. Можно видеть, что параметр инжекции фактически является нормированным массовым расходом смеси по нормали к проницаемой поверхности. Расчеты коэффициентов вязкости и теплопроводности компонентов бинарной смеси, а также коэффициента диффузии примеси проводились в рамках кинетической теории с использованием потенциала Леннард – Джонса [29]. Вязкость и теплопроводность смеси рассчитывалась с помощью правила Вилки [33]. При расчете коэффициента теплопроводности многоатомных газов учитывалась также поправка Эйкана. Наконец, краевая задача для уравнений пограничного слоя бинарной смеси газов интегрировалась

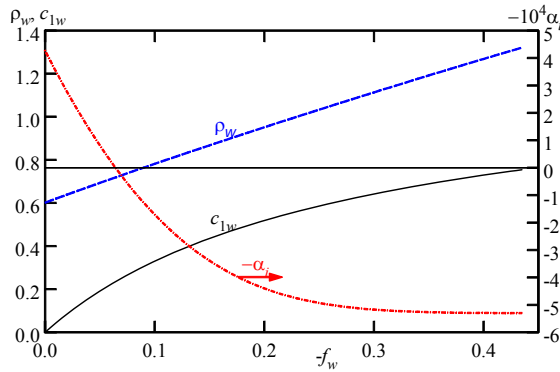


Рис. 3. Влияние параметра инжекции $-f_w$ на концентрацию примеси SF_6 на стенке c_{1w} , плотность смеси на стенке ρ_w и скорость роста 2D-возмущения $-\alpha_i$; $\text{Re} = 1000$, $F = 22 \cdot 10^{-6}$

численно при помощи метода Рунге – Кутты четвертого порядка. Для выполнения граничных условий применялись метод стрельбы и итерации Ньютона. Уравнения, граничные условия и численные методы, использовавшиеся в настоящей работе, более детально представлены в [31; 32].

Линейная теория устойчивости для течения в пограничном слое бинарной смеси была развита авторами и представлена ранее в [34]. В результате линеаризации безразмерных уравнений движения вязкой теплопроводной бинарной смеси газов для возмущений, представленных в виде набора квазигармонических по пространству и времени волн вида

$$q(x, y, z, t) = \tilde{q}(y) \exp(i(\alpha x + \beta z - \alpha C t)),$$

приходим к следующей системе обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} i\alpha(\bar{U} - C)\tilde{p} + \frac{d\tilde{p}}{dy}\tilde{v} + \bar{p}\left(i(\alpha\tilde{u} + \beta\tilde{w}) + \frac{d\tilde{v}}{dy}\right) &= 0, \\ \bar{p}\left(i\alpha(\bar{U} - C)\tilde{u} + \frac{d\bar{U}}{dy}\tilde{v}\right) &= -\frac{i\alpha\tilde{p}}{\gamma_e M_e^2} + \frac{\bar{\mu}}{\text{Re}} \frac{d^2\tilde{u}}{dy^2}, \\ \bar{p}i\alpha(\bar{U} - C)\tilde{v} &= -\frac{1}{\gamma_e M_e^2} \frac{d\tilde{p}}{dy}, \\ \bar{p}i\alpha(\bar{U} - C)\tilde{w} &= -\frac{i\beta\tilde{p}}{\gamma_e M_e^2} + \frac{\bar{\mu}}{\text{Re}} \frac{d^2\tilde{w}}{dy^2}, \\ i\alpha(\bar{U} - C)\tilde{c} + \frac{d\tilde{c}}{dy}\tilde{v} &= \frac{\bar{\mu}}{\text{ReSm}} \frac{d^2\tilde{c}}{dy^2}, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \bar{p}\left(i\alpha(\bar{U} - C)\tilde{h} + \frac{d\bar{h}}{dy}\tilde{v}\right) &= \frac{\gamma_e - 1}{\gamma_e} i\alpha(\bar{U} - C)\tilde{p} + \\ &+ \frac{\bar{\mu}}{\text{RePr}} \frac{d^2\tilde{h}}{dy^2} + \frac{\bar{\mu}}{\text{Re}} (\bar{h}_1 - \bar{h}_2) \left(\frac{1}{\text{Sm}} - \frac{1}{\text{Pr}}\right) \frac{d^2\tilde{c}}{dy^2}, \end{aligned}$$

где (α, β) – продольное и трансверсальное волновые числа; $\omega = \alpha C = \omega^* \delta / U_e$ – частота; $\omega = 2\pi f \delta / U_e = F \text{Re}$, $C = \omega / \alpha = F \text{Re} / \alpha$; $F = 2\pi f \mu_e / \rho_e U_e^2$ – частотный параметр, а f – размерная частота (Гц); $(\tilde{u}, \tilde{v}, \tilde{w}, \tilde{h}, \tilde{c})$ – пульсации трех компонент скорости, энтальпии и концентрации примеси соответственно. Система (1) решается при следующих однородных граничных условиях на поверхности и на внешней границе пограничного слоя:

$$\begin{aligned} \left(\tilde{u}, \tilde{w}, \tilde{h}, f_w \tilde{c} - \bar{\rho}_w \bar{D}_{12} \frac{d\tilde{c}}{dy}\right) &= 0 \text{ при } (\bar{y} = 0), \\ (\tilde{u}, \tilde{w}, \tilde{h}, \tilde{c}) &\rightarrow 0 \text{ при } (\bar{y} \rightarrow \infty). \end{aligned} \quad (2)$$

Интегрирование задачи на собственные значения (1), (2) проводилось численно с использованием метода ортогонализаций [30]. Более подробно уравнения устойчивости и численный метод обсуждаются в [20]. Результаты расчетов устойчивости пограничного слоя при числе Маха 3 изложены в [21].

Результаты

Сначала были проведены расчеты. На рис. 3 показано влияние параметра инжекции $-f_w$ на концентрацию примеси элегаза SF_6 на стенке c_{1w} , плотность смеси на стенке ρ_w и скорость роста 2D-возмущения $-\alpha_i$; $\text{Re} = 1000$, $F = 22 \cdot 10^{-6}$.

Из рис. 3 видно, что увеличение параметра инжекции $-f_w$ от нуля до 0,4 вызывает увеличение концентрации примеси вблизи стенки от нуля до $\approx 70\%$. При этом плотность смеси монотонно увеличивается от $\rho_w \approx 0,6$ до 1,3, а инкремент выбранного 2D-возмущения с частотным параметром $F = 22 \cdot 10^{-6}$, имеющего в этом сечении Re максимальную скорость роста, убывает и становится отрицательным, что объясняется формированием более устойчивых профилей пограничного слоя за счет увеличения

плотности газовой смеси вблизи стенки. Видно, что дальнейшее увеличение параметра инжекции $0,25 < -f_w < 0,4$ уже не приводит к заметной дальнейшей стабилизации пограничного слоя и, таким образом, становится нецелесообразным.

Также были рассчитаны распределения концентрации c_1 элегаза среднего течения поперек пограничного слоя для различных значений параметра инжекции $-f_w$. SF_6 – это тяжелый газ с молекулярным весом $m_1=146$, т. е. приблизительно в пять раз тяжелее воздуха. Аналогично опубликованным ранее результатам по влиянию инжекции тетрахлорметана [31; 32] при вдуве элегаза увеличение инжекции примеси приводит к монотонному росту величины c_1 на стенке. В то же время концентрация примеси быстро уменьшается при удалении от поверхности, и на внешней границе пограничного слоя, определяемой по профилю средней скорости, значение c_1 становится пренебрежимо малым. Таким образом, по крайней мере в диапазоне $0 \leq -f_w \leq 0,3$ инжекция элегаза оказывается слабой: инжектант не выходит за границы пограничного слоя, а массовый расход примеси через проницаемую поверхность не превышает 0,1 % от массового расхода воздуха на внешней границе пограничного слоя. Отметим, что профили скорости и температуры пограничного слоя такой бинарной смеси в условиях $0 \leq -f_w \leq 0,3$ (см. рис. 3) лишь незначительно изменяются при вариации параметра инжекции аналогично рассмотренному ранее случаю инжекции тетрахлорметана CCl_4 в сверхзвуковой пограничный слой [20; 21; 31; 32; 34].

Затем были рассчитаны диаграммы устойчивости для 3D-возмущений. Изолинии инкрементов $-\alpha_i$ на плоскости [угол ориентации χ – частотный параметр F] в положении $\text{Re} = 1000$ показаны на рис. 4 в отсутствие инжекции и при вдуве SF_6 с $-f_w = 0,2$ соответственно. Видно, что инжекция тяжелого газа приводит к заметному сужению диапазона нарастающих вниз по потоку частот (с $6 < F \cdot 10^6 < 40$ (рис. 4, а) до $4 < F \cdot 10^6 < 23$ (рис. 4, б)). При этом происходит незначительное уменьшение величины максимального в рассматриваемом сечении $\text{Re} (= 1000)$ инкремента с $-\alpha_{i,\max} \approx$

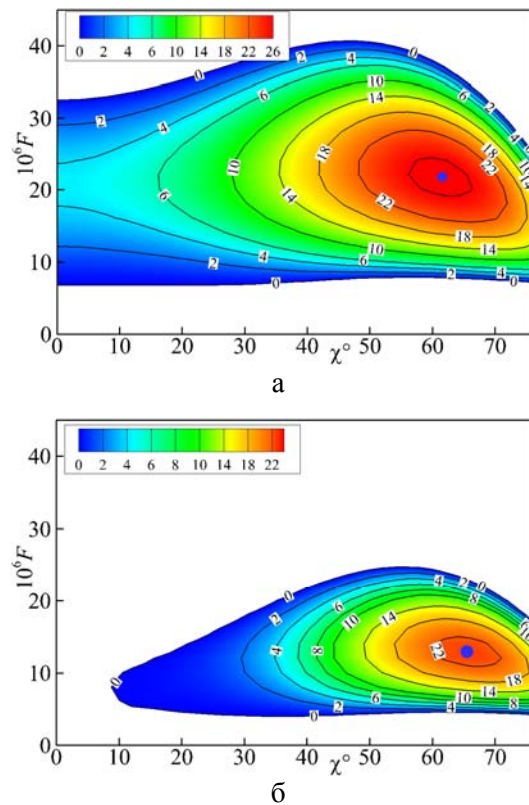


Рис. 4. Изолинии скоростей пространственного роста $-\alpha_i = -\alpha_i(\chi, F) \cdot 10^4$ при $\text{Re} = 1000$ в отсутствие инжекции (а) и при инжекции SF_6 $-f_w = 0,2$ (б)

$\approx -27 \cdot 10^4$ без инжекции до $-\alpha_{i,\max} \approx -23 \cdot 10^4$, однако его положение смещается в сторону низких частот и больших углов: $F_{\max} = 22 \cdot 10^{-6}$, $\chi = 61^\circ$ в отсутствие инжекции (см. рис. 4, а) и $F_{\max} = 13 \cdot 10^{-6}$, $\chi = 66^\circ$ при $-f_w = 0,2$ (см. рис. 4, б). Вследствие того что более низкие частоты начинают нарастать ниже по течению, такое изменение диаграммы устойчивости пограничного слоя должно приводить к стабилизации течения. Это подтверждается проведенными в соответствии с методом e^N расчетами кривых нарастания компонент поля возмущений [23].

Затем устойчивость пограничного слоя – в зависимости от степени вдува тяжелого газа в пристеночный слой пограничного слоя – исследовалось экспериментально. Полученные результаты по влиянию такого вдува на степени пространственного нарастания $-\alpha_i$ спектральных компонент естественных воз-

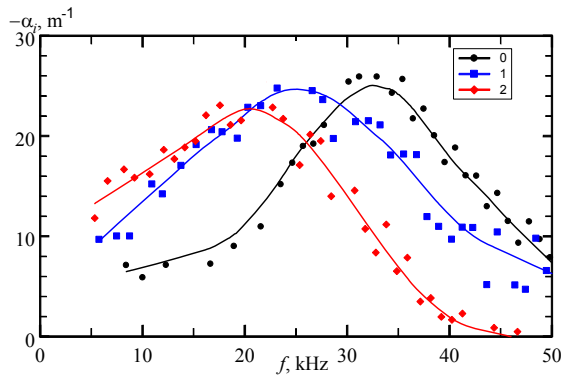


Рис. 5. Степени пространственного нарастания $-\alpha_i$ спектральных компонент естественных возмущений в зависимости от частоты f при различном массовом расходе инжектируемого тяжелого газа (элегаза) $Q = 0$ (кривая 0); 0,021 (1) и 0,085 (2) г/(см²·мин); $Re_{1\infty} = 3,2 \cdot 10^6$ м⁻¹, $x = 125$ мм

мушений в зависимости от частоты f при различном массовом расходе инжектируемого тяжелого газа (элегаза) отражены на рис. 5. Видно, что при последовательном увеличении расхода элегаза при вдуве его в пристеночный слой сверхзвукового пограничного слоя происходит стабилизация пограничного слоя, причем в основном за счет уменьшения роста возмущений на более высоких частотах ($f > 30$ кГц). При этом частота, соответствующая максимальным степеням нарастания возмущений, уменьшается. Прямое сопоставление полученных экспериментальных данных с расчетами по линейной теории устойчивости (см. рис. 4) в настоящий момент провести не представляется возможным, поскольку в изложенной выше теории рассматривается вдув примеси по нормали к поверхности модели, тогда как в использовавшейся в экспериментах специальной вставке инъекция элегаза производилась под углом 57° к поверхности. Однако, несмотря на такое различие, наблюдается качественное соответствие данных теории (см. рис. 4) и эксперимента (см. рис. 5), а именно: в эксперименте наблюдается стабилизация высокочастотных возмущений, сдвиг наиболее усиливающихся пульсаций в область меньших частот и уменьшение максимальных скоростей роста.

Выводы

Проведено теоретическое и впервые экспериментальное исследование влияния рас-

пределенного тангенциального вдува тяжелого газа (элегаза SF_6) в пристеночный слой пограничного слоя на устойчивость сверхзвукового пограничного слоя на проницаемой плоской пластине с тангенциальными каналами при числе Маха набегающего потока $M_\infty = 2$. Экспериментально показано, что при последовательном увеличении расхода инжектируемого тяжелого газа происходит стабилизация пограничного слоя, причем в основном за счет уменьшения роста возмущений на более высоких частотах. При этом частота, соответствующая максимальным степеням нарастания возмущений, уменьшается.

Список литературы

1. Бойко А. В., Грек Г. Р., Довгаль А. В., Козлов В. В. Физические механизмы перехода к турбулентности в открытых течениях. М.; Ижевск: НИЦ РХД, Ин-т компьютерных исслед., 2006. 304с.
2. Гапонов С. А., Маслов А. А. Развитие возмущений в сжимаемых потоках. Новосибирск: Наука, 1980. 144 с.
3. Гапонов С. А. Влияние сжимаемости газа на устойчивость пограничного слоя над проницаемой поверхностью при дозвуковых скоростях // ПМТФ. 1975. № 1. С. 121–125.
4. Гапонов С. А. Устойчивость сверхзвукового пограничного слоя на проницаемой поверхности с теплообменом // Изв. АН СССР. МЖГ. 1977. № 1. С. 41–46.
5. Фомин В. М., Федоров А. В., Шиплюк А. Н., Маслов А. А., Буров Е. В., Малмут Н. Д. Стабилизация гиперзвукового пограничного слоя покрытиями, поглощающими ультразвук // Докл. РАН. 2002. Т. 384, № 2. С. 197–201.
6. Фомин В. М., Федоров А. В., Козлов В. Ф., Шиплюк А. Н., Маслов А. А., Буров Е. В., Малмут Н. Д. Стабилизация гиперзвукового пограничного слоя поглощающими ультразвуком покрытиями с регулярной микроструктурой // Докл. РАН. 2004. Т. 399, № 5. С. 633–637.
7. Chokani N., Bountin D. A., Shiplyuk A. N., Maslov A. A. Nonlinear aspects of hypersonic boundary-layer stability on a porous surface // AIAA Journal. 2005. Vol. 43. No. 1. P. 149–155.
8. Rasheed A., Hornung H. G., Fedorov A. V., Malmuth N. D. Experiments on pas-

sive hypervelocity boundary-layer control using an ultrasonically absorptive surface // AIAA Journal. 2002. Vol. 40. No. 3. P. 481–489.

9. Гапонов С. А., Ермолаев Ю. Г., Косинов А. Д., Лысенко В. И., Семенов Н. В., Смородский Б. В. Влияние пористости поверхности на устойчивость и переход сверхзвукового пограничного слоя на плоской пластине // Теплофизика и аэромеханика. 2010. Т. 17, № 2. С. 281–290.

10. Гапонов С. А., Ермолаев Ю. Г., Косинов А. Д., Лысенко В. И., Семенов Н. В., Смородский Б. В. Влияние толщины пористого покрытия на устойчивость и переход сверхзвукового пограничного слоя на плоской пластине // Теплофизика и аэромеханика. 2012. Т. 19, № 5. С. 555–560.

11. Ермолаев Ю. Г., Косинов А. Д., Лысенко В. И., Семенов Н. В., Смородский Б. В. Совместное влияние проницаемости и шероховатости поверхности на устойчивость и переход сверхзвукового пограничного слоя на плоской пластине // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2014. № 5. С. 52–59.

12. Гапонов С. А., Ермолаев Ю. Г., Косинов А. Д., Лысенко В. И., Семенов Н. В., Смородский Б. В. Теоретическое и экспериментальное исследование развития первой моды неустойчивости в сверхзвуковых пограничных слоях на пористых поверхностях // Вестн. НГУ. Серия: Физика. 2014. Т. 9, вып. 2. С. 65–74.

13. Gaponov S. A., Ermolaev Yu. G., Kosinov A. D., Lysenko V. I., Semionov N. V., Smorodsky B. V. Stability of Supersonic Boundary Layer on Permeable Surface // Archives of Mechanics. 2014. Vol. 66. No. 6. P. 453–466.

14. Лысенко В. И., Гапонов С. А., Смородский Б. В., Ермолаев Ю. Г., Косинов А. Д., Семенов Н. В. О влиянии толщины пористого покрытия на устойчивость сверхзвукового пограничного слоя // Вестн. НГУ. Серия: Физика. 2015. Т. 10, вып. 3. С. 41–47.

15. Gaponov S. A., Ermolaev Yu. G., Kosinov A. D., Lysenko V. I., Semionov N. V., Smorodsky B. V. Theoretical and Experimental Investigation of the Stability of Supersonic Boundary Layer on Porous Coating // International Journal of Theoretical and Applied Mechanics. 2016. Vol. 1. P. 134–141.

16. Лысенко В. И., Смородский Б. В., Ермолаев Ю. Г., Косинов А. Д., Семенов Н. В. Совместное влияние шероховатости и пористости поверхности на устойчивость и

переход пограничного слоя при числе Маха 2 // Вестн. НГУ. Серия: Физика. 2016. Т. 11, № 2. С. 37–45.

17. Lysenko V. I., Gaponov S. A., Smorodsky B. V., Yermolaev Yu. G., Kosinov A. D., Semionov N. V. Combined Influence of Coating Permeability and Roughness on Supersonic Boundary Layer Stability and Transition // J. Fluid Mech. 2016. Vol. 798. P. 751–773.

18. Fedorov A. V., Malmuth N. D., Rasheed A., Hornung H. G. Stabilization of hypersonic boundary layers by porous coatings // AIAA Journal. 2001. Vol. 39. No. 4. P. 605–610.

19. Fedorov A. V., Shiplyuk A. N., Maslov A. A., Burov E. V., Malmuth N. D. Stabilization of a hypersonic boundary layer using an ultrasonically absorptive coating // J. Fluid Mech. 2003. Vol. 479. P. 99–124.

20. Gaponov S. A., Smorodsky B. V. Supersonic Boundary Layer of Binary Mixture and its Stability // International Journal of Mechanics. 2016. Vol. 10. P. 312 – 319.

21. Gaponov S. A., Smorodsky B. V. On stability of the supersonic boundary layer with a foreign gas injection // 18th International Conference on Methods of Aerophysical Research (ICMAR-2016), June 27 – July 3, 2016. AIP Conf. Proc. Perm, 2016. Vol. 1770. S. 1. P. 030047.

22. Лысенко В. И., Смородский Б. В., Ермолаев Ю. Г., Гапонов С. А., Косинов А. Д., Семенов Н. В., Яцких А. А. Влияние инъекции тяжелого газа в пристеночный слой сверхзвукового пограничного слоя на его переход // Сибирский физический журнал. 2017. Т. 12, № 1. С. 50–56.

23. Гапонов С. А., Ермолаев Ю. Г., Зубков Н. Н., Косинов А. Д., Лысенко В. И., Смородский Б. В., Яцких А. А. Исследование влияния вдува тяжелого газа в сверхзвуковой пограничный слой на его ламинарно-турбулентный переход // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2017. № 6. С. 61–69.

24. Багаев Г. И., Лебига В. А., Приданов В. Г., Черных В. В. Сверхзвуковая аэродинамическая труба Т-325 с пониженной степенью турбулентности // Аэрофизические исследования. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1972. С. 11–13.

25. Зубков Н. Н. Особенности реализации метода деформирующего резания // Технология машиностроения. 2001. № 1. С. 19.

26. Зубков Н. Н., Слепцов А. Д. Получение микросеток и проницаемых щелевых

труб механической обработкой // Изв. вузов. Машиностроение. 2007. № 3. С. 56.

27. Zoubkov N. N., Ovtchinnikov A. I. Method and apparatus producing a surface with alternating ridges and depressions: Pat. 5775187 USA, Int. Cl. B23B 17/00. 1998. No. 545640.

28. Kosinov A. D., Ermolaev Yu. G., Nikolaev N. N., Semionov N. N., Semisynov A. I. On the measurements of the pulsation in supersonic boundary layer by constant temperature hot-wire anemometer // Proc. 13^d Int. Conf. on the Methods of Aerophysical Research. Novosibirsk: Parallel, 2007. Pt 5. P. 81–86.

29. Гиршфельдер Дж., Кермусс Ч., Берд Р. Молекулярная теория газов и жидкостей. М.: ИЛ, 1961.

30. Гапонов С. А., Петров Г. В. Устойчивость пограничного слоя неравновесно диссоциирующего газа. Новосибирск: Наука, 2013. 96 с.

31. Гапонов С. А., Смородский Б. В. Управление параметрами сверхзвукового пограничного слоя путем вдува инородного газа // Современная наука. 2015. № 1 (16). С. 28–32.

32. Гапонов С. А., Смородский Б. В. Ламинарный сверхзвуковой пограничный слой бинарной смеси газов // Вестн. НГУ. Серия: Физика. 2016. Т. 11, вып. 1. С. 5–15.

33. Дорренс У. Х. Гиперзвуковые течения вязкого газа. М.: Мир, 1966. 439 с.

34. Gaponov S. A., Smorodsky B. V. Control of Supersonic Boundary Layer and its Stability by Means of Foreign Gas Injection Through the Porous Wall // International Journal of Theoretical and Applied Mechanics, 2016. Vol. 1. P. 97–103.

Материал поступил в редколлегию 25.01.2018

V. I. Lysenko¹, S. A. Gaponov¹, N. N. Zubkov², B. V. Smorodsky¹
Yu. G. Ermolaev¹, A. D. Kosinov¹

¹ Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS
4/1 Institutskaya Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation

² Bauman Moscow State Technical University
5, 2nd Bauman Str., Moscow, 105005, Russian Federation

vl@itam.nsc.ru, gaponov@itam.nsc.ru, zoubkovn@bmstu.ru, smorodsk@itam.nsc.ru
yermol@itam.nsc.ru, kosinov@itam.nsc.ru

INFLUENCE OF DISPERSED TANGENTIAL HEAVY-GAS BLOWING INTO THE SUPERSONIC BOUNDARY-LAYER ON ITS STABILITY

Joint theoretical and experimental investigation of the influence of the distributed tangential blowing (into a boundary layer) heavy gas (sulfur hexafluoride of SF₆) on hydrodynamic stability to natural disturbances of the supersonic flat-plate boundary layer at free-stream Mach number M = 2 have been performed. For the first time experimentally it is shown that in case of such blowing there is a boundary-layer stabilization, generally due to reduction of growth of disturbances at higher frequencies. At the same time the frequency corresponding to the maximum spatial disturbance amplification rates decreases.

Keywords: compressible boundary layer, permeability, blowing, heavy gas, hydrodynamic stability.

For citation:

Lysenko V. I., Gaponov S. A., Zubkov N. N., Smorodsky B. V., Ermolaev Yu. G., Kosinov A. D. Influence of Dispersed Tangential Heavy-Gas Blowing into the Supersonic Boundary-Layer on Its Stability. *Siberian Journal of Physics*, 2018, vol. 13, no. 1, p. 25–32. (In Russ.)

DOI 10.25205/2541-9447-2018-13-1-25-32

В. И. Корнилов

*Институт теоретической и прикладной механики
им. С. А. Христиановича СО РАН
ул. Институтская, 4/1, Новосибирск, 630090, Россия*

kornilov@itam.nsc.ru

СТАЦИОНАРНЫЙ ВДУВ / ОТСОС ВОЗДУХА В ТУРБУЛЕНТНЫЙ ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ СИММЕТРИЧНОГО КРЫЛОВОГО ПРОФИЛЯ *

Экспериментально изучена эффективность стационарного вдува / отсоса воздуха в турбулентный пограничный слой крылового профиля НАСА 0012 в несжимаемом потоке. Вдув / отсос осуществлялся через мелкоперфорированные секции, расположенные на смежных сторонах крыла и являющиеся частями его обтекаемой поверхности. Исследования выполнены при числе Рейнольдса $Re_c = 0,7 \times 10^6$ в диапазоне углов атаки $\alpha = -6 \div 6^\circ$. Полученные результаты явно указывают на неоднозначный характер совместного управляющего воздействия в виде вдува / отсоса на аэродинамические характеристики крыла. Максимальный выигрыш аэродинамического качества порядка 1,8 единицы достигается при нулевом угле атаки α . Увеличение α приводит к снижению эффективности данного способа воздействия на пограничный слой.

Ключевые слова: крыловой профиль, пограничный слой, мелкоперфорированная секция, вдув / отсос, аэродинамическое качество, подъемная сила, сопротивление.

Введение

Существует множество способов улучшения аэродинамических характеристик летательного аппарата (ЛА), а также отдельных его элементов, в том числе крыла самолета. Некоторые из них основаны на совершенствовании облика ЛА, другие [1–4] на применении пассивных и активных методов управления пограничным слоем. Проблема состоит в том, что при обтекании многих элементов ЛА, таких как фюзеляж самолета, корпус ракеты, а в некоторых случаях и крыло, пограничный слой в широком диапазоне чисел Рейнольдса находится в турбулентном состоянии. В этих условиях спектр эффективных методов управления пограничным слоем существенно ограничен. Использование искусственных способов пассивного или активного управления турбулентными течениями, та-

ких как вдув / отсос, может оказаться одним из обнадёживающих решений, с помощью которого можно увеличить аэродинамическое качество и, как следствие, улучшить аэродинамическую эффективность ЛА.

В практике лабораторных исследований широко известны технологии раздельного применения вдува (или отсоса) в пограничный слой [5–8], хотя при обтекании даже простейших модельных конфигураций, они не всегда обеспечивают желаемый результат. В работе [9] получено заметное снижение профильного сопротивления симметричного «крылового профиля», расположенного под нулевым углом атаки, за счет принудительного вдува воздуха в несжимаемый пограничный слой через крупномасштабную перфорированную секцию, правда, энергетические затраты на процесс вдува не рассматриваются. Параметрические исследования влияния одиночной выдуваемой или

* Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 18-08-00256).

отсасываемой нормальной и тангенциальной струи шириной W при обтекании профиля NACA 0012 в диапазоне углов атаки $12\text{--}18^\circ$ выполнены в [10]. Для решения RANS уравнений применялась модель турбулентности для касательных напряжений Ментера. Обнаружено, что влияние величины W проявляется неоднозначным образом. В частности, аэродинамическое качество крыла K непрерывно растет при увеличении ширины тангенциальной выдуваемой струи, но почти линейно уменьшается для нормально выдуваемой струи. Для значений W , составляющих $3,5\text{--}4,0\%$ хорды крыла, более эффективен тангенциальный вдув, тогда как при меньших значениях W предпочтителен нормальный вдув. Аэродинамическое качество повышается при увеличении ширины отсасываемой струи и достигает максимального значения при $W = 2,5\%$ хорды крыла.

С использованием аналогичного подхода в [11] численно исследовано влияние параметров нормального и тангенциального вдува через одиночную щель на аэродинамические характеристики профиля NACA 0012 в диапазоне углов атаки до 18° . Обнаружено, что для малых углов атаки применение вдува дает незначительный эффект. Основной вывод состоит в том, что ширина W выдуваемой тангенциальной струи, составляющая $3,5\text{--}4,0\%$ хорды крыла, является оптимальной, тогда как меньшие значения W более предпочтительны для нормального вдува. Установлено также, что, используя тангенциальный вдув с амплитудой $0,5$ от величины скорости потока и шириной струи, составляющей 4% хорды, можно достичь 17% увеличения аэродинамического качества крыла.

Что касается применения технологии совместного воздействия вдува и отсоса, то здесь мы ограничены в основном узким кругом лабораторных исследований. В частности, в [12] выполнены численные расчеты естественно развивающегося течения при наличии вдува/отсоса на сверхкритическом профиле 2D-RAE2822, расположенном под нулевым углом атаки. Показано, что применение вдува/отсоса является более эффективным в сравнении с отдельным применением этих технологий. Следует, однако, подчеркнуть, что эффект достигался главным образом за счет отсоса с передней кромки крыла и, как следствие, смещения

вниз по потоку положения перехода пограничного слоя.

Необходимо также подчеркнуть, что в большинстве работ, вдув (отсос) применялся главным образом для предотвращения отрыва пограничного слоя на крыле. Исследований, которые были бы акцентированы на изучении эффективности такого способа управления в условиях безотрывного обтекания, т. е. в диапазоне крейсерских углов атаки, по существу, не встречается. Учитывая вышеизложенное, настоящая работа предпринята с целью экспериментального изучения возможности и эффективности применения стационарного вдува/отсоса воздуха в турбулентном пограничном слое классического симметричного крылового профиля NACA 0012 в диапазоне углов атаки, близких к крейсерским. Единственное соображение, положенное в основу выбора данного профиля, – его простота. Действительно, вряд ли целесообразно усложнять задачу дополнительными эффектами, связанными, например, с наличием отгиба хвостовой части крыла, как это имеет место у сверхкритического профиля. К тому же задача обтекания вязкой несжимаемой жидкостью профиля NACA 0012 хорошо известна, а базовые свойства профиля достаточно подробно освещены в литературе. Наконец, нельзя не учитывать, что он до сих пор широко используется на многих типах зарубежных вертолетов и легкомоторных самолетов.

Что касается выбора типа проницаемой поверхности для вдува/отсоса, то важным фактором в пользу мелкоперфорированной стенки было обеспечение необходимой жесткости конструкции в случае ее возможного использования на борту ЛА. Вряд ли можно признать оправданным для указанных целей применение, например, щелевой поверхности с шириной щели (в направлении оси x), составляющей несколько процентов хорды крыла [13].

Модель

Условия и методика эксперимента

Эксперименты проводились в дозвуковой малотурбулентной аэродинамической трубе Т-324 Института теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН с размерами рабочей части $1 \times 1 \times 4 \text{ м}^3$ при скорости набегающего потока $U_\infty =$

$= 21$ м/с, что соответствовало числу Рейнольдса по хорде крыла $Re_c = 0,7 \times 10^6$ ($Re_l = 1,4 \times 10^6$ м⁻¹).

Исследуемая модель представляет собой прямоугольное крыло, составленное из профильных сечений типа NACA с относительной толщиной $t = t/c = 0,12$. Основные конструктивные элементы хвостовой части крыла показаны на рис. 1. Крыло изготовлено из влагостойкой древесины и имеет симметричный профиль с хордой $c = 500$ мм, размахом $z = 950$ мм и максимальной толщиной $t = 60$ мм. Качество отделки соответствует уровню шлифованной поверхности. Поперечные координаты верхней y_v и нижней y_n образующей профиля в прямоугольной системе координат с началом на носике крыла определяются в соответствии со следующей формулой:

$$y_{v,n} = t/0,2 (0,2969x^{0,5} - 0,1260x - 0,3516x^2 + 0,2843x^3 - 0,1015x^4),$$

где t — относительная толщина профиля, равная 0,12.

Для осуществления вдува и отсоса воздуха в конструкции предусмотрены две автономные герметичные камеры 2, расположенные симметрично по разные стороны крыла. Принудительная подача воздуха в камеру давления (при вдуве) осуществлялась через торцовую часть крыла через три подводящих канала 3. На выходе из камеры давления устанавливалась двухслойная решетка 5 с отверстиями диаметром 1 мм. Равномерность воздуха по размаху крыла z вдуваемого (отсасываемого) воздуха обеспечивалась путем уменьшения (по оси z) степени проницаемости решетки 5 в случае вдува и ее увеличения в случае отсоса. Для этой же цели с внутренней стороны мелкоперфорированной поверхности дополнительно (без всякого зазора) устанавливался мелкоячеистый фильтр SEFAR PET 1500 150/380–34Y 4. Таким образом, сжатый воздух от штатной системы поступал в камеру давления, а из нее через двухслойную решетку и основную мелкоперфорированную вставку 1 длиной 76 мм и размахом 400 мм, образующую часть панели крыла, — в пограничный слой. Степень проницаемости собственно перфорированного материала составляла около 18 %. Принудительный отсос воздуха осуществлялся в обратной последовательности

примерно по такой же схеме: пограничный слой → мелкоперфорированная вставка 1 → двухслойная решетка 5 → камера разрежения → три подводящих канала → вакуумная система.

Модель дренирована приемниками статического давления диаметром 0,5 мм, расположенными в центральной плоскости симметрии крылового профиля. Шаг между отверстиями выбран минимально возможным в области течения с градиентом давления, максимальное значение которого реализуется в окрестности передней кромки модели.

Конструкция позволяет дискретно менять положение крыла по длине рабочей части трубы, а также плавно варьировать угол атаки α в диапазоне $\alpha = \pm 15^\circ$. Истинный угол атаки крыла устанавливался по шкале с оптическим визиром с погрешностью, не превышающей $0,25^\circ$. Для удобства измерений в пограничном слое и в следе крыло устанавливается в аэродинамической трубе в вертикальном положении.

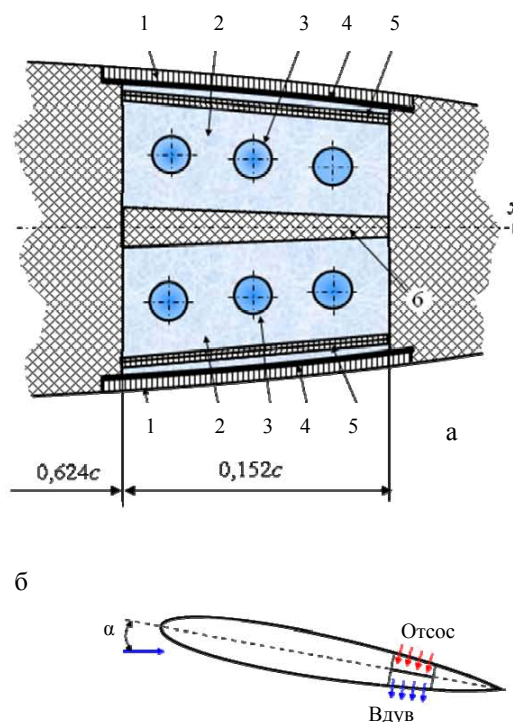


Рис. 1. Основные конструктивные элементы хвостовой части модели крылового профиля (а) и принципиальная схема вдува / отсоса (б): 1 — перфорированная вставка; 2 — камеры разрежения и давления; 3 — подводящие каналы; 4 — мелкоячеистый фильтр; 5 — двухслойная регулируемая (по проницаемости) решетка; 6 — разделительная перегородка (размеры — в долях хорды)

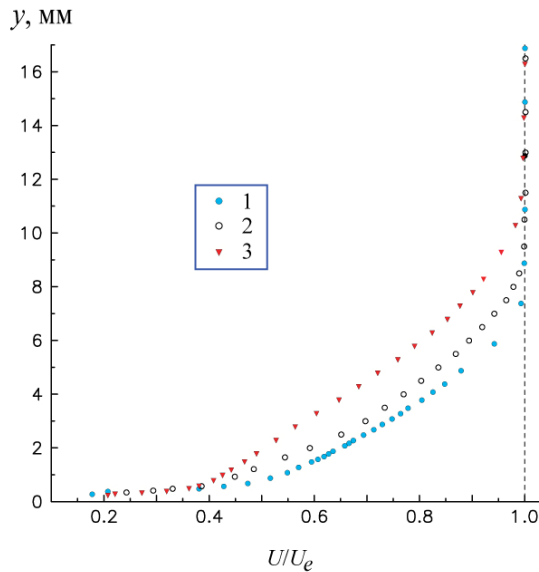


Рис. 2. Профили средней скорости в пограничном слое базового профиля при $\alpha = 0^\circ$. Относительное расстояние от передней кромки $\bar{x}$: 1 – 0,581; 2 – 0,701; 3 – 0,821

Для предотвращения возможных концевых эффектов и влияния пограничного слоя стенок трубы на характеристики течения в рабочей области исследований, а также для увеличения эффективного удлинения крыла λ_{eff} модель снабжена концевыми аэродинамическими шайбами, выполненными в виде эллипса, большая сторона которого составляет 1,4 хорды крыла. Расстояние между шайбами l в направлении размаха крыла равно 854 мм, что соответствует удлинению крыла $\lambda = 1,71$. Следуя результатам [14], фактическое удлинение определяется по формуле:

$$\lambda_{\text{eff}} = \lambda(1 + 1,66(h/l)),$$

где h – высота концевой шайбы. Поэтому в данном случае λ_{eff} составляет величину, равную 2,37.

Для того чтобы избежать неоднозначности течения на поверхностях крыла, в частности, вследствие формирования переходной области течения и тем самым не усложнять задачу дополнительным влиянием побочных эффектов, пограничный слой искусственно турбулизировался. С этой целью использовалась специальная самоклеящаяся противоскользкая лента средней зернистости длиной (по оси x) 20 мм и толщиной 0,6 мм, которая наклеивалась по раз-

маху крыла на обеих его сторонах на расстоянии около 5 % хорды от его передней кромки.

Расход G вдуваемого воздуха варьировался в диапазоне от 0 до 500 стандартных литров в минуту, в то время как расход отсасываемого воздуха менялся в пределах от 0 до 263 л/мин и ограничивался возможностями вакуумной системы. Указанный расход тщательно контролировался с помощью расходомера Electronic Mass Flow Meter фирмы «Aalborg» (Model GFM 67) с погрешностью, не превышающей 1,5 % от максимального значения.

Определение коэффициента вдува (отсоса) $C_{b(s)} = \rho_{b(s)} v_{b(s)} / \rho_\infty U_\infty$, который часто используется в подобных случаях в качестве важного параметра, вызывает некоторое затруднение. (Здесь $\rho_{b(s)} v_{b(s)}$ – плотность и скорость вдуваемого (отсасываемого) воздуха, а $\rho_\infty U_\infty$ – плотность и скорость набегающего потока, где индексы $b(s)$ относятся соответственно к вдуву b (blowing) и отсосу s (suction).) Причина в том, что точное значение степени проницаемости многослойной перфорированной конструкции, а следовательно, и проходной площади, которая давала бы возможность определить осредненное (по площади) значение скорости вдуваемого или отсасываемого воздуха $v_{b(s)}$, вообще говоря, не известно. Это требует специальной тарифовки, которая на данном этапе работ не проводилась. Оценки, выполненные в предположении отсутствия суперпозиции различных слоев проницаемой конструкции, показывают, что, например, максимальная скорость вдува v_b в нашем случае составляет сотые доли от скорости U_∞ .

Скорость набегающего потока U_∞ поддерживалась постоянной и контролировалась по перепаду между полным и статическим давлением, измеренному с помощью трубки Прандтля, установленной на расстоянии около 1,5 s выше по потоку от крыла.

Для выполнения измерений в пограничном слое и следе использовалось координатное устройство с тремя степенями свободы, установленное на наружной стенке трубы. Оно обеспечивало линейные перемещения соответственно по оси y с точностью 0,01 мм (точная шкала) и 0,1 мм (грубая шкала) и по оси x с точностью 0,5 мм, а также угловое вращение в плоскости yz с точностью 0,5°.

Средняя скорость U в исследуемой точке поля потока и продольная компонента пульсаций скорости u'_{rms} измерялись с помощью комплекса термоанемометрической аппаратуры 55M0 фирмы DANTEC. В качестве первичного преобразователя использовался миниатюрный датчик термоанемометра с чувствительным элементом в виде вольфрамовой нити диаметром 5 мкм и длиной 1,2 мм, который эксплуатировался в режиме постоянной температуры при перегреве 1,7. В процессе измерений токоподводы датчика располагались под небольшим углом к поверхности крыла, а нить, соответственно, ориентировалась перпендикулярно вектору скорости набегающего потока. Момент касания датчика стенки контролировался по наличию электрического контакта.

При определении профильного сопротивления крыла C_{xp} , представляющего собой сумму сопротивления трения и сопротивления давления, предпочтение было отдано хорошо известному методу импульсов [15]. В этом случае простая формула, полученная из теоремы импульсов, имеет следующий вид:

$$C_{xp} = \frac{2}{c} \int_{y_1}^{y_2} \sqrt{\frac{P_{0сл} - P_{сл}}{P_0 - P_\infty}} \left(1 - \sqrt{\frac{P_{0сл} - P_\infty}{P_0 - P_\infty}} \right) dy,$$

т. е.

$$C_{xp} = \frac{2}{c} \varphi(y) dy,$$

где $\varphi(y)$ – подынтегральная функция, а $(P_{0сл} - P_{сл})$ – перепад между полным и статическим давлением в следе и $(P_0 - P_\infty)$ – перепад между полным и статическим давлением набегающего потока, которые измерялись соответственно с помощью миниатюрной трубки Прандтля диаметром 2 мм, расположенной на расстоянии 130 мм (0,26 c) от задней кромки крыла, и с помощью штатной трубки Прандтля, входящей в комплект аэродинамической трубы.

Результаты исследований

Начальная стадия экспериментов не предусматривала подробных измерений локальных свойств течения на крыловом профиле. Цель состояла в том, чтобы на основе

выборочных профилей средней скорости и профилей турбулентных пульсаций скорости убедиться, что пограничный слой при отсутствии управляющего воздействия соответствует сложившимся представлениям о течении на крыле под углом атаки. В качестве примера на рис. 2 показаны профили средней скорости U/U_e в пограничном слое, измеренные впереди перфорированной вставки, посередине и позади нее. Как видно, они не содержат каких-либо особенностей. Более того, судя по профилям среднеквадратичных (rms) пульсаций продольной компоненты скорости u'_{rms} , максимальное значение которой составляет около 8,5 % от U_e , пограничный слой действительно находится в турбулентном состоянии.

Распределение давления

На рис. 3 в виде зависимости $C_p = f(\bar{x})$ приведено распределение поверхностного давления на наветренной и подветренной сторонах крыла при варьируемых значениях угла атаки α . Здесь $C_p = (P - P_\infty)/(0,5\rho_\infty U_\infty^2)$ – коэффициент давления, в котором P и P_∞ – соответственно давление на поверхности крыла и статическое давление набегающего потока, ρ_∞ – плотность воздуха, а $\bar{x} = x/c$ – безразмерная координата, имеющая направление хорды крыла. (Положение турбулизатора пограничного слоя, а на других рисунках и положение перфорированной секции показаны пунктирными линиями.) Как видно, распределение давления не содержит ничего неожиданного и вполне соответствует классическим представлениям о течении на крыле под углом атаки. Вполне естественно, что по мере увеличения α коэффициент давления C_p возрастает на наветренной стороне крыла и уменьшается на подветренной стороне. В то же время сравнение с данными эксперимента [16] показывает, что при $\alpha = 0^\circ$ измеренные значения C_p получились несколько заниженными. Возможная причина состоит в том, что аэродинамические характеристики крылового профиля NASA 0012 могут зависеть не только от присутствия турбулизатора, но и от типа турбулизатора, его положения по хорде крыла и, разумеется, от числа Рейнольдса Re_c [16]. Нельзя исключать и другую причину указанного отличия, которая может быть вызвана влиянием стенок рабочей части

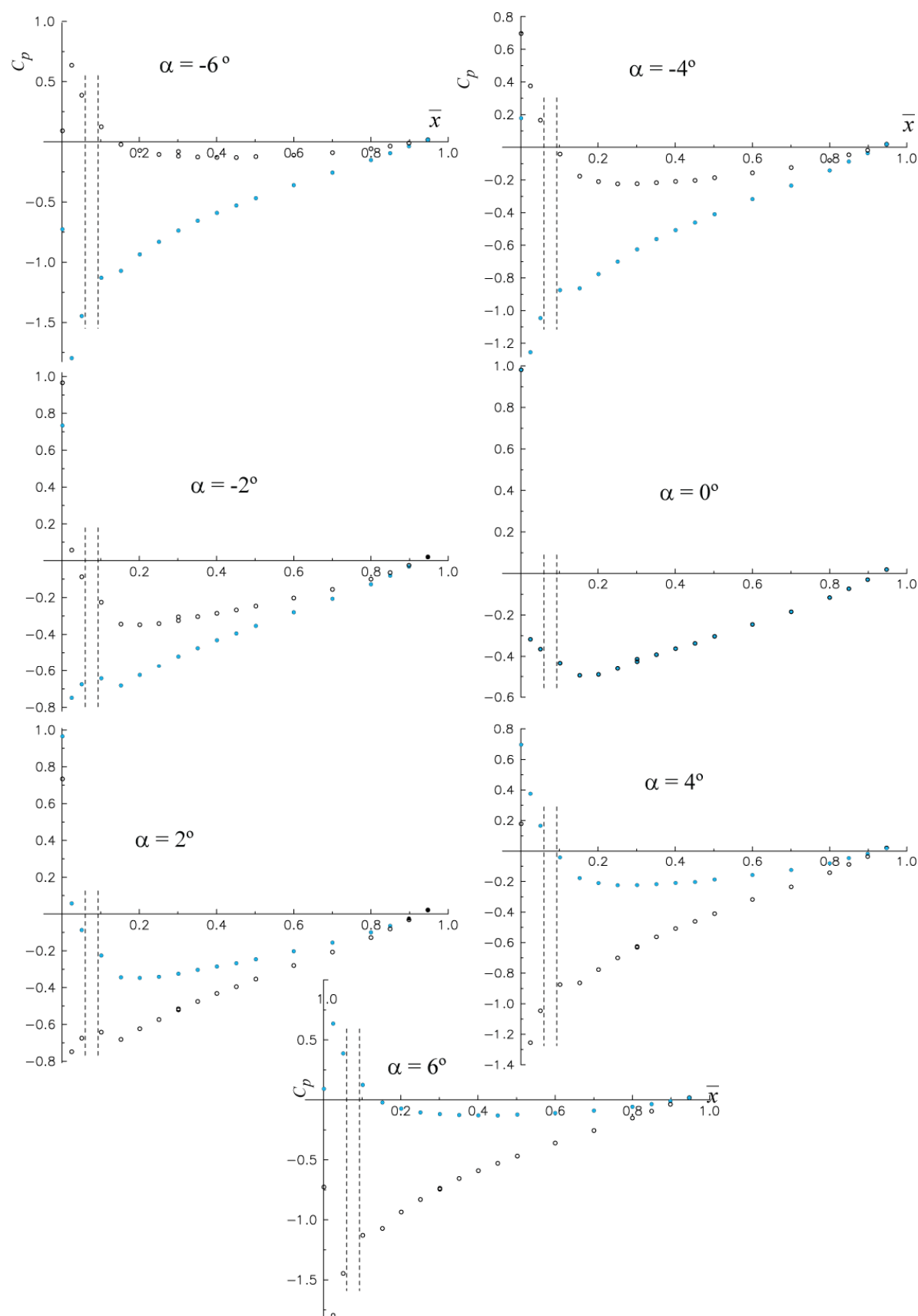


Рис. 3. Распределение коэффициента поверхностного давления на наветренной и подветренной сторонах базового профиля

трубы. В литературе можно встретить отличающиеся оценки этого влияния, распространяющегося на расстояние от 1 до 1,5 хорды крыла. Чтобы оценить степень этого влияния, нами выполнены численные расчеты течения на исследуемом крыле с использованием различных моделей турбулентности ($k-\epsilon$, $k-\omega$, $k-\omega$ /SST и др.) (в статью не вошли) при изменении расстояния от модели до жестких границ. Оказалось, что такое влияние действительно есть, но оно находится в пределах разброса результатов, полученных при использовании различных моделей турбулентности.

Аэродинамические характеристики крыла

Раздельное влияние отсоса и вдува

Представленные выше эпюры давления послужили основой для определения коэффициента нормальной силы сечения крыла:

$$C_y = \int_0^1 (C_{pw} - C_{pl}) d\bar{x},$$

где индексы «w» и «l» относятся соответственно к наветренной и подветренной стороне крыла. Полученные таким образом данные представлены на рис. 4 для базового крылового профиля в виде зависимости $C_y = f(\alpha)$. Они показывают, что в исследованном диапазоне углов атаки, включая и отрицательные значения α , характер этой зависимости близок к линейному (прямая линия). Естественно, что при $G = 0$ признаков образования подъемной силы не обнаружено, поскольку распределение давления на той и другой стороне крыла в пределах погрешности эксперимента практически одинаково.

Наибольший интерес представляет вопрос о возможности улучшения аэродинамических характеристик крылового профиля при помощи не только совместного вдува/отсоса, но и за счет раздельного их применения. Типичная характеристика, отражающая эффективность отсоса (вдув отсутствует), представлена на рис. 5 в виде зависимости $\Delta C_y = f(\alpha)$, где ΔC_y – абсолютное приращение коэффициента подъемной силы крыла. Как видно, наибольшее приращение величины C_y порядка 0,011 достигается

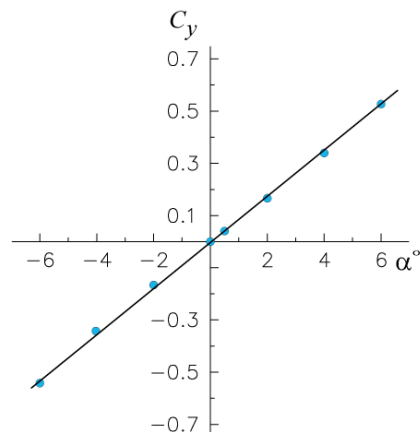


Рис. 4. Изменение коэффициента подъемной силы в зависимости от угла атаки (базовый профиль)

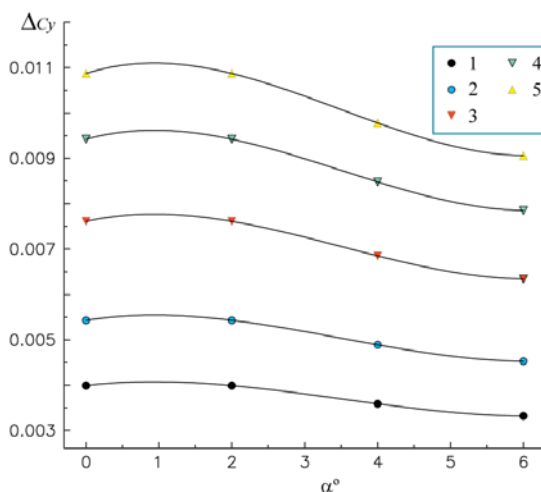


Рис. 5. Приращение коэффициента подъемной силы в зависимости от угла атаки крыла. Расход отсасываемого воздуха G , л/мин: 1 – 50; 2 – 100; 3 – 160; 4 – 220; 5 – 263

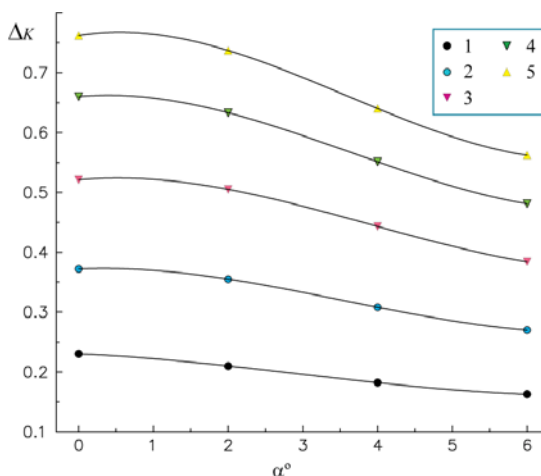


Рис. 6. Приращение аэродинамического качества в зависимости от угла атаки крыла. Расход отсасываемого воздуха G , л/мин: 1 – 50; 2 – 100; 3 – 160; 4 – 220; 5 – 263

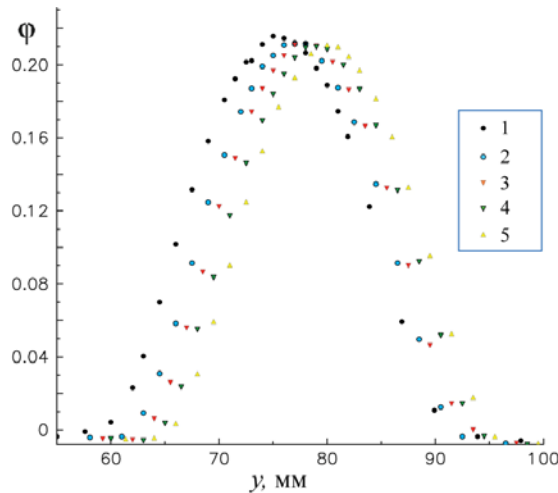


Рис. 7. Типичная подынтегральная функция $\phi(y)$ в следе при $\alpha = 0^\circ$. Расход отсасываемого воздуха G , л/мин: 1 – 50; 2 – 100; 3 – 160; 4 – 220; 5 – 263

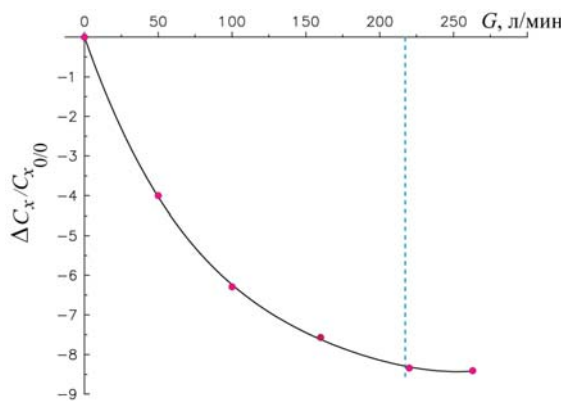


Рис. 8. Изменение аэродинамического сопротивления крыла в зависимости от расхода отсасываемого воздуха при $\alpha = 0^\circ$

ется при максимальном в данном эксперименте отсосе воздуха и углах атаки α порядка $0-2^\circ$. По мере увеличения α эффективность отсоса из пограничного слоя снижается.

Обращает на себя внимание, что в этом случае можно обеспечить также приращение аэродинамического качества ΔK крылового профиля, составляющее около 0,8 единиц, что можно видеть на рис. 6, представленное в виде зависимости $\Delta K = f(\alpha)$, где $\Delta K = \Delta C_y / C_x$. Анализ показывает, что отмеченное приращение достигается преимущественно за счет снижения аэродинамического сопротивления, которое в зависимости от угла α может составлять от 3 до 8,5 %. Данный факт наглядно подтверждается рас-

пределением подынтегральной функции $\phi = \phi(y)$ в следе крыла, представленной на рис. 7 для угла атаки $\alpha = 0^\circ$ при варьируемой величине отсоса и отсутствии вдува. Видно, что площадь под кривой, пропорциональная коэффициенту аэродинамического сопротивления, уменьшается с ростом расхода отсасываемого воздуха. Ясно, что отсос из пограничного слоя приводит к сужению следовой части потока позади крыла и, как следствие, к соответствующему уменьшению составляющей сопротивления за счет сил давления.

Процентное уменьшение аэродинамического сопротивления, полученное для нулевого угла атаки, иллюстрируется на рис. 8 в виде зависимости $\Delta C_x / C_{x0/0} = f(G)$, где $\Delta C_x = (C_x - C_{x0/0}) / C_{x0/0}$, в котором величина $C_{x0/0}$ относится к базовому крылу, а G – расход отсасываемого воздуха. Как видно, в этом случае аэродинамическое сопротивление крыла уменьшается на величину порядка 9 % и достигается при максимальном в данном эксперименте отсосе G . Характер приведенной зависимости ясно показывает, что при $G \geq 220$ л/мин увеличение расхода не целесообразно, поскольку может привести лишь к бесполезному увеличению энергетических затрат на реализацию этого способа воздействия на пограничный слой.

Причины роста аэродинамического качества в этом случае объясняются не только уменьшением аэродинамического сопротивления крыла. Они становятся понятными, если рассмотреть характер распределения давления по поверхности крыла, например, при $\alpha = 0^\circ$, которое представлено на рис. 9 в виде зависимости $C_p = f(\bar{x})$.

Отметим предварительно, что для того, чтобы избежать при вдуве/отсосе нежелательных возмущений от вспомогательных подводящих коммуникаций со стороны камеры разрежения, перфорированные участки поверхности не были снабжены приемниками давления. Поэтому распределение давления в этом случае контролировалось при помощи перемещаемого вдоль обтекаемой поверхности миниатюрного зонда статического давления диаметром 0,76 мм. При этом приемная часть зонда ориентировалась по направлению касательной к стенке.

Сравнение с данными для базового профиля (см. рис. 9) показывает, что отсос воздуха вызывает повышение разрежения на

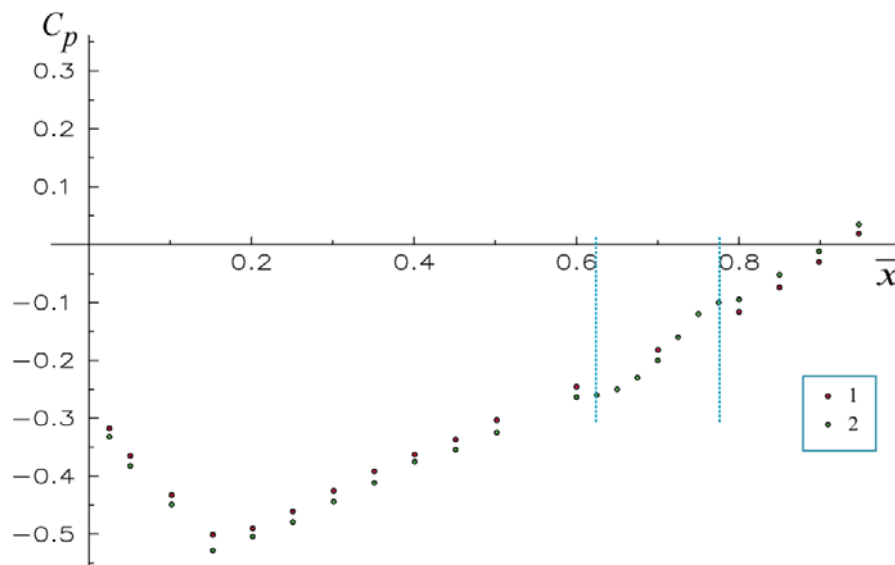


Рис. 9. Распределение коэффициента поверхностного давления на стороне отсоса крыла при $\alpha = 0^\circ$
(1 – базовый профиль; 2 – вдув / отсос 0 / 263 л/мин)

поверхности крыла, в том числе и непосредственно выше по потоку от области отсоса. В области течения над самой перфорированной вставкой зона пониженного давления распространяется примерно до середины ее длины, затем C_p возрастает и остается таковым ниже по течению от перфорированной вставки. Тем не менее, суммарный эффект, состоящий в уменьшении давления на большей части поверхности крыла на стороне отсоса, приводит к приращению подъемной силы и соответствующему росту аэродинамического качества крыла (см. рис. 6).

Совместное влияние вдува / отсоса

Пример эффекта совместного воздействия вдува и отсоса на пограничный слой крыла представлен на рис. 10 в виде зависимости $\Delta K = f(\alpha)$, характеризующей приращение аэродинамического качества при варьированном расходе вдуваемого воздуха и максимальном значении отсоса. Поведение этой зависимости явно указывает на неоднозначный характер эффекта вдува/отсоса. При малых расходах вдуваемого воздуха максимальное приращение аэродинамического качества реализуется при повышенных углах атаки. По мере роста расхода вдуваемого воздуха максимум приращения ΔK смещается в область околонулевых значений α . Это более наглядно можно видеть

на рис. 11, откуда следует, что максимальный выигрыш аэродинамического качества порядка 1,8 единицы в сравнении с соответствующим значением для базового профиля действительно достигается при $\alpha = 0^\circ$. Увеличение угла атаки приводит к снижению эффективности данного способа воздействия на пограничный слой.

Рост аэродинамического качества в этом случае объясняется следующей простой причиной. Сравнение зависимостей $C_p(x)$, например, для случая вдува/отсоса 500/263 л/мин и для базового профиля (рис. 12), показывает,

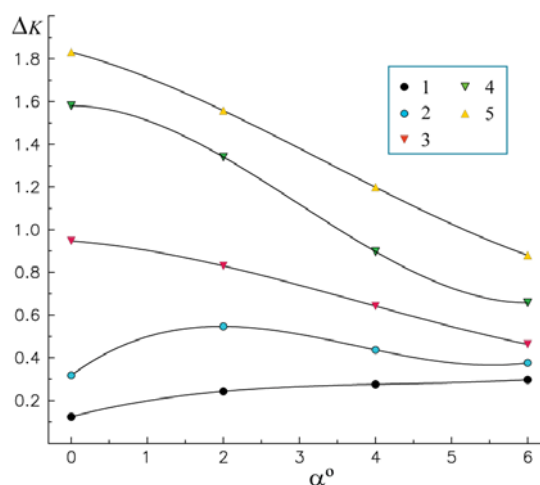


Рис. 10. Приращение аэродинамического качества в зависимости от угла атаки крыла. Расход вдуваемого/отсасываемого воздуха G , л/мин: 1 – 100/263; 2 – 200/263; 3 – 300/263; 4 – 400/263; 5 – 500/263

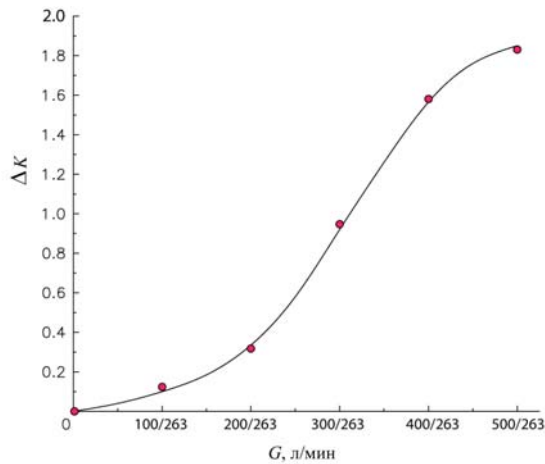


Рис. 11. Приращение аэродинамического качества в зависимости от расхода вдуваемого / отсасываемого воздуха при $\alpha = 0^\circ$

что вдув воздуха при постоянном отсосе вызывает повышение давления на стороне вдува, в том числе и непосредственно выше по потоку. В области течения над самой перфорированной вставкой зона повышенного давления распространяется примерно до середины ее длины, затем C_p уменьшается и остается таковым ниже по течению от перфорированной секции. Рост давления за счет вдува на одной стороне крыла и уменьшение давления за счет отсоса на противоположной стороне приводят к соответствующему увеличению подъемной силы и в конечном счете к увеличению аэродинамического качества крыла. Поскольку сам раздельный вдув, как показывают результаты измерений, по существу не дает снижения

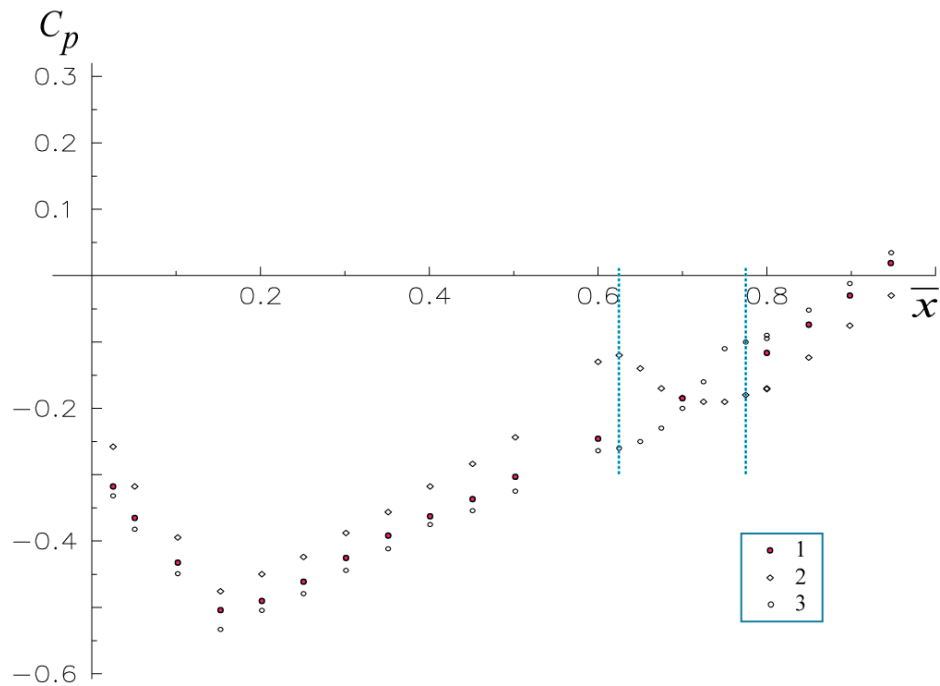


Рис. 12. Распределение коэффициента поверхностного давления вдоль хорды крыла при $\alpha = 0^\circ$:
1 – базовый профиль; 2 – вдув / отсос 500 / 263 л/мин (сторона вдува);
3 – вдув / отсос 500 / 263 л/мин (сторона отсоса)

аэродинамического сопротивления, то возрастание подъемной силы – единственная причина роста величины K . Причем приращение коэффициента подъемной силы с ростом расхода G через проницаемую стенку происходит примерно по линейному закону. Данный факт качественно подтверждается результатами эксперимента [17], в котором вдув в пограничный слой крылового профиля осуществлялся по нормали к

поверхности через щель, расположенную на расстоянии 95 % хорды. Как и в нашем случае, обнаружено практически постоянное приращение C_y в исследованном диапазоне углов α .

Заключение

Результаты экспериментального исследования, направленного на изучение эффек-

тивности совместного воздействия на турбулентный пограничный слой стационарного вдува/отсоса воздуха через мелкоперфорированные секции симметричного крылового профиля NACA 0012, позволяют сделать следующие выводы.

1. Раздельный способ воздействия на пограничный слой позволяет обеспечить приращение коэффициента подъемной силы C_y порядка 0,011, которое достигается при максимальном в данном эксперименте отсосе воздуха и углах атаки α порядка 0–2°, что соответствует приращению аэродинамического качества ΔK крылового профиля около 0,8 единицы.

2. Полученные результаты явно указывают на неоднозначный характер совместного управляющего воздействия в виде вдува/отсоса на аэродинамические характеристики крыла. В этом случае максимальный выигрыш аэродинамического качества порядка 1,8 единицы достигается при нулевом угле атаки α . Увеличение α приводит к снижению эффективности данного способа воздействия на пограничный слой.

3. При всех вариантах управляющего воздействия механизм увеличения аэродинамического качества одинаков. Он состоит в том, что рост давления за счет вдува на одной стороне крыла и уменьшение давления за счет отсоса на противоположной стороне приводят к соответствующему увеличению подъемной силы и в конечном счете к увеличению аэродинамического качества крыла.

4. Несмотря на предпринятые меры, обнаружена заметная неравномерность вдуваемого и, особенно, отсасываемого воздуха по размаху крыла. Поскольку основные измерения выполнены вдоль центральной хорды крыла, это приводит к систематической погрешности результатов эксперимента. Поэтому возникает настоятельная необходимость в совершенствовании камер вдува и отсоса с целью обеспечения равномерного течения в окрестности перфорированных секций в направлении оси z . Главная проблема – в малых внутренних объемах камер вдува и отсоса, ограниченных небольшой толщиной хвостовой части крыла.

Список литературы

1. Chernyshev S. L., Kiselev A. Ph., Kuryachii A. P. Laminar flow control research at

TsAGI: Past and present // Progress in Aerospace Sci. 2011. Vol. 47. P. 169–185.

2. Abbas A., de Vicente J., Valero E. Aerodynamic technologies to improve aircraft performance // Aerospace Science and Technology. 2013. Vol. 28. P. 100–132.

3. Hwang D. Review of research into the concept of the microblowing technique for turbulent skin friction reduction // Progress in Aerospace Sci. 2004. Vol. 40. P. 559–575.

4. Kornilov V. I. Current state and prospects of researches on the control of turbulent boundary layer by air blowing // Progress in Aerospace Sci. 2015. Vol. 76. P. 1–23.

5. Tillman T. G., Hwang D. P. Drag reduction on a large-scale nacelle using a microblowing technique // Proc. of the 37th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, Jan. 1999. AIAA Paper. 1999. No. 1999–0130.

6. Kornilov V. I., Boiko A. V. Efficiency of air microblowing through microperforated wall for flat plate drag reduction // AIAA J. 2012. Vol. 50, No. 3. P. 724–732.

7. Lin Y. L., Chyu M. K., Shih T. I. P., Willis B. P., Hwang D. P. Skin friction reduction through micro blowing // AIAA Paper. 1998. No. 1998–0359.

8. Li J., Lee C.-H., Jia L., Li X. Numerical study on the flow control by micro-blowing // Proc. of 47th AIAA Aerospace Sciences Meeting, Orlando, FL, Jan. 2009. AIAA Paper. No. 2009–779.

9. Choi N. S. A study of micro-blowing technique // A Thesis of Institute for Aerospace Studies, University of Toronto. 1999.

10. Yousefi K., Saleh R., Zahedi P. Numerical study of blowing and suction slot geometry optimization on NACA 0012 airfoil // J. of Mechanical Science and Technology. 2014. Vol. 28. No.4. P. 1297–1310.

11. Yousefi K., Saleh R. The effects of trailing edge blowing on aerodynamic characteristics of the NACA 0012 airfoil and optimization of the blowing slot geometry // J. of Theoretical and Applied Mechanics. 2014. Vol. 52. No.1. P. 165–179.

12. Cai J., Gao Z. X. Numerical study on drag reduction by micro-blowing/suction compounding flow control on supercritical airfoil // Procedia Engineering. 2015. Vol. 99. P. 613–617.

13. Najdat Nashat Abdulla, Sajida Lafta Ghashim Jassim. Parametric study of suction or blowing effects on turbulent flow over a flat

plate // Journal of Engineering. 2010. Vol. 16. No. 4. P. 6164–6185.

14. Красильщиков П. П. Влияние шайб на аэродинамические характеристики крыла // Тр. ЦАГИ. 1930. Вып. 58. С. 1–31.

15. Jones B. M. The measurement of profile drag by the pitot traverse method // ARC R & M. 1936. No. 1668.

16. Gregory N., O'Reilly C. L. Low-speed aerodynamic characteristics of NACA 0012 airfoil section, including the effects of upper-

surface roughness simulating hoar frost // ARC R & M. 1973. No. 3726.

17. Heathcote D. J., Al-Battal N., Gursul I., Cleaver D. J. Control of wing loads by means of blowing and mini-tabs // Proc. of the European Drag Reduction and Flow Control Meeting (EDRFCM 2015). Cambridge, UK, 2015.

Материал поступил в редколлегию 05.02.2018

V. I. Kornilov

*Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS
4/1 Institutskaya Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation*

kornilov@itam.nsc.ru

STEADY BLOWING / SUCTION INTO TURBULENT BOUNDARY LAYER OF A SYMMETRICAL AEROFOIL SECTION

The efficiency of steady air blowing / suction into the turbulent boundary layer of the NACA 0012 aerofoil section in an incompressible flow was studied experimentally. The blowing / suction was carried out through finely perforated sections located on the adjacent sides of the wing and being parts of its streamlined surface. The studies were performed at the Reynolds number $Re_c = 0.7 \times 10^6$ in the range of angles of attack $\alpha = -6 - 6^\circ$. The obtained results clearly indicate the ambiguous nature of the combined control action in the form of blowing / suction on the aerofoil aerodynamic characteristics. The maximum gain in lift-to-drag ratio of about 1.8 units is achieved at zero angle of attack α . An increase in α leads to a decrease in the effectiveness of this method of action on the boundary layer.

Keywords: aerofoil, boundary layer, finely perforated section, blowing / suction, lift-to-drag ratio, lifting force, drag.

For citation:

Kornilov V. I. Steady Blowing / Suction into Turbulent Boundary Layer of a Symmetrical Aerofoil Section. *Siberian Journal of Physics*, 2018, vol. 13, no. 1, p. 33–44. (In Russ.)

DOI 10.25205/2541-9447-2018-13-1-33-44

В. А. Иващенко, Р. И. Мулладжанов

*Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия*

*Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН
пр. Академика Лаврентьева, 1, Новосибирск, 630090, Россия*

v.ivashchenko@g.nsu.ru, rustammul@gmail.com

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАТОПЛЕННОЙ СТРУИ ПЕРЕМЕННОЙ ПЛОТНОСТИ

Исследуются струйные течения переменной плотности методом численного моделирования. Для высокой точности пространственной дискретизации уравнений Навье – Стокса был выбран метод спектральных элементов. Методом моделирования крупных вихрей (LES) была проведена валидация алгоритма решения на примере турбулентного течения в периодической трубе при числе Рейнольдса $Re = 5\,300$, построенного по среднерасходной скорости и диаметру трубы. Сравнение статистических характеристик показало хорошее согласие с литературными данными. Дальнейшее исследование было сконцентрировано на круглой турбулентной струе воздуха, вытекающей в пространство, заполненное воздухом, гелием или углекислым газом. Для пары «воздух – воздух» продемонстрировано хорошее совпадение полученных результатов с литературными данными и другим LES расчетом. В ходе анализа пар «гелий – воздух» и «углекислый газ – воздух» были выявлены их основные сходства и различия как между собой, так и с парой «воздух – воздух», выдвинуто предположение о преобладании эффектов, связанных с переменной плотностью, в процессах перемешивания смеси двух не реагирующих газов.

Ключевые слова: турбулентность, струйное течение.

Введение

Турбулентные потоки с переменной плотностью широко встречаются как в природе, так и в технических устройствах. Особый интерес представляет влияние переменной плотности среды на характеристики турбулентного перемешивания. В данной статье рассматривается каноническое струйное течение, которое представляет собой прототип широкого класса свободных сдвиговых потоков. Одни из первых экспериментов были проведены Ахмедом (Ahmed) и др. [1] в 1985 г., которые исследовали закрученные струйные потоки воздуха и гелия. Вопросы устойчивости струй разной плотности (воздух/гелий) рассмотрели Сринивасан (Sreenivasan) и др. [2]. Монкевитц (Monkewitz) и др. [3; 4] исследовали интенсивность во-

влечения окружающего газа и процесса перемешивания в переходных осесимметричных струйных течениях, где разность плотностей достигалась нагревом воздуха. Панчапакесан и Ламли (Panchapakesan, Lumley) [5] также исследовали струю гелия, истекающую в воздушное пространство. Акцент в их работе сделан на исследовании дальнего поля струи и автомоделные характеристики. Джеридани и Амиель (Djeridane, Amielh) [6] представили экспериментальные результаты по изучению струй гелия, воздуха и углекислого газа, которые часто служат для верификации расчетов с переменной плотностью, например в работе Ванга (Wang) и др. по исследованию осесимметричных струй переменной плотности

[7]. Такие расчеты в настоящее время проводятся разными методами [8; 9]. В данной работе мы исследуем струйное течение воздуха при фиксированном числе Рейнольдса, которое истекает в пространство, затопленное воздухом, гелием или углекислым газом. Такая постановка задачи позволяет проводить прямое сравнение между тремя случаями, поскольку входные граничные условия фиксированы.

Основные уравнения

В данной работе для расчетов течения газа с переменной плотностью используются уравнения Навье – Стокса в приближении малого числа Маха, которое справедливо, когда характерная скорость потока U много меньше скорости звука в среде c_0 . Данное приближение позволяет не учитывать (отфильтровать) акустические волны, которые накладывают ограничения на шаг вычислительной сетки и шаг по времени. В дальнейшем везде будем работать с переменными, обезразмеренными на L , U , μ_0 – характерные размер, скорость и вязкость, соответственно. Итоговые уравнения, описывающие движение газа, выглядят следующим образом:

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{D\rho}{Dt},$$

$$\rho \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) = -\frac{\partial p^{(1)}}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j},$$

где u_i – это i -я компонента поля скорости, ρ – поле плотности, $Re = UL/\mu_0$ – число Рейнольдса,

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right)$$

обозначает тензор вязких напряжений. Здесь использована декомпозиция поля давления $p = p^{(0)} + p^{(1)}$, где $p^{(1)}$ – так называемое гидродинамическое давление, которое ведет себя аналогично полю давления в несжимаемом случае, а $p^{(0)}$ – термодинамическое давление, не зависит от пространства и входит в уравнение состояния, которое будет

приведено ниже. Во всем пространстве температура считается постоянной, однако переменная плотность потока связана с перемешиванием не реагирующих различных газов (воздух, гелий, углекислый газ). Для описания процессов смешения необходимо учитывать дополнительное уравнение переноса на концентрацию c :

$$\rho \left(\frac{\partial c}{\partial t} + u_j \frac{\partial c}{\partial x_j} \right) = \frac{1}{Re Sc} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho \frac{\partial c}{\partial x_j} \right),$$

где $Sc = \mu/(\rho D)$ – безразмерный параметр, называемый числом Шмидта, характеризующий отношение интенсивностей диффузии импульса к диффузии вещества, D – табличное значение коэффициента взаимной диффузии воздуха в спутный поток газа.

Величина $c = m_{\text{возд}}/(m_{\text{газа}} + m_{\text{возд}})$ представляет собой массовую долю воздуха в общем потоке, поэтому в подводящей трубе всегда $c = 1$. В случае спутного потока гелия или углекислого газа используется граничное условие $c = 0$. В случае идеального газа для уравнения состояния Менделеева – Клапейрона с постоянной температурой смеси не реагирующих газов получим

$$\rho = \frac{p^{(0)}}{R_u T} \frac{M_{\text{возд}} M_{\text{газа}}}{M_{\text{возд}} + c(M_{\text{газа}} - M_{\text{возд}})}, \quad (1)$$

где R_u , $M_{\text{возд}}$, $M_{\text{газа}}$ обозначают универсальную газовую постоянную, молекулярную массу воздуха и молекулярную массу газа, соответственно. Уравнение (1) нормировано таким образом, что при $c = 0$ $\rho = \rho_{\text{газа}}$, а если $c = 1$, то $\rho = \rho_{\text{возд}}$. Отдельно следует рассмотреть определение коэффициента динамической вязкости смеси n не реагирующих веществ. Согласно работе [10]

$$\mu = \sum_{j=1}^n \frac{X_j \mu_j}{X_j + \sum_{k=1}^n X_k \Phi_{jk} - X_j \Phi_{jj}}, \quad (2)$$

где X_j – мольная доля j -й компоненты смеси, μ_j – вязкость j -й компоненты смеси, а Φ_{jk} – коэффициент вязкого взаимодействия j -й и k -й компонент смеси, который выражается формулой

$$\Phi_{jk} = \frac{1}{4} \left(1 + \left(\frac{\mu_j}{\mu_k} \right)^{1/2} \left(\frac{M_k}{M_j} \right)^{1/4} \right)^2 \left(\frac{2M_k}{M_j + M_k} \right)^{1/2}. \quad (3)$$

где M_j и M_k – молярные массы j -й и k -й компонент соответственно. Молярная доля X_j связана с массовой долей c_j соотношением

$$X_j = \frac{c_j}{M_j \sum_{i=1}^n (c_i / M_i)}. \quad (4)$$

Например, в случае пары «воздух – Не», где индексом 1 будем обозначать величины, относящиеся к воздуху, а индексом 2 – к гелию, итоговая формула расчета вязкости

$$\mu = \frac{X_1 \mu_1}{X_1 + X_2 \Phi_{12}} + \frac{X_2 \mu_2}{X_2 + X_1 \Phi_{21}}. \quad (5)$$

Значения используемых параметров для всех трех газов (воздух, гелий, углекислый газ) при 20 °С представлены в таблице:

Газ	ρ , кг/м ³	$\mu \cdot 10^{-8}$, Па·с	D , см ² /с	M , г/моль
Воздух	1,293	1 812	–	28,98
He	0,179	1 946	0,62	4,002
CO ₂	1,977	1 463	0,21	44,01

Полученные результаты

Основная расчетная область представляла собой цилиндр с радиусом $6D_{\text{сопла}}$ и длиной $17D_{\text{сопла}}$, где $D_{\text{сопла}}$ – диаметр круглой длинной трубы, из которой вытекает воздушный поток в затопленное пространство (рис. 1). Удобно в дальнейшем использовать цилиндрическую систему координат (z, r, φ) , расположенную в центре кромки трубы. Ось z направлена вдоль струйного потока, r и φ обозначают радиальное и азимутальное направления соответственно. Входные граничные условия генерируются в отдельном вспомогательном расчете трубы длиной $5D_{\text{сопла}}$ с периодическими граничными условиями, которые далее копи-

руются (поле скорости в некоторой фиксированной плоскости $r - \varphi$) на каждом шаге по времени в основную область.

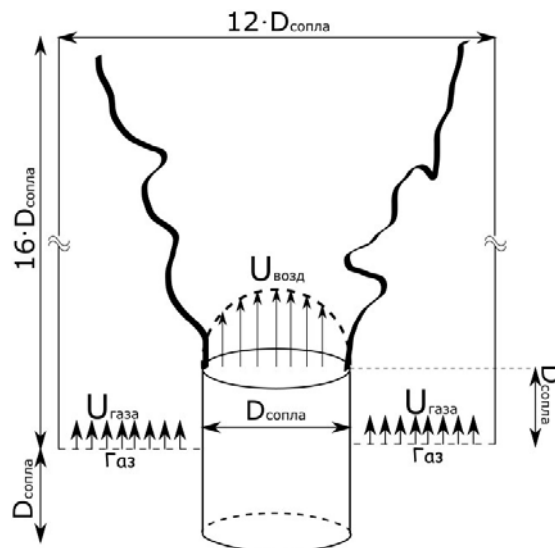


Рис. 1. Геометрия основной расчетной области

Величина скорости спутного потока постоянна и равна $0,04U$, где U – среднерасходная скорость в трубе. Число Рейнольдса, построенное по U и $D_{\text{сопла}}$, равно 5 300. Такой выбор обусловлен наличием данных в литературе для валидации расчета. Граничные условия на боковых поверхностях основной вычислительной области и на выходе соответствуют условиям Неймана для поля скорости.

Количество узлов дискретизационной сетки составляет 655 тыс. для подводящей трубы и более 15,8 млн для основной вычислительной области. Для их построения использовались полиномы Лагранжа в степени $N = 7$. В слое смешения и около твердых границ производилось сгущение вычислительной сетки, для того чтобы «разрешать» мелкомасштабные вихревые структуры, возникающие в этих областях. Явная модель для «подсеточных» напряжений отсутствует, но в LES расчетах на две высокочастотные моды был наложен параболический фильтр с амплитудой 5 % для последней моды согласно работе [11].

Для валидации расчета сначала мы провели сравнение осредненных характеристик для периодического расчета в трубе. Как видно из рис. 2, профили средней скорости

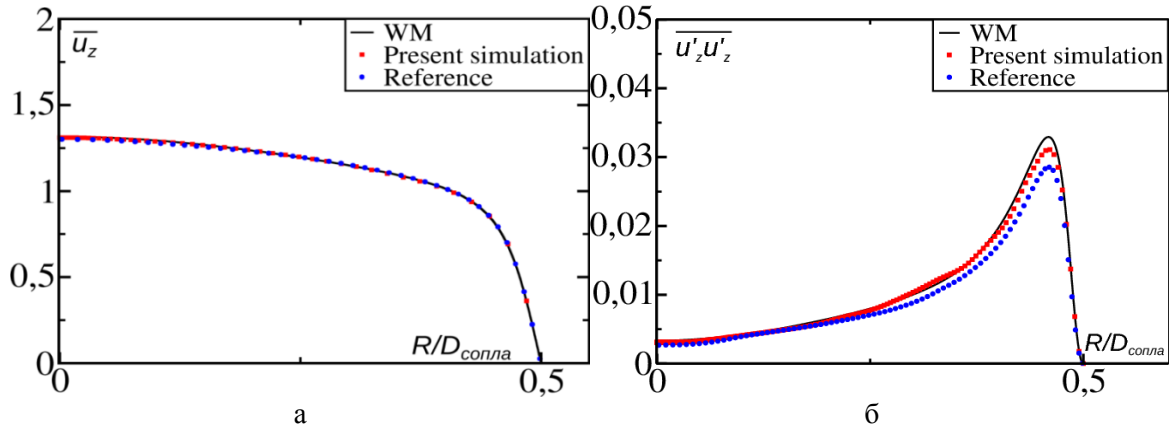


Рис. 2. Сравнение профилей средней скорости (а) и среднеквадратичных пульсаций (б) с DNS [11] (WM) и LES расчетами [12] (Reference).

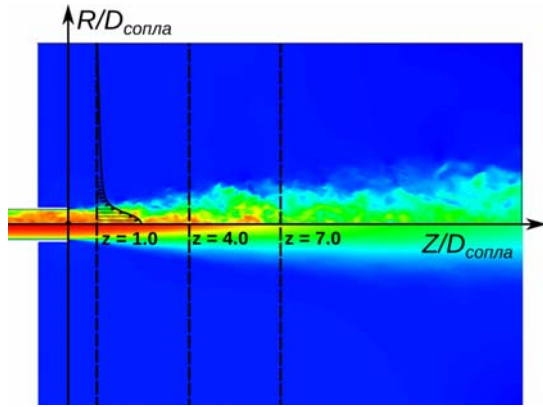


Рис. 3. Мгновенное (сверху) и осредненное по времени (снизу) поле продольной компоненты скорости. Вертикальные линии указывают сечения, в которых проводилось сравнение статистических характеристик

$\bar{u}_z$ и среднеквадратичных пульсаций $\overline{u'_z u'_z} = \overline{u_z^2} - \bar{u}_z^2$ с хорошей точностью совпадают с данными [12; 13].

Далее данные [13], представляющие собой результаты аналогичного LES расчета, будут использоваться для сравнения статистических характеристик в струйном потоке. Следует отметить, что пик в профиле среднеквадратичной скорости пульсаций из данных [13] недостаточно аккуратно предсказан, что отразится также и на сравнении результатов в ближней области струи. Проведем сравнение радиальных профилей средней скорости и среднеквадратичных пульсаций в сечениях, показанных на рис. 3.

Полученные результаты согласуются с данными из расчета [13]. Разный уровень

среднеквадратичных пульсаций в периодическом расчете в трубе приводит к некоторому несоответствию решений вблизи кромки сопла ($z/D_{\text{сопла}} = 1$). Несмотря на это, во всех рассмотренных сечениях результаты находятся в отличном соответствии друг с другом, что говорит о достоверности расчетов (рис. 4).

Для дальнейшей валидации было проведено сравнение энергетического спектра продольных пульсаций (E_{zz}) в зависимости от безразмерной частоты $St = fL/U$ (числа Струхала), рис. 5. Для этого был проанализирован мгновенный сигнал из точки с координатами $z/D_{\text{сопла}} = 1$ и $r/D_{\text{сопла}} = 0,5$. Видно, что низкочастотная часть спектра находится также в хорошем согласии с результатами [13].

Расчеты смешения струи воздуха со спутным потоком другого газа (He или CO_2), который изначально заполняет все пространство, начинаются с нулевым полем скорости во всем объеме. В начальный момент времени $t = 0$ в качестве входных граничных условий в сопло подается уже полностью развитый турбулентный поток. Интересно рассмотреть скорость распространения «фронта» концентрации вниз по течению со временем. На рис. 6 показано мгновенное поле концентрации в различные моменты времени t .

Интуитивно понятно, что тяжелый газ будет распространяться в легкой среде (воздух – He) быстрее, чем легкий газ в тяжелой среде (воздух – CO_2). Взаимодействие гелия

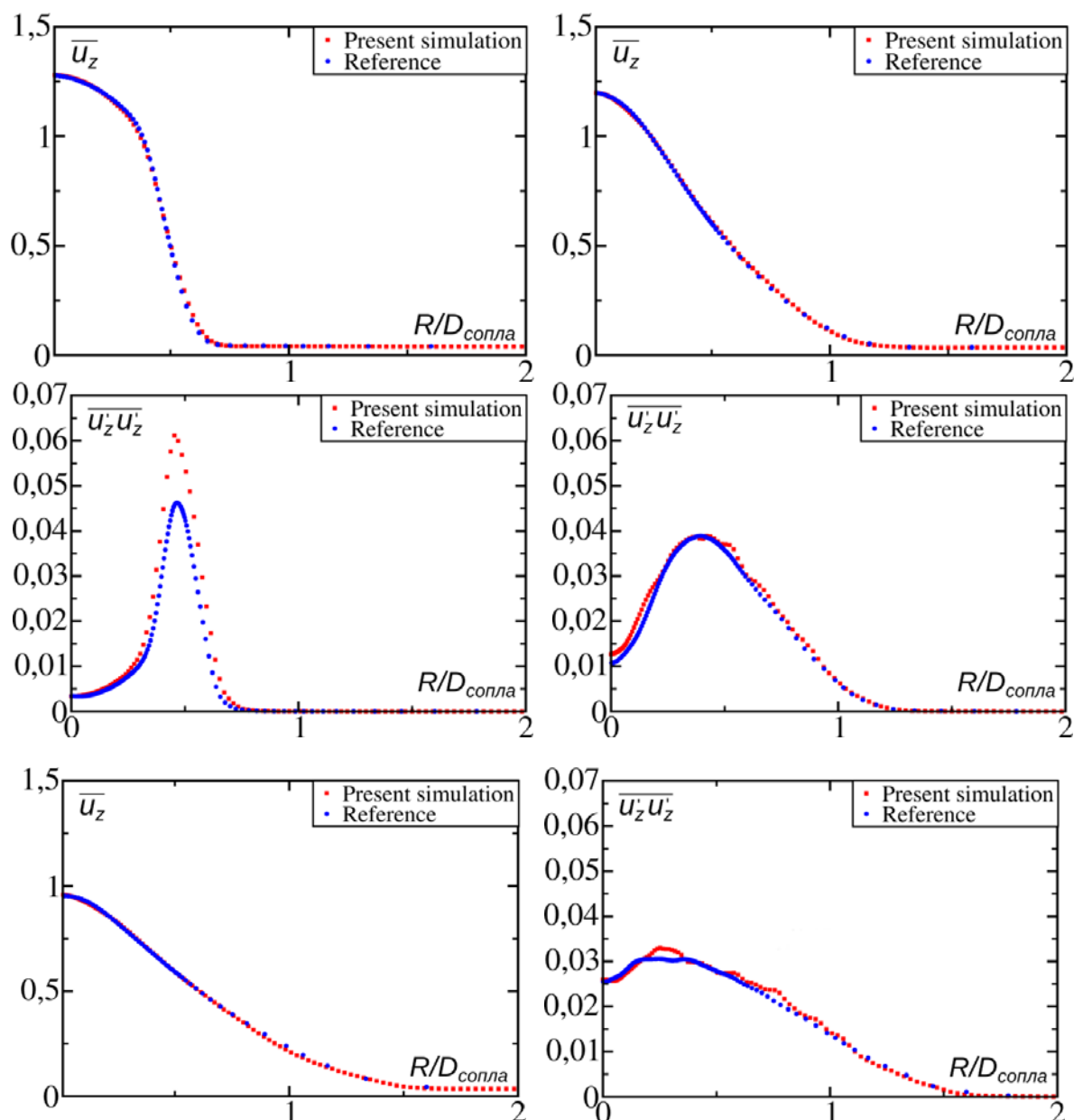


Рис. 4. Сравнение осредненных по времени радиальных профилей скорости и среднеквадратичных пульсаций для расчета «воздух – воздух» с данными работы [13] в сечениях $z/D_{\text{нозла}} = 1, 4, 7$

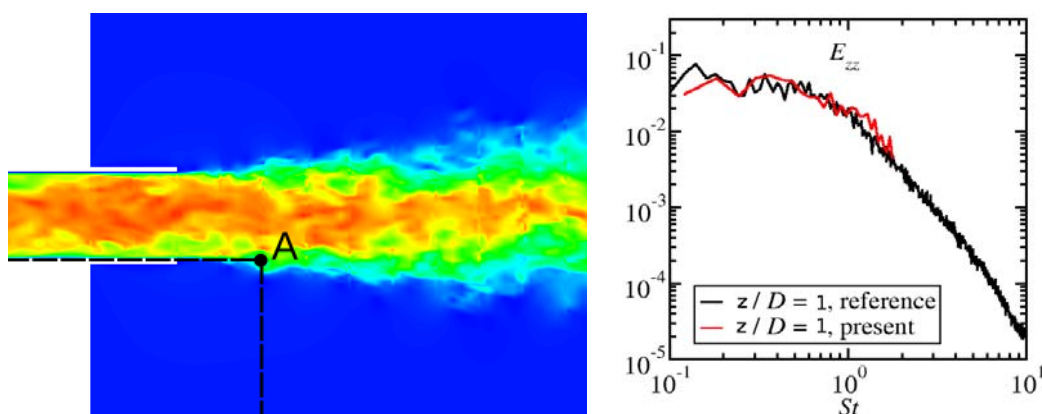


Рис. 5. Сравнение спектра E_{zz} с [13]

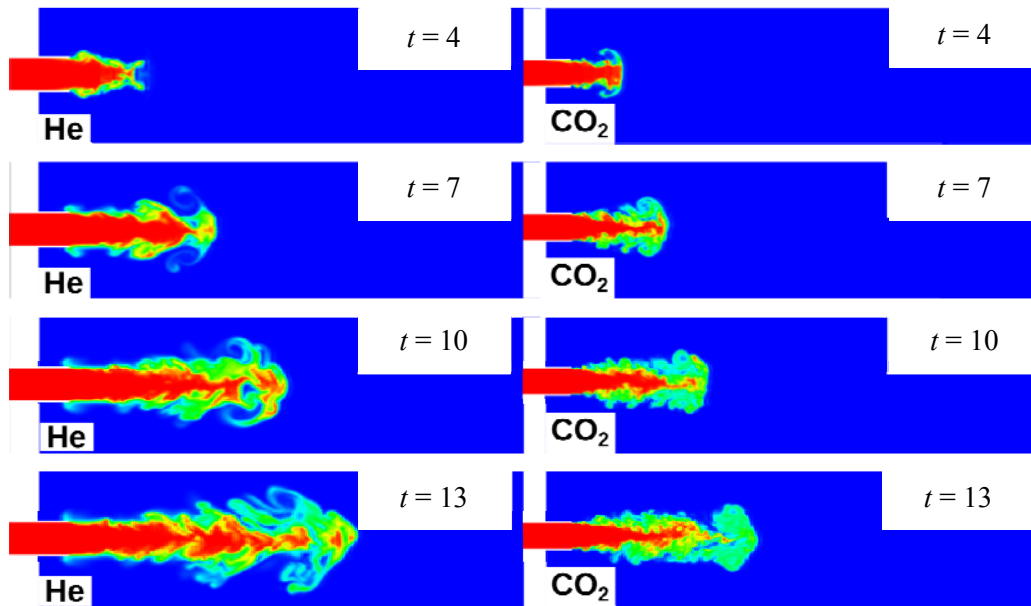


Рис. 6. Поле концентрации c для двух расчетов (He, CO₂) в различные моменты времени. Красный цвет соответствует значению $c = 1$ (воздух), синий – $c = 0$ (He или CO₂)

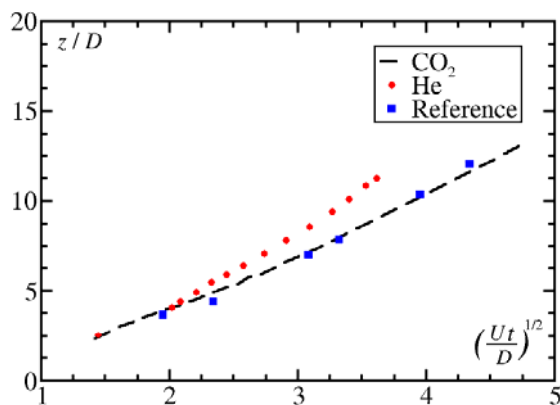


Рис. 7. Сравнение скорости распространения струи воздуха в окружающем газе для системы «воздух – CO₂»

и воздуха характеризуется относительно числа Рейнольдса $Re_{\text{лок}} = D \cdot U_{\text{лок}} \cdot \rho_{\text{лок}} / \mu_{\text{лок}}$ в слое смешения из-за падения величины плотности и увеличения вязкости согласно (1)–(5). На рис. 7 показано изменение координаты рассматриваемого «фронта» поля c в зависимости от $t^{1/2}$ вместе с данными недавней численной работы [14], в которой исследовалось распространение струи (воздух – воздух) с почти однородным ламинарным профилем скорости из сопла с поджатием при более высоких числах Рейнольдса ($Re = 1,9 \cdot 10^5$).

При этом струя воздуха в гелии распространяется значительно быстрее, как уже было отмечено ранее. Можно предположить, что для рассматриваемого нестационарного явления влияние переменной плотности – более важный фактор по сравнению с величиной числа Рейнольдса и уровнем турбулентности на входе.

На рис. 8 показано сравнение средних профилей скорости и среднеквадратичных пульсаций в тех же сечениях, что и прежде. Результаты для пар «воздух – воздух» и «воздух – CO₂» достаточно похожи. В случае пары «воздух – He» можно отметить, что продольная скорость затухает медленнее, чем в других рассмотренных случаях. Кроме того, уровень турбулентных пульсаций оказывается более низким, что как раз и связывалось ранее с понижением локального числа Рейнольдса в слоях смешения из-за меньшего значения плотности.

Дальнейшая работа включает в себя более подробный анализ статистических характеристик полученных решений, а также исследование влияния скорости спутного потока на процессы перемешивания струи переменной плотности. Особое внимание будет уделено анализу эволюции характерных динамически значимых вихревых структур в потоке. Полученные результаты

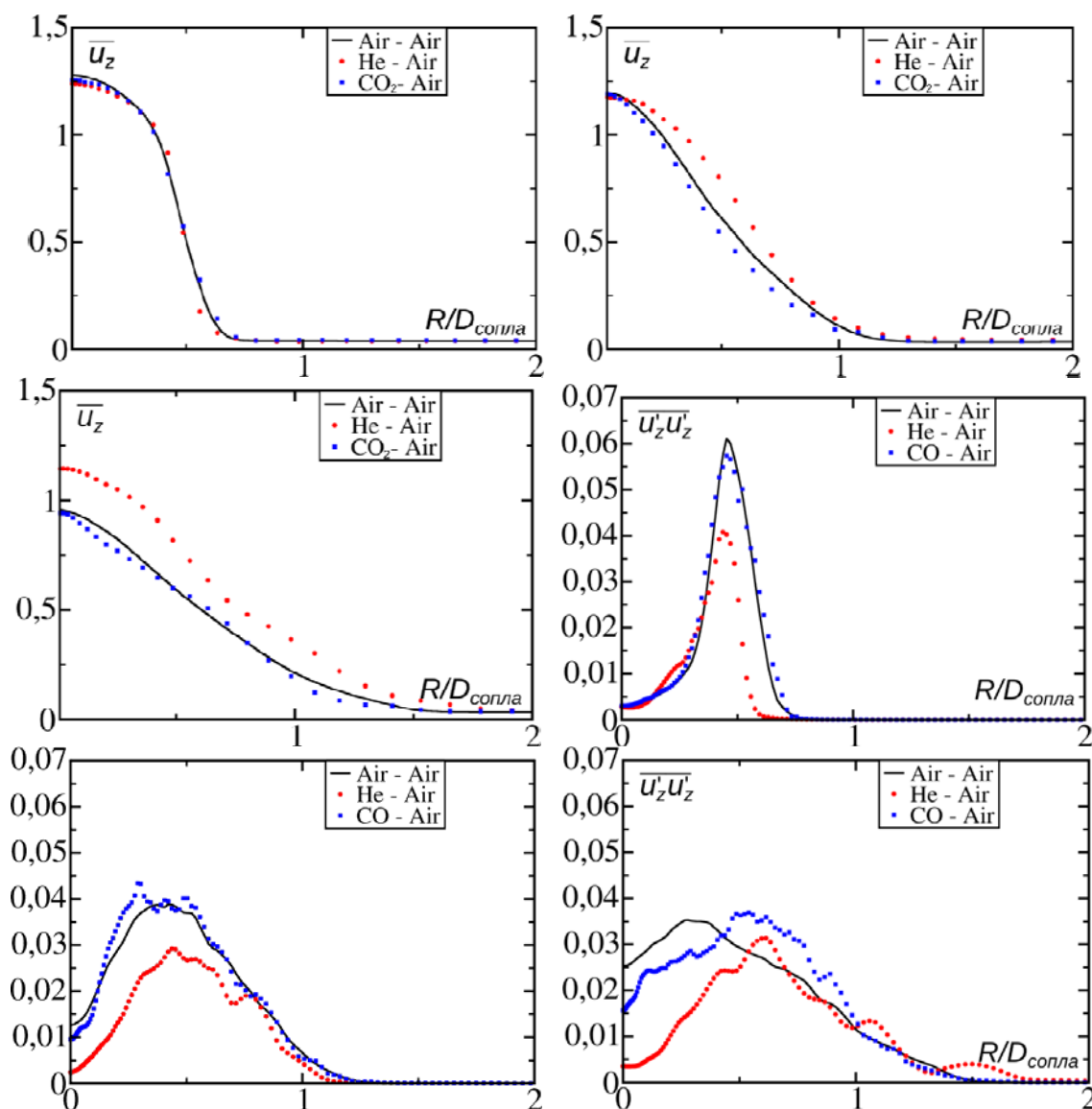


Рис. 8. Сравнение осредненных по времени радиальных профилей скорости и среднеквадратичных пульсаций для всех трех расчетов в сечениях $z/D_{\text{сопла}} = 1, 4, 7$

будут являться важным звеном в теории затопленных струй с переменной плотностью.

Заключение

В данной работе исследуются сдвиговые турбулентные течения при помощи методов численного моделирования. Для аккуратного расчета динамики турбулентного потока был выбран метод спектральных элементов, который обладает высокой точностью при пространственной дискретизации уравнений Навье – Стокса. Методом моделирования крупных вихрей (LES) было проведено исследование круглой турбулентной струи

воздуха, вытекающей в пространство, заполненное воздухом, гелием или углекислым газом. Для пары «воздух – воздух» было продемонстрировано хорошее согласие полученных результатов с литературными данными. В ходе анализа расчетов с гелием и углекислым газом были выявлены их основные сходства и различия с парой «воздух – воздух» и данными из литературы, что позволило выдвинуть предположение о преобладающей роли эффектов, связанных с переменной плотностью, в процессах перемешивания смеси двух не реагирующих газов. Данная работа подразумевает дальнейшее детальное исследование различных

статистических характеристик течений и их динамических особенностей, включая анализ наиболее энергонесущих вихревых структур.

Список литературы

1. Ahmed S. A., So R. M. C., Mongia H. C. Density effects on jet characteristics in confined swirling flow // *Experiments in fluids*. 1985. Vol. 3 (4). P. 231–238.
2. Sreenivasan K. R., Raghu S., Kyle D. Absolute instability in variable density round jets // *Experiments in Fluids*. 1989. Vol. 7 (5). P. 309–317.
3. Monkewitz P. A., Lehmann B., Barsikow B., Bechert D. W. The spreading of self-excited hot jets by side jets // *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*. 1989. Vol. 1 (3). P. 446–448.
4. Monkewitz P. A., Pfizenmaier E. Mixing by side jets" in strongly forced and self-excited round jets // *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*. 1991. Vol. 3 (5). P. 1356–1361.
5. Panchapakesan N. R., Lumley J. L. Turbulence measurements in axisymmetric jets of air and helium. Part 2. Helium jet // *Journal of Fluid Mechanics*. 1993. Vol. 246. P. 225–247.
6. Djeridane T., Amielh M., Anselmet F., Fulachier L. Velocity turbulence properties in the near-field region of axisymmetric variable density jets // *Physics of Fluids*. 1996. Vol. 8 (6). P. 1614–1630.
7. Wang P., Fröhlich J., Michelassi V., Rodi W. Large-eddy simulation of variable density turbulent axisymmetric jets // *International Journal*

of Heat and Fluid Flow. 2008. Vol. 29 (3). P. 654–664.

8. Jester-Zurker R., Jakirlic S., Tropea C. Computational modelling of turbulent mixing in confined swirling environment under constant and variable density conditions // *Flow, turbulence and combustion*. 2005. Vol. 75 (1–4). P. 217–244.

9. Tyliszczak A., Boguslawski A. LES of the jet in low Mach variable density conditions // *Direct and Large-Eddy Simulation VI*. Springer, 2006. P. 575–582.

10. Gordon S., McBride B. J. Computer program for calculation of complex chemical equilibrium compositions and applications. 1994. Part 1: Analysis.

11. Marin O., Vinuesa R., Obabko A. V., Schlatter P. Characterization of the secondary flow in hexagonal ducts // *Physisc of Fluids*. 2016. Vol. 28. P. 1–26.

12. Wu X., Moin P. A direct numerical simulation study on the mean velocity characteristics in turbulent pipe flow // *Journal of Fluid Mechanics*. 2008. Vol. 608. P. 81–112.

13. Mullyadzhhanov R., Abdurakipov S., Hanjalic K. Helical structures in the near field of a turbulent pipe jet // *Flow, Turbulence and Combustion*. 2017. Vol. 98. No. 2. P. 367–388.

14. Ghasemi A., Pereira A., Li X. Large eddy simulation of compressible subsonic turbulent jet starting from a smooth contraction nozzle // *Flow, Turbulence and Combustion*. 2017. Vol. 98 (1). P. 83–108.

Материал поступил в редколлегию 10.01.2018

V. A. Ivashchenko, R. I. Mullyadzhhanov

*Novosibirsk State University
2 Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation*

*Institute of Thermophysics SB RAS
1 Academician Lavrentiev Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation*

v.ivashchenko@g.nsu.ru, rustammul@gmail.com

NUMERICAL SIMULATION OF STRATIFIED SUBMERGED JET

In this paper, stratified jet flows are investigated using the numerical simulation method. For a high accuracy of spatial discretization of the Navier-Stokes equations the method of spectral elements was chosen. By the method of direct numerical simulation (DNS) the solution algorithm was validated using the example of a turbulent flow in a periodic pipe with Reynolds number $Re = 5\,300$, constructed using the average velocity and the diameter of the pipe. Comparison of statistical characteristics showed good agreement with the literature data. A further investigation was concentrated on a circular turbulent air jet flowing into a space filled with air, helium or carbon di-

oxide. For the air-to-air pair, the results are shown to be in good agreement with the literature data and other LES calculations. During the analysis of the helium-air and carbon dioxide-air pairs, their basic similarities and differences were revealed both with each other and with the air-air pair, it was suggested that the effects associated with stratification predominate over viscous effects.

Keywords: turbulence, jet flow.

For citation:

Ivashchenko V. A., Mullyadzhanov R. I. Numerical Simulation of Stratified Submerged Jet. *Siberian Journal of Physics*, 2018, vol. 13, no. 1, p. 45–53. (In Russ.)

DOI 10.25205/2541-9447-2018-13-1-45-53

**А. Г. Шмаков^{1,2}, В. В. Вихорев^{2,3}, Г. Р. Грек³, В. В. Козлов^{2,3}
Г. В. Козлов³, Ю. А. Литвиненко^{2,3}**

¹ *Институт химической кинетики и горения
им. В. В. Воеводского СО РАН
ул. Институтская, 3, Новосибирск, 630090, Россия*

² *Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия*

³ *Институт теоретической и прикладной механики
им. С. А. Христиановича СО РАН
ул. Институтская, 4/1, Новосибирск, 630090, Россия*

shmakov@kinetics.nsc.ru, grek@itam.nsc.ru, kozlov@itam.nsc.ru, litur@itam.nsc.ru

ГОРЕНИЕ КРУГЛОЙ МИКРОСТРУИ СМЕСИ ВОДОРОДА С КИСЛОРОДОМ, ИСТЕКАЮЩЕЙ ИЗ ПРЯМОЛИНЕЙНОГО МИКРОСОПЛА *

Цель данной работы состоит в экспериментальном исследовании особенностей горения круглой микроструи смеси водорода с кислородом. Рассмотрена ситуация истечения и горения микроструи смеси водород / кислород из прямолинейного микросопла с параболическим профилем скорости на его срезе. Показано, что добавление кислорода приводит к снижению диапазона скоростей существования 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, процесс утончения которой растет с ростом скорости истечения микроструи.

Ключевые слова: круглая микроструя, горение смеси водород / кислород, «область перетяжки пламени», теневой метод исследования, теневые картины горения, прямолинейное микросопло.

Введение

В работах [1–5] представлены результаты экспериментальных исследований режимов горения и структуры диффузионного пламени водорода, образующегося при истечении с высокой скоростью водорода в воздух через круглые отверстия различных диаметров. Найден диапазон скоростей истечения водородной струи и диаметров сопловых отверстий, при котором пламя разделяется

на две зоны – ламинарную и турбулентную. Зона с ламинарным течением является стабилизатором горения пламени в целом, а в зоне с турбулентным течением происходит интенсивное смешение основной части горючего с окислителем с последующим горением. Горение в этих двух зонах может происходить независимо друг от друга, но наиболее устойчивый режим наблюдается только при существовании пламени в зоне с ламинарным течением. Исследованная сис-

* Работа профинансирована грантом РНФ № 16-19-10330.

тема может представлять интерес с точки зрения организации эффективного перемешивания различных потоков и их подогрева. В таком режиме сгорает только небольшая часть водорода, а остальная смешивается с продуктами горения и воздухом, в результате чего температура такой смеси может варьироваться (путем подбора скорости потока и диаметра сопла) от близкой к начальной до температуры самовоспламенения водорода. Кроме того, такая система может служить своеобразным «реактором» для осуществления, например, в мягких и контролируемых условиях различных термолитических реакций, таких как синтез наночастиц металлов и оксидов металлов из летучих металлосодержащих прекурсоров, обработка углеводородного сырья и др. Такие системы также могут быть использованы для организации эффективного смешения топлива с воздухом и подогрева такой смеси в проточных реактивных двигателях.

В связи с этим важно изучить влияние газообразных добавок в поток водорода с различными химическими (инертные и реагирующие) и физическими (с разным молекулярными весами, теплопроводностью и диффузией) свойствами на режимы горения микроструй смесей водорода с другими газами при их истечении из круглых сопел в воздух. В работе [6] 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 смесей 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, в ней 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 водород / метан в круглой микроструе сопровождается поэтапными стадиями отрыва пламени при сохранении горения в области перетяжки пламени, сры-

ва 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 водород / метан реализуются в диапазоне значительно меньших скоростей истечения микроструи ($200 \div 500$ м/с), чем в аналогичной ситуации горения микроструи чистого водорода ($600 \div 800$ м/с). Обнаружено повышение устойчивости горения микроструи смеси водород / метан 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, или азотом в круглой микроструе для стабилизации горения с ростом скорости истечения микроструи струи необходимо увеличивать долю водорода (или уменьшать долю примеси) в смеси газов.

В связи с этим интересно рассмотреть особенности горения микроструи смеси водорода не с инертными (гелий, азот) или горючим (углеводородный газ метан), как в описанной ситуации, а с хорошо известным окислителем (кислородом).

В данной работе приведены результаты экспериментальных исследований особенностей горения микроструи смеси водорода с кислородом в зависимости от скорости истечения микроструи и соотношения водород / кислород в смеси. Рассмотрено прямое круглое микросопло диаметром выходного отверстия ($d = 0,5$ мм).

Методика проведения экспериментов

Для изучения процесса горения смеси газов в круглой микроструе использовался метод видеозаписи на цифровую видеокамеру. Процесс горения фиксировался в виде его теневой картины с использованием методики Тёплера (шлирен-метод). На рис. 1 показана схема эксперимента.

Объемный расход Q (см³/с) каждого из газов (водород, кислород) устанавливался с помощью регуляторов объемного расхода газов (MKS Instruments, Inc., USA) с точностью $\pm 0,1$ см³/с. Скорость истечения микроструи определялась по формуле $U_0 = Q/S$,

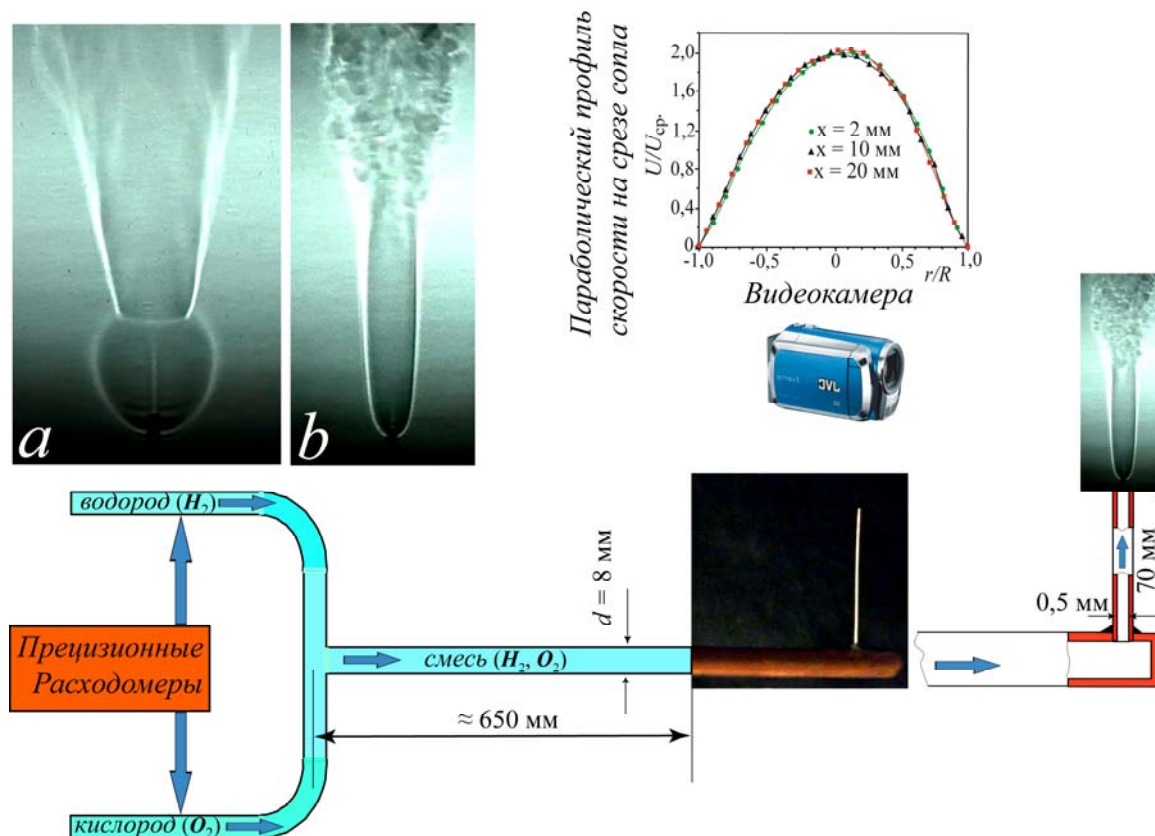


Рис. 1. Схема эксперимента и теневые картины пламени при горении чистого водорода (а) и его смеси с кислородом (b) в круглой микроструе

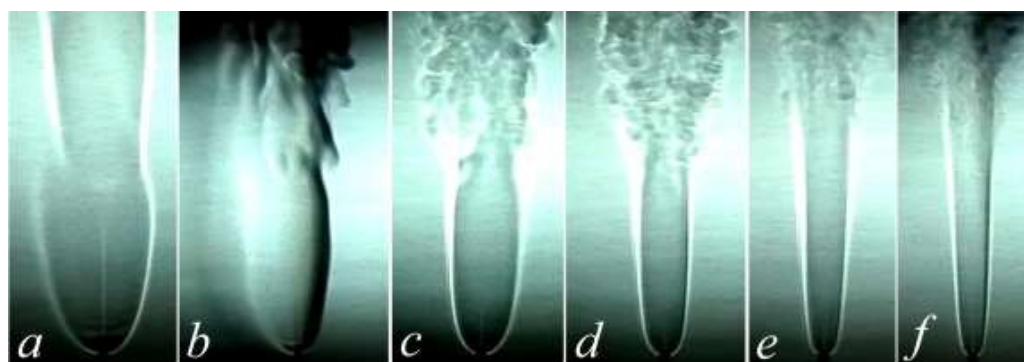


Рис. 2. Теневые картины горения чистого водорода (а) и его смеси с кислородом (b–f), истекающих со скоростью 306 м/с из круглого микросопла диаметром 0,5 мм. Доля кислорода (O_2) в смеси указана в процентах: а – 0; b – 8; c – 17; d – 25; e – 33; f – 42, 50 (срыв пламени)

где Q – суммарный объемный расход смеси газов, S – площадь поперечного сечения отверстия выхода микросопла. Для каждой скорости истечения микроструи исследовались характеристики ее развития в зависимости от изменения процентного соотношения долей водорода и кислорода в смеси. При этом сумма долей водорода и кислорода в смеси принималась за 100 %. На графиках,

представленных ниже, объемная доля кислорода в смеси газов водород / кислород показана в процентах (O_2 , %).

Профиль скорости на срезе сопла имел параболическую форму из-за отношения длины канала сопла ($l = 70$ мм) к диаметру отверстия выходного сопла ($d = 0,5$ мм) $l/d = 140$ [7] и был измерен с помощью термоанемометра. Более детально схема экспери-

мента и результаты измерений распределения средней (U_0) и пульсационной (u') составляющих скорости на срезе сопла представлены на рис. 6 в работе [8].

Результаты экспериментальных исследований

Горение микроструи смеси водорода (H_2) с кислородом (O_2) при скорости истечения микроструи $U_0 = 306$ м/с

На рис. 2 показаны теневые картины диффузионного горения круглой микроструи чистого водорода (a) и его смеси с кислородом (O_2) при нарастании доли кислорода в ней ($b-f$) для скорости истечения микроструи $U_0 = 306$ м/с. Видно, что развитие пламени в ситуации горения микроструи чистого водорода (H_2) связано с возникновением области перетяжки пламени, характеристики развития которой с ростом скорости истечения струи были детально представлены ранее в работах [1–5]. Совершенно иная ситуация складывается при горении микроструи в смеси водорода с кислородом (H_2/O_2). Можно наблюдать, что с ростом доли кислорода в смеси меняются форма и размеры области перетяжки пламени. Форма этой области из сферической становится цилиндрической, удлиняется и сжимается с ростом доли кислорода в смеси. Микроструя

и пламя в области перетяжки пламени имеют ламинарный характер развития, пока после преодоления узкой области градиента плотности газа они не становятся турбулентными. Срыв пламени, т. е. прекращение горения смеси газов, происходит при доле кислорода в смеси $O_2 = 50$ %.

На рис. 3 показаны график зависимости размера области перетяжки пламени (l/d) от роста доли кислорода в смеси, а также диаграммы нарастания доли кислорода в смеси. Видно, как с ростом доли кислорода в смеси растет размер (длина) области перетяжки пламени. Данный факт контрастирует, например, с фактом уменьшения размера области перетяжки пламени с ростом скорости истечения микроструи при горении чистого водорода [1–5], хотя в данном случае зависимость связана не со скоростью истечения микроструи, а с изменением доли кислорода в смеси газов.

Горение микроструи смеси водорода (H_2) с кислородом (O_2) при скорости истечения микроструи $U_0 = 357$ м/с

На рис. 4 показаны теневые картины диффузионного горения круглой микроструи чистого водорода (a) и его смеси с кислородом (O_2) при нарастании доли кислорода в ней ($b-g$) при скорости истечения микроструи $U_0 = 357$ м/с. Видно, что развитие пламени в ситуации горения микроструи чистого водорода (H_2) связано с возникновением сферической области перетяжки

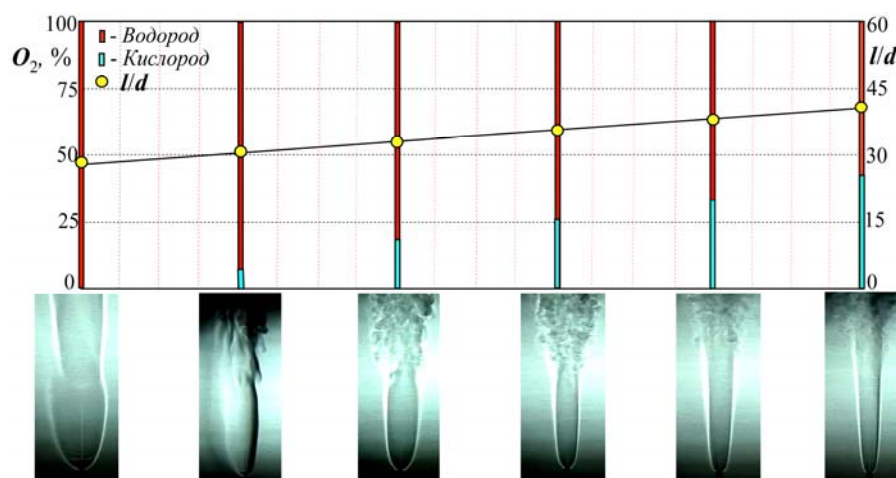


Рис. 3. График изменения размера (l/d) и формы (от сферической к цилиндрической) области перетяжки пламени в зависимости от доли кислорода в смеси при скорости истечения круглой микроструи ($U_0 = 306$ м/с) и теневые картины процесса горения

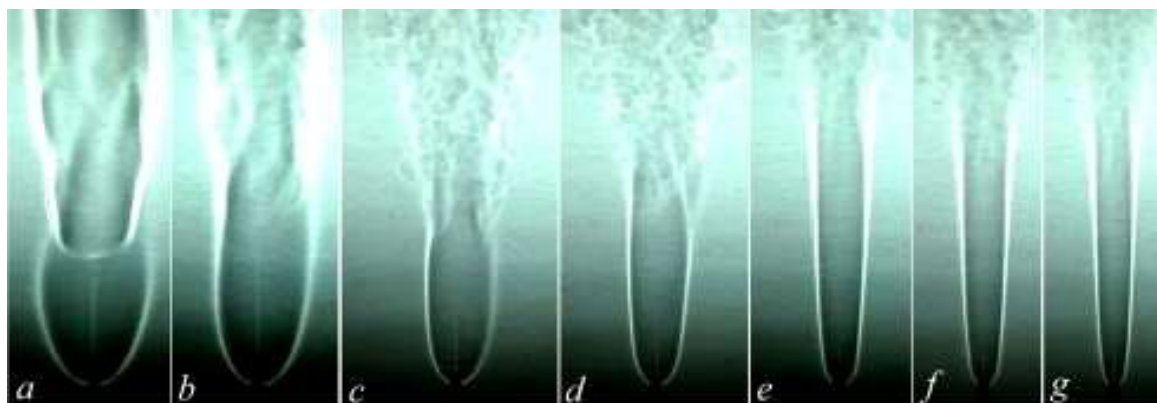


Рис. 4. Теневые картины горения чистого водорода (а) и его смеси с кислородом (b–g), истекающих со скоростью 357 м/с из круглого микросопла диаметром 0,5 мм. Доля кислорода (O_2) в смеси указана в процентах: а – 0; b – 7; c – 14; d – 22; e – 29; f – 36; g – 43 (срыв пламени)

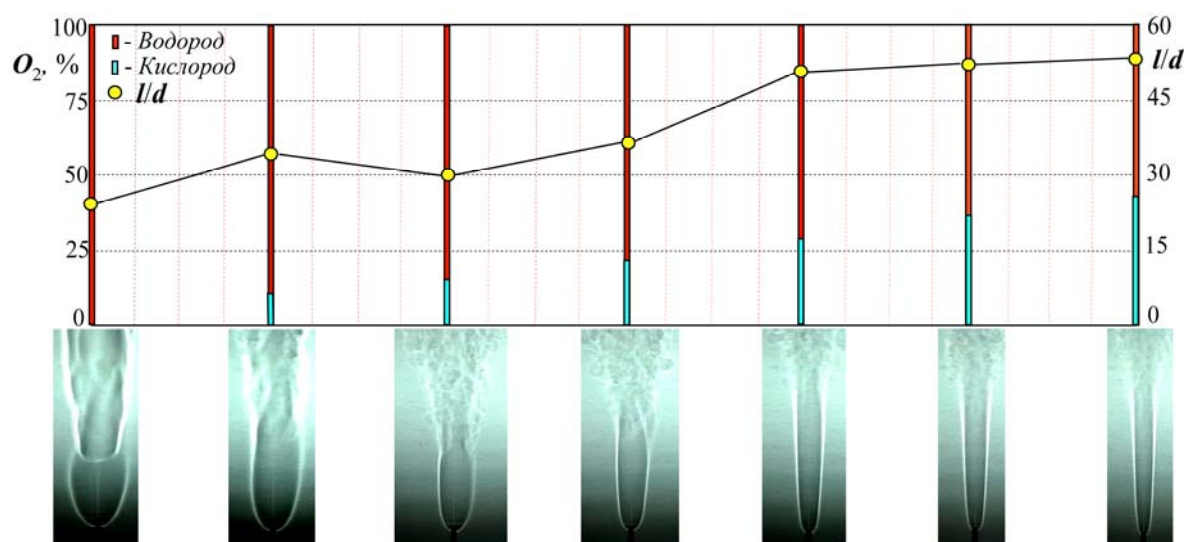


Рис. 5. График зависимости изменения размера (l/d) и формы (от сферической к цилиндрической) области перетяжки пламени в зависимости от доли кислорода в смеси при скорости истечения круглой микроструи ($U_0 = 357$ м/с) и теневые картины процесса горения

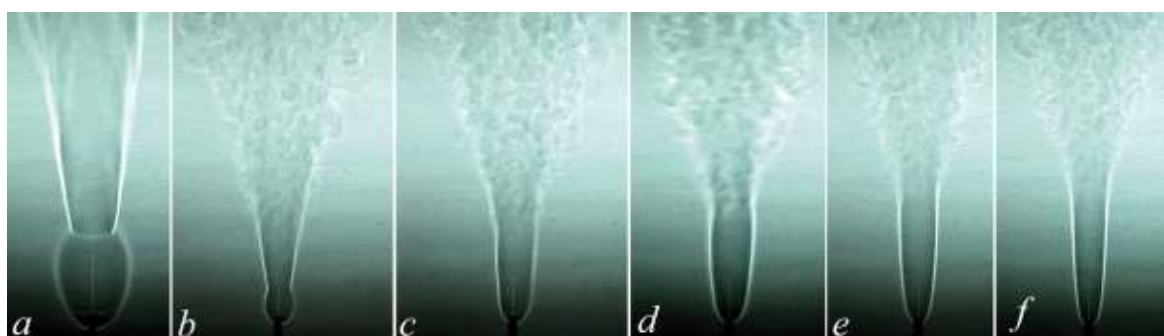


Рис. 6. Теневые картины горения чистого водорода (а) и его смеси с кислородом (b–f), истекающих со скоростью 459 м/с из круглого микросопла диаметром 0,5 мм. Доля кислорода (O_2) в смеси указана в процентах: а – 0; b – 11; c – 17; d – 22; e – 28; f – 33 (срыв пламени)

пламени, как и в предыдущем случае. Совершенно иная ситуация при горении микроструи в смеси водорода с кислородом

(H_2/O_2). Можно наблюдать, как и в предыдущем случае, что с ростом доли кислорода в смеси меняются форма и размеры области

перетяжки пламени. Форма этой области из сферической трансформируется в цилиндрическую, удлиняется и сжимается с ростом доли кислорода в смеси. Микроструя и пламя в области перетяжки пламени имеют ламинарный характер развития, пока после преодоления узкой области градиента плотности газа они не становятся турбулентными. Однако в отличие от предыдущего случая срыв пламени, т. е. прекращение горения смеси газов, происходит при доле кислорода в смеси $O_2 = 43\%$, т. е. при чуть меньшей ее величине, чем в предыдущей ситуации.

На рис. 5 показаны график зависимости размера области перетяжки пламени (l/d) от роста доли кислорода в смеси, а также диаграммы нарастания доли кислорода в смеси. Видно, как с ростом доли кислорода в смеси растет размер (длина) области перетяжки пламени, как и в предыдущей ситуации. Хотя тенденция и сохраняется, но можно наблюдать и определенный разброс значений, по-видимому, из-за определенной нестационарности процесса горения.

Горение микроструи смеси водорода (H_2) с кислородом (O_2) при скорости истечения микроструи $U_0 = 459$ м/с

На рис. 6 показаны теневые картины диффузионного горения круглой микроструи чистого водорода (а) и его смеси с кислородом (O_2) при нарастании доли кислорода в ней

(б-г) для скорости истечения микроструи $U_0 = 459$ м/с.

Видно, что развитие пламени в ситуации горения микроструи чистого водорода (H_2) связано с возникновением области перетяжки пламени, как и в предыдущих случаях. Совершенно иная ситуация возникает при горении микроструи в смеси водорода с кислородом (H_2/O_2). Можно наблюдать, как и в предыдущих случаях, что с ростом доли кислорода в смеси меняются форма и размеры области перетяжки пламени. Форма этой области из сферической трансформируется в цилиндрическую, удлиняется и сжимается с ростом доли кислорода в смеси. Однако отметим следующий факт. Сферическая форма области перетяжки пламени (см. рис. 6, б) сохраняется, но резко уменьшается ее размер по сравнению с ситуацией горения чистого водорода (см. рис. 6, а). По-видимому, это связано с ростом скорости истечения микроструи, что предполагается обсудить далее. Микроструя и пламя в области перетяжки пламени имеют ламинарный характер развития, пока после преодоления узкой области градиента плотности газа они не становятся турбулентными. Однако срыв пламени, т. е. прекращение горения смеси газов, происходит при доле кислорода в ней ($O_2 = 33\%$), т. е. при еще меньшей ее величине в смеси, чем в предыдущих ситуациях.

На рис. 7 показаны график зависимости размера области перетяжки пламени (l/d)

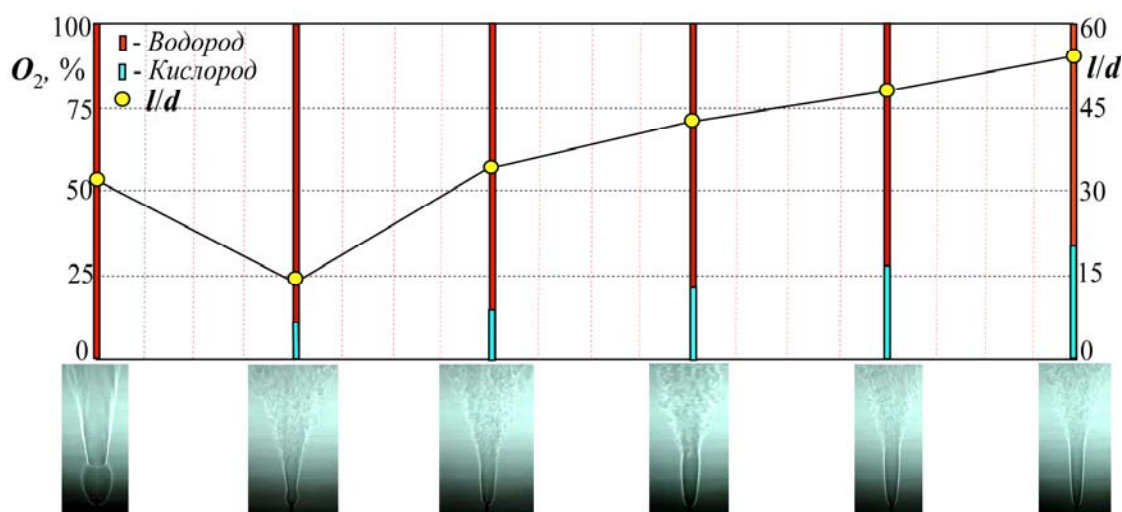


Рис. 7. График изменения размера (l/d) и формы (от сферической к цилиндрической) области перетяжки пламени в зависимости от доли кислорода в смеси при скорости истечения круглой микроструи $U_0 = 459$ м/с и теневые картины процесса горения

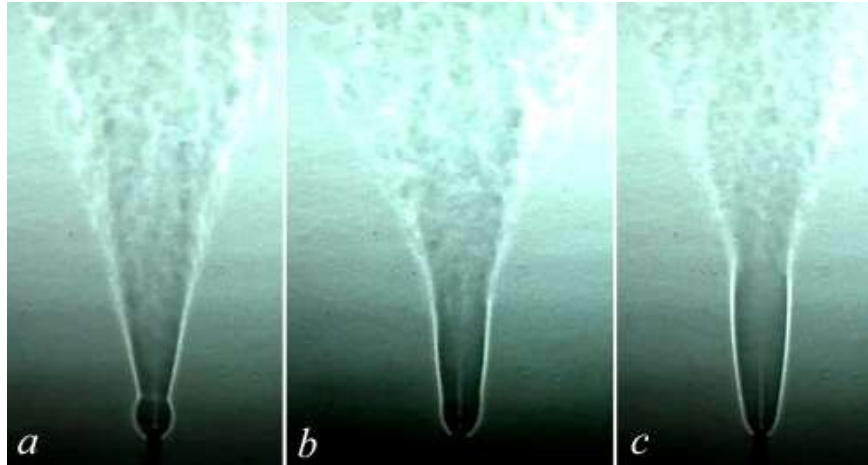


Рис. 8. Теневые картины горения смеси водорода с кислородом (а–с), истекающей со скоростью 561 м/с из круглого микросопла диаметром 0,5 мм. Доля кислорода (O_2) в смеси указана в процентах: а – 9; б – 18; с – 27 (срыв пламени)

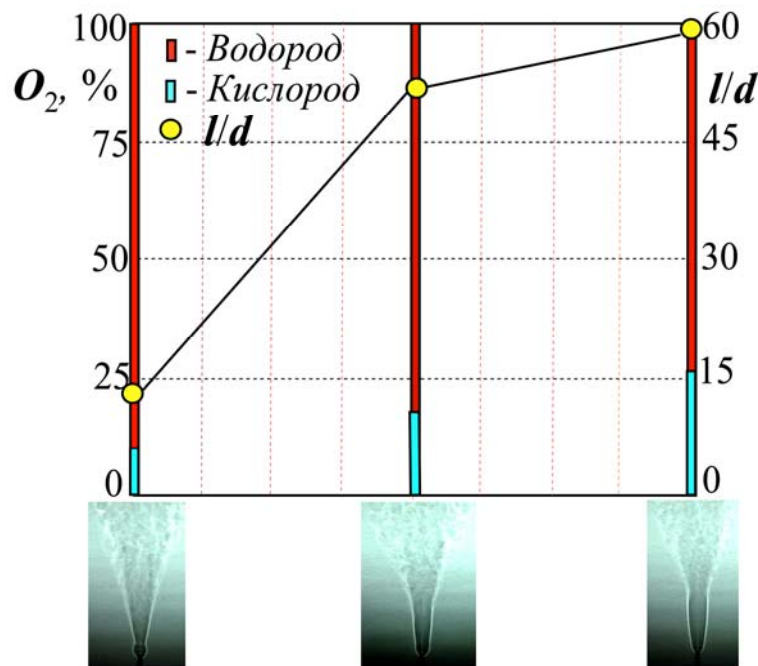


Рис. 9. График изменения размера (l/d) и формы (от сферической к цилиндрической) области перетяжки пламени в зависимости от доли кислорода в смеси при скорости истечения круглой микроструи $U_0 = 561$ м/с и теневые картины процесса горения

от роста доли кислорода в смеси, а также диаграммы нарастания доли кислорода в смеси. Видно, как с ростом доли кислорода в смеси растет размер (длина) области перетяжки пламени, как и в предыдущих ситуациях. Хотя тенденция и сохраняется, но можно наблюдать провал в зависимости $l/d = f(O_2)$ в случае сохранения сферической формы области перетяжки пламени: резкое уменьшение в размере в случае относительно небольшой добавки доли кислорода в смесь ($O_2 = 11\%$).

Горение микроструи смеси водорода (H_2) с кислородом (O_2) при скорости истечения микроструи $U_0 = 561$ м/с

На рис. 8 показаны теневые картины горения круглой микроструи смеси водорода с кислородом (O_2) при нарастании доли кислорода в ней (а–с) для скорости истечения микроструи $U_0 = 561$ м/с. Видно, что развитие пламени в ситуации горения микроструи смеси водорода с кислородом, при малой доли кислорода $O_2 = 9\%$, связано с наличи-

ем области перетяжки пламени, как и в предыдущем случае. Далее, с ростом доли кислорода в смеси, можно наблюдать, как и в предыдущих случаях, изменение формы и размера области перетяжки пламени. Форма этой области из сферической трансформируется в цилиндрическую, удлиняется и сжимается с ростом доли кислорода в смеси.

На рис. 9 показаны график зависимости размера области перетяжки пламени (l/d) от роста доли кислорода в смеси, а также диаграммы нарастания доли кислорода в смеси. Видно, как с ростом доли кислорода в смеси растет размер (длина) области перетяжки пламени, как и в предыдущих ситуациях. Срыв пламени, т. е. прекращение горения смеси газов, происходит при доле кислорода в смеси $O_2 = 27\%$.

Горение микроструи смеси водорода (H_2) с кислородом (O_2) при скорости истечения микроструи $U_0 = 663$ м/с

На рис. 10 показаны теневые картины горения круглой микроструи смеси водорода с кислородом (O_2) при нарастании доли кислорода в ней ($a-g$) для скорости истечения микроструи $U_0 = 663$ м/с.

Видно (см. рис. 10), что развитие пламени в ситуации горения микроструи смеси водорода с кислородом связано с возникновением области перетяжки пламени, как и в предыдущих случаях. Однако в данной ситуации «область перетяжки пламени сохраняет свою сферическую форму и уменьшается в размере с ростом доли кислорода в смеси вплоть до $O_2 = 15\%$. Лишь далее, с ростом доли кислорода в смеси, форма этой области из сферической трансформируется

в цилиндрическую, удлиняется и сжимается с ростом доли кислорода в смеси. Таким образом, с ростом скорости истечения микроструи можно наблюдать трансформацию формы области перетяжки пламени от сферической к цилиндрической. Причем размер этой области уменьшается (сферическая форма), и растет (цилиндрическая форма) с ростом доли кислорода в смеси и скорости истечения микроструи. Наглядно данный процесс представлен на рис. 11: показаны график зависимости размера области перетяжки пламени (l/d) от роста доли кислорода в смеси, а также диаграммы нарастания доли кислорода в смеси.

Видно (см. рис. 11), как с ростом доли кислорода в смеси уменьшается размер области перетяжки пламени сферической формы и растет размер (длина) области перетяжки пламени цилиндрической формы. Срыв пламени, т. е. прекращение горения смеси газов, происходит при доле кислорода в смеси $O_2 = 27\%$.

Обсуждение и анализ результатов экспериментов

На рис. 12 представлен график зависимости процесса горения микроструи чистого водорода и его смеси с кислородом от их долевого соотношения в процессе для различных скоростей истечения микроструи (U_0 , м/с). Видно, что зависимость линейная. Срыв пламени, т. е. прекращение горения микроструи, происходит при уменьшении доли кислорода в смеси и соответственно при увеличении доли водорода в смеси, в ситуации роста скорости ее истечения.

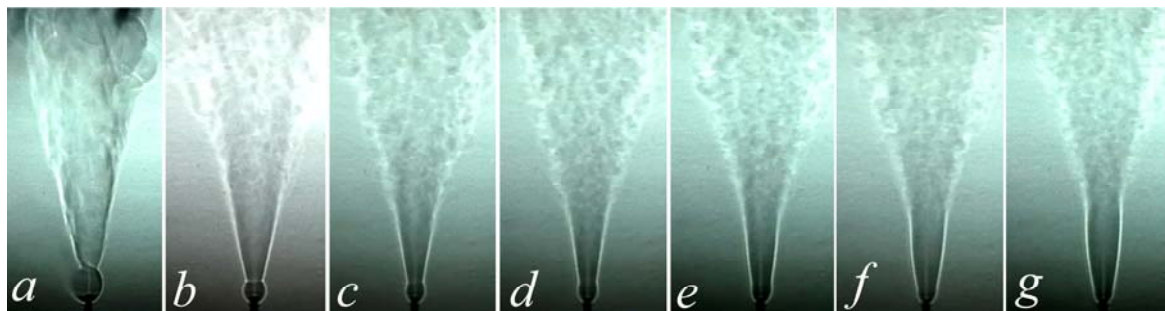


Рис. 10. Теневые картины горения смеси водорода с кислородом ($a-g$), истекающей на скорости 663 м/с из круглого микросопла диаметром 0,5 мм. Доля кислорода (O_2) в смеси указана в процентах: $a - 4$; $b - 8$; $c - 12$; $d - 15$; $e - 19$; $f - 23$; $g - 27$ (срыв пламени)

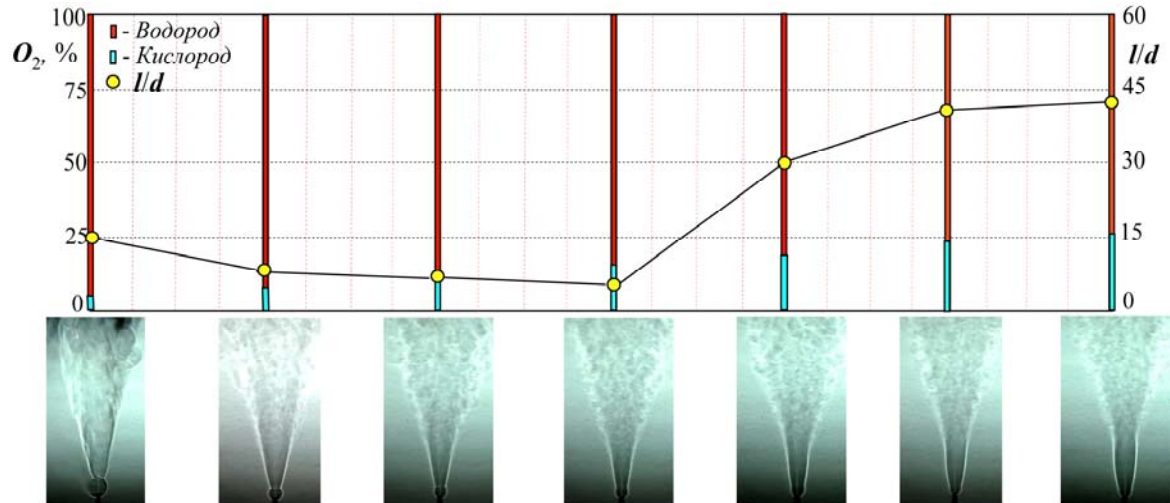


Рис. 11. График изменения размера (l/d) и формы (от сферической к цилиндрической) области перетяжки пламени в зависимости от доли кислорода в смеси при скорости истечения круглой микроструи $U_0 = 663$ м/с и теневые картины процесса горения

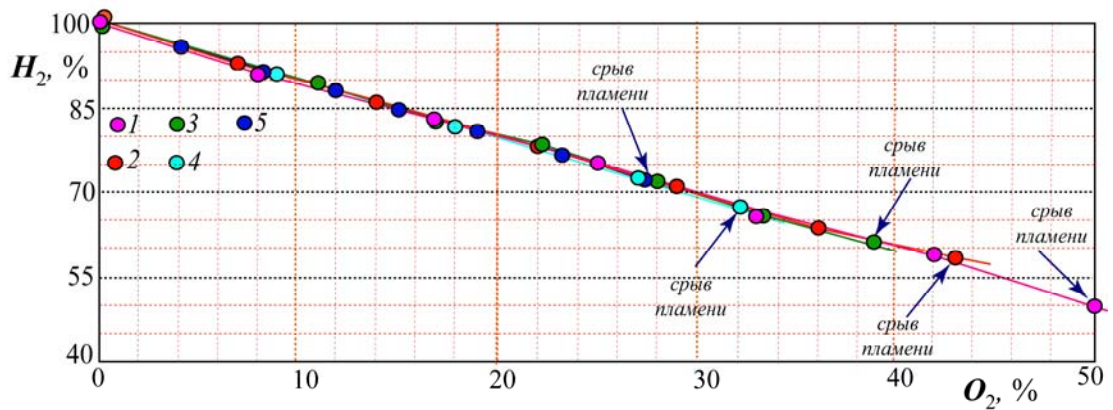


Рис. 12. График зависимости процесса горения микроструи чистого водорода и его смеси с кислородом от их долевого соотношения в процессе для различных скоростей истечения микроструи (U_0 , м/с): 1 – 306; 2 – 357; 3 – 459; 4 – 561; 5 – 663

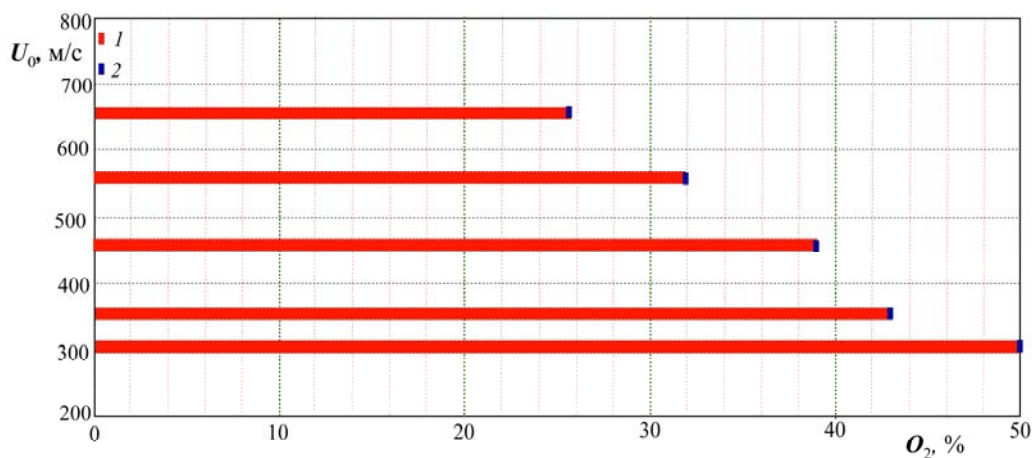


Рис. 13. Диаграммы процесса горения смеси водорода с кислородом в ситуации нарастания / снижения доли кислорода в смеси до момента срыва пламени (прекращение горения микроструи) в зависимости от скорости истечения микроструи: 1 – диапазон устойчивого горения смеси водород / кислород; 2 – срыв пламени

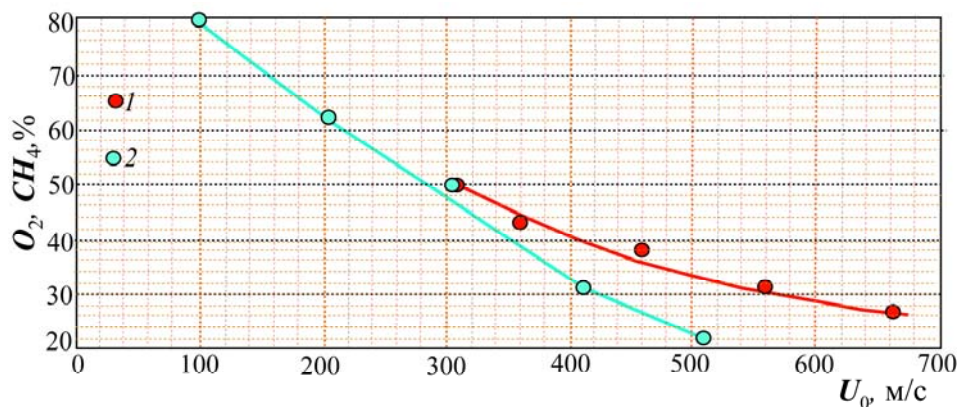


Рис. 14. Сравнение графиков зависимости процесса срыва пламени при снижении доли примеси (1 – кислород, 2 – метан) в смеси с водородом в ситуации нарастания скорости истечения микроструи

Диаграммы на рис. 13 представляют процесс горения смеси водорода с кислородом в ситуации нарастания доли кислорода в смеси до момента срыва пламени (т. е. прекращения горения микроструи) в зависимости от скорости истечения микроструи.

Аналогичная ситуация срыва пламени происходила при снижении доли метана в смеси водород / метан с ростом скорости истечения микроструи (см. рис. 14 и работу [6]).

При горении чистого водорода, истекающего из микросопла диаметром 0,5 мм, стабильное диффузионное горение наблюдалось до значения скорости истечения микроструи порядка 850 м/с (см. работу [2]).

Как видно на рис. 14, наличие примеси к водороду (H_2) как метана (CH_4), так и кислорода (O_2) не способствует стабилизации горения круглой микроструи. Срыв пламени происходит в обоих случаях при значительно меньших скоростях истечения микроструи по сравнению с горением аналогичной микроструи чистого водорода.

С другой стороны, обнаружена принципиальная разница в структуре пламени при горении смеси водорода с кислородом и смеси водорода с метаном [6]. Если во втором случае процесс горения смеси происходит по классическому сценарию микрогогорания чистого водорода [8], включающего в себя: ламинарное горение в сферической области перетяжки пламени и турбулентное горение после преодоления микроструей градиента плотности газа. Далее, с ростом скорости истечения микроструи, наблюда-

ется отрыв турбулентного пламени с сохранением горения в области перетяжки пламени и, наконец, прекращение горения микроструи. Причем с ростом скорости истечения микроструи размер сферической области перетяжки пламени уменьшается.

Совершенно иная картина возникает при горении смеси водорода с кислородом. Можно наблюдать трансформацию формы и размера области перетяжки пламени как с ростом доли кислорода в смеси, так и с ростом скорости истечения микроструи (рис. 15). Пламя при горении чистого водорода (см. [1–6]) или с малой долей примеси кислорода сохраняет сферическую форму и размеры области перетяжки пламени. Далее, с ростом скорости истечения микроструи и доли кислорода в смеси, область перетяжки пламени трансформируется из сферической в цилиндрическую, удлиняется и сужается. Это отчетливо видно на теневых картинах процесса горения чистого водорода и его смеси с кислородом на грани срыва пламени, т. е. прекращения горения микроструи.

Следует отметить еще одно обстоятельство. В данных исследованиях микроструя воспламенялась поджиганием вблизи среза микросопла, и мы наблюдали присоединенное пламя. Однако в случае воспламенения микроструи поджиганием вдали от среза микросопла, реализовывалось приподнятое пламя. В данной ситуации обнаружено, что даже небольшая примесь кислорода (порядка 5 %) приводит к мгновенному срыву пламени и прекращению горения микроструи.

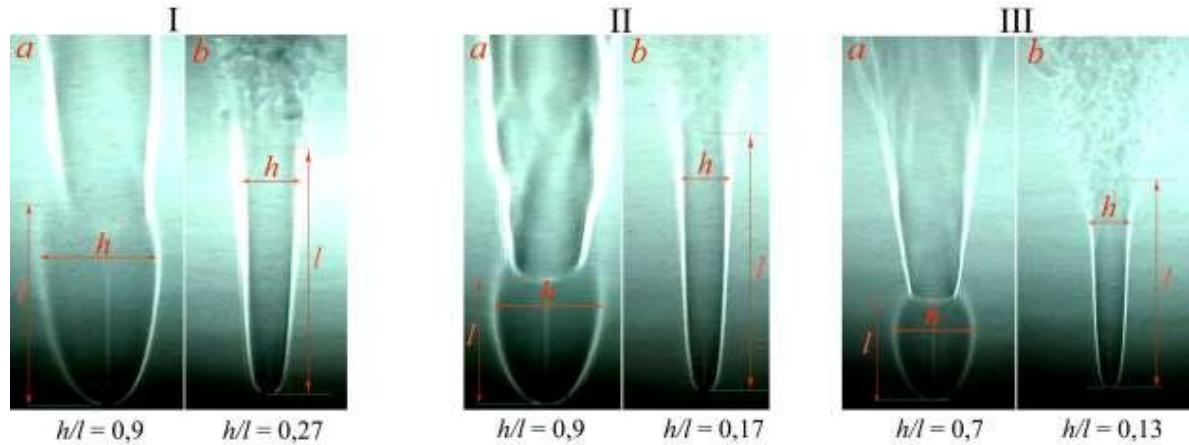


Рис. 15. Теневые картины процесса горения чистого водорода (а) и его смеси с кислородом на грани срыва пламени (b) в зависимости от изменения формы и размеров области перетяжки пламени (h/l) при различной скорости истечения микроструи: I – 306 м/с, II – 357 м/с, III – 459 м/с. Доля кислорода в смеси (O_2 , %) при ее горении на грани срыва пламени составляла: I – 50, II – 43, III – 33

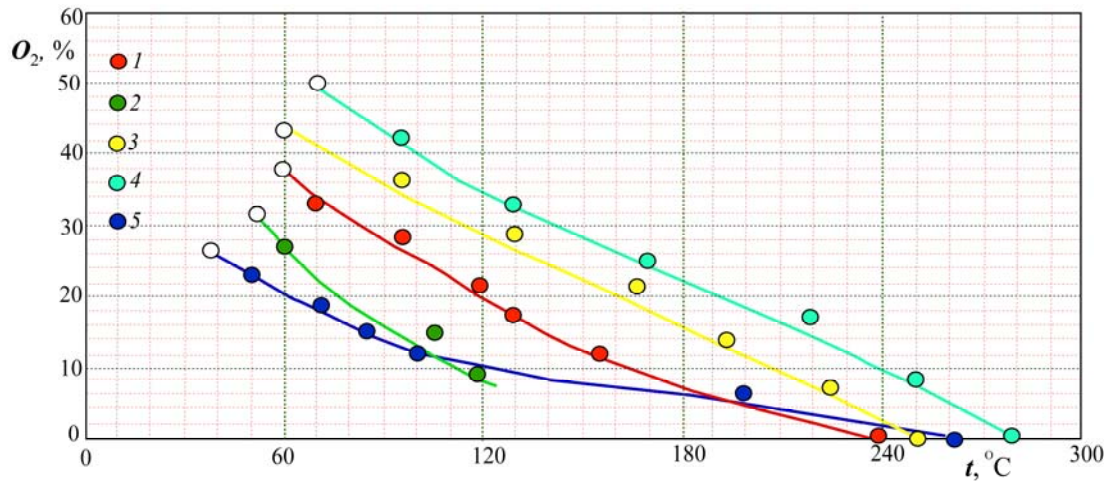


Рис. 16. Графики температуры нагрева микросопла при горении чистого водорода и его смеси с кислородом в зависимости от доли кислорода в смеси и скорости истечения микроструи (U_0 , м/с): 1 – 306, 2 – 357, 3 – 459, 4 – 561, 5 – 663

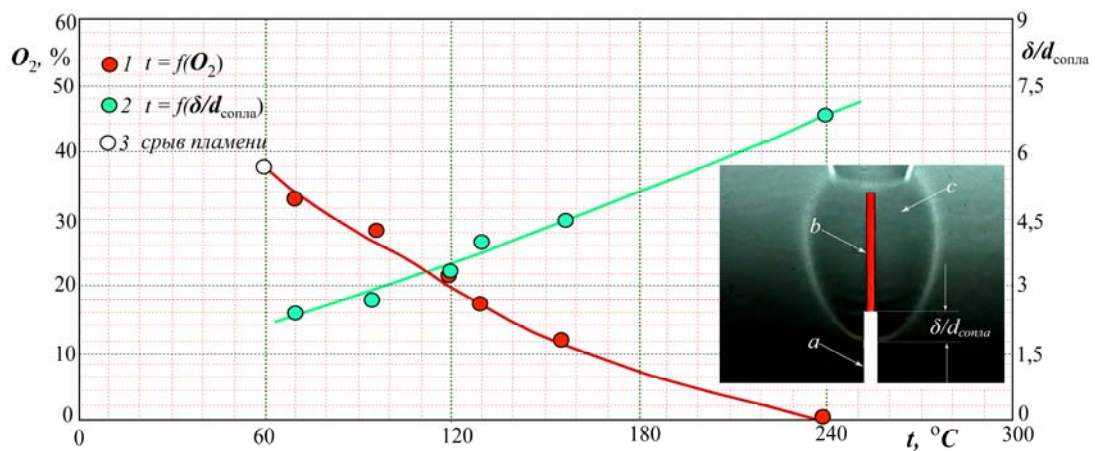


Рис. 17. График температуры нагрева микросопла при горении чистого водорода и его смеси с кислородом в зависимости от доли (O_2) кислорода в смеси (кривая 1) и график зависимости длины ($\delta/d_{\text{сопла}}$) области охвата пламенем выхода микросопла от доли кислорода в смеси (кривая 2): а – микросопло; b – ламинарная микроструя; c – область перетяжки пламени; $U_0 = 459$ м/с

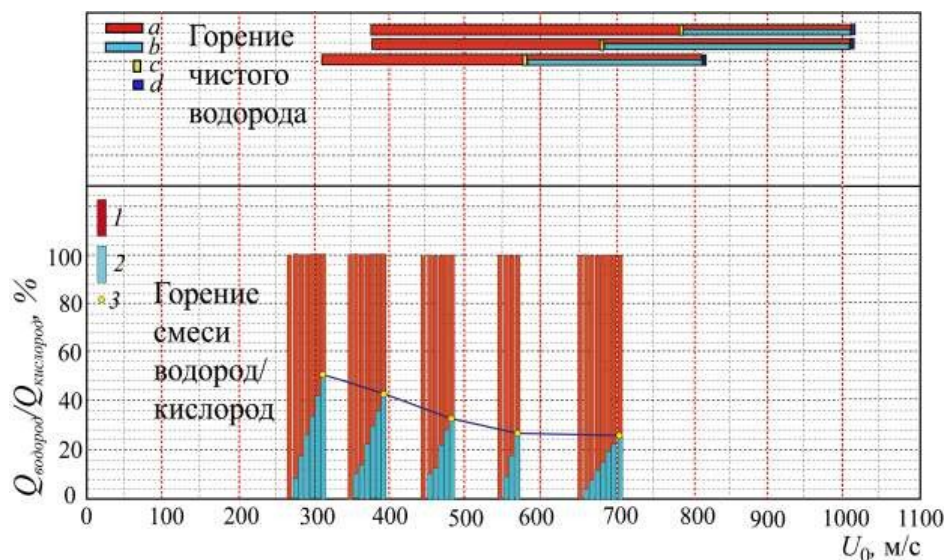


Рис. 18. Диаграммы зависимости диффузионного горения чистого водорода, истекающего из круглого отверстия микросопла ($d = 0,5$ мм) с параболическим профилем скорости на его срезе, от скорости истечения микроструи: a – диапазон горения; b – отрыв турбулентного пламени при наличии горения в области перетяжки пламени; c – момент начала отрыва пламени; d – прекращение горения микроструи.

Диаграммы зависимости горения микроструи смеси водород / кислород, истекающей из микросопла ($d = 0,5$ мм) с параболическим профилем скорости на его срезе при различной скорости ее истечения: 1 – доля водорода в смеси, 2 – доля кислорода в смеси, 3 – прекращение горения микроструи

Очень важным обстоятельством при горении как микроструи водорода, так и его смеси с кислородом является температурный фактор. В случае присоединенного пламени оно охватывает значительную область выхода микросопла и, соответственно, нагревает его. Данные по температуре нагрева микросопла и температуре внутри самого пламени детально представлены в работе [8]. На рис. 16 представлены графики зависимости температуры нагрева микросопла при горении чистого водорода и его смеси с кислородом от доли кислорода в смеси и скорости истечения микроструи.

Видно (см. рис. 16), что с ростом скорости истечения микроструи температура нагрева выхода микросопла падает, а с уменьшением доли кислорода в смеси температура нагрева выхода микросопла растет. Это особенно наглядно показано на рис. 17, где представлены графики зависимости температуры нагрева микросопла от изменения доли кислорода (O_2) в смеси и изменения длины области охвата пламенем выхода микросопла ($\delta/d_{\text{сопла}}$) с ростом доли кислорода в смеси при горении микроструи чистого водорода и его смеси с кислородом. Отчетливо

видно, что зависимость $t = f(\delta/d_{\text{сопла}})$ прямая, а $t = f(O_2)$ – обратная, т. е. температура нагрева выхода микросопла, а соответственно и самой микроструи, падает с ростом доли кислорода (O_2) в смеси и растет с ростом длины области охвата пламенем выхода микросопла ($\delta/d_{\text{сопла}}$).

На рис. 18 представлено сравнение диаграмм процесса горения микроструи чистого водорода и его смеси с кислородом в зависимости от скорости истечения микроструи и соотношения долей водорода и кислорода в смеси. Видно значительное превышение скорости истечения микроструи до момента прекращения диффузионного горения чистого водорода над аналогичным параметром горения смеси водород/кислород. Причем при одной скорости истечения микроструи смеси водород/кислород прекращение ее горения связано с ростом доли кислорода в смеси. Например, доля кислорода (O_2) в смеси водород/кислород до момента прекращения горения микроструи нарастала постепенно с градацией 8, 17, 25, 33, 42 и 50 % при $U_0 = 306$ м/с.

С другой стороны, прекращение горения микроструи смеси водород/кислород с рос-

том скорости ее истечения, наоборот, связано с уменьшением доли кислорода в смеси. Например, доля кислорода (O_2) в смеси 50 % при $U_0 = 306$ м/с и 25 % при $U_0 = 663$ м/с. Следует отметить также следующие особенности горения микроструи смеси водород/кислород в отличие от диффузионного горения микроструи чистого водорода. Сферическая форма области перетяжки пламени при диффузионном горении чистого водорода сохраняется, ее размер уменьшается с ростом скорости истечения микроструи, горение в области перетяжки пламени продолжается при отсутствии горения турбулентной области микроструи до больших дозвуковых скоростей ее истечения. В то время как горение микроструи смеси водород/кислород сопровождается трансформацией сферической формы области перетяжки пламени в узкую область цилиндрической формы, которая с ростом скорости истечения микроструи удлиняется и сжимается, сохраняя ламинарный характер развития пламени и микроструи. Турбулизация как пламени, так и микроструи происходит при сохранении ламинарного горения в цилиндрической области, горение в которой, в отличие от горения микроструи чистого водорода, продолжается одновременно с продолжением горения турбулентной части микроструи.

Выводы

1. Показано, что добавление кислорода (O_2) в смесь водород/кислород приводит к снижению диапазона скоростей существования горения микроструи по сравнению с аналогичным параметром при диффузионном горении чистого водорода (H_2).
2. Установлено, что с ростом скорости истечения микроструи смеси водород / кислород прекращение ее горения связано с уменьшением доли кислорода (O_2) в смеси.
3. Обнаружено, что сферическая форма области перетяжки пламени трансформируется в узкую и вытянутую область ламинарного пламени цилиндрической формы, процесс утончения которой растет с ростом скорости истечения микроструи.
4. Показано существенное влияние температурного фактора на процесс горения микроструи смеси водород/кислород.

Список литературы

1. Козлов В. В., Грек Г. Р., Коробейников О. П., Литвиненко Ю. А., Шмаков А. Г. Особенности горения водорода в круглой и плоской микроструе в поперечном акустическом поле и их сравнение с результатами горения пропана в тех же условиях // Вестн. НГУ. Серия: Физика. 2014. Т. 9, вып. 1. С. 79–86.
2. Шмаков А. Г., Грек Г. Р., Козлов В. В., Коробейников О. П., Литвиненко Ю. А. Различные режимы диффузионного горения круглой струи водорода в воздухе // Вестн. НГУ. Серия: Физика. 2015. Т. 10, вып. 2. С. 27–41.
3. Козлов В. В., Грек Г. Р., Коробейников О. П., Литвиненко Ю. А., Шмаков А. Г. Горение истекающей в воздух высокоскоростной микроструи водорода // Авиадвигатели XXI века: Тез. докл. Всерос. науч.-техн. конф. М., 2015.
4. Грек Г. Р., Катасонов М. М., Козлов Г. В., Литвиненко М. В. Диффузионное горение водорода (круглое скошенное сопло) // Вестн. НГУ. Серия: Физика. 2015. Т. 10, вып. 2. С. 42–51.
5. Козлов В. В., Грек Г. Р., Коробейников О. П., Литвиненко Ю. А., Шмаков А. Г. Горение истекающей в воздух высокоскоростной микроструи водорода // ДАН. 2016. Т. 470, № 2. С. 166–171.
6. Шмаков А. Г., Грек Г. Р., Козлов В. В., Коробейников О. П., Литвиненко Ю. А. Диффузионное горение круглой микроструи смесей водорода с метаном, гелием и азотом // Вестн. НГУ. Серия: Физика. 2016. Т. 11, вып. 2. С. 56–76.
7. Козлов Г. В., Грек Г. Р., Сорокин А. М., Литвиненко Ю. А. Влияние начальных условий на срезе сопла на структуру круглой струи // Теплофизика и аэромеханика. 2008. Т. 15, № 1. С. 59–73.
8. Shmakov A. G., Grek G. R., Kozlov V. V., Litvinenko Yu. A. Influence of initial and boundary conditions at the nozzle exit upon diffusion combustion of a hydrogen microjet // International Journal of Hydrogen Energy. Elsevier, 2017. Vol. 42. Iss. 24. P. 15913–15924.

**A. G. Shmakov^{1,2}, V. V. Vikhorev^{2,3}, G. R. Grek³, V. V. Kozlov^{2,3}
G. V. Kozlov³, Yu. A. Litvinenko^{2,3}**

¹ Voevodsky Institute of Chemical Kinetics and Combustion SB RAS
3 Institutskaya Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation

² Novosibirsk State University
2 Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation

³ Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS
4/1 Institutskaya Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation

shmakov@kinetics.nsc.ru, grek@itam.nsc.ru, kozlov@itam.nsc.ru, litur@itam.nsc.ru

COMBUSTION OF THE ROUND MICROJET PREMIXED HYDROGEN WITH OXYGEN EFFLUX FROM THE LINEAR CHANNEL

The purpose of this work consists in experimental study of combustion features of the round microjet premixed hydrogen with oxygen. Situation of the microjet efflux and combustion of hydrogen/oxygen mixture from a straight micronozzle with a parabolic mean velocity profile at the nozzle exit is considered. It is shown that addition of oxygen leads to decrease in velocity range of existence of a microjet combustion in comparison with similar parameter at diffusion combustion of a pure hydrogen. It is found that with growth of a microjet velocity efflux, the combustion termination of its is connected with reduction of an oxygen part in mixture. It is revealed that the spherical shape of «bottleneck flame region» is transformed to the narrow and extended area of a laminar flame of a cylindrical shape. Its thinning process grows with growth of microjet velocity efflux.

Keywords: round microjet, hydrogen/oxygen mixture combustion, «bottleneck flame region», shadow method of a research, combustion shadow patterns, straight micronozzle.

For citation:

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.)

DOI 10.25205/2541-9447-2018-13-1-54-67

В. В. Вихорев^{1,2}, **Г. Р. Грек**¹, **В. В. Козлов**^{1,2}, **Ю. А. Литвиненко**¹
М. В. Литвиненко^{1,2}, **А. Г. Шмаков**^{2,3}

¹ *Институт теоретической и прикладной механики
им. С. А. Христиановича СО РАН
ул. Институтская, 4/1, Новосибирск, 630090, Россия*

² *Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия*

³ *Институт химической кинетики и горения
им. В. В. Воеводского СО РАН
ул. Институтская, 3, Новосибирск, 630090, Россия*

shmakov@kinetics.nsc.ru, grek@itam.nsc.ru, kozlov@itam.nsc.ru, litur@itam.nsc.ru

ГОРЕНИЕ КРУГЛОЙ МИКРОСТРУИ СМЕСИ ВОДОРОДА С КИСЛОРОДОМ, ИСТЕКАЮЩЕЙ ИЗ КРИВОЛИНЕЙНОГО МИКРОСОПЛА*

Цель работы состоит в экспериментальном исследовании особенностей горения круглой микроструи смеси водорода с кислородом при наличии криволинейного канала с вихрями Дина. Рассмотрена ситуация истечения и горения микроструи смеси водород / кислород из криволинейного микросопла с ударным профилем скорости на его срезе. Показано, что добавление кислорода приводит к снижению диапазона скоростей существования 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 наличие сферической «области перетяжки пламени», деформируемой от воздействия вихрей Дина и Кельвина – Гельмгольца и уменьшающей свой размер с ростом скорости истечения микроструи. Показано, что область турбулентного пламени также подвержена искажению от воздействия вихрей Дина и Кельвина – Гельмгольца. Установлено, что диапазон горения круглой микроструи как чистого водорода, так и его смеси с кислородом, истекающей из криволинейного микросопла, значительно шире диапазона горения круглой микроструи как чистого водорода, так и его смеси с кислородом, истекающей из прямолинейного микросопла.

Ключевые слова: круглая микроструя, горение смеси водород / кислород, «область перетяжки пламени», теневой метод исследования, теневые картины горения, криволинейное микросопло.

Введение

В работе [1] установлено, что наличие вихрей Дина видоизменяет начальный профиль скорости. Это приводит к возникновению первичной неустойчивости Кельвина – Гельмгольца, характерной для ударного про-

филя скорости. Отмечено, что взаимодействие вихрей Дина с вихревой дорожкой Кельвина – Гельмгольца приводит к сложному вихреобразованию (омегаобразный вихрь). Процессы перемешивания при наличии криволинейного насадка изменяются, поэтому изучение диффузионного горения

* Работа профинансирована грантом РНФ № 16-19-10330.

при использовании криволинейного канала является важной задачей. Замена горючего газа на другой существенно изменяет процесс диффузионного горения. Прежде чем исследовать диффузионное горение в криволинейном канале, необходимо было рассмотреть тот же процесс в случае прямого круглого сопла. В работах [2–6] представлены результаты экспериментальных исследований режимов горения и структуры диффузионного пламени водорода, образующегося при истечении его с высокой скоростью в воздух через круглые отверстия различных диаметров. Этот анализ позволил перейти к сравнению диффузионного горения водорода с использованием криволинейного насадка и без него [7].

Обнаружено наличие «области перетяжки пламени», как и в ситуациях горения микроструй водорода, истекающих из прямолинейных круглых и плоских микросопел.

Показано, что взаимодействие кольцевых вихрей Кельвина – Гельмгольца с вихрями Дина приводит как к искажению самой области перетяжки пламени, так и к искривлению фронта градиента плотности между ламинарным горением водорода в области перетяжки пламени и его турбулентным горением.

Установлено, что с ростом скорости истечения микроструи можно наблюдать искажение области турбулентного пламени еще при наличии области перетяжки пламени. Показано, что позиция этого искажения находится в районе максимальной скорости в профиле скорости на срезе сопла, и данное искажение явно связано с воздействием вихрей Дина и кольцевых вихрей.

Все это может быть использовано в системах, связанных с эффективным перемешиванием топлива с окислителем, например в реактивных двигателях. Поэтому использование различных добавок в поток водорода и рассмотрение их влияния на режимы горения являются очень важными вопросами при изучении кинетических процессов.

В работе [8] 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 смесей водорода с одним из газов – метаном, гелием или

азотом, связаны с образованием области перетяжки пламени, как и в ситуации диффузионного горения микроструи чистого водорода. Обнаружено повышение устойчивости горения микроструи смеси водород/метан 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, гелием или азотом в круглой микроструе для стабилизации горения с ростом скорости истечения микроструи необходимо увеличивать долю водорода (или уменьшать долю примеси) в смеси газов.

В данной работе приведены результаты экспериментальных исследований особенностей горения микроструи смеси водорода с кислородом в зависимости от скорости истечения микроструи и долевого соотношения водород/кислород в смеси. Рассмотрено криволинейное микросопло с диаметром выходного отверстия ($d = 0,5$ мм).

Методика проведения экспериментов

Для изучения процесса горения смеси газов в круглой микроструе использовался метод видеозаписи на цифровую видеокамеру. Процесс горения фиксировался в виде его теневой картины с использованием методики Тёплера (шлирен-метод). На рис. 1 показана схема эксперимента.

Объемный расход Q (см³/с) каждого из газов (водород, кислород) устанавливался с помощью регуляторов объемного расхода газов (MKS Instruments, Inc., USA) с точностью $\pm 0,1$ см³/с. Скорость истечения микроструи определялась по формуле $U_0 = Q/S$, где Q – суммарный объемный расход смеси газов, S – площадь поперечного сечения отверстия выхода микросопла. Для каждой скорости истечения микроструи исследовались характеристики ее развития в зависимости от изменения процентного соотношения долей водорода и кислорода в смеси. При этом сумма долей водорода и кислорода в смеси принималась за 100 %. На графиках, представленных ниже, доля кислорода в смеси газов водород/кислород показана в процентах (O₂, %).

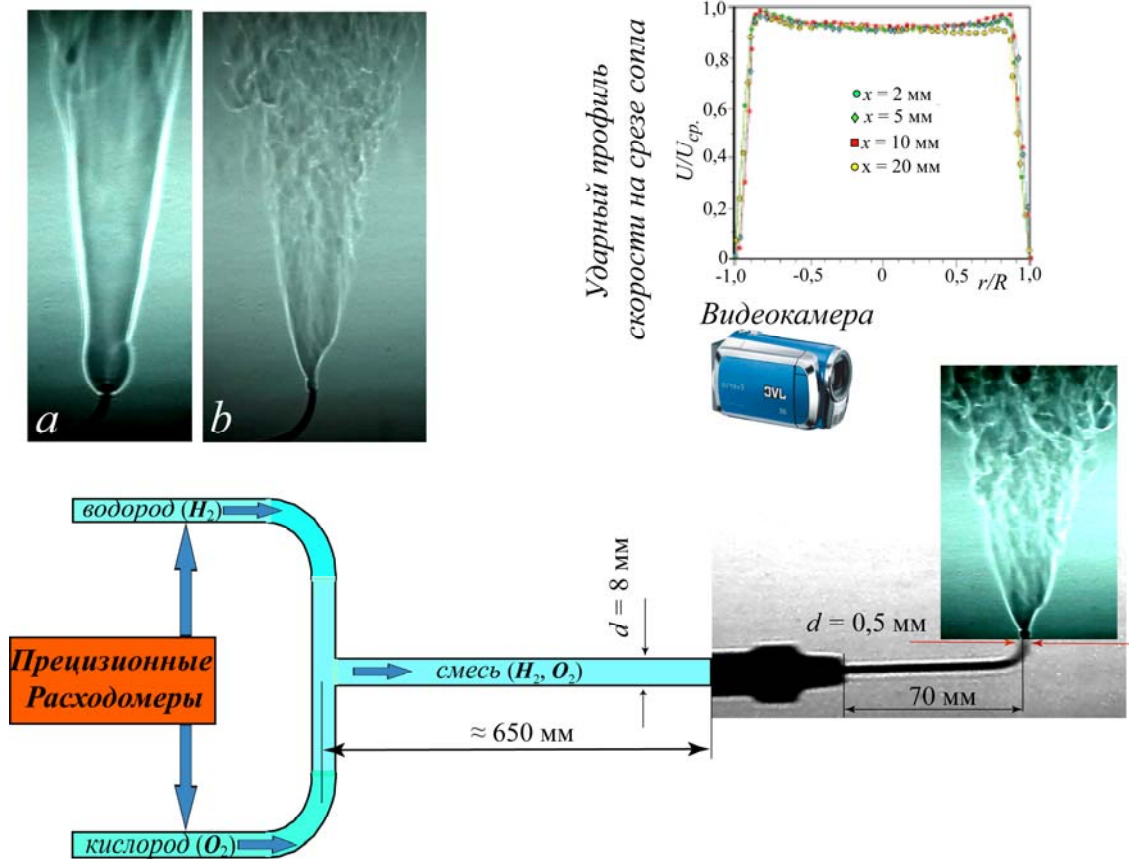


Рис. 1. Схема эксперимента и теневые картины пламени при горении чистого водорода (a) и его смеси с кислородом (b) в круглой микроструе, истекающей из криволинейного сопла, с вихрями Дина

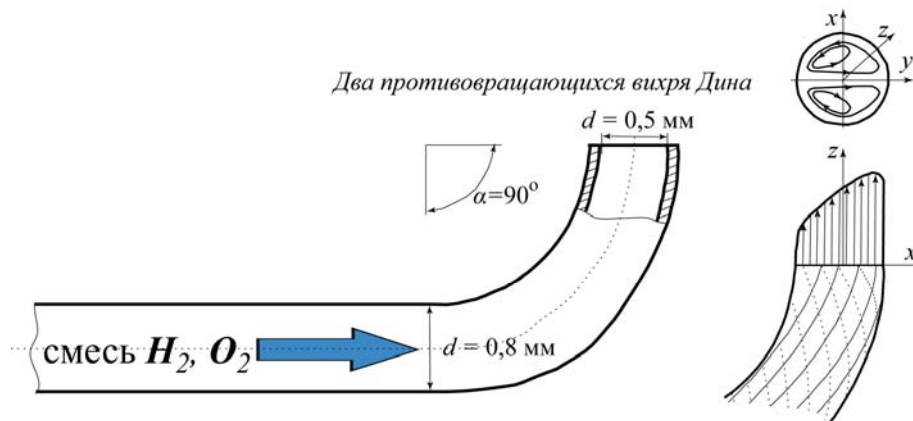


Рис. 2. Схема соплового аппарата для реализации горения микроструи водорода и его смеси с кислородом на выходе криволинейного канала с вихрями Дина [7]

Профиль скорости на срезе сопла имел ударную форму из-за короткого сопла и был измерен с помощью термоанемометра (рис. 2, см. также работы [9; 10]). На рис. 2 показаны чертеж криволинейного канала и схема образования вихрей Дина на выходе из криволинейного канала при исследовании диф-

фузионного горения микроструи ($d = 0,5 \text{ мм}$) чистого водорода и его смеси с кислородом. Как было отмечено ранее, на структуру и характеристики развития пламени при горении микроструи могут оказывать влияние два противовращающихся вихря Дина, кольцевые вихри Кельвина – Гельмгольца и

особенности горения смеси водорода с кислородом. Используя методику теневой съемки (метод Тёплера) и записывая процесс развития пламени при различной скорости истечения струи на цифровую видеокамеру, мы получили набор теневых картин.

Результаты экспериментальных исследований

Горение микроструи смеси водорода (H_2) с кислородом (O_2) при скорости истечения микроструи $U_0 = 510$ м/с

На рис. 3 показаны теневые картины диффузионного горения круглой микроструи с вихрями Дина смеси водород / кислород (H_2/O_2) в процентном соотношении ($a-e$) при скорости истечения микроструи $U_0 = 510$ м/с. При данной скорости истечения микроструи можно наблюдать чисто ламинарный характер развития как микроструи, так и пламени. С ростом доли кислорода в смеси длина и ширина ламинарной области пламени уменьшаются до момента возникновения турбулентного горения микроструи

с наличием турбулентного пламени (рис. 3, d, e). В данной ситуации ламинарная область пламени приобретает характерную цилиндрическую форму. Следует отметить, что температура горения смеси при доле кислорода в смеси $O_2 = 50\%$ достигает величины более $1\,000\text{ }^\circ\text{C}$ (см. рис. 3, f).

Горение микроструи чистого водорода и смеси водорода (H_2) с кислородом (O_2) при скорости истечения микроструи $U_0 = 842, 893$ и 995 м/с

На рис. 4 показаны теневые картины диффузионного горения круглой микроструи чистого водорода (a) и его смеси с кислородом (O_2) при нарастании доли кислорода в ней ($b-g$) для различных скоростей истечения микроструи.

Видно, что с ростом скорости истечения микроструи (более 700 м/с) реализуется классический сценарий горения с наличием сферической области перетяжки пламени, уменьшением ее размера и спецификой турбулентного горения в области турбулентного пламени. Эта специфика связана с тем,

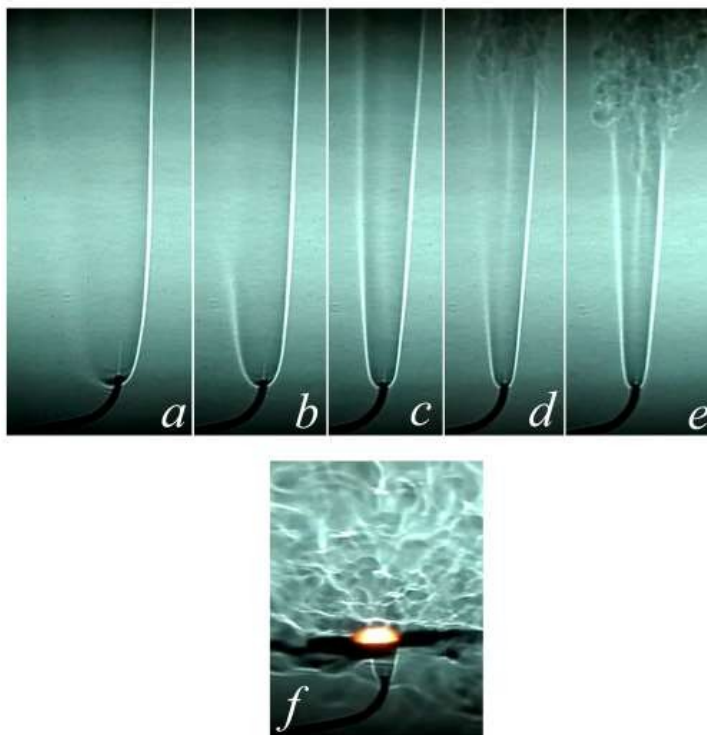


Рис. 3. Теневые картины диффузионного горения микроструи смеси водорода с кислородом, истекающей из круглого микросопла диаметром $0,5$ мм, при наличии вихрей Дина ($U_0 = 510$ м/с). Доля кислорода (O_2) в смеси указана в процентах: $a - 10$; $b - 20$; $c - 30$; $d - 40$; $e - 50$, $f - 50$ (нагрев линейки из нержавеющей стали)

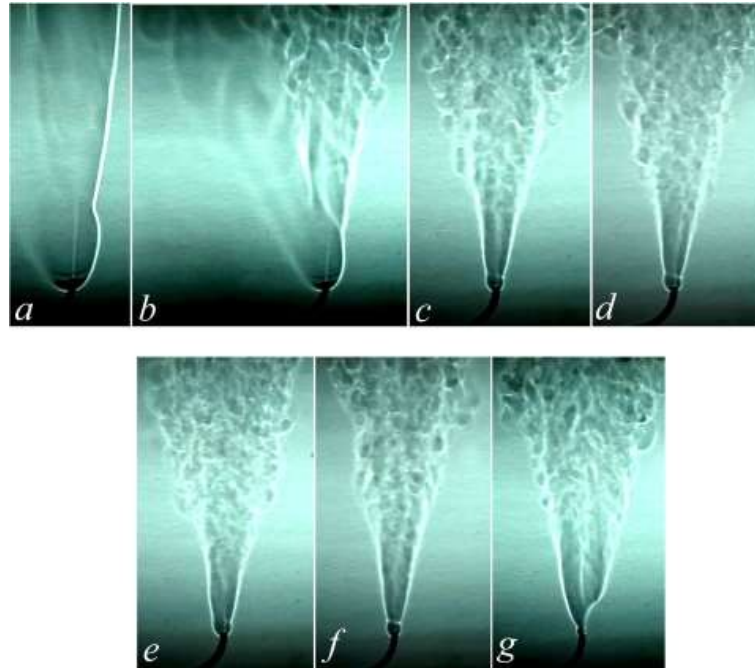


Рис. 4. Теневые картины диффузионного горения микроструи чистого водорода (a) и его смеси с кислородом (b–g) при различной скорости ее истечения (U_0 , м/с): a – 765; b–e – 842; f – 893; g – 995. Доля кислорода (O_2) в смеси указана в процентах: a – 0; b – 9; c – 12; d – 15; e – 18; f – 9; g – 8 (срыв пламени)

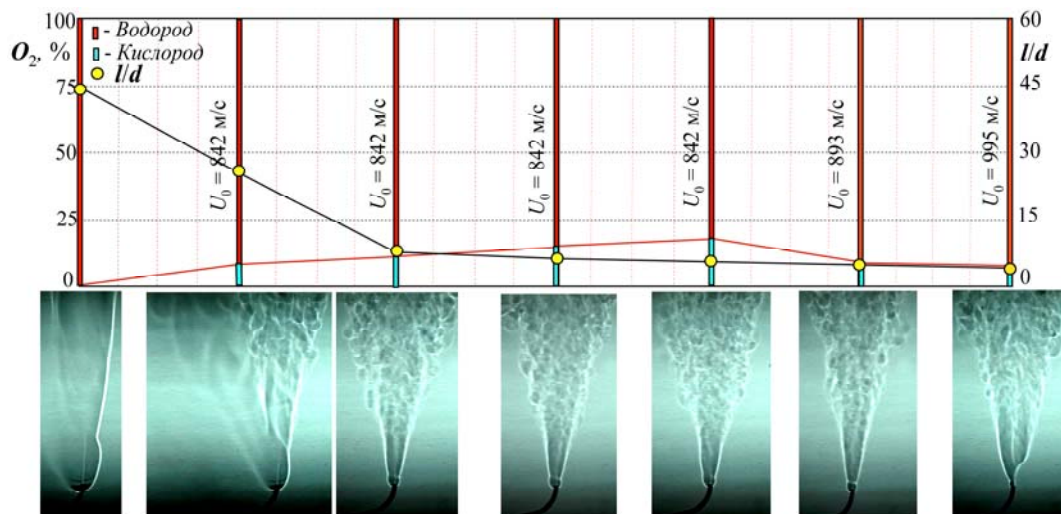


Рис. 5. График зависимости изменения размера (l/d) области перетяжки пламени от доли кислорода в смеси при скорости истечения круглой микроструи ($U_0 = 842, 893$ и 995 м/с) и теневые картины процесса горения

что процесс турбулизации пламени носит не взрывной характер, как в случае горения чистого водорода при преодолении микроструи градиента плотности газа, а постепенный, переходный характер с наличием протяженной области ламинарно-турбулентного перехода в ситуации горения смеси газов (см. рис. 4, c–g).

На рис. 5 показан график зависимости размера области перетяжки пламени (l/d) от

роста доли кислорода в смеси, а также диаграммы нарастания доли кислорода в смеси.

Можно наблюдать (см. рис. 5) сначала резкое уменьшение размера области перетяжки пламени с ростом доли кислорода в смеси даже при одной скорости истечения микроструи. Однако далее, с ростом доли кислорода в смеси, размер (l/d) области перетяжки пламени уменьшается очень слабо и даже в ситуации роста скорости истечения

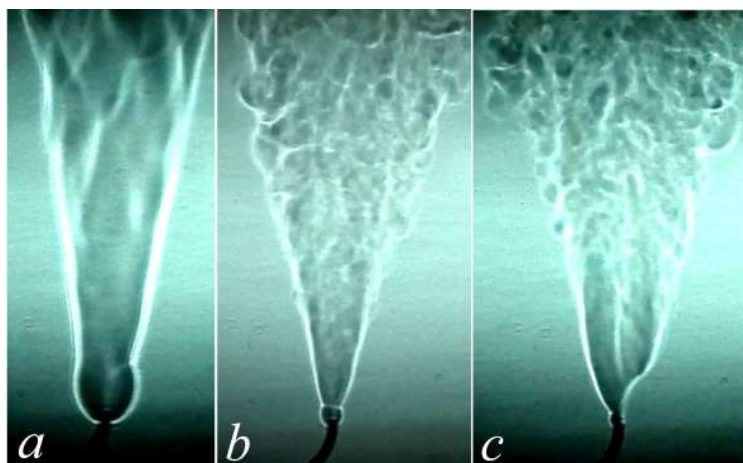


Рис. 6. Теневые картины диффузионного горения микроструи чистого водорода ($a - U_0 = 918$ м/с) и смеси водорода с кислородом ($b, c - U_0 = 995$ м/с, доля кислорода в смеси $O_2 = 8\%$), истекающих из круглого микросопла диаметром 0,5 мм при наличии вихрей Дина

микроструи при уменьшении доли кислорода в смеси. Здесь следует также отметить, что при скорости истечения микроструи $U_0 = 995$ м/с наблюдались срыв пламени (т. е. прекращение горения микроструи) и характерное искажение формы пламени вблизи области перетяжки пламени, по-видимому, из-за воздействия вихрей Дина.

Более наглядно картины горения микроструи чистого водорода и его смеси с кислородом при наличии вихрей Дина представлены на теневых картинах рис. 6, 7. Видно, что в отличие от ситуации, описанной в работе [11], при скорости истечения микроструи водорода и его смеси с кислородом, превышающей 700 м/с, процесс ее горения сопровождается наличием сферической области перетяжки пламени и отсутствием ее трансформации от сферической формы к цилиндрической. Однако при скорости истечения микроструи менее 700 м/с процесс горения смеси с кислородом идентичен показанному на рис. 3 и описанному в работе [11], что демонстрирует наличие узкой вытянутой формы ламинарного пламени.

Обсуждение и анализ результатов экспериментов

На рис. 8. представлен график зависимости процесса горения микроструи чистого водорода и его смеси с кислородом в процентном соотношении друг с другом для

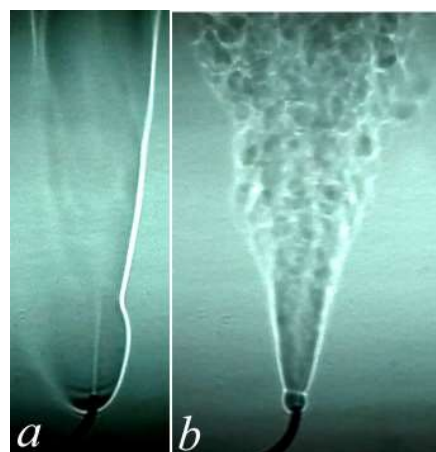


Рис. 7. Теневые картины диффузионного горения микроструи чистого водорода ($a - U_0 = 765$ м/с) и смеси водорода с кислородом ($b - U_0 = 893$ м/с, доля кислорода в смеси $O_2 = 9\%$), истекающих из круглого микросопла диаметром 0,5 мм, при наличии вихрей Дина

различных скоростей истечения микроструи (U_0 , м/с). Видно, что зависимость линейная, и срыв пламени, т. е. прекращение горения микроструи, происходит при снижении объемной доли кислорода (O_2 , %) в смеси при увеличении скорости истечения микроструи. Еще более наглядно этот процесс представлен на рис. 9.

Диффузионное горение микроструи чистого водорода, истекающей из прямолинейного микросопла с ударным профилем скорости на его срезе (I), сопровождается рядом последовательных стадий (см. рис. 9).

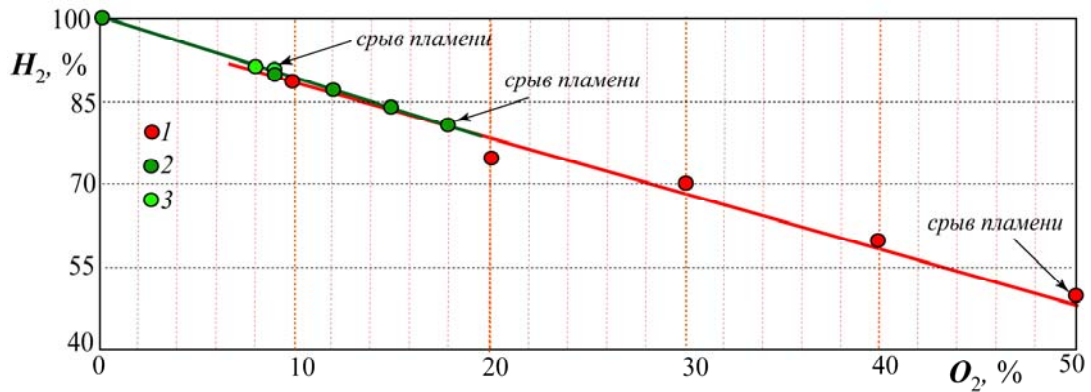


Рис. 8. График зависимости процесса горения микроструи чистого водорода и его смеси с кислородом (в процентном соотношении друг с другом) для различных скоростей истечения микроструи, истекающей из криволинейного микросопла с ударным профилем скорости на срезе микросопла и наличием вихрей Дина (U_0 , м/с): 1 – 510; 2 – 765, 842; 3 – 893, 995.

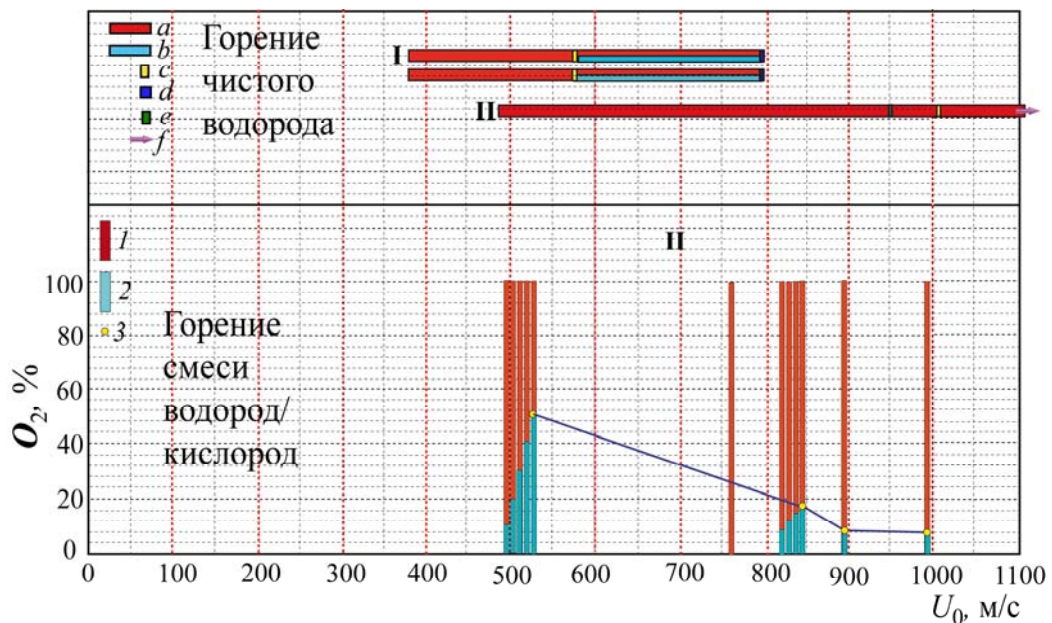


Рис. 9. Диаграммы зависимости диффузионного горения чистого водорода, истекающего из круглого отверстия $d = 0,5$ мм прямолинейного (I) и криволинейного (II) микросопла с ударным профилем скорости на его срезе, от скорости истечения микроструи: a – диапазон горения; b – отрыв турбулентного пламени при наличии горения в области перетяжки пламени; c – момент начала отрыва пламени; d – прекращение горения микроструи; e – момент исчезновения области перетяжки пламени; f – выход на сверхзвуковое горение оторвавшегося пламени микроструи.

Диаграммы зависимости горения микроструи смеси водород / кислород, истекающей из круглого отверстия $d = 0,5$ мм криволинейного (II) микросопла с ударным профилем скорости на его срезе, от скорости истечения микроструи: 1 – доля водорода в %; 2 – доля кислорода в %; 3 – прекращение горения микроструи

Эти стадии включают: горение в области перетяжки пламени и турбулентной области, прекращение горения в турбулентной области микроструи при сохранении горения в области перетяжки пламени и прекращение горения микроструи. Следует также отметить сокращение диапазона го-

рения по сравнению с аналогичным параметром горения микроструи чистого водорода, истекающей из микросопла с параболическим профилем скорости на его срезе (см. работу [11]). С другой стороны, можно наблюдать значительный рост диапазона диффузионного горения микроструи чисто-

го водорода, вплоть до сверхзвуковых скоростей, истекающей из криволинейного канала, с наличием вихрей Дина (II). Можно также отметить и одну особенность данного сценария горения: отрыв пламени, сопровождаемый как исчезновением горения в области перетяжки пламени, так и исчезновением самой области перетяжки пламени (см. работу [7]). Видно также (см. рис. 9), что с ростом скорости истечения микроструи прекращение ее горения связано с уменьшением доли кислорода в смеси. Данный факт коррелирует с выводом работы [11].

Рассмотрим процесс горения микроструи смеси водород / кислород в зависимости от скорости истечения микроструи и соотношения долей горючего и окислителя в их смеси. При скорости истечения микроструи $U_0 = 510$ м/с процесс горения связан с образованием структуры пламени в форме узкого вытянутого цилиндра с наличием в нем ламинарной струи и ламинарного пламени. С ростом доли кислорода в смеси данная форма пламени все более сжимается и вытягивается, пока не наступает стадия турбулизации микроструи и пламени (см. рис. 3). Срыв пламени, т. е. прекращение горения микроструи, наступает при доле кислорода $O_2 = 50\%$ в смеси газов. С ростом скорости истечения микроструи происходит кардинальное изменение структуры пламени. Возникает область перетяжки пламени, размер которой резко уменьшается с ростом скорости истечения микроструи, и можно наблюдать искажение формы турбулентного пламени, характерное при горении микроструи как чистого водорода, так и его смеси с кислородом. Данный факт связан с воздействием и взаимодействием вихрей Кельвина – Гельмгольца с вихрями Дина [7]. Срыв пламени (прекращение горения микроструи) на больших скоростях истечения микроструи происходит при значительно меньшей доле кислорода в смеси ($O_2 \approx 8-9\%$), чем в ситуации малой скорости ее истечения ($O_2 = 50\%$).

Рассмотрим другие важные особенности горения микроструи смеси водород / кислород, истекающей из криволинейного канала, с ударным профилем скорости на срезе выходного микросопла при наличии вихрей Дина. На рис. 10 показана теневая картина деформации области перетяжки пламени, вызванная взаимодействием вихрей Кельвина – Гельмгольца с вихрями Дина.

Видно (см. рис. 10), что область перетяжки пламени искажилась под углом примерно 14° по отношению к торцу микросопла. На рис. 11, *a* показана теневая картина деформации пламени турбулентной области горения микроструи и области перетяжки пламени, вызванная взаимодействием вихрей Кельвина – Гельмгольца с вихрями Дина. На рис. 11, *b* показана теневая картина отсутствия деформации пламени при горении микроструи чистого водорода, истекающей из прямолинейного микросопла с параболическим профилем скорости на его срезе. Можно наблюдать характерное искажение турбулентного пламени и области перетяжки пламени, вызванное взаимодействием вихрей Кельвина – Гельмгольца с вихрями Дина на рис. 11, *a* и ее отсутствие в ситуации, представленной на 11*b*.

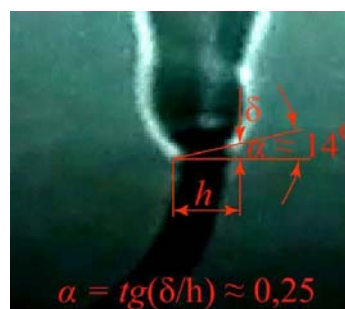


Рис. 10. Теневая картина диффузионного горения микроструи смеси водорода с кислородом, истекающей из круглого микросопла диаметром 0,5 мм, при наличии вихрей Дина (искажение размера и формы области перетяжки пламени – δ , угол перегиба – $\alpha \approx 14^\circ$)

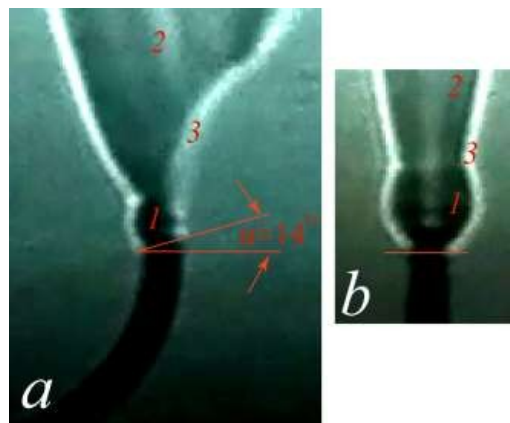


Рис. 11. Теневые картины диффузионного горения микроструи водорода, истекающей из криволинейного (*a*) и прямолинейного (*b*) круглого микросопла диаметром 0,5 мм при наличии (*a*) и отсутствии (*b*) вихрей Дина: 1 – область перетяжки пламени; 2 – турбулентное пламя; 3 – узкая область фронта диффузионного горения. $U_0 = 918, 995(a), 663(b)$ м/с

Основные особенности процесса горения микроструи смеси водород / кислород, истекающей из прямолинейного микросопла, в зависимости от скорости истечения и соотношения долей водорода и кислорода в смеси были детально обсуждены и проанализированы в работе [11]. В заключительном разделе работы проведем сравнение основных особенностей процесса горения микроструи смеси водород / кислород, истекающей из прямолинейного и криволинейного микросопел, частично представленных на объединенном графике рис. 12.

Максимум скорости истечения микроструи, при которой ее горение прекращается, значительно выше в ситуации горения в ней чистого водорода ($U_0 \geq 1000$ м/с) (I), чем в случае горения смеси водород / кислород ($U_0 \approx 700$ м/с) (I) при наличии параболического профиля скорости на срезе сопла. С другой стороны, с ростом скорости истечения микроструи смеси водород / кислород срыв пламени, т. е. прекращение горения микроструи, происходит при снижении доли кислорода в смеси (I).

Несколько иная ситуация в случае горения микроструи, истекающей из криволи-

нейного сопла с ударным профилем скорости на его срезе. Диапазон скорости, в котором горение микроструи продолжается, значительно шире, как в случае горения чистого водорода ($U_0 \geq 1000$ м/с и выходом на сверхзвуковое горение), так и его смеси ($U_0 \approx 1000$ м/с). Однако зависимость прекращения горения смеси от снижения доли кислорода в ней коррелирует с выводами предыдущей ситуации. Следует также отметить различия в структуре пламени при горении микроструи чистого водорода и его смеси.

Процесс диффузионного горения микроструи чистого водорода, истекающей из микросопла как с ударным (II), так и параболическим (I) профилем скорости на его срезе, сопровождался наличием сферической области перетяжки пламени, уменьшением ее размера с ростом скорости микроструи, отрывом турбулентного пламени от области перетяжки пламени с сохранением горения в ней, отсутствием горения в турбулентной области микроструи с продолжающимся горением в области перетяжки пламени и, наконец, прекращением горения микроструи.

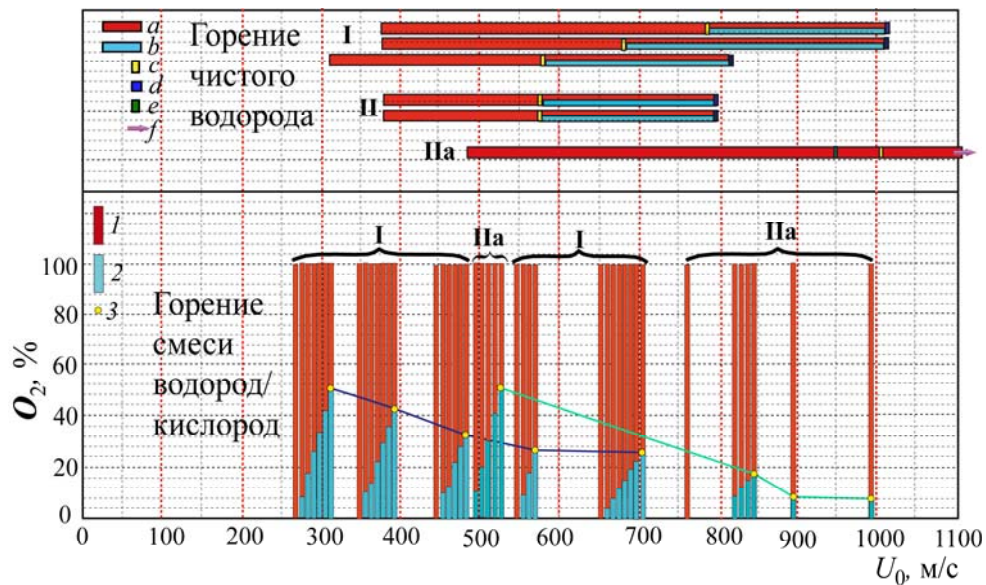


Рис. 12. Диаграммы зависимости диффузионного горения чистого водорода, истекающего из круглого отверстия $d = 0,5$ мм прямолинейного микросопла с параболическим (I) и ударным (II) профилем скорости на срезе сопла и из криволинейного микросопла ($d = 0,5$ мм) с ударным профилем скорости на срезе сопла и наличием вихрей Дина (IIa), в зависимости от скорости истечения микроструи: a – диапазон горения; b – отрыв турбулентного пламени при наличии горения в области перетяжки пламени; c – момент начала отрыва пламени; d – прекращение горения микроструи; e – момент исчезновения области перетяжки пламени; f – выход на сверхзвуковое горение оторвавшегося пламени микроструи.

Диаграммы зависимости горения микроструи смеси водород / кислород, истекающей из прямолинейного I (криволинейного IIa) микросопла с параболическим I (ударным IIa) профилем скорости на срезе сопла при различной скорости ее истечения: 1 – доля водорода; 2 – доля кислорода

Напротив, горение микроструи смеси водород / кислород сопровождается трансформацией сферической формы области перетяжки пламени в узкую вытянутую область ламинарной микроструи и пламени цилиндрической формы (I). С ростом скорости истечения микроструи эта область все более сжимается и растягивается, пока не начнет турбулизоваться. Данное наблюдение коррелирует с фактом, который наблюдался при диффузионном горении микроструи чистого водорода, истекающей из круглого микросопла диаметром выходного отверстия менее 100 мкм. Пламя также имело узкую вытянутую цилиндрическую форму. Учитывая узконаправленность такого пламени и высокую температуру в нем (более 1 000 °C), оно может быть использовано в различных горелочных устройствах для локального нагрева различных объектов.

Рассмотрим различия в структуре пламени при горении микроструи чистого водорода и его смеси с кислородом, истекающей из круглого криволинейного микросопла, с наличием вихрей Дина в микроструе (IIa). Горение микроструи чистого водорода сопровождается образованием области перетяжки пламени, ее исчезновением и отрывом пламени от среза сопла с переходом на сверхзвуковое горение с ростом скорости истечения микроструи (IIa). При этом можно наблюдать искажение как области перетяжки пламени, так и оторвавшегося пламени от воздействия процесса взаимодействия вихрей Дина и Кельвина – Гельмгольца.

В случае горения микроструи смеси водород / кислород при скорости ее истечения ($U_0 \approx 700$ м/с) также возникает сферическая область перетяжки пламени, и ее форма, как и форма турбулентной области пламени, подвержена деформации от воздействия процесса взаимодействия вихрей Дина и Кельвина – Гельмгольца. Однако при скорости ее истечения ($U_0 = 510$ м/с) можно было наблюдать отсутствие области перетяжки пламени, и форма пламени имела узкую вытянутую цилиндрическую форму.

Таким образом, можно сформулировать следующие основные выводы работы, касающиеся горения круглой микроструи смеси водорода с кислородом, истекающей из криволинейного микросопла с вихрями Дина.

Выводы

1. Добавление кислорода приводит к снижению диапазона скоростей существования горения микроструи по сравнению с аналогичным параметром при диффузионном горении чистого водорода.

2. С ростом скорости истечения микроструи прекращение ее горения связано с уменьшением доли кислорода в смеси.

3. Обнаружено наличие сферической области перетяжки пламени, деформирующейся от воздействия вихрей Дина и Кельвина – Гельмгольца и уменьшающей свой размер с ростом скорости истечения микроструи.

4. Показано, что область турбулентного пламени также подвержена искажению от воздействия вихрей Дина и Кельвина – Гельмгольца.

5. Установлено, что диапазон горения круглой микроструи как чистого водорода, так и его смеси с кислородом, истекающей из криволинейного микросопла, значительно шире диапазона горения круглой микроструи как чистого водорода, так и его смеси с кислородом, истекающей из прямолинейного микросопла.

Список литературы

1. Литвиненко М. В., Литвиненко Ю. А., Вихорев В. В. Термоанемометрические исследования круглой струи, сформированной в криволинейном канале // Вестн. НГУ. Серия: Физика. 2015. Т. 10, вып. 1. С. 23–32.

2. Козлов В. В., Грек Г. Р., Коробейников О. П., Литвиненко Ю. А., Шмаков А. Г. Особенности горения водорода в круглой и плоской микроструе в поперечном акустическом поле и их сравнение с результатами горения пропана в тех же условиях // Вестн. НГУ. Серия: Физика. 2014. Т. 9, вып. 1. С. 79–86.

3. Шмаков А. Г., Грек Г. Р., Козлов В. В., Коробейников О. П., Литвиненко Ю. А. Различные режимы диффузионного горения круглой струи водорода в воздухе // Вестн. НГУ. Серия: Физика. 2015. Т. 10, вып. 2. С. 27–41.

4. Козлов В. В., Грек Г. Р., Коробейников О. П., Литвиненко Ю. А., Шмаков А. Г. Горение истекающей в воздух высокоско-

ростной микроструи водорода // Авиадвигатели XXI века: Тез. докл. Всерос. науч.-техн. конф. М., 2015.

5. 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, вып. 2. С. 42–51.

6. Козлов В. В., Грек Г. Р., Коробейничев О. П., Литвиненко Ю. А., Шмаков А. Г. Горение истекающей в воздух высокоскоростной микроструи водорода // ДАН. 2016. Т. 470, № 2. С. 166–171.

7. Вихорев В. В., Грек Г. Р., Козлов В. В., Литвиненко М. В., Литвиненко Ю. А., Шмаков А. Г. Диффузионное горение круглой струи водорода, истекающей из криволинейного канала с вихрями Дина // Сибирский физический журнал. 2017. Т. 12, № 3. С. 74–84.

8. Шмаков А. Г., Грек Г. Р., Козлов В. В., Коробейничев О. П., Литвиненко Ю. А. Диффузионное горение круглой микроструи смесей водорода с метаном, гелием и азотом // Вестн. НГУ. Серия: Физика. 2016. Т. 11, вып. 2. С. 56–76.

9. Козлов Г. В., Грек Г. Р., Сорокин А. М., Литвиненко Ю. А. Влияние начальных условий на срезе сопла на структуру круглой струи // Теплофизика и аэромеханика. 2008. Т. 15, № 1. С. 59–73.

10. Shmakov A. G., Grek G. R., Kozlov V. V., Litvinenko Yu. A. Influence of initial and boundary conditions at the nozzle exit upon diffusion combustion of a hydrogen microjet // International Journal of Hydrogen Energy. Elsevier, 2017. Vol. 42. Iss. 24. P. 15913–15924.

11. 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.

Материал поступил в редколлегию 16.01.2018

V. V. Vikhorev^{1,2}, G. R. Grek¹, V. V. Kozlov^{1,2}, Yu. A. Litvinenko^{1,2}
M. V. Litvinenko^{1,2}, A. G. Shmakov^{2,3}

¹ Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS
4/1 Institutskaya Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation

² Novosibirsk State University
2 Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation

³ Voevodsky Institute of Chemical Kinetics and Combustion SB RAS
3 Institutskaya Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation

shmakov@kinetics.nsc.ru, grek@itam.nsc.ru, kozlov@itam.nsc.ru, litur@itam.nsc.ru

COMBUSTION OF THE ROUND MICROJET OF HYDROGEN WITH OXYGEN MIXTURE EFFLUX FROM THE CURVED MICRONOZZLE

The purpose of this work consists in experimental study of combustion features of the round microjet premixed hydrogen with oxygen. Situation of the microjet efflux and combustion of hydrogen/oxygen mixture from a curved micronozzle with a top-hat mean velocity profile at the nozzle exit is considered.

It is shown that addition of oxygen leads to decrease in velocity range of existence of a microjet combustion in comparison with similar parameter at diffusion combustion of a pure hydrogen. It is found that with growth of a microjet velocity efflux, the combustion termination of its is connected with reduction of an oxygen part in mixture. Existence of spherical «bottleneck flame region» is revealed. Its region deformed under influence of the Dean and Kelvin – Helmholtz vortices. «Bot-

tleneck flame region» size is reduced with growth of a microjet velocity efflux. It is shown that the area of a turbulent flame is also is subjected to distortion from influence of the Dean and Kelvin – Helmholtz vortices. It is found that the range of the round microjet combustion both pure hydrogen, and its mixture with oxygen efflux from a curved micronozzle is much wider than the range of the round microjet combustion both pure hydrogen, and its mixture with oxygen efflux from a linear micronozzle.

Keywords: round microjet, hydrogen / oxygen mixture combustion, «bottleneck flame region», shadow method of a research, combustion shadow patterns, curved micronozzle.

For citation:

Vikhorev V. V., Grek G. R., Kozlov V. V., Litvinenko Yu. A., Litvinenko M. V., Shmakov A. G. Combustion of the Round Microjet of Hydrogen with Oxygen Mixture Efflux from the Curved Micronozzle. *Siberian Journal of Physics*, 2018, vol. 13, no. 1, p. 68–79. (In Russ.)

DOI 10.25205/2541-9447-2018-13-1-68-79

УДК 544.277.6, 544.277.4, 533.6.011.8, 539.198
DOI 10.25205/2541-9447-2018-13-1-80-94

Н. Г. Коробейщиков, М. А. Роечко, И. В. Николаев

*Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия*

korobei@ci.nsu.ru

ДИАГНОСТИКА ПОТОКОВ ГАЗОВЫХ КЛАСТЕРОВ С ПОМОЩЬЮ ПОПЕРЕЧНЫХ ПРОФИЛЕЙ ИНТЕНСИВНОСТИ МОЛЕКУЛЯРНОГО ПУЧКА *

Описан оригинальный экспериментальный метод диагностики кластеров в молекулярных пучках, сформированных из сверхзвуковых газовых струй. Метод основан на измерении поперечного профиля массовой интенсивности пучка на заданном расстоянии за скиммером и позволяет определить основные параметры: средний размер кластеров, соотношение мономеров и кластеров, плотность потока кластеров. Описанный метод можно применять для диагностики кластерных пучков любых чистых газов, при этом не требуется создания специальных моделей или определения эмпирических констант. Благодаря высокой интенсивности кластерных пучков для измерений не требуется сложное высокочувствительное оборудование. С помощью данного метода были определены средние размеры кластеров Ag в диапазоне от 50 до 2000 молекул на кластер. Достоверность полученных значений средних размеров кластеров подтверждается сравнением с результатами других авторов, полученными с помощью разных экспериментальных методов с использованием параметра подобия течений с конденсацией (параметра Хагены) G^* . Проведен анализ физических ограничений описываемого метода.

Ключевые слова: газовый кластер, поперечный профиль кластерного пучка, скоростное отношение, средний размер кластеров.

Введение

В настоящее время газоструйные кластерные пучки представляют большой интерес не только для фундаментальных исследований, но и для различных технологических приложений. Примерами прикладных задач могут служить генерация излучения на оптических и рентгеновских гармониках при интенсивном лазерном облучении [1; 2], формирование ускоренных ионно-кластерных пучков (gas cluster ion beam, GCIB) для диагностики поверхности (secondary ion mass spectrometry, SIMS, или X-ray photoelectron spectroscopy, XPS) [3–5], модификация поверхности материалов газов (сверхгладкая полировка, приповерхностная имплантация) [6–8] и др.

Сложность процесса формирования газовых кластеров в условиях неравновесной конденсации в сверхзвуковом потоке, особенно за профилированными соплами, не позволяет определить основные параметры кластерного потока полностью аналитически. Численное моделирование потоков с конденсацией возможно лишь в ограниченных условиях. Известные эмпирические зависимости опреде-

* Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 17-01-00512) и Министерства образования и науки Российской Федерации (грант № 11.1402.2017). Экспериментальные результаты были получены с использованием оборудования центра коллективного пользования «Прикладная физика» Новосибирского государственного университета.

лены опытным путем только для некоторых газов. Все это стимулирует развитие экспериментальных методов диагностики кластерных потоков.

Для описания газовых потоков с кластерами О. Хагена предложил закон подобия, основанный на принципе «соответствующих струй» [9; 10], согласно которому зависимость среднего размера кластеров N имеет следующий вид:

$$N = b \left(\frac{\Gamma^*}{1000} \right)^a. \quad (1)$$

Здесь Γ^* – безразмерный параметр подобия конденсации (параметр Хагены), который является функцией параметров газа в источнике (давление P_0 и температура T_0), формы сопла (через эквивалентный диаметр сопла d_{eq}). Параметры a и b для уравнения (1) определяются путем обобщения экспериментальных данных, при этом они различаются не только для различных газов, но и для различных диапазонов параметра Γ^* . Для осесимметричного течения Γ^* имеет следующий вид:

$$\Gamma^* = k P_0 d_{eq}^q T_0^{-q \frac{f-2}{4} - \frac{\gamma}{\gamma-1}}.$$

Здесь k и q – константы, зависящие от вида газа [11–13], f – число активных степеней свободы молекулы, γ – отношение удельных теплоемкостей, давление выражается в миллибарах, диаметр сопла – в микрометрах. Установлено, что для одноатомного аргона $k = 1650$, $q = 0,85$, тогда получаем известную формулу:

$$\Gamma^* = 1650 P_0 d_{eq}^{0,85} T_0^{-2,29}.$$

Концепция эквивалентного сопла [9; 14] позволяет сравнивать конденсирующиеся потоки из сопел с различной геометрией. Для звуковых сопел эквивалентный диаметр равен диаметру критического сечения d_* , для конических сверхзвуковых сопел используют следующую зависимость:

$$d_{eq} = c(\gamma) d_* / \tan \alpha,$$

где α – полуугол расходящейся части сопла, константа c зависит от γ и симметрии пото-

ка, для осесимметричного истечения аргона $c(\gamma) = 0,736$.

Ключевыми параметрами для описания кластерных потоков являются средний размер и численная плотность кластеров. Известные экспериментальные методы диагностики газоструйных кластерных потоков позволяют определять только один из указанных параметров. Поэтому для более полного описания обычно используют комбинацию взаимодополняющих методов, чаще всего оптических: Рэлееское и Рамановское рассеяние [15; 16], Рэлееское рассеяние и интерферометрия [17], рассеяние и поглощение лазерного излучения [18]. При этом малые абсолютные значения сечений рассеяния и локальной плотности кластеров вынуждают использовать в этих экспериментальных методах комплекс высокочувствительного оборудования.

Ранее нами была показана возможность определения среднего размера газовых кластеров путем измерения поперечного профиля интенсивности (распределение интенсивности в плоскости, перпендикулярной оси потока) кластерного пучка за скиммером [19; 20]. В данной работе описаны физические основы данного метода, а также показана возможность определять из полученных данных плотность потока кластеров. Отдельное внимание уделено обсуждению используемых предположений и физических ограничений описываемого метода.

Основные принципы метода

Основные принципы описываемого метода проиллюстрированы на рис. 1. Как известно, в отсутствие влияния фонового газа в дальнем поле течения аксиально-симметричной сверхзвуковой струи радиальные линии тока исходят из виртуального точечного источника [14]. В случае истечения конденсирующегося газа из конического сопла радиальное расширение происходит в малом телесном угле, определяемом конусом сопла и пограничным слоем на его стенке, а виртуальный источник располагается в области нуклеации [21]. Из сверхзвуковой струи кластерный пучок выделяется с помощью скиммера с минимальным возмущающим эффектом. Переход к свободномолекулярному расширению может происходить сверху по течению (число Кнудсена

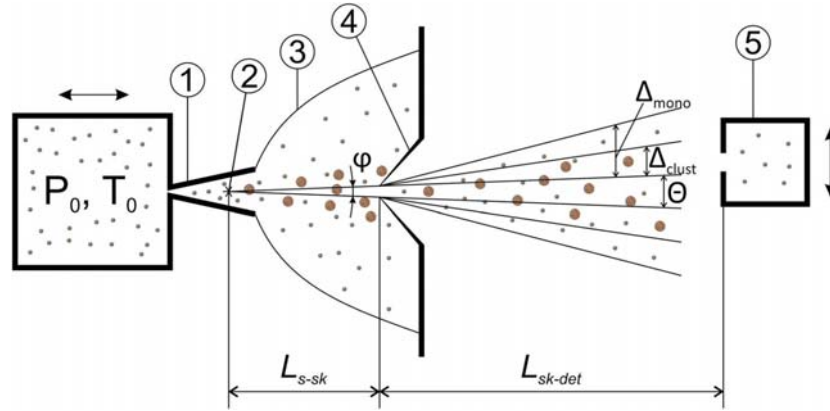


Рис. 1. Принципиальная схема рассматриваемого метода:
1 – коническое сопло; 2 – виртуальный точечный источник; 3 – сверхзвуковая струя;
4 – скиммер; 5 – датчик интенсивности

на скиммере $\text{Kn}_{\text{sk}} \geq 1$) либо снизу ($\text{Kn}_{\text{sk}} \leq 1$) от входа скиммера.

На большом расстоянии вниз по течению от скиммера (расстояние скиммер – детектор $L_{\text{sk-det}}/d_{\text{sk}} \gg 1$) плотность газа вдоль оси молекулярного пучка $n(x)$ уменьшается как результат уширения пучка (увеличения его диаметра). Уширение пучка Δ определяется поперечным скоростным отношением $S_{\perp}$ следующим образом: $\Delta = L/S_{\perp}$. Здесь

$$S_{\perp} = \left(\frac{mU^2}{2k_B T_{\perp}} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

где U – гидродинамическая скорость потока, m – масса частиц, k_B – константа Больцмана, $T_{\perp}$ – перпендикулярная компонента температуры. Учитывая радиальность потока на входе скиммера, диаметр молекулярного пучка d_{beam} на расстоянии $L_{\text{sk-det}}$ является суммой геометрической ширины луча Θ , определяемой углом ϕ и уширением пучка Δ :

$$d_{\text{beam}} = \Theta + 2\Delta \approx \phi(L_{\text{s-sk}} + L_{\text{sk-det}}) + 2L_{\text{sk-det}}/S_{\perp},$$

где $L_{\text{s-sk}}$ – расстояние от точечного источника до скиммера.

Известно, что в молекулярном пучке частиц различной массы наблюдается эффект Маховской фокусировки, приводящий к концентрации на оси пучка тяжелых частиц [22]. Обычно на входе скиммера массовая

доля конденсата не превышает 30 % [23]. В молекулярном пучке, сформированном из сверхзвуковой струи конденсирующихся газов, одновременно присутствуют как мономеры, так и кластеры различных размеров. В условиях свободномолекулярного расширения мономеры и кластеры образуют независимые компоненты поперечного профиля, которые можно охарактеризовать максимальной интенсивностью и полушириной (см. далее). Так как мономеры уширяются в больший телесный угол, на большом расстоянии за скиммером $L_{\text{sk-det}}/d_{\text{sk}} \gg 1$), процент кластеров на оси пучка значительно возрастает по сравнению с входом скиммера. Кластеры различных размеров образуют единое пространственное распределение: ближе к оси сосредоточены кластеры большего размера, по мере удаления от оси размер кластеров уменьшается. Так же как и в случае мономеров, поперечный профиль кластеров описывается распределением Гаусса [24]. Как и полуширина (ширина на полувысоте) поперечного профиля мономеров, определяемая поступательной температурой, полуширина поперечного профиля кластеров определяется средним размером кластеров. В условиях равновесия поступательных температур кластеров и мономеров связь между их скоростными отношениями определяется только размерами (массой) кластеров: $S_{\perp \text{clust}} = S_{\perp \text{mono}} \sqrt{N}$. Таким образом, измерение уширений кластерной и мономерной компонент поперечного профиля пучка на фиксированном расстоянии от скиммера вниз по течению позволяет опре-

делить средний размер кластеров N следующим образом:

$$N = (S_{\perp \text{clust}} / S_{\perp \text{mono}})^2 = (\Delta_{\text{mono}} / \Delta_{\text{clust}})^2.$$

Детали эксперимента

Эксперименты проводились на установке, которая кратко описана в работе [20], с аргонном высокой чистоты (99,999 %), расширяющимся из конических сверхзвуковых сопел различной геометрии. Размеры сопел, используемые в данной работе, приведены в таблице. Давление торможения изменялось в диапазоне от $3 \cdot 10^4$ до $6 \cdot 10^5$ Па, температура торможения T_0 была комнатной (т. е. $T_0 = 293$ К). Для формирования пучка из сверхзвуковой струи использовались два скиммера с диаметрами входного отверстия 0,43 и 0,83 мм. Для исключения влияния скиммерного взаимодействия все измерения выполнялись в дальнем поле течения, при расстоянии от сопла до скиммера 50 мм. Фоновое давление в камере газового источника варьировалось в пределах $10^{-1} - 1$ Па в зависимости от давления торможения. В таких условиях вместо привычного диска Маха формируется икс-образная структура наклонных ударных волн (см., например, рис. 2 в [23]). Фоновое давление в камере измерений не превышало $2 \cdot 10^{-4}$ Па, что исключило рассеяние частиц пучка на фоновом газе при прохождении к детектору.

Интенсивность кластерного пучка определялась путем измерения избыточного давления, возникающего вследствие торможения пучка в датчике малого объема. В качестве датчика интенсивности использовался ионизационный вакуумметр модели Granville-Philips 356 Micro-Ion Plus. Датчик перемещался перпендикулярно оси пучка на расстояние 150 мм с помощью линейного манипулятора. Давление в датчике и поперечная координата регистрировались с по-

мощью АЦП. Для обеспечения пространственного разрешения на входе датчика была установлена щелевая диафрагма шириной 1,2 мм. Расстояние от входа скиммера до датчика составляло 326 мм.

В ходе экспериментов измерялась зависимость избыточного давления в датчике от поперечной координаты. Измеряемое давление P_{det} складывается из фонового давления в камере P_{bg} и избыточного давления P_{beam} , создаваемого частицами пучка внутри датчика. Фоновое давление в камере измерений контролировалось вакуумным датчиком, расположенным на боковой стенке камеры, аналогичным датчику интенсивности. Однако из-за асимметричного расположения турбомолекулярных насосов и оси пучка могут наблюдаться значительные изменения локального уровня фонового давления в различных областях камеры. Поэтому для корректного определения P_{bg} на небольшом расстоянии от оси пучка был установлен экран, закрывающий датчик от прямого молекулярного пучка. Давление, измеренное за этим экраном, принималось за фоновое P_{bg} , а давление, создаваемое пучком, определялось как $P_{\text{beam}} = P_{\text{det}} - P_{\text{bg}}$.

Поток, входящий в датчик, J_{in} состоит из кластеров и мономеров с плотностями соответственно n_{clust} и n_{mono} , его можно определить следующим образом:

$$J_{\text{in}} = I_{\text{total}} A_{\text{in}} = (I_{\text{clust}} + I_{\text{mono}}) A_{\text{in}} = (n_{\text{clust}} N + n_{\text{mono}}) A_{\text{in}} U,$$

где I_{total} – полная (массовая) интенсивность пучка, I_{clust} и I_{mono} – интенсивности кластерной и мономерной компонент потока, A_{in} – площадь входного отверстия.

Частицы пучка тормозятся внутри датчика в результате столкновений со стенками датчика. Число столкновений можно определить из $\omega = v\tau/D$, где τ – постоянная времени датчика, v – средняя скорость частиц,

Параметры сопел, используемых работе

Параметры	Сопло	
	1	2
Диаметр критического сечения d_* , мм	0,28	0,35
Длина конуса L_{nozzle} , мм	10	10
Диаметр выхода D , мм	2,41	2,55
Полуугол конуса, град	6,08	6,25

D – характерный размер датчика. Для свободномолекулярного потока постоянная времени для датчика объемом V определяется следующим образом: $\tau = 4V/vA$, где v – средняя скорость мономера, соответствующая T_{det} : $v = \sqrt{8kT_{\text{det}}/\pi m}$. В наших условиях постоянная времени датчика составляет примерно 10 мс, поэтому число столкновений частиц со стенками датчика $\omega \gg 10$. В таких условиях все кластеры, попавшие внутрь датчика, полностью фрагментируют, и поток газа J_{out} , выходящий из датчика, состоит из мономеров с температурой, равной температуре стенок датчика T_{det} :

$$J_{\text{out}} = I_{\text{out}} A_{\text{out}} = \frac{1}{4} n_{\text{beam}} v A_{\text{out}},$$

где n_{beam} – равновесная плотность газа в датчике, A_{out} – площадь выходного отверстия. При фоновом давлении $P_{\text{bg}} \sim 10^{-4}$ Па и давлении внутри датчика $P_{\text{det}} \sim 10^{-3} - 10^{-2}$ Па, на входе в датчик реализуется режим свободномолекулярного течения, в котором входящий и выходящий потоки практически не взаимодействуют. Избыточное давление P_{beam} является результатом равновесия втекающего и вытекающего потоков. В предположении, что оба потока проходят через одно и то же отверстие ($A_{\text{in}} = A_{\text{out}}$), общая (массовая) интенсивность кластерного пучка I_{total} определяется следующим образом:

$$I_{\text{total}} = \frac{1}{4} \frac{P_{\text{beam}} v}{k T_{\text{det}}} = \frac{P_{\text{beam}}}{\sqrt{2\pi m k T_{\text{det}}}}. \quad (3)$$

Результаты и обсуждение

На рис. 2 представлены поперечные профили интенсивности кластерных пучков, полученные с использованием двух различных скиммеров (скиммер 1 и скиммер 2) и сопла номер 1. Известно, что интенсивность кластерного пучка линейно зависит от площади входного отверстия скиммера. На рис. 2, *а* видно, что при одинаковых значениях давления торможения для разных скиммеров интенсивности соотносятся примерно в той же пропорции, что и отношение квадратов диаметров входных отверстий скиммеров $\approx d_{\text{sk}_1}/d_{\text{sk}_2}$. На рис. 3, *б* пред-

ставлены те же профили, нормированные к 1 по максимуму интенсивности. При давлении торможения 75 кПа ширина профилей пучков за различными скиммерами практически не отличается.

Это объясняется тем, что при таких условиях ширина профиля определяется увеличением ширины профиля мономерной компоненты, которое значительно больше геометрической ширины пучка. Наоборот, при давлении торможения 200 кПа и более уширение профиля кластерной компоненты, которая и определяет суммарный профиль пучка, много меньше, чем геометрическая

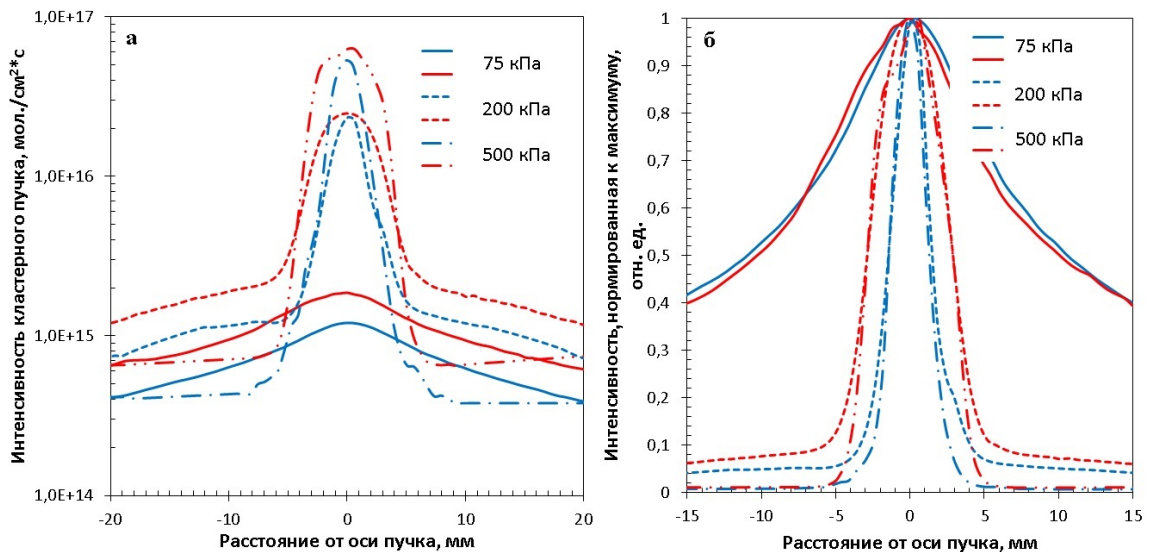


Рис. 2. Сравнение поперечных профилей интенсивности кластерных пучков аргона за разными скиммерами (синий – скиммер 1, красный – скиммер 2) при различных значениях давления торможения: *а* – поперечные профили интенсивности после вычитания фона; *б* – поперечные профили, нормированные к 1 по максимуму сигнала

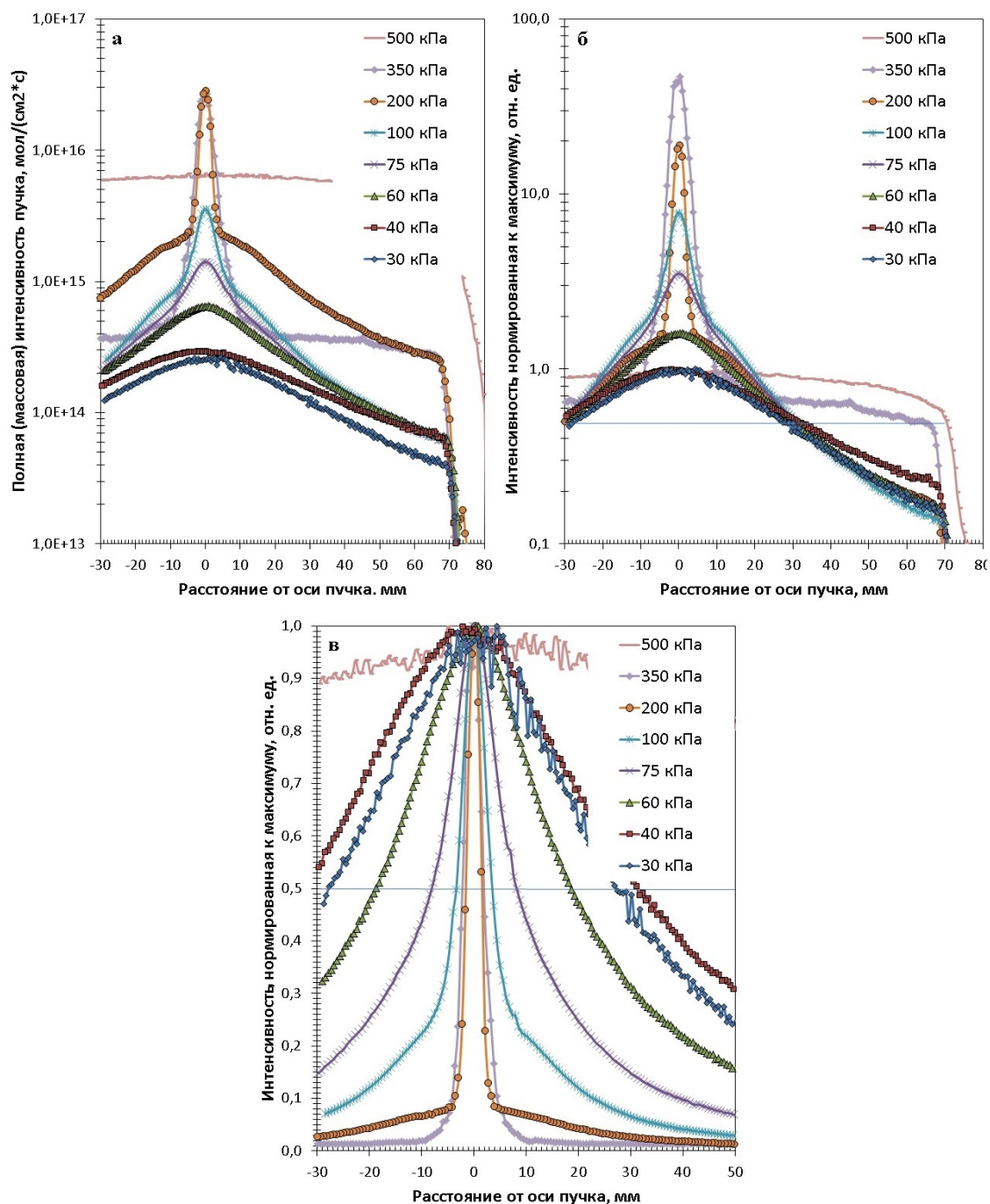


Рис. 3. Поперечные профили интенсивности кластерных пучков аргона при различных значениях давления торможения: а – исходные профили полной интенсивности пучка; б – нормировка к 1 по максимуму мономерной компоненты профиля; в – нормировка к 1 по максимуму сигнала. Сопло номер 2, скиммер номер 1

ширина пучка. Как результат, ширина профиля интенсивности не зависит от P_0 . При давлениях 200 и 500 кПа хорошо видна разница между профилями за скиммерами 1 и 2. Как и следовало ожидать, поскольку скиммер 2 имеет больший диаметр входного отверстия, кластерная компонента профиля

пучка за ним имеет чуть более чем в 2 раза большую полуширину.

На рис. 3 представлены поперечные профили интенсивности кластерного пучка аргона за соплом номер 2 и скиммером 1. На рис. 3, а представлены исходные профили полной (массовой) интенсивности пучков

после вычитания фоновой составляющей. Как и следовало ожидать, интенсивность на оси пучка увеличивается с ростом P_0 от 30 до 200 кПа. Однако при $P_0 = 350$ кПа рост прекращается, а при 500 кПа интенсивность на оси резко падает с одновременным увеличением ширины профиля. Такое поведение объясняется следующими факторами. Как известно, с увеличением давления торможения пропорционально растет расход газа из сопла. При почти постоянной производительности откачной системы это приводит к возрастанию фонового давления в камере расширения P_h , что в результате приводит к уменьшению размеров струи. При истечении из сопла № 1 при $P_0 = 500$ кПа длина струи, определенная по известному соотношению $L = 0,67d_{\text{кр}}\sqrt{P_0/P_h}$, составляет примерно 58 мм, при использовании сопла № 2 – только 37 мм. Как указано выше, измерения проводились на фиксированном расстоянии между соплом и скиммером $L_{\text{nozzle-sk}} = 50$ мм. Соответственно для сопла № 2 при $P_0 = 350$ кПа входное отверстие скиммера находится в области X-образных ударных волн, которые ограничивают продольные размеры струи. Это приводит к частичному испарению кластеров, прошедших через ударные волны, и заметному падению скоростного отношения мономеров. При $P_0 = 500$ кПа скиммер оказывается за X-образными ударными волнами, в результате прохождения через ударные волны газовые кластеры практически полностью испаряются, скоростное отношение мономеров резко падает, что и приводит к зарегистрированному профилю.

Для удобства анализа на рис. 3, б те же профили нормированы к 1 по максимуму мономерной компоненты профиля. Такой подход позволяет корректно определять полуширину профиля мономерной и кластерной компонент для каждого режима истечения. При низких значениях давления торможения (30 и 40 кПа) профиль имеет цельную структуру, размер кластеров и их количество еще слишком малы, чтобы зарегистрировать их на фоне мономеров. При давлении 60 кПа профиль начинает вырождаться (раздваиваться), на оси потока появляется центральная кластерная компонента профиля. Далее с ростом давления торможения профиль приобретает ярко выраженную структуру: широкое основание с мень-

шей интенсивностью относится к мономерной компоненте, и узкий с высокой интенсивностью приосевой пик, который описывает пространственное распределение кластерной компоненты потока. Видно, что с увеличением P_0 интенсивность кластерной компоненты на фоне мономерной резко растет, при этом ее ширина уменьшается. Это свидетельствует о суммарном росте размера и количества кластеров. При давлении торможения 500 кПа размер струи становится меньше расстояния между скиммером и соплом. Это приводит к практически полному развалу и рассеянию кластеров.

Для каждого режима (фиксированного P_0) измеренный профиль аппроксимировался двойным распределением Гаусса (отдельно для мономерной и кластерной компонент), из которых рассчитывались скоростные отношения S_{Lclust} и S_{Lmono} , и таким образом определялся средний размер кластеров N .

Известно, что протекание конденсации сопровождается выделением в газовый поток теплоты конденсации, что приводит к увеличению поперечной поступательной температуры и уменьшению скоростного отношения. Соответственно, это должно проявляться на измеряемых профилях мономеров. Действительно, на начальной стадии конденсации при $P_0 = 40$ кПа наблюдается уширение профиля мономеров. Однако дальнейшее развитие конденсации с увеличением P_0 не оказывает заметного влияния на регистрируемую форму профиля мономеров. Повидимому, это объясняется особенностью истечения из длинных сверхзвуковых сопел (длина сопла $L \gg d_*$). Результаты моделирования [25] показывают, что основной процесс конденсации протекает внутри сопла: на выходе размер кластеров достигает 80–90 % от ее конечной величины в дальнейшем поле течения. Выделение теплоты конденсации в газовый поток в расширяющемся канале приводит к дополнительному увеличению толщины пограничного слоя на стенках сопла, стабилизации газодинамики истечения (числа Маха), возвращению среды к кривой фазового равновесия. Таким образом проявляется консерватизм процесса конденсации.

На рис. 3, в профили нормированы к 1 по максимуму сигнала. Здесь хорошо видно уменьшение полуширины кластерной компоненты с увеличением давления торможения.

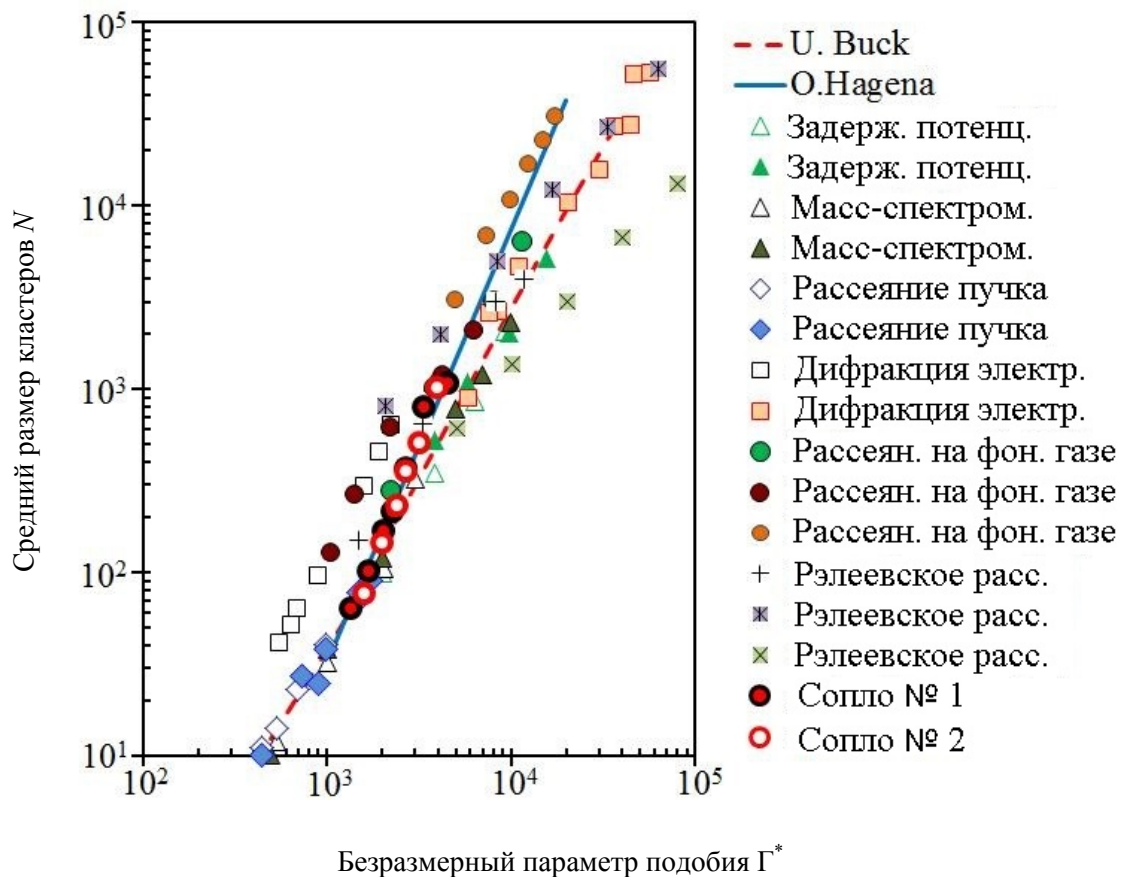


Рис. 4. Средние размеры кластеров в зависимости от параметра Γ^* .
Сравнение с результатами других авторов

ния, что свидетельствует о росте среднего размера кластеров в пучке. При давлении торможения 500 кПа полуширина снова становится больше. Как уже говорилось, это связано с рассеянием и разрушением кластеров при данных условиях эксперимента. На обоих графиках по вертикальной оси на уровне 0,5 отложена горизонтальная прямая, по которой можно определить полуширину мономерной и кластерной компонент профиля для нахождения значения средних размеров кластеров в зависимости от значения давления торможения.

На рис. 4 представлены значения среднего размера кластеров, полученные с помощью описываемого метода, а также данные других авторов, использующих другие экспериментальные методы: метод задерживающего потенциала [26], времяпролетная масс-спектрометрия [27], метод рассеяния пучка [9], дифракция электронов [28; 29], рассеяние на буферном газе [30–32], рэлеевское рассеяние [33; 34]. Из-за одноатомной

структуры и известных основных свойств аргон чаще всего используется в качестве пробного газа в экспериментах с кластерными пучками. В экспериментах использовались конические сопла различной геометрии (закрашенные маркеры) и звуковые сопла (пустые маркеры). Линиями обозначены зависимости, полученные с использованием известных эмпирических зависимостей, рекомендованные О. Хагена [10]:

$$N = 33 \left(\frac{\Gamma^*}{1000} \right)^{2,35} \quad \text{для } \Gamma^* > 1000$$

и U. Buck [9]:

$$N = 38,4 \left(\frac{\Gamma^*}{1000} \right)^{1,64} \quad \text{для } 350 \leq \Gamma^* \leq 1800,$$

$$N = \exp \left(a_0 + a_1 (\ln \Gamma^*)^{0,8} \right) \quad \text{для } \Gamma^* > 1800,$$

где $a_0 = -12,83$, $a_1 = 3,51$.

Определенные нами средние размеры кластеров также приведены на рис. 4. Можно видеть, что полученные средние размеры кластеров в целом удовлетворительно согласуются с результатами, полученными с помощью других экспериментальных методов и оценок по эмпирическим зависимостям.

На рис. 5 приведены измеренные на оси кластерного пучка значения полной интенсивности I_{total} , интенсивности кластерной I_{clust} и мономерной I_{mono} компонент при различных давлениях торможения. При малых давлениях торможения ($P_0 \leq 60$ кПа) согласно зависимости (3) в потоке присутствуют только малые кластеры ($N < 50$). При этом их интенсивность не превышает интенсивности мономеров, что не позволяет зарегистрировать кластерную компоненту описываемым методом. При $P_0 > 70$ кПа течение переходит в режим массовой конденсации, при котором полная интенсивность кластерного пучка с увеличением P_0 резко возрастает. Доля кластеров в массовой интенсивности пучка достигает 95 % уже при $P_0 = 150$ кПа. При дальнейшем росте давления торможения течение переходит в режим развитой конденсации, при котором доля

конденсата на оси газовой струи постепенно приближается к своему предельному значению 30–35 % [25]. Как результат, массовая интенсивность пучка также приближается к предельному значению (для данной геометрии – $\sim 5 \cdot 10^{16}$ мол/(см²·с)), а доля кластеров на оси пучка достигает 99 %.

Как уже отмечалось, важнейшим параметром кластерного потока является численная плотность (кластер/см³) или плотность потока кластеров (кластер/(см²·с)). Указанную величину можно получить, поделив массовую интенсивность кластерной компоненты на средний размер кластеров. На рис. 5 приведены полученные значения плотности потока кластеров J_{clust} для данных условий. Как и для полной интенсивности, на этапе массовой конденсации происходит резкий рост количества кластеров в потоке. Однако после перехода в режим развитой конденсации число кластеров даже уменьшается, как следствие замораживания доли конденсата при продолжающемся росте среднего размера кластеров. Необходимо отметить, что во всем диапазоне изменения давления торможения плотность кластеров более чем на порядок меньше плотности мономеров.

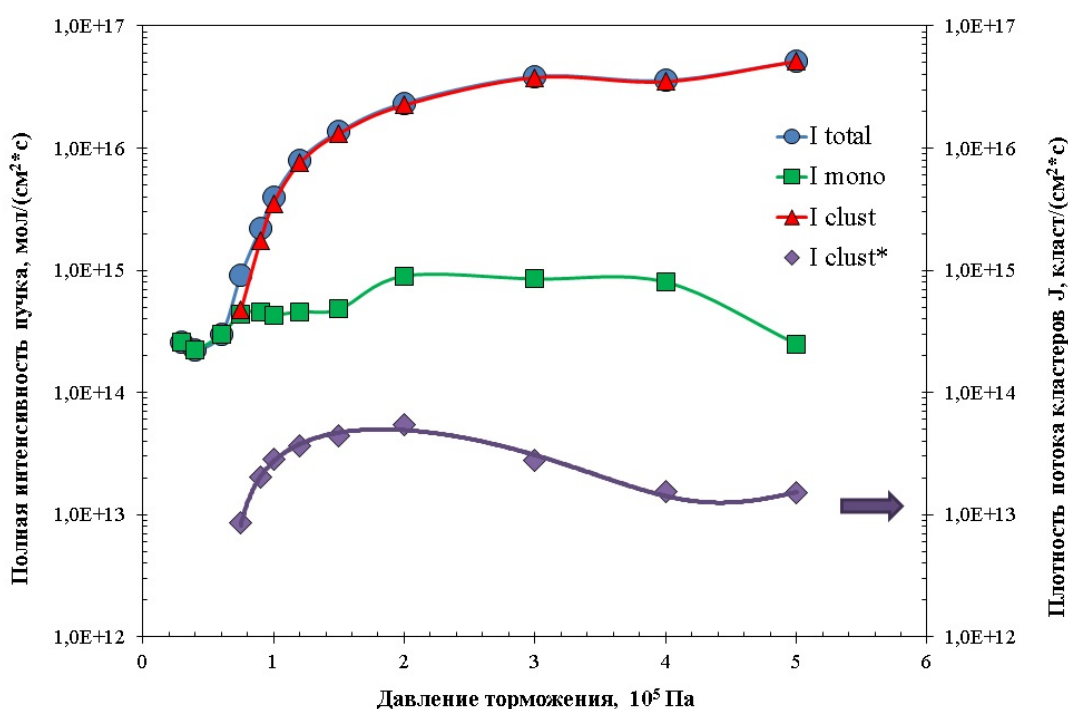


Рис. 5. Зависимости полной интенсивности пучка I_{total} , интенсивности кластерной I_{clust} и мономерной I_{mono} компонент и плотности потока кластеров от давления торможения P_0

Ограничения и допущения метода

Выше в описании основ метода сделано предположение о тепловом равновесии в сверхзвуковом кластерном потоке, т. е. равенстве поступательных температур и скоростей кластеров и мономеров. Однако известно, что при определенных условиях в разреженном сверхзвуковом потоке возможно нарушение теплового (поступательного) равновесия между мономерами и кластерам из-за значительных различий их масс и размеров. Это может приводить к появлению эффекта «проскальзывания» (slip effect), при котором скорость истечения легких частиц (в нашем случае мономеров) может превышать скорость тяжелых кластеров, а, соответственно, поступательная температура тяжелых оказывается выше температуры легкой компоненты [35–37]. Аналогичные явления наблюдаются при истечении смесей газов разной массы, для которых опубликовано большинство работ по данной тематике. Очевидно, этот эффект может влиять на корректность данных, получаемых описываемым в данной работе методом, поэтому нуждается в оценке.

Известно, что тепловое равновесие между частицами в сверхзвуковом потоке газовой смеси (в том числе между мономерами и кластерами разной массы) определяется поступательным энергообменом, т. е. столкновениями между ними. Интенсивность столкновений, в свою очередь, определяется локальной плотностью газа, составом смеси (для кластеров – массовой долей конденсата), средним размерам кластеров N , который одновременно задает разность масс (m_1 и m_N) и разность газокинетических сечений (σ_1 и σ_N). Необходимо отметить, что, несмотря на большое количество работ, посвященных эффекту скольжения частиц в сверхзвуковых газовых потоках, на сегодняшний день нет аналитического решения данной задачи, особенно для потоков с кластерами. Проведенный анализ опубликованных результатов экспериментов и модельных расчетов позволяет сделать следующие выводы.

В сверхзвуковой струе число столкновений между истекающими частицами прямо пропорционально величине $P_0 \cdot d$. Соответственно для истечения смесей газов было показано, что проскальзывание скорости и температуры компонент смеси обратно про-

порционально данной величине [35–39]. Увеличение доли тяжелой компоненты и, соответственно, увеличение средней массы расширяющегося газа приводит к уменьшению разницы скоростей между тяжелой и легкой компонентами и разницы их температур [40–42]. Увеличение разницы масс легкой и тяжелой компонент увеличивает величину проскальзывания [36; 43].

В потоках конденсирующихся газов анализ проскальзывания мономеров и кластеров различных размеров значительно осложняется несколькими факторами. Во-первых, вариация одного параметра может приводить к одновременному изменению нескольких характеристик. Например, увеличение давления торможения приводит к увеличению среднего размера кластеров N (следовательно, их массы и газокинетического сечения) и массовой доли конденсата q . Во-вторых, процесс конденсации растянут в пространстве газовой струи: размеры кластеров и доля конденсата увеличиваются вниз по потоку, плотность мономеров и кластеров уменьшаются с различной скоростью.

Известно, что наиболее ярко проскальзывание проявляется в газовых струях за звуковыми соплами, где в дальнем поле течения локальная плотность газа мала и столкновения между истекающими частицами могут прекращаться достаточно рано. Поэтому все известные работы, посвященные эффекту проскальзывания, выполнены при истечении газов из звуковых сопел. Известно, что при истечении из длинных сверхзвуковых сопел газовый поток ограничен стенками сопла, что приводит к заметному повышению локальной плотности газа и, соответственно, к повышению эффективности энергообмена. Выполненные оценки по изоэнтальпическим формулам без учета конденсации показывают, что в области наших измерений (расстояние сопло – скиммер 50 мм) локальная плотность газа составляет $n/n_0 = 4,7 \cdot 10^{-6}$ и $7,5 \cdot 10^{-6}$ для сопел № 1 и 2 соответственно. Результаты расчета газодинамики истечения для использованных в данной работе режимов, выполненные методом численного моделирования с учетом конденсации [25], показывают, что в наших условиях в области измерений локальная плотность газа составляет $n/n_0 = 1,4 \cdot 10^{-5}$ и $1,8 \cdot 10^{-5}$ соответственно. С учетом уменьшения локальной плотности газа в результате конденсации локальная плот-

ность в струе за нашими соплами в 2,5–3 раза выше, чем в струе за звуковым соплом при тех же условиях (P_0 , T_0). Очевидно, это должно приводить к более интенсивному поступательному энергообмену между мономерами и кластерами и меньшему отклонению от поступательного равновесия.

В [35; 44] для обобщения экспериментальных результатов проскальзывания скорости частиц в газовых смесях за звуковыми соплами был предложен безразмерный параметр скольжения S , который определяется следующим образом:

$$S = \frac{(\mu \cdot M_{\text{avr}})^{0.5}}{(M_1 - M_2)} n_0 D \left(\frac{6C_6}{kT_0} \right)^{1/3}.$$

Здесь μ – приведенная масса смеси, $\mu = M_1 M_2 / (M_1 + M_2)$; M_{avr} – средняя молекулярная масса смеси; M_1 и M_2 – массы компонент; D – диаметр сопла; C_6 – постоянная в потенциале взаимодействия. Было показано, что величина проскальзывания скоростей компонент смеси обратно пропорциональна безразмерному параметру скольжения: $\Delta U = 1/S$. Для оценки проскальзывания скоростей в наших условиях между мономерами и кластерами было использовано то же соотношение. При этом в качестве массы примеси M_2 использовалась масса кластеров со средним размером M_N , в качестве массовой доли примеси, естественно, бралась массо-

вая доля кластеров q , рассчитанная методом численного моделирования [25]. Кластеры рассматривались как твердые шары диаметром $d_{\text{clust}} \sim N^{2/3}$.

На рис. 6 приведены скоростные проскальзывания, измеренные другими авторами в сверхзвуковых потоках разных смесей при различных условиях эксперимента, и результаты наших расчетов. Видно, что в наших условиях разница скоростей мономеров и кластеров находится в диапазоне 5–7 %. Это можно объяснить следующими факторами. Как указывалось выше, рост давления торможения приводит к увеличению не только средней массы кластеров, но и их газокINETического сечения. Таким образом, увеличение разности масс мономеров и кластеров, которое должно приводить к увеличению проскальзывания, полностью компенсируется увеличением эффективности энергообмена между мономерами и кластерами за счет увеличения сечения столкновений и возрастания массовой доли конденсата.

Необходимо отметить, что для определения среднего размера кластеров в описываемом методе используется формула (2), в которую также входит перпендикулярная температура $T_{\perp}$ кластеров и мономеров. К сожалению, нам не известны зависимости, позволяющие определить проскальзывание температуры $T_{\perp}$ компонент газовой смеси. Однако анализ опубликованных результатов

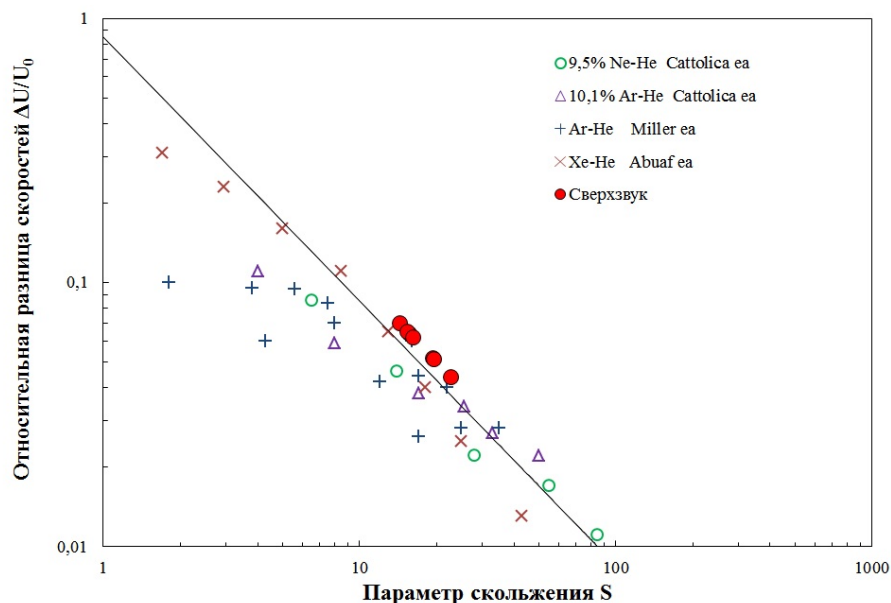


Рис. 6. Зависимость проскальзывания скоростей от параметра скольжения

позволяет сформулировать следующие закономерности. При свободном расширении газа сначала замораживается параллельная температура $T_{\parallel}$, причем температура тяжелой компоненты замораживается на более высоких значениях, чем легкой. С увеличением доли тяжелой компоненты замораживание $T_{\parallel}$ происходит позже, на более низких абсолютных величинах [46]. Перпендикулярная температура продолжает падать близко к изоэнтропической прямой: $T_{\perp} \sim r^{-4/3}$, причем перпендикулярная температура легкой компоненты лежит выше, чем тяжелой. Результаты моделирования методом Монте-Карло, приведенные в [36], показывают, что разница перпендикулярных температур заметно меньше разницы замороженных параллельных температур компонент смеси.

Из проведенного анализа можно сделать вывод, что разница скоростей мономеров и кластеров в наших условиях (а именно $U_{\text{mono}} \sim 1,05 \div 1,07 U_{\text{clust}}$) должна приводить к соответствующей переоценке среднего размера кластеров. Однако эта погрешность частично компенсируется неравенством перпендикулярных температур: $T_{\perp \text{ mono}} \leq T_{\perp \text{ clust}}$. Таким образом, можно предположить, что систематическая погрешность определения среднего размера кластеров с помощью предложенного метода, возникающая из-за эффектов проскальзывания между мономерами и кластерами в газовых потоках за сверхзвуковыми соплами, не превышает 10 %. По-видимому, для кластерных потоков за звуковыми соплами погрешность метода может быть больше, что требует дополнительных исследований.

Описываемый метод диагностики основан на возможности выделять из измеренного поперечного профиля массовой интенсивности кластерного пучка профили мономерной и кластерной компонент для каждого режима измерений. В свою очередь, это возможно только при условии, что масс-спектр кластерного пучка имеет ярко выраженную бимодальную форму с узким пиком в области мономеров и малых кластеров и широким пиком больших кластеров. Как известно, на начальном этапе конденсации в потоке присутствуют только мономеры и малые кластеры, при этом масс-спектр состоит из одного пика. Рост давления торможения приводит к увеличению среднего размера кластеров, массовый пик

постепенно уширяется и при некотором давлении раздваивается, приобретая бимодальную форму. Момент формирования бимодального масс-спектра и определяет нижнюю физическую границу (минимальный размер кластеров) для описываемого способа диагностики.

Физических ограничений для верхней границы (максимального размера кластеров) данного метода, по-видимому, не существует. Увеличение максимального определяемого размера можно достичь, увеличивая пролетную базу от скиммера до детектора и повышая пространственное разрешение детектора. В любом случае необходимо исключить рассеяние пучка на фоновом газе в области детектирования.

Выводы

Описан экспериментальный метод диагностики пучков газовых кластеров, основанный на измерении полуширины кластерной и мономерной компонент поперечного профиля на фиксированном расстоянии за скиммером. Так как сверхзвуковая струя обеспечивает высокую интенсивность кластерного пучка, представленный метод не требует использования сложного высокочувствительного детектирующего оборудования. Сравнение измеренных средних размеров кластеров с результатами других авторов, полученными с использованием различных экспериментальных методов, с использованием параметра подобия конденсации Γ^* показало удовлетворительное согласие, что подтверждает корректность определяемых данным способом средних размеров кластеров.

Описанный метод позволяет определять средние размеры и плотность потока средних и больших кластеров (50–2000 молекул на кластер) в сверхзвуковых струях любых чистых газов. Минимальный найденный данным методом размер кластеров определяется моментом перехода к бимодальной функции распределения в масс-спектре потока. Для определения размера больших кластеров необходимо выполнить измерения на большой пролетной базе. При подобных измерениях необходимо исключить рассеяние частиц пучка на фоновом газе на их пути от скиммера до детектора.

Анализ показал, что систематическая погрешность данного метода вследствие эф-

фекта проскальзывания между мономерами и кластерами, не превышает 10 %.

Список литературы

1. Fennel T., Meiwes-Broer K. H., Tiggesbaumer J., Reinhard P. G., Dinh P. M., Surraud E. Laser-driven nonlinear cluster dynamics // *Reviews of Modern Physics*. 2010. Vol. 82. P. 1793–1843.
2. Boldarev A. S., Faenov A. Y., Fukuda Y., Jinno S., Pikuz T. A., Kando M., Kondo K., Kodama R. Numerical modelling of the cluster targets for their optimization in femtosecond-laser-cluster-driven experiments // *Laser and Particle Beams*. 2017. Vol. 35. P. 397–408.
3. Matsuo J., Ninomiya S., Yamada H., Ichiki K., Wakamatsu Y., Hada M., Seki T., Aoki T. SIMS with highly excited primary beams for molecular depth profiling and imaging of organic and biological materials // *Surface and Interface Analysis*. 2010. Vol. 42. P. 1612–1615.
4. Mahoney C. M. Cluster secondary ion mass spectrometry of polymers and related materials // *Mass Spectrometry Reviews*. 2010. Vol. 29. P. 247–293.
5. Shard A. G., Havelund R., Seah M. P., Spencer S. J., Gilmore I. S., Winograd N., Miyayama T., Niehuis E., Rading D., Möllers R. Argon. Cluster Ion Beams for Organic Depth Profiling: Results from a VAMAS Interlaboratory Study // *Analytical Chemistry*. 2012. Vol. 84. P. 7865–7873.
6. Yamada I. *Materials Processing by Cluster Ion Beams*. London: CRC Press, 2016.
7. Yamada I., Matsuo J., Toyoda N., Aoki T., Seki T. Progress and applications of cluster ion beam technology // *Current Opinion in Solid State & Materials Science*. 2015. Vol. 19. P. 12–18.
8. Popok V. N. Energetic cluster ion beams: Modification of surfaces and shallow layers // *Materials Science and Engineering R: Reports*. 2011. Vol. 72. P. 137–157.
9. Hagen O. F. Scaling laws for condensation in nozzle flows // *Physics of Fluids*. 1974. Vol. 17. P. 894–897.
10. Hagen O. F. Cluster ion sources // *Review of Scientific Instruments*. 1992. Vol. 63. P. 2374–2380.
11. Hagen O. F. Condensation in free jets: Comparison of rare gases and metals // *Zeitschrift für Physik D Atoms, Molecules and Clusters*. 1987. Vol. 4. P. 291–299.
12. Wörmer J., Guzielski V., Stapelfeldt J., Möller T. Fluorescence excitation spectroscopy of xenon clusters in the VUV // *Chemical Physics Letters*. 1989. Vol. 159. P. 321–326.
13. Arno J., Bevan J. W. Infrared spectroscopy in supersonic free jets and molecular beams // *Jet Spectroscopy and Molecular Dynamics*. Eds. J. M. Hollas, D. Phillips. London: Blackie Academic, 1995. P. 29–73.
14. Hagen O. F. Scaling laws for condensation in nozzle flows // *Physics of Fluids*. 1974. Vol. 17. P. 894–897.
15. Ramos A., J. Fernández M., Tejeda G., Montero S. Quantitative study of cluster growth in free-jet expansions of CO₂ by Rayleigh and Raman scattering // *Physical Review A*. 2005. Vol. 72. P. 053204.
16. Kim K. Y., Kumarappan V., Milchberg H. M. Measurement of the average size and density of clusters in a gas jet // *Applied Physics Letters*. 2003. Vol. 83. P. 3210–3213.
17. Gupta K. C., Jha N., Deb P., Mishra D. R., Fulora J. K. Determining the mean size and density of clusters, formed in super sonic jets, by Rayleigh scattering and Mach-Zehnder interferometer // *Journal of Applied Physics*. 2015. Vol. 118. P. 114308.
18. Wörmer J., Joppien M., Möller T. Mass determination of free van der Waals clusters from absorption and scattering measurements // *Chemical Physics Letters*. 1991. Vol. 182. P. 632–636.
19. Korobeishchikov N. G., Penkov O. I. Simple method to gas cluster size determination based on molecular beam cross-section // *Vacuum*. 2016. Vol. 125. P. 205–208.
20. Korobeishchikov N. G., Roenko M. A., Tarantsev G. I. Mean Gas Cluster Size Determination from Cluster Beam Cross-Section // *Journal of Cluster Science*. 2017. Vol. 28. P. 2529–2547.
21. Obert W. Properties of cluster beams formed with supersonic nozzles // *Campargue R. Rarefied Gas Dynamics*. Ed. by Commissariat a L'Energie Atomique. Paris, 1979. Vol. 2. P. 1181.
22. Sharma P. K., Knuth E. L., Young W. S. Species enrichment due to Mach-number focusing in a molecular-beam mass-spectrometer sampling system // *Journal of Chemical Physics*. 1976. Vol. 64. P. 4345–4352.
23. Korobeishchikov N. G., Kalyada V. V., Skovorodko P. A., Shmakov A. A., Khodakov M. D., Shulschenko G. I., Voskoboinikov R. V., Zarvin A. E. Features of formation

of gas cluster ion beams // *Vacuum*. 2015. Vol. 119. P. 256–263.

24. Yang Sh., Philippe L., Châtelet M. Formation and Characterization of Large $(\text{Ar})_n$, $(\text{N}_2)_n$, and Mixed $(\text{Ar})_n(\text{N}_2)_m$ van der Waals Clusters Produced by Supersonic Expansion // *Journal of Cluster Science*. 2007. Vol. 18. P. 855–867.

25. Korobeishchikov N. G., Skovorodko P. A., Kalyada V. V., Shmakov A. A., Zarvin A. E. Experimental and Numerical Study of High Intensity Argon Cluster Beams // *AIP Conference Proceedings*. Proceedings of the 29th International Symposium on Rarefied Gas Dynamics. 2014. Vol. 1628. P. 885–892.

26. Hagena O. F., Obert W. Cluster Formation in Expanding Supersonic Jets: Effect of Pressure, Temperature, Nozzle Size, and Test Gas // *Journal of Chemical Physics*. 1972. Vol. 56. P. 1793–1803.

27. Karnbach R., Joppien M., Stapelfeldt J., Wörmer J. CLULU: An experimental setup for luminescence measurements on van der Waals clusters with synchrotron radiation // *Review of Scientific Instruments*. 1993. Vol. 64. P. 2838–2850.

28. Farges J., de Feraudy M. F., Raoult B., Torchet G. Noncrystalline structure of argon clusters. II. Multilayer icosahedral structure of Ar_N clusters $50 < N < 750$ // *Journal of Chemical Physics*. 1986. Vol. 84. P. 3491–3502.

29. Данильченко А. Г., Коваленко С. И., Самоваров В. Н. Кластерообразование в сверхзвуковых струях CO_2 и CO_2 с Kr // *Физика низких температур*. 2009. Т. 35, вып. 12. С. 1240–1243.

30. De Martino A., Benslimane M., Châtelet M., Crozes C., Pradre F., Vach H. Average cluster size determination in supersonic beams from angular distribution measurements after scattering by a buffer gas // *Zeitschrift für Physik D Atoms, Molecules and Clusters*. 1993. Vol. 27. P. 185–192.

31. Cuvellier J., Meynadier P., de Pujo P., Sublemontier O., Visticot J.-P., Berlande J., Lallement A., Mestagh J.-M. A simple method to determine the mean cluster size in a molecular beam // *Zeitschrift für Physik D Atoms, Molecules and Clusters*. 1991. Vol. 21. P. 265–269.

32. Yang Sh., Philippe L., Châtelet M. Formation and Characterization of Large $(\text{Ar})_n$, $(\text{N}_2)_n$, and Mixed $(\text{Ar})_n(\text{N}_2)_m$ van der Waals Clusters Produced by Supersonic Expansion // *Journal of Cluster Science*. 2007. Vol. 18. P. 855–867.

33. Lu H., Ni G., Li R., Xu Zh. An experimental investigation on the performance of conical nozzles for argon cluster formation in supersonic jets // *Journal of Chemical Physics*. 2010. Vol. 132. P. 124303–124304.

34. Bell A. J., Mestdagh J. M., Berlande J., Biquard X., Cuvellier J., Lallement A., Meynadier P., Sublemontier O., Visticot J.-P. Mean cluster size by Rayleigh scattering // *Journal of Physics D: Applied Physics*. 1993. Vol. 26. P. 994–997.

35. Miller D. R., Andres R. P. Supersonic Free Jet // 6th Rarefied Gas Dynamics (Academic, New York). 1968. Vol. 2. P. 1385–1402.

36. Cattolica R. J., Gallagher R. J., Anderson J. B., Talbot L. Aerodynamic separation of gases by velocity slip in freejet expansions // *AIAA J*. 1979. Vol. 17. P. 344–355.

37. Tanaka K., Kato T., Koyono I., Takanashi N., Moriya T., Teshima K. Velocity distribution and velocity slip in supersonic rare gas beams atoms from binary and clusters from pure sources // *Proc. of the 14th International Symposium on Rarefied Gas Dynamics*. Tsukuba, Japan, 1984.

38. Rebrov A. K., Skovorodko P. A., Tocoli T., Tonezzer M., Coppede N. Experimental and Numerical Study of Pentacene Molecular Beam Seeded in the Free Jet of Helium // 27th Rarefied Gas Dynamics (Academic, New York). 2011. Vol. 1. P. 607.

39. Lazarev A. V., Tatarenko K. A., Amerik A. Yu. Aerodynamic acceleration of heavy particles in a supersonic jet of a binary mixture of gases with disparate-mass components // *Physics of Fluids*. 2017. Vol. 29. P. 087101.

40. Soga T., Oguchi H. Source flow expansion of gas mixtures into a vacuum // 9th Rarefied Gas Dynamics. Vol. 1. P. B.3.1–B.3.9.

41. Amirav A., Even U., Jortner J. Cooling of large and heavy molecules in seeded supersonic beams // *Chem. Phys*. 1980. Vol. 51. P. 31.

42. Takanashi N., Teshima K. Numerical analysis of a freejet expansion of binary gas mixture // *Proc. of the 14th International Symposium on Rarefied Gas Dynamics*. Tsukuba, Japan, 1984.

43. Raghuraman P., Davidovits P. Velocity slip of gas mixtures in free jet expansions // *The Physics of Fluids*. 1978. Vol. 21. P. 1485.

44. Miller D. R. Free Jet Sources // *Atomic and Molecular Methods*. Ed. by G. Scoles. New York: Oxford University Press, 1988. Cap. II.

45. Abuaf N., Anderson J. B., Andres R. P., Fenn J. B., Marsden P. G. H. Molecular beams with energies above one electron volt // *Science*. 1967. Vol. 155. P. 997–999.

46. Anderson J. B. Intermediate energy molecular beams from free jets of mixed gases // *Entropie*. 1967. No. 18. P. 33–37.

Материал поступил в редколлегию 22.12.2017

N. G. Korobeishchikov, M. A. Roenko, I. V. Nikolaev

*Novosibirsk State University
2 Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation*

korobei@ci.nsu.ru

DIAGNOSTICS OF GAS CLUSTER FLOWS BY TRANSVERSE INTENSITY PROFILE OF MOLECULAR BEAM

An experimental method for diagnostics of clusters in molecular beams formed from supersonic gas jets is described. The method is based on measuring the cross-section profile of the mass intensity of the beam at a given distance behind the skimmer and it allows one to determine the main parameters: the mean cluster size, the ratio of clusters to monomers and the cluster flow density. The described method can be used to diagnose cluster beams of any pure gases, without creating special models or determining empirical constants. Since the cluster beam has a high intensity, highly sensitive and complex equipment is not required for measurements. With this method, the average sizes of Ar clusters in the range from 50 to 2,000 molecules per cluster were determined. The reliability of the obtained values of the mean cluster sizes is confirmed by a comparison of the results with the data of other authors obtained by the various experimental methods using the similarity parameter of flows with condensation (the Hagen parameter) Γ^* . The physical limitations of the described method were analyzed.

Keywords: gas cluster, transverse cluster beam profile, speed ratio, mean cluster size.

For citation:

Korobeishchikov N. G., Roenko M. A., Nikolaev I. V. Diagnostics of Gas Cluster Flows by Transverse Intensity Profile of Molecular Beam. *Siberian Journal of Physics*, 2018, vol. 13, no. 1, p. 80–94. (In Russ.)

DOI 10.25205/2541-9447-2018-13-1-80-94

Е. С. Прохоров

*Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН
пр. Академика Лаврентьева, 15, Новосибирск, 630090, Россия*

prokh@hydro.nsc.ru

РАСЧЕТ РАВНОВЕСНЫХ СОСТОЯНИЙ РЕАГИРУЮЩЕЙ УГЛЕРОДОКИСЛОРОДНОЙ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

Численно решена задача определения при заданных внешних параметрах (давлении и температуре) равновесных состояний реагирующей термодинамической системы из молекул веществ, состоящих только из атомов кислорода и углерода. При этом предполагалось, что при сдвиге химического равновесия системы в результате протекания химической реакции, среди ее газообразных продуктов может присутствовать и конденсированный углерод в виде взвеси ультрадисперсных частиц графита. В расчетах варьировались давление, температура и отношение концентрации атомов кислорода и углерода. Определены условия, при которых в продуктах реакции появляется конденсат углерода и термодинамическая система из гомогенной становится гетерогенной.

Ключевые слова: продукты сгорания, химическое равновесие, конденсация углерода.

Введение

При решении целого ряда научных и прикладных задач в области физики горения и детонации газов давно и успешно применяются методы, разработанные для расчета равновесных течений продуктов сгорания различных видов углеводородного топлива [1; 2]. При описании таких течений обычно полагают, что скорость установления химического равновесия намного превышает скорость изменения внешних параметров, т. е. химическую реакцию можно считать мгновенной. Однако сформулированные в [1; 2] положения не охватывают такие важные для практики случаи, когда при недостатке кислорода в продуктах сгорания может присутствовать не только газообразный, но и конденсированный углерод. Отметим, что к такому способу получения углеродного конденсата в последнее время значительно повысился интерес, поскольку он позволяет получать особые формы наноразмерных частиц углерода [3; 4], которые востребованы

для производства химических источников тока, изделий микроэлектроники, композиционных материалов, адсорбентов и т. п.

В работе [5] была анонсирована компьютерная программа «Безопасность», которая, по мнению авторов, способна описывать химическое равновесие для конденсированных компонентов в продуктах детонации. При этом утверждается, что их вычислительный алгоритм частично совпадает с методами расчета, представленными в работе [2] для газообразной химически реагирующей системы. Но в то же время ничего не говорится о предположениях, которые использованы для межфазного равновесия в гетерогенной среде (это касается и более поздней публикации тех же авторов [6]). В [3] проведено сопоставление с экспериментом полученных с помощью [5; 6] расчетов скорости детонации в зависимости от мольной доли топлива в ацетиленокислородных и ацетиленовоздушных смесях. Расчеты выполнены для двух предельных случаев: первый, когда углерод находится в

продуктах детонации только в газообразном состоянии, а второй – только в конденсированном состоянии. Установлено, что в обоих случаях для диапазона концентраций топлива, когда, по расчетам, в результате сдвига химического равновесия за детонационным фронтом появляется углерод, численное решение существенно отличается от опытных данных. Экспериментальные точки располагаются примерно посередине между расчетными кривыми на графике, когда концентрация ацетилена C_2H_2 в исходной смеси превышает концентрацию кислорода O_2 . Это может означать, что в продуктах детонации одновременно присутствуют газообразная и конденсированная фаза углерода, и нужны особые подходы к расчету химического равновесия в таких термодинамических системах. Поэтому к рассчитанным параметрам детонации для переобогащенных углеводородным топливом смесей в [3] следует относиться как к оценке.

Задача расчета равновесия состоит в определении химического состава (мольных долей компонентов) продуктов реакции при фиксированных двух внешних параметрах, обычно это давление p и температура T . При изменении хотя бы одного внешнего параметра будут происходить сдвиг равновесия и изменение химического состава. Продукты реакции представляют собой смесь молекул различных веществ. Зная химический состав такой смеси, можно определить для нее среднюю молярную массу, плотность, удельную (на единицу массы) внутреннюю энергию, тепловой эффект химической реакции, что является необходимым при теоретическом описании многих стационарных и нестационарных газодинамических процессов.

В настоящей работе решена задача расчета равновесных состояний реагирующей термодинамической системы с учетом того, что среди компонентов химической реакции одна часть свободного углерода может находиться в газообразном состоянии, а другая – в конденсированном состоянии. При этом предполагали, что конденсат углерода является графитом, теплофизические свойства которого для достаточно широкого диапазона значений p и T известны [7]. Для упрощения теоретического анализа рассмотрена ситуация, когда все молекулы веществ, входящих в закрытую термодинами-

ческую систему, состоят только из атомов кислорода и углерода.

Постановка задачи

Атомарный состав реагирующей термодинамической системы, которая не обменивается веществом с внешней средой, будем характеризовать относительными концентрациями атомов кислорода n_O и углерода n_C , связанными следующим соотношением:

$$n_O + n_C = 1. \quad (1)$$

Полагаем, что продукты химической реакции, протекающей в такой системе, могут иметь только следующий равновесный состав (доля остальных веществ незначительна):

$$b_{CO_2} CO_2 + b_{CO} CO + b_{O_2} O_2 + b_O O + b_C C + b_{C_g} C_g, \quad (2)$$

где b_s – стехиометрический коэффициент вещества $s = \{CO_2, CO, O_2, O, C, C_g\}$. Символом C_g обозначен конденсат углерода, который в нашем случае можно представить в виде взвеси (ультрадисперсной пыли) частиц графита, размерами которых можно пренебречь. Все остальные вещества являются газообразными и могут быть описаны моделью идеального газа.

Сопоставляя (1) и (2), можно получить два уравнения атомарного баланса: одно для кислорода

$$n_O = 2b_{CO_2} + b_{CO} + 2b_{O_2} + b_O, \quad (3)$$

а другое уравнение для углерода

$$n_C - b_{C_g} = b_{CO_2} + b_{CO} + b_C. \quad (4)$$

Обозначим общее число молей газообразных веществ, участвующих в химической реакции в точке равновесия

$$b = b_{CO_2} + b_{CO} + b_{O_2} + b_O + b_C. \quad (5)$$

Тогда уравнения (3)–(5) можно представить в следующем виде:

$$n_{\text{O}}/b = 2y_{\text{CO}_2} + y_{\text{CO}} + 2y_{\text{O}_2} + y_{\text{O}}, \quad (6)$$

$$(n_{\text{C}} - b_{\text{C}_g})/b = y_{\text{CO}_2} + y_{\text{CO}} + y_{\text{C}}, \quad (7)$$

$$y_{\text{CO}_2} + y_{\text{CO}} + y_{\text{O}_2} + y_{\text{O}} + y_{\text{C}} = 1, \quad (8)$$

где $y_s = b_s/b$ – мольная доля газообразного компонента s , парциальное давление которого теперь можно определить как $p_s = py_s$. Отметим, что для конденсата углерода парциальное давление полагаем равным нулю.

Дополним эти соотношения тремя уравнениями химического равновесия

$$\begin{aligned} K_{\text{CO}_2} y_{\text{CO}_2} &= p^2 y_{\text{C}} y_{\text{O}}^2, \\ K_{\text{CO}} y_{\text{CO}} &= p y_{\text{C}} y_{\text{O}}, \\ K_{\text{O}_2} y_{\text{O}_2} &= p y_{\text{O}}^2, \end{aligned} \quad (9)$$

где константы равновесия $K_{\text{CO}_2} = K_{\text{CO}_2}(T)$, $K_{\text{CO}} = K_{\text{CO}}(T)$, $K_{\text{O}_2} = K_{\text{O}_2}(T)$ являются известными функциями от температуры [7].

При заданных значениях давления p , температуры T и относительной концентрации атомов кислорода n_{O} (или с учетом (1) углерода n_{C}) система (6)–(9) для расчета равновесного состояния термодинамической системы содержит 6 уравнений для 7 неизвестных: b , y_{CO_2} , y_{CO} , y_{O_2} , y_{O} , y_{C} , b_{C_g} .

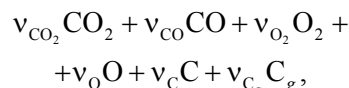
Чтобы замкнуть систему, нужно дополнительное условие, определяющее величину какой-либо переменной.

Метод решения

Для численного решения нелинейной системы уравнений (6)–(9), использовался метод Ньютона [8]. В начале расчеты мольных долей газообразных компонентов y_s и b выполнялись при предположении, что весь свободный углерод сосредоточен только в газообразной фазе, т. е. $b_{\text{C}_g} = 0$. Затем парциальное давление $p_{\text{C}} = py_{\text{C}}$ сопоставлялось с давлением насыщенного пара для графита p_* при той же температуре. Для этого использовались справочные данные для зависимости $p_* = p_*(T)$ – кривой равновесия газообразной и конденсированной фаз графита [7].

Если p_{C} было меньше p_* , это являлось подтверждением, что при заданных входных параметрах (n_{O}, p, T) в равновесном составе продуктов реакции конденсат углерода отсутствует ($b_{\text{C}_g} = 0$), и дальнейшее решение задачи заканчивалось. В противном случае, когда $p_{\text{C}} > p_*$ и возможна конденсация углерода ($b_{\text{C}_g} \neq 0$), систему уравнений (6)–(9) необходимо решить еще раз при следующем условии: $y_{\text{C}} = p_*(T)/p$, т. е. полагаем при равновесии выполнение равенства $p_{\text{C}} = p_*$. Теперь, зная величину y_{C} , можно однозначно определить и другие неизвестные переменные, включая b_{C_g} .

Для удобства трактовки результатов расчета, отнормируем стехиометрические коэффициенты в (2). Для этого разделим их на суммарное число всех веществ (не только газообразных) $b + b_{\text{C}_g}$. Тогда распределение вещества в 1 моле реагирующей смеси при равновесии можно представить в следующем виде:



где v_s – мольная доля вещества $s = \{\text{CO}_2, \text{CO}, \text{O}_2, \text{O}, \text{C}, \text{C}_g\}$. При этом всегда $\sum_s v_s = 1$.

Анализ результатов расчета

Предварительные расчеты равновесных состояний реагирующей углеродокислородной термодинамической системы выполнены при давлении $p = 1$ атм для диапазона температур 2000–5000 К, характерных для продуктов сгорания углеводородов [2]. Относительная концентрация кислорода в системе варьировалась в следующих пределах: $0 < n_{\text{O}} < 1$.

Некоторые результаты таких расчетов представлены в таблице, прочерк в таблице означает, что рассчитанное значение для мольной доли вещества $v_s < 10^{-4}$ (менее 0,01 %).

Расчеты равновесных состояний
реагирующей углеродокислородной термодинамической системы

n_O	n_C	v_{CO_2}	v_{CO}	v_{O_2}	v_O	v_C	v_{C_g}
при $p = 1$ и $T = 2000$ К							
0,1	0,9	—	0,1111	—	—	—	0,8889
0,2	0,8	—	0,25	—	—	—	0,75
0,3	0,7	—	0,4286	—	—	—	0,5714
0,4	0,6	—	0,6666	—	—	—	0,3334
0,5	0,5	—	1	—	—	—	—
0,6	0,4	0,5	0,5	—	—	—	—
0,7	0,3	0,8528	0,0029	0,144	0,0003	—	—
0,8	0,2	0,4987	0,001	0,4999	0,0004	—	—
0,9	0,1	0,2218	0,0003	0,7773	0,0006	—	—
при $p = 1$ и $T = 3000$ К							
0,1	0,9	—	0,1111	—	—	—	0,8889
0,2	0,8	—	0,25	—	—	—	0,75
0,3	0,7	—	0,4286	—	—	—	0,5714
0,4	0,6	—	0,6666	—	—	—	0,3334
0,5	0,5	—	1	—	—	—	—
0,6	0,4	0,3597	0,5749	0,0423	0,0231	—	—
0,7	0,3	0,4236	0,2872	0,2348	0,0544	—	—
0,8	0,2	0,3014	0,1433	0,4776	0,0777	—	—
0,9	0,1	0,1475	0,0579	0,7005	0,0941	—	—
при $p = 1$ и $T = 4000$ К							
0,1	0,9	—	0,1111	—	—	0,0071	0,8818
0,2	0,8	—	0,25	—	—	0,0158	0,7342
0,3	0,7	—	0,4286	—	—	0,0271	0,5443
0,4	0,6	—	0,6667	—	—	0,0422	0,2911
0,5	0,5	—	0,9992	0,0004	—	0,0004	—
0,6	0,4	0,0245	0,6797	0,0319	0,2639	—	—
0,7	0,3	0,0269	0,4505	0,0869	0,4358	—	—
0,8	0,2	0,0209	0,2706	0,1452	0,5633	—	—
0,9	0,1	0,0112	0,1235	0,2016	0,6637	—	—
при $p = 1$ и $T = 5000$ К							
0,1	0,9	—	0,1111	—	—	0,8889	—
0,2	0,8	—	0,25	—	—	0,75	—
0,3	0,7	—	0,4285	—	—	0,5715	—
0,4	0,6	—	0,6663	—	0,0002	0,3335	—
0,5	0,5	—	0,9798	—	0,0101	0,0101	—
0,6	0,4	0,0013	0,6674	0,0022	0,3289	0,0002	—
0,7	0,3	0,0014	0,4305	0,0065	0,5616	—	—
0,8	0,2	0,0011	0,2519	0,0112	0,7358	—	—
0,9	0,1	0,0006	0,1123	0,0157	0,8714	—	—

На основании этих данных можно сделать следующие выводы. Итак, свободный углерод в заметном количестве появляется

среди продуктов химической реакции, когда кислорода в термодинамической системе не достаточно, чтобы окислить С до оксида

углерода CO (когда отношение $n_O/n_C < 1$). В этом случае всегда имеем $v_{CO_2} = v_{O_2} = v_O = 0$. При $T = 2000$ К (см. таблицу) химический состав продуктов близок к предельно рекомбинированному состоянию, когда можно пренебречь процессом диссоциации молекул на атомы. Отметим, что при $n_O/n_C = 1$ ($n_O = n_C = 0,5$) продукты реакции на 100 % состоят из CO.

С ростом температуры до 3000 К (см. таблицу) возрастает вероятность реакций разложения для молекул диоксида углерода CO_2 ($CO_2 \rightarrow CO + O$) и кислорода O_2 ($O_2 \rightarrow O + O$). Как результат, для области значений $n_O/n_C > 1$ в термодинамической системе повышаются концентрации атомарного кислорода O и молекул CO, для которых такая температура еще не достаточна для диссоциации на атомы по схеме: $CO \rightarrow C + O$.

Если при относительно невысоких температурах свободный углерод находится в конденсированном состоянии (см. таблицу), то при $T = 4000$ К уже начинается процесс сублимации графита, и часть C_g газифицируется, а при $T = 5000$ К уже весь конденсат углерода переходит в газообразную фазу. Отметим, что при повышенных температурах, за счет диссоциации молекул CO на атомы также возможно присутствие C в продуктах реакции, но с очень маленькими концентрациями, даже в случае $n_O/n_C = 3/2 > 1$ ($n_O = 0,6$ и $n_C = 0,4$).

Более подробно проследить за изменениями мольных долей конденсированного v_{C_g} (сплошные линии) и газообразного v_C (пунктирные линии) углерода при повышении температуры можно на рис. 1, где представлены в качестве примера результаты расчетов для случая $n_O/n_C = 3/7 < 1$ ($n_O = 0,3$ и $n_C = 0,7$). Видно, что при фиксированном давлении p существует широкий температурный интервал (до 1000 К), внутри которого при равновесии в термодинамической системе одновременно присутствуют две фазы углерода. В точке пересечения сплошной и штриховой линий, построенных при одном значении p , выполняется равенство $v_{C_g} = v_C$.

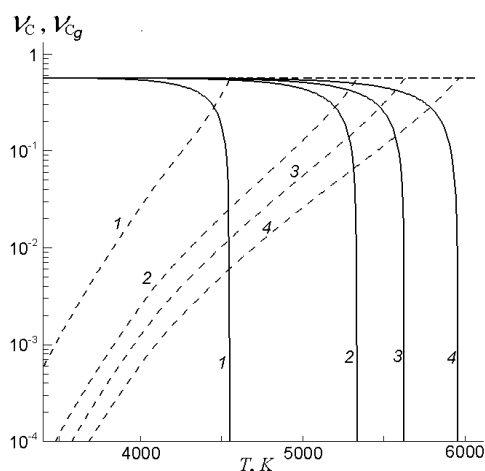


Рис. 1. Расчетные зависимости мольных долей v_C (пунктирные линии) и v_{C_g} (сплошные линии) от температуры T (для $n_O/n_C = 3/7 < 1$) при различных значениях давления: $p = 1$ атм (1), 10 атм (2), 20 атм (3), 40 атм (4)

Количественная информация о мольных долях v_{C_g} и v_C принципиально важна для правильного расчета общего теплового эффекта химической реакции, поскольку энергия, выделяемая в реакции конденсации углерода $C \rightarrow C_g$, составляет 711,185 КДж/моль (при $T = 0$ К) и сопоставима с энергией образования диоксида углерода CO (1071,78 КДж/моль при $T = 0$ К) [7]. Поэтому значения параметров детонации в [3], рассчитанные для двух крайних случаев, когда 1) в продуктах реакции нет конденсата углерода и 2) в продуктах реакции нет газообразного углерода, значительно отличаются друг от друга.

На рис. 1 для сравнения также представлены аналогичные расчетные зависимости для v_{C_g} и v_C , полученные при повышенных $p = 10 \div 40$ атм. При таких давлениях обычно протекают детонационные процессы в горючих газовых смесях на основе углеводородных топлив при стандартных условиях (с начальными $p_0 = 1$ атм и $T_0 = 298,15$ К) [2]. Видно, что для каждого p существует некоторое значение пороговой температуры T_g термодинамической системы (это точка пересечения сплошной линии с осью абсцисс), выше которой в системе присутству-

ют только газообразные продукты реакции, т. е. система является гомогенной. При $T < T_g$ в системе уже появляются конденсированные частицы, и она становится гетерогенной.

Для всех рассмотренных случаев, когда $n_o/n_c = \text{const} < 1$, с ростом давления p значение пороговой температуры T_g монотонно возрастает. Графики зависимости $T_g = T_g(p)$ – кривые пороговой температуры термодинамической системы – приведены на рис. 2, где пунктирной линией обозначены расчеты при $n_o/n_c \rightarrow 1$ снизу (точнее при $n_o/n_c = 0,999$). Для этого предельного случая молярные доли v_c и v_{c_g} уже не превышают 10^{-3} .

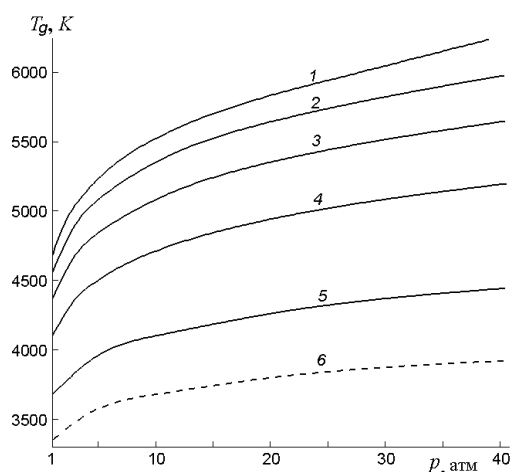


Рис. 2. Кривые пороговой температуры $T_g = T_g(p)$ для различных соотношений концентраций атомов кислорода n_o и углерода n_c в термодинамической системе: $n_o/n_c = 0,1$ (1); $0,4$ (2); $0,7$ (3); $0,9$ (4); $0,99$ (5); пунктирная линия (кривая 6) – расчеты при $n_o/n_c = 0,999$

Анализируя наши результаты и расчетные данные [1; 2], можно прийти к следующему закономерному выводу: при сгорании углеводородов при недостатке кислорода ($n_o < n_c$) термодинамическую систему, состоящую из продуктов химической реакции, можно условно разбить на 2 подсистемы. Первая из них – это описанная выше углеродокислородная система, среди компонен-

тов которой могут присутствовать только CO, C и C_g . Во вторую подсистему включаются все остальные возможные компоненты. К их числу можно отнести: молекулярный H_2 и атомарный H водород, азот N_2 и другие одноатомные инертные вещества типа аргона Ag или гелия He. Отметим, что среди них нет таких компонент, как H_2O , OH, NO, присутствие которых предполагается в расчетах, когда кислорода в избытке [1; 2]. При недостатке кислорода в системе его полностью «забирает на себя» углерод, образуя молекулы CO. Кроме того, при не очень высоких температурах (до 5000 K), характерных для процессов горения и детонации, такие вещества, как N_2 и CO, практически не диссоциируют на атомы. Тогда можно предположить, что эти две подсистемы не обмениваются веществом между собой, находясь при одинаковых внешних параметрах p и T . Поэтому по отношению к первой подсистеме вторая подсистема является инертной средой с некоторым парциальным давлением и наоборот. Отметим, что включение в рассмотрение инертной среды не меняет величины отношения концентраций n_o/n_c (хотя сами значения n_o и n_c изменяются). Такой подход уже предельно упрощает расчет равновесных состояний в продуктах сгорания, так как для первой и второй подсистемы можно ограничиться только одной реакцией типа: $C \rightleftharpoons C_g$ и $H + H \rightleftharpoons H_2$ соответственно.

Иначе говоря, рассчитать равновесный состав продуктов сгорания углеводородов при недостатке кислорода значительно легче, чем при его избытке. Ранее такая закономерность никак не обосновывалась.

Закключение

Итак, предложена унифицированная методика расчета равновесных состояний реагирующей термодинамической системы с различным содержанием в ней атомов кислорода и углерода, которые могут входить в состав молекул различных веществ. При превышении концентрации атомов углерода над атомами кислорода показана возможность появления среди продуктов химической реакции, протекающей в системе, одновременно газообразной и конденсиро-

ванной фаз углерода. Численный анализ выполнен в предположении, что конденсат углерода представляет собой взвесь частиц графита. На (p, T) – диаграмме состояний термодинамической системы определены кривые для пороговой температуры, выше которой все продукты химической реакции будут только газообразными.

Список литературы

1. Эйзен С., Гросс Р., Ривлин Т. Теоретический расчет газовой детонации // Вопросы ракетной техники. 1961. № 1. С. 20–32.
2. Николаев Ю. А., Топчиян М. Е. Расчет равновесных течений в детонационных волнах в газах // Физика горения и взрыва. 1977. Т. 13, № 3. С. 393–404.
3. Васильев А. А., Пинаев А. В. Образование углеродных кластеров в волнах горения и детонации // Физика горения и взрыва. 2008. Т. 44, № 3. С. 81–94.
4. Штерцер А. А., Ульяницкий В. Ю., Батраев И. С., Громилов С. А. и др. Диагно-

стика структуры и состава ультрадисперсного углерода, получаемого детонационным способом // Журнал структурной химии. 2014. Т. 55, № 5, С. 1031–1034.

5. Васильев А. А., Валишев А. И., Васильев В. А., Панфилова Л. В., Топчиян М. Е. Параметры детонационных волн при повышенных давлениях и температурах // Химическая физика. 1997. Т. 16, № 11. С. 114–118.

6. Васильев А. А., Валишев А. И., Васильев В. А., Панфилова Л. В. Характеристики горения и детонации гидразина и его метилпроизводных // Физика горения и взрыва. 2000. Т. 36, № 3. С. 81–96.

7. Термодинамические свойства индивидуальных веществ: Справ. изд.: В 4 т. / Под ред. В. П. Глушко. М.: Наука, 1978.

8. Калиткин Н. Н. Численные методы. М.: Наука, 1978. 512 с.

Материал поступил в редколлегию 10.02.2018

E. S. Prokhorov

*Lavrentiev Institute of Hydrodynamics SB RAS
15 Academician Lavrentiev Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation*

prokh@hydro.nsc.ru

COMPUTATION OF EQUILIBRIUM STATES OF REACTING CARBON-OXYGEN THERMODYNAMIC SYSTEM

The problem of determining the equilibrium states of reacting thermodynamic system that is the molecules of substances consisting of only oxygen and carbon atoms has been numerically solved basing on given external parameters (pressure and temperature). Here it has been assumed that the shift of system chemical equilibrium resulting from the chemical reaction can imply the presence of condensed carbon as suspended ultradispersed graphite particles among the gaseous products of reaction. In computations, the values of pressure, temperature and the relation of concentration of oxygen and carbon atoms have been varied. The conditions, under which carbon condensate appears in the reaction products and homogeneous thermodynamic system becomes heterogeneous one, have been determined.

Keywords: combustion products, chemical equilibrium, carbon condensation.

For citation:

Prokhorov E. S. Computation of Equilibrium States of Reacting Carbon-Oxygen Thermodynamic System. *Siberian Journal of Physics*, 2018, vol. 13, no. 1, p. 95–101. (In Russ.)

DOI 10.25205/2541-9447-2018-13-1-95-101

УДК 535; 621.373

DOI 10.25205/2541-9447-2018-13-1-102-107

А. А. Ковалёв

*Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН
пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия*

kovalev@isp.nsc.ru

СЕЛЕКТОР ЛИНИЙ ГЕНЕРАЦИИ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ЛАЗЕРОВ ИНФРАКРАСНОГО ДИАПАЗОНА

Исследована применимость методов селекции линий генерации в молекулярных ИК лазерах: помещение дифракционной решетки вместо одного из зеркал резонатора, брэгговского зеркала, наклонного и отражательного интерферометров. Предложен селектор, сочетающий преимущества интерферометра Майкельсона и фазового отражательного интерферометра и позволяющий надежно выделять отдельную колебательно-вращательную линию генерации. Расчет селектора выполнен для случая волноводного CO_2 лазера. Проанализированы варианты схем перестройки лазера по линиям генерации при использовании этого селектора.

Ключевые слова: селекция линий генерации в молекулярных ИК лазерах, интерферометр Майкельсона, фазовый отражательный интерферометр.

Введение

Молекулярные лазеры инфракрасного диапазона спектра работают на колебательно-вращательных переходах малых (менее 4 атомов) молекул, таких как CO_2 , CO, HF и т. п. Среди них наиболее известны лазеры на молекуле двуокиси углерода CO_2 . Уже в первой публикации [1] были показаны уникальные свойства этого непрерывного газоразрядного лазера, состоящие в относительной простоте конструкции при высокой эффективности генерации когерентного излучения 10-микронного диапазона спектра, представляющего интерес для дистанционного зондирования и многих других фундаментальных и практических приложений.

Сегодня на базе CO_2 лазеров – как непрерывных, так и импульсных, как на разреженных газовых смесях, так и на рабочих смесях высокого давления, – создаются мощные системы [2] различного назначения. Область приложений CO_2 лазеров простирается от астрофизики до медицины, от

систем обработки материалов, источников накачки для получения ВУФ излучения до генерации суперконтинуума в области длин волн 2–40 микрон [3].

Непрерывные газоразрядные CO_2 лазеры среднего (порядка 100 Торр) и низкого (десятки Торр) давления, в том числе лазеры на целой серии изотопов CO_2 , представляют собой ценный инструмент прецизионной спектроскопии. В таких приложениях, как правило, необходимо иметь одночастотное одномодовое излучение, обладающее высокой стабильностью частоты. Проблема надежного выделения генерации на отдельном колебательно-вращательном переходе молекул представляется далекой от окончательного решения. Это связано с тем, что интенсивности линий на соседних по спектру колебательно-вращательных переходах сравнимы по амплитуде, и выделение одной линии требует сильного подавления генерации на ближайших соседних линиях.

В данной работе предложен новый метод селекции колебательно-вращательных пере-

Ковалёв А. А. Селектор линий генерации молекулярных лазеров инфракрасного диапазона // Сибирский физический журнал. 2018. Т. 13, № 1. С. 102–107.

ходов в генерации молекулярного лазера ИК диапазона, сочетающий особенности интерферометра Майкельсона и отражательного интерферометра. Численные расчеты выполнены для случая CO_2 лазера низкого или среднего давления рабочей смеси.

Анализ существующих методов выделения линий генерации молекулярных ИК лазеров на основе частотных селекторов

Методы спектральной селекции продольных мод резонаторов при межмодовых расстояниях 100–1000 МГц подробно рассматривались в [4; 5] преимущественно для газовых лазеров. Выделение спектральных участков шириной около 100 МГц, соответствующих линии генерации, из более широкой спектральной области (например, выделение линии CO_2 лазера из области от 9 до 11 микрон), является более сложной задачей.

Для надежного выделения заданной колебательно-вращательной линии излучения молекулярного ИК лазера из всего набора линий генерации (как правило, многочисленных и занимающих большой спектральный диапазон) необходимо выполнить два условия. Во-первых, следует ввести канал потерь для всех нежелательных участков спектра, тем самым подавив генерацию на всех линиях, соседствующих с выделяемой колебательно-вращательной линией. Во-вторых, обеспечить минимальность потерь, вносимых частотным селектором в область генерации выделяемой линии, что позволит обеспечить максимальную выходную мощность одночастотного излучения.

Наиболее распространенный подход состоит в замене одного из зеркал резонатора дифракционной решеткой, работающей в первом порядке дифракции. Обычно используются решетки с периодом 100–150 штр./мм, обеспечивающие в лучшем случае отражение для выделяемой линии на уровне 90–95 %. При невысоком усилении лазера удастся этим способом выделить отдельную колебательно-вращательную линию. При более высоком усилении лазер начинает работать на двух-трех соседних линиях генерации, что отчетливо видно по контуру генерации в пределах межмодового расстояния. В работе [6] подробно исследовались свойства такого селектора для волно-

водного CO_2 лазера (диаметр волновода из окиси бериллия 2,5 мм; активная длина 20 см, решетка 150 штр./мм, расстояние от торца волновода до решетки 18 мм) на примере линии генерации 10P(22). Для этого селектора канал потерь для подавляемых линий обеспечен выходом волны из резонатора за счет угловой дисперсии решетки. В работе [6] было показано экспериментально, что потери, вносимые дифракционной решеткой, составляют 7 % для выделяемой линии генерации. Для ближайших соседних линий (справа и слева от выделяемой) потери составили 10–11 %, а для следующей пары линий – 22–25 %. В то же время для надежного выделения отдельной линии генерации необходимо внести потери ≥ 30 % для пары ближайших соседних линий, т. е. коэффициент отражения для подавляемых линий должен быть $\sim 0,7$. Далее, для определенности, будем ориентироваться на это значение, задающее необходимую селективность по спектру. Расчет селекции линий CO_2 лазера для случая дифракционной решетки, расположенной у края волновода, проведен в [7].

В качестве альтернативы дифракционной решетке можно рассмотреть брэгговское зеркало, состоящее из чередующихся слоев с высоким и низким показателями преломления (например, $n_H = 3,3$ GaAs и $n_L = 2,4$ ZnSe) с толщинами h_H и h_L , где $h_H = 0,01\lambda/(4 n_H)$, причем $h_L n_L + h_H n_H = \lambda/2$, длина волны $\lambda = 10$ мкм. Канал потерь для данного селектора представлен выходом пучка из резонатора лазера через брэгговское зеркало. Существенное различие в толщинах слоев h_H и h_L приводит к узкой полосе в отражении, необходимой для выделения отдельной линии генерации. Расчет показывает, что для достижения коэффициента отражения в резонатор, близкого к 100 % для выделяемой линии, необходимо иметь количество периодов структуры $\sim 10^3$; полная толщина составит $10^3\lambda/(2n_L) \approx 2$ мм. Можно также рассмотреть и структуры с модуляцией коэффициента преломления, однако толщина образца будет того же порядка.

Можно рассмотреть еще один вид спектрального селектора в виде наклонного интерферометра, изготовленного, например, из пластины ZnSe толщиной порядка 10 мкм, имеющей зеркальные покрытия с отражением $R \geq 0,9$ с обеих сторон. Канал потерь для

подавляемых линий в данном случае – это вывод пучка из резонатора за счет отражения от расстроенного интерферометра. Потери для выделяемой линии генерации состоят из потерь в разделительном слое ZnSe (остаточное поглощение материала плюс потери на взаимодействие с поверхностью, определяемые технологией изготовления отражательных покрытий) и потерь из-за смещения пучка, в данном случае незначительный из-за малой толщины наклонного интерферометра. Для такого селектора существует дополнительная трудность перестройки по линиям – устройство не может работать в широком спектральном диапазоне. Выходом может служить клиновидная структура, аналогичная той, что была предложена в [8].

Идея использования наклонного интерферометра с воздушным разделительным слоем порядка 10 мкм и с его перестройкой с помощью пьезотранслятора встречает трудности в практической реализации. Устройство в этом случае будет более громоздким по сравнению с представленным выше наклонным интерферометром из клиновидной тонкой пластины. В результате температурные флуктуации устройства не позволят с достаточной точностью управлять базой интерферометра, и, следовательно, выделение требуемой линии генерации также станет нестабильным.

Недостатки присущи также отражательному интерферометру с поглощающей (например, металлической) пленкой в качестве источника потерь для подавляемых линий [9]. В этом случае, чтобы обеспечить необходимое подавление линий генерации, соседних с выделяемой, необходимо нанести с обеих сторон металлической пленки дополнительно по крайней мере по 3 пары диэлектрических слоев (например, ZnSe / GaAs). Потери для выделяемой линии могут быть обусловлены неоднородностью металлической пленки, а также (неизбежной при высокой температуре в процессе изготовления) диффузией металла в соседние диэлектрические слои структуры.

Влияние поглощения, принципиально присутствующего в описанной выше структуре, преодолевается при использовании многолучевого фазового интерферометра [10], представляющего собой решетку из фазовых интерферометров [11; 12], выполненных таким образом, чтобы соседние уча-

стки фронта падающей волны для выделяемой линии генерации не нарушали фазового фронта при отражении. При этом для подавляемых участков спектра имеется существенное искажение волнового фронта, приводящее к выходу части падающего пучка из резонатора. Устройства, реализующие этот принцип спектральной селекции, обладают существенными недостатками. Для обеспечения высокой селективности соседние участки покрытия в области выделяемой линии должны иметь максимальное различие в дисперсии фазы $d\Phi/d\lambda$, где Φ – фаза отраженной от участка покрытия волны. При наличии потерь в слоях покрытия это соответствует максимальной амплитудной модуляции по фронту волны, т. е. выводу части пучка из резонатора, и, следовательно, приводит к потерям для выделяемой линии генерации. Неидеальность границ соседних участков покрытия приводит к такому же результату.

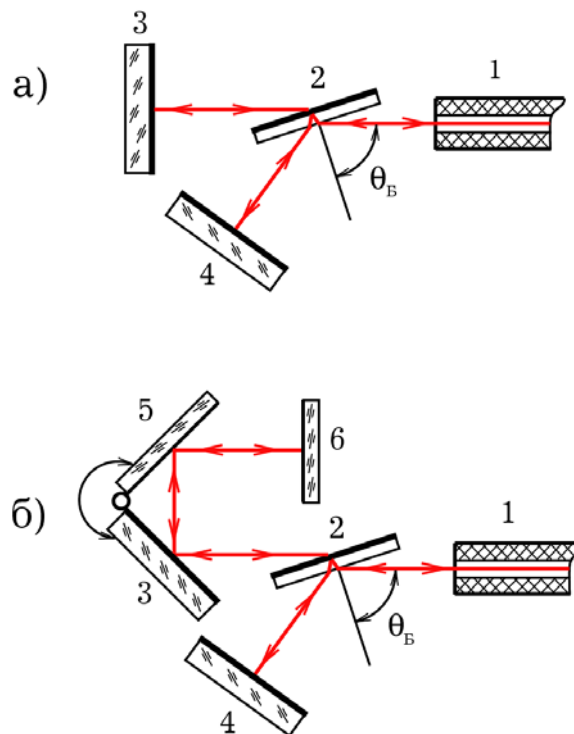
Использование обычного интерферометра Майкельсона (со светоделительной пластиной из прозрачного в ИК области спектра материала) лишено смысла, так как выделяемый по уровню 0,7 участок спектра для CO₂ лазера охватывает всю спектральную область 9–11 микрон. Канал потерь для подавляемых линий в этом случае определяется выводом пучка из резонатора при отражении от светоделительной пластины.

Интерферометр Майкельсона с внутренним фазовым интерферометром (ИМФИ)

Предлагаемое устройство интерферометра (ИМФИ) показано на рис. 1. Оно сочетает в себе свойства фазового интерферометра Жиреса – Турнуа [11] с двухлучевым характером интерферометра Майкельсона, определяющим его канал потерь для подавляемых линий генерации. Поскольку коэффициент отражения в резонатор определяется разностью фаз полей, отраженных от зеркал 3 и 4 (см. рис. 1), то, если выбрать для зеркала 3 участок с большой дисперсией фазы $d\Phi/d\lambda$ в области выделяемой линии, то можно существенно увеличить селективность.

Для примера проведем расчет коэффициента отражения ИМФИ для $\lambda = 9,6574$ мкм (линия 9P(32) CO₂ лазера). Зеркало 3 состоит из 20 пар четвертьволновых h_L слоев

Рис. 1. Оптические схемы ИМФИ: а – устройство для селекции отдельной линии генерации; 1 – разрядная трубка CO_2 лазера; 2 – светоделительная пластинка; 3 – зеркало с фазовым интерферометром (1-е зеркало ИМФИ); 4 – 2-е зеркало ИМФИ; б – вариант с перестройкой по спектру генерации и выделением избранной линии генерации; 5, 6 – зеркала поворотного устройства



ZnSe ($n_L=2,4$) и h_H GaAs ($n_H=3,3$). Затем следует разделительный слой h_w толщиной $5\lambda/2$ из ZnSe и верхний слой структуры $(h_H / h_L)^3 h_H$. Зеркало 4 состоит из 25 пар (h_L / h_H) . Светоделитель – пластина ZnSe с покрытием $(h_H / h_L)^3 h_H$ для угла Брюстера ZnSe на длине волны излучения выделяемой линии генерации.

На рис. 2 показан рассчитанный спектр коэффициента отражения ИМФИ. Видна степень подавления линий, соседних с выделяемой линией генерации 9P(32), с коэффициентом отражения 0,4, что даже лучше необходимого для CO_2 лазера значения коэффициента отражения порядка 0,7.

Таким образом, предложенная структура селектора решает задачу выделения отдельной линии генерации CO_2 лазера, если нет необходимости обеспечить одновременно и перестройку по линиям генерации. Использовать для перестройки смещение одного из зеркал варианта интерферометра ИМФИ, показанного на Рис.1а, невозможно. Это утверждение иллюстрируется Рис.3, где приведено изменение коэффициента отражения ИМФИ в зависимости от этого смещения dl .

На рис. 3 видно, что при приближении смещения к половине длины волны $dl \rightarrow \lambda/2$ выделяемая линия становится подавляемой, что является свойством интерферометра

Майкельсона. Необходимую перестройку по линиям можно осуществить только изменением толщины разделительного слоя h_w . В частности, это может быть реализовано при использовании клинового покрытия. Проведем оценку применимости этого варианта перестройки по линиям генерации для CO_2 лазера. Допустим, что мы можем смещать зеркало 3 (см. рис. 1, а) в поперечном (к направлению падения пучка излучения)

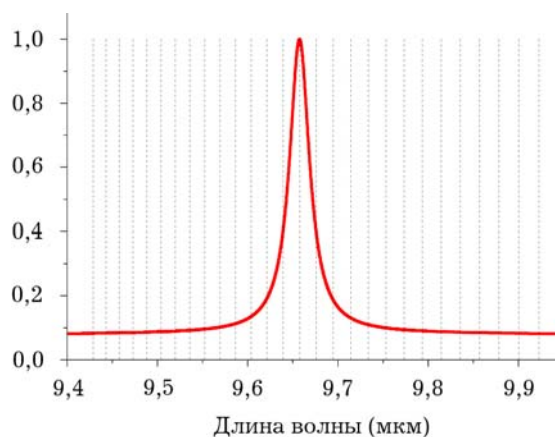


Рис. 2. Спектральная характеристика коэффициента отражения ИМФИ для CO_2 лазера вблизи выделяемой линии. Вертикальными штриховыми линиями показаны положения линий генерации этой ветви, соседних с выделяемой 9P(32) линией

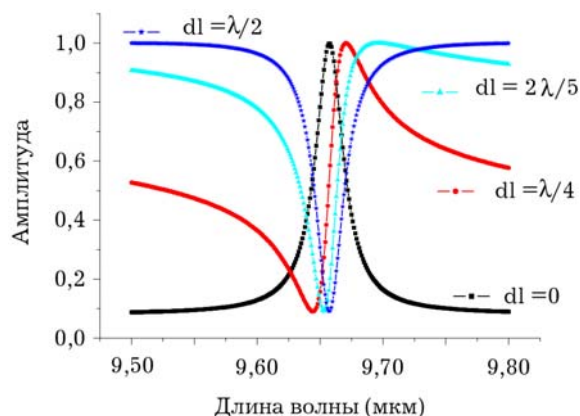


Рис. 3. Зависимость формы спектра коэффициента отражения при смещении одного из зеркал ИМФИ на величину dl относительно точки фазового согласования: 1 – $dl = 0$; 2 – $dl = \lambda/4$; 3 – $dl = 2\lambda/5$; 4 – $dl = \lambda/2$

направлении на расстояние $D = 30$ мм; тогда для охвата всей области генерации CO_2 лазера от 9 до 11 микрон, порядка 120 линий, необходимо иметь клин $\sim 0,004^\circ$. Иначе говоря, на одну линию генерации будет приходиться область покрытия с поперечным размером 0,25 мм, а типичный поперечный размер пучка в волноводном лазере ~ 2 мм. Для решения этой проблемы возможны два пути. Во-первых, можно использовать несколько селекторов на отдельные группы линий генерации (для CO_2 лазера это группы колебательно-вращательных переходов в ветвях 9R, 9P, 10R, 10P). Селекторы могут быть выполнены на одной подложке, с разными клиновыми разделительными слоями h_w . Переключение между различными селекторами можно осуществлять смещением зеркала 3 (см. рис. 1, а) в направлении, перпендикулярном плоскости рисунка. Во-вторых, можно использовать круговые покрытия, эффективно увеличивающие расстояние D до значения $2\pi D$ [8].

Другой вариант ИМФИ, показанный на рис. 1, б, допускает перестройку по линиям, включая выделение избранной линии генерации, путем изменения угла падения пучка излучения на зеркало 3. Ось вращения является линией пересечения плоскостей зеркал 3 и 5, поэтому поворот вокруг нее не меняет положения отраженного от интерферометра пучка в пространстве. Возможная область перестройки здесь также ограничена одной ветвью генерации CO_2 лазера. Например, при крайних углах наклона 20 и 70° и толщине разделительного слоя $h_w = 10,65$ мкм

реализуется диапазон 9,4–10,12 мкм, т. е. полностью покрывается ветвь генерации 9P CO_2 лазера. Зеркало поворотного механизма 5 и зеркало 6 имеют высокий коэффициент отражения, аналогично зеркалу 4. Изменение угла падения на зеркало 5 при перестройке по линиям незначительно влияет на отражательную способность «стола» покрытия даже для показанной на рис. 1 p -поляризации лазерного излучения из-за высоких показателей преломления ZnSe и GaAs . Учитывая двукратное отражение излучения от зеркала 3, количество слоев поверх разделительного слоя может быть уменьшено. Для перестройки во всем диапазоне генерации CO_2 лазера зеркало 3 может быть выполнено в виде секций с различными толщинами разделительных слоев h_w с переключением между ними в направлении, перпендикулярном плоскости рисунка.

Обсуждение и выводы

В данной работе проведен критический анализ существующих, а также более или менее возможных к исполнению частотных селекторов линий генерации молекулярных лазеров ИК диапазона спектра.

Предложен вариант селектора на основе модификации интерферометра Майкельсона, в котором одно из зеркал является отражательным фазовым интерферометром – ИМФИ. Предложенная технология изготовления ИМФИ представляется вполне доступной к исполнению для современного уровня технологии диэлектрических покрытий. Расчеты показали, что такое устройство способно обеспечить необходимое подавление соседних с выделяемой линией генерации CO_2 лазера при малых потерях для выделяемой линии. Предложены два варианта перестройки по линиям генерации при одновременном надежном выделении каждой избранной линии.

Список литературы

1. Patel C. K. N. Continuous-Wave Laser Action on Vibrational-Rotational Transitions of CO_2 // Physical Review. 1964. Vol. 136 (5A). P. 1187–1193.
2. Yong Zhang, Tim Killeen. Gas Lasers: CO_2 Lasers – progressing from a varied past to an application-specific future // Laser Focus World. 2016. 4 November.

3. Pigeon J. J., Tochitsky S. Ya., Gong C., Josh C. Supercontinuum generation from 2 to 40 μm in GaAs pumped by picosecond CO_2 laser pulses // *Optics Letters*. 2014. Vol. 39. P. 3246–3249.
4. Смит П. В. Селекция мод в лазерах // *Тр. инженеров по электронике и радиоэлектронике (ТИИЭР)*. 1972. Т. 60. С. 106–128.
5. Троицкий Ю. В. Одночастотная генерация в газовых лазерах. Новосибирск: Наука, 1975. 159 с.
6. Василенко Л. С., Дюба Н. М., Ковалёв А. А. Волноводные CO_2 лазеры // *Переключаемые лазеры и их применение: Сб. ст.* / Под ред. В. П. Чеботаева; СО АН СССР, Институт теплофизики. Новосибирск, 1988. С. 105–117.
7. Hologan A. M., Prunty S. L. Line selection in carbon dioxide waveguide lasers using diffraction gratings // *Infrared Physics*. 1983. Vol. 23. P. 149–156.
8. Thelen A. Circularly Wedged Optical Coatings: Theory // *Applied Optics*. 1965. Vol. 4. P. 977–985.
9. Захаров М. И., Троицкий Ю. В. Расчет оптического резонатора с селекцией мод за счет поглощения и рассеяния света // *Оптика и спектроскопия*. 1971. Т. 30. С. 490–495.
10. Троицкий Ю. В. Использование многолучевого фазового интерферометра для получения одночастотной генерации в лазерах // *Квантовая электроника*. 1975. Т. 2. С. 2444–2452.
11. Gires F., Tournois P. Interferometre utilisable pour la compression lumineuses modulées en frequence // *C.R.Ac.Sci. Paris*, 1964. Vol. 258. P. 6112–6115.

Материал поступил в редколлегию 13.02.2018

A. A. Kovalyov

*A. V. Rzhanov Institute of Semiconductor Physics SB RAS
13 Academician Lavrentiev Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation*

kovalev@isp.nsc.ru

GENERATION LINES SELECTOR FOR MOLECULAR IR LASERS

Applicability of several approaches to generation lines selection in molecular IR laser is investigated: diffraction grating placed in spite of one of cavity mirrors, Bragg mirror, inclined and reflective interferometers. A selector is proposed which combines advantages of Michelson interferometer with phase reflective interferometer, and which permits reliable selection of a chosen vibration-rotation generation line. The selector calculation is performed for the case of waveguide CO_2 laser. Two variants of schemes for laser tunability over generation lines are analyzed by using this selector.

Keywords: line generation selection in IR molecular lasers, Michelson interferometer, phase reflective interferometer.

For citation:

Kovalyov A. A. Generation Lines Selector for Molecular IR Lasers. *Siberian Journal of Physics*, 2018, vol. 13, no. 1, p. 102–107. (In Russ.)

DOI 10.25205/2541-9447-2018-13-1-102-107

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

Аржанников Андрей Васильевич – доктор физико-математических наук, профессор, главный научный сотрудник Института ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, профессор физического факультета Новосибирского государственного университета

Будников Константин Иванович – кандидат технических наук, старший научный сотрудник Института автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск

Вихорев Валентин Вадимович – лаборант-исследователь Института теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН, студент Новосибирского государственного университета

Грек Генрих Рувимович – доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник Института теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН, Новосибирск

Ивашенко Владислав Александрович – бакалавр физики, студент 1 курса магистратуры физического факультета Новосибирского государственного университета, лаборант Института теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН

Калинин Петр Валерьевич – научный сотрудник Института ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, старший преподаватель кафедры общей физики физического факультета Новосибирского государственного университета

Ковалёв Александр Анатольевич – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Института физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, Новосибирск

Козлов Виктор Владимирович – доктор физико-математических наук, профессор, ведущий лабораторией Института теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН, профессор Новосибирского государственного университета

Козлов Григорий Викторович – младший научный сотрудник Института теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН, Новосибирск

Коробейщиков Николай Геннадьевич – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник отдела прикладной физики Новосибирского государственного университета

Курочкин Александр Валерьевич – научный сотрудник Института автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск

Литвиненко Мария Викторовна – кандидат физико-математических наук, научный сотрудник Института теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН, ученый секретарь физического факультета Новосибирского государственного университета

Литвиненко Юрий Алексеевич – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Института теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН, Новосибирск

Мулладжанов Рустам Илхамович – кандидат физико-математических наук, научный сотрудник Института теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН

Николаев Иван Владимирович – аспирант Института теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, лаборант-исследователь отдела прикладной физики Новосибирского государственного университета

Прохоров Евгений Степанович – доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник Института гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, Новосибирск

Роевко Максим Анатольевич – магистр физики, инженер отдела прикладной физики Новосибирского государственного университета

Сандалов Евгений Сергеевич – студент Новосибирского государственного университета, старший лаборант Института ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН

Синицкий Станислав Леонидович – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Института ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, доцент кафедры общей физики и кафедры физики плазмы физического факультета Новосибирского государственного университета

Шмаков Андрей Геннадиевич – кандидат химических наук, старший научный сотрудник Института химической кинетики и горения им. В. В. Воеводского СО РАН, доцент Новосибирского государственного университета

«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 и домашний адреса и телефоны, адрес электронной почты для оперативной связи);
- ✓ файл с переводом ФИО авторов, названия статьи, аннотации и ключевых слов на английский язык.

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, инициалы и фамилии авторов, название учреждений, в которых выполнена работа, и их почтовый адрес, название статьи, аннотация, содержащая основные результаты и выводы работы (в английском варианте не менее 1 000 знаков, русский вариант должен соответствовать английскому), ключевые слова.

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.

Итак, в начале первой страницы набираются:

- УДК – от левого поля, без абзацного отступа;
- фамилии, инициалы авторов – выравниваются по центру, без абзацного отступа;
- название организации, ее почтовый адрес, электронный адрес автора – выравниваются по правому полю;
- название статьи – по центру, все буквы прописные, без абзацного отступа;
- аннотация – по ширине, абзацный отступ – 0,5 см.
- ключевые слова – по ширине, абзацный отступ – 0,5 см.

После основного текста статьи и списка литературы – фамилии, инициалы авторов, название статьи, название организации, ее почтовый адрес, электронный адрес автора, аннотация, ключевые слова на английском языке.

Например:

УДК 29.19.37; 47.03.08

Л. А. Боярский, А. Г. Блинов

*Институт неорганической химии им. А. В. Николаева СО РАН
пр. Акад. Лаврентьева, 3, Новосибирск, 630090, Россия*

*Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия*

boy@che.nsk.su

О ПРИРОДЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ В СИЛЬНО КОРРЕЛИРОВАННЫХ СИСТЕМАХ. АРГУМЕНТЫ И ФАКТЫ

В рамках предложенной ранее двухжидкостной модели псевдощелевого состояния в купратах сформулирована гипотеза о решающей роли неоднородностей и отклонений от стехиометричности систем. Предложен механизм возникновения магнитных состояний типа волн спиновой плотности как выше, так и ниже температуры сверхпроводящего перехода.

Ключевые слова: высокотемпературные сверхпроводники, псевдощелевое состояние, неоднородности систем.

Основной текст статьи

Список литературы (в порядке цитирования)

Материал поступил в редколлегию 14.01.2009

L. A. Boyarsky, A. G. Blinov

*Institute of Inorganic Chemistry of SB RAS
3 Lavrentyev Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation*

*Novosibirsk State University
2 Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation*

boy@che.nsk.su

**ON NATURE OF ELECTRONIC STATES PECULIARITIES
IN STRONG CORRELATED SYSTEMS.
REASONS AND FACTS**

Within the framework of offered before two-fluid model of a pseudogap state in Cuprates the hypothesis about a crucial role of inhomogeneities and deviations from stoichiometricity of systems in this state is formulated. The mechanism of occurrence of magnetic states such as spin density waves both above and below of the temperatures of superconductivity transition is offered.

Keywords: highTc superconductors, pseudogap state, inhomogeneities of systems.

Подпись автора (авторов)

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 быть напечатаны на отдельных страницах и иметь заголовки. В таблицах обязательно указываются единицы измерения величин.

9. Рисунки, число которых должно быть логически оправданным, четко выполняются на качественном принтере. В бумажном варианте рукописи рисунки должны быть присланы на отдельных листах. На обороте каждого рисунка указываются его порядковый номер, фамилии авторов и название. Подписи к рисункам оформляются также на отдельной странице. Следует использовать минимальное количество рисунков с ограниченным количеством деталей. Размер рисунка не должен быть больше обычной страницы (A4).

Фотоиллюстрации (после сканирования или с цифрового фотоаппарата) представляются в формате TIFF с разрешением не менее 300 dpi.

Векторные изображения (схемы, диаграммы, рисунки) создаются, как правило, в формате CorelDraw версий 6÷10 (*.CDR) или Adobe Illustrator версий 7÷8 (*.AI) и экспортируются в формат Windows Metafile (*.WMF), размер изображения по ширине до 8 см (если изображение получается мелким и неудобочитаемым – ширина 15,5 см, изображение поместить на всю ширину страницы). Толщина линий не должна быть менее 0,2 мм.

Растровые (полутонные) изображения – форматы TIFF или GIF для черно-белых и серых (фото) изображений, JPEG для полноцветных изображений. Разрешение – не менее 300 dpi. Если на изображениях имеется текст или резкие границы между цветами, предпочтительнее использовать формат TIFF. Для иллюстраций в формате CorelDraw возможно предоставление файлов как WMF, так и CDR.

Файлы изображений при компоновке рукописи должны находиться в том же каталоге, что и основной документ и иметь имена, соответствующие номерам рисунков в рукописи (например, 09.tif или 22a.jpg).

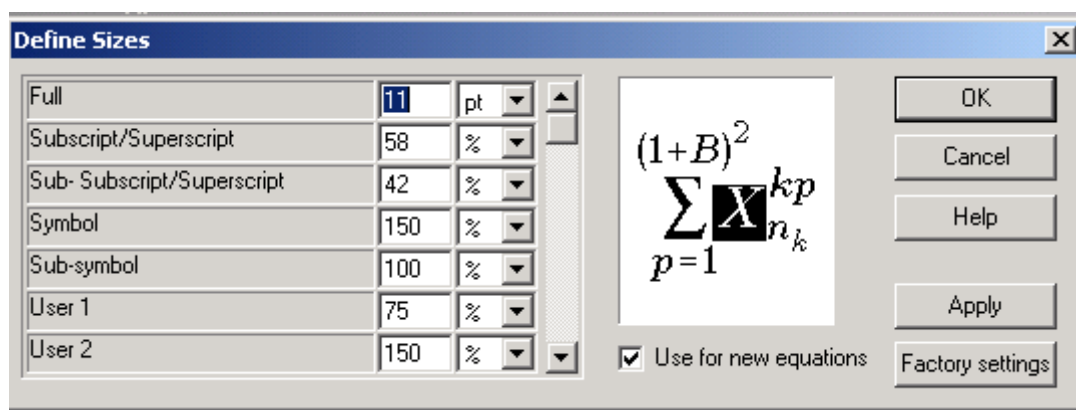
10. Подписи к рисункам в электронной версии рукописи выполняются под рисунками, форматирование по центру, отступ до и после абзаца – 3 пункта, точка в конце не ставится.

Если имеется несколько рисунков, объединенных одной подписью, они обозначаются русскими строчными буквами: а, б, в...

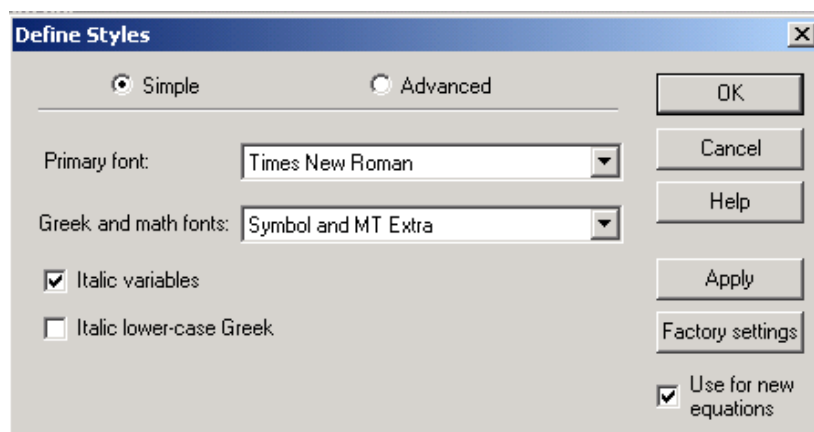
11. Формулы набираются в редакторе формул Microsoft Equation MathType в подбор к тексту или отдельной строкой по центру, **11 кеглем**.

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 вне зависимости от наличия их перевода на иностранный язык. 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 изда-

ний), номер, выпуск (для периодических изданий), объем публикации (количество страниц – для монографии, первая и последняя страницы – для статьи).

Принятые сокращения городов: Москва – М.; Санкт-Петербург – СПб.; Петербург (до 1914 г.) – Пб.; Ленинград – Л.; Ростов-на-Дону – Ростов н/Д.; Нижний Новгород – Н. Новгород. Все остальные названия городов на территории бывшего Советского Союза пишутся полностью. Издательские фирмы, имеющие дочерние предприятия в других городах, при описании отделяются друг от друга точкой с запятой. Например: М.; Л. Или другой пример: Самара; Саратов и т. д. При написании издательств кавычки не употребляются. Перед названием отделения или филиала (после названия издательства) – точка. Например: Л.: Просвещение. Ленингр. отд-ние, 1991. При ссылке на книгу, монографию, справочник рекомендуется указывать общее количество страниц; при ссылке на статьи, разделы изданий приводится интервал номеров страниц.

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

Примеры библиографических описаний

Захарьевский А. Н. Интерферометры. М.: ГИОП, 1952. 296 с.

Павельев А. В. Селекция мод лазерного излучения // Методы компьютерной оптики / Под ред. В. А. Сойфера. М.: Физматлит, 2000. Гл. 6.

Raymond N. Smart Zone Plate Interferometer // *Applied Optics*. 1974. Vol. 13. No. 5. P. 1093–1099.

Брагинский А. В., Степанов А. И. Статистическая физика макромолекул // Тр. ФТИАН. Проблемы микроэлектронной технологии. М.: Наука, 1994. Т. 8. С. 333–342.

Коробейщиков Н. Г., Зарвин А. Е., Мадирбаев В. Ж. Газодинамика импульсных сверхзвуковых недорасширенных струй: пространственно-временные характеристики // ЖТФ. 2004. Т. 74, вып. 8. С. 21–29.

Гапонов С. А., Ермолаев Ю. Г., Косинов А. Д., Семенов Н. В., Смородский Б. В. Экспериментальное и теоретическое исследование устойчивости сверхзвукового пограничного слоя на скользящем крыле // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. 2008. Т. 3, вып. 3. С. 34–38.

Bratman V. L., Fedotov A. E., Makhalov P. B., Rusin F. S., Panin A. N. Short-Wave Orotrons and Oro-Multipliers // *Vestnik Novosibirsk State University. Series: Physics*. 2010. Vol. 5. Is. 4. P. 40–43.

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. Кроме того, к экземплярам бумажного варианта рукописи прилагаются таблицы, рисунки и подписи к ним на отдельных страницах.

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. Рукопись обязательно должна быть подписана автором, а при наличии нескольких авторов – всеми соавторами. На отдельном листе прилагаются сведения об авторах.

18. 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.

19. 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