# СИБИРСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Научный журнал Основан в 2006 году

2019. Том 14, № 1

# СОДЕРЖАНИЕ

# Теоретическая и математическая физика

Зобов В. Е., Пичковский И. С. Последовательности селективных операторов поворотов для создания взаимодействий для квантового отжига на трех кутритах	5
Физика жидкости, нейтральных и ионизованных газов	
Вожаков И. С. Интегральная модель волновых режимов течения тонкого слоя вязкой жидкости, учитывающая члены второго порядка малости и влияние газового потока	17
Гапонов С. А., Смородский Б. В. Влияние сублимации материала поверхности на пара- метры сверхзвукового пограничного слоя	25
<i>Дремов С. В., Скрипкин С. Г., Шторк С. И.</i> Смена винтовых мод возмущений закрученного течения жидкости при подаче дисперсной газовой фазы	40
Гольдфельд М. А., Старов А. В. Реализация течения в гиперзвуковом воздухозаборнике с пространственным сжатием	51
Физика твердого тела, полупроводников, наноструктур	
Аникин К. В., Милёхин А. Г., Родякина Е. Е., Вебер С. Л., Латышев А. В., Zahn D. R. T. Оптические плазмонные резонансы в массивах нанокластеров Au	63
Родякина Е. Е., Ситников С. В., Латышев А. В. Критический размер террасы крем- ния (001) для зарождения вакансионных островков при высокотемпературном от- жиге	76
Учебно-методическое обеспечение преподавания физики	
Болдырева Е. В. Кого и как учить для работы на новых синхротронных источниках? Первый опыт реализации новой междисциплинарной магистерской программы Новосибирского государственного университета	85
Информация для авторов	98



# 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 опубли-кования материалы по следующим основным разделам:

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

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

# SIBERIAN JOURNAL OF PHYSICS

Scientific Journal Since 2006 In Russian

2019. Volume 14, № 1

# CONTENTS

# The Theoretical and Mathematical Physics

<i>Zobov V. E., Pichkovskiy I. S.</i> Sequences of Selective Rotation Operators to Engineer Interac- tions for Quantum Annealing on Three Qutrits	5
Physics of a Fluid, Neutral and Ionized Gases	
<i>Vozhakov I. S.</i> Integral Model of Wavy Flow Regimes of Thin Viscous Liquid Layer Taking into Account Second Order Terms and Influence of the Gas Flow	17
Gaponov S. A., Smorodsky B. V. Influence of Surface Sublimation on Supersonic Boundary Layer Properties	25
Dremov S. V., Skrypkin S. G., Shtork S. I. Changing of Disturbance Helical Modes in Swirling Flow during Dispersed Gas Phase Injection	40
Goldfeld M. A., Starov A. V. Flow Realization in Hypersonic Air Inlet with Spatial Compres- sion	51
Solid-State and Semiconductor Physics, Physics of Nanostructures	
<ul> <li>Anikin K. V., Milekhin A. G., Rodyakina E. E., Veber S. L., Latyshev A. V., Zahn D. R. T. Optical Plasmon Resonances in Arrays of Au Nanoclusters</li> <li>Rodyakina E. E., Sitnikov S. V., Latyshev A. V. Critical Terrace Width for Vacancy Islands Nucleation on Wide Terrace of Silicon (001) Surface under High Temperature Annealing</li> </ul>	63 77
Educational and Methodical Provision of Teaching of Physics	
<i>Boldyreva E. V.</i> Education for New Synchrotron Sources. The Experience of the First Inter- disciplinary Master Program of the Novosibirsk State University	86
Instructions to Contributors	99



# 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 physicotechnical computer science.

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

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

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

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

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

#### Editorial Board of the Journal

S. V. Alekseenko, A. V. Arzhannikov, A. L. Aseev, S. N. Bagaev, A. E. Bondar S. A. Dzyuba, S. I. Eidelman, V. S. Fadin, V. M. Fomin, A. A. Ivanov, B. A. Knyazev, V. V. Kozlov, E. V. Kozyrev A. V. Latyshev, I. B. Logashenko, V. P. Maltsev, A. G. Pogosov, A. L. Reznik, A. V. Shalagin V. I. Telnov, S. V. 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 530.145: 519.876.5 DOI 10.25205/2541-9447-2019-14-1-5-16

# Последовательности селективных операторов поворотов для создания взаимодействий для квантового отжига на трех кутритах

В. Е. Зобов<sup>1</sup>, И. С. Пичковский<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики им. Л. В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН Красноярск, Россия <sup>2</sup> Сибирский федеральный университет Красноярск, Россия

#### Аннотация

Выполнено моделирование факторизации числа 15 на трех кутритах, представленных спинами *S* = 1, посредством квантового отжига. Предполагается, что сильное односпиновое взаимодействие позволяет селективно влиять на разные переходы между уровнями каждого из трех кутритов. Подобраны последовательности селективных операторов поворотов для создания из диполь-дипольного взаимодействия изменяющегося во времени эффективного гамильтониана, необходимого для решения задачи. Найдена зависимость точности от параметров магнитного поля, полного времени отжига и длительности временных шагов при замене непрерывного изменения гамильтониана на дискретное.

#### Ключевые слова

квантовый отжиг, факторизация, кутрит, селективные операторы поворотов

Для цитирования

Зобов В. Е., Пичковский И. С. Последовательности селективных операторов поворотов для создания взаимодействий для квантового отжига на трех кутритах // Сибирский физический журнал. 2019. Т. 14, № 1. С. 5–16. DOI 10.25205/2541-9447-2019-14-1-5-16

# Sequences of Selective Rotation Operators to Engineer Interactions for Quantum Annealing on Three Qutrits

# V. E. Zobov<sup>1</sup>, I. S. Pichkovskiy<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS Krasnoyarsk, Russian Federation <sup>2</sup>Siberian Federal University Krasnoyarsk, Russian Federation

#### Abstract

We have done simulating of factorization the number 15 on three qutrits S = 1 by quantum annealing. We assume that strong one-spin interaction allow selectively operate on different transitions between levels of the each qutrit. We present a sequence of selective rotation operators to engineer from dipole-dipole interaction a time-dependent effective Hamiltonian necessary for solving the problem. Also we find dependence of fidelity versus various parameters: magnetic field, total annealing time, and duration of time step, when the continuous variation of the Hamiltonian is replaced by a discrete one.

#### Keywords

quantum annealing, factorization, qutrit, selective rotation operators

For citation

Zobov V. E., Pichkovskiy I. S. Sequences of Selective Rotation Operators to Engineer Interactions for Quantum Annealing on Three Qutrits. *Siberian Journal of Physics*, 2019, vol. 14, no. 1, p. 5–16. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2019-14-1-5-16

© В. Е. Зобов, И. С. Пичковский, 2019

# Введение

В настоящее время усилия многих исследователей направлены на разработку квантового компьютера [1; 2], обещающего существенное ускорение вычислений по сравнению с обычным классическим компьютером. Квантовые вычисления на нем можно осуществлять двумя способами: во-первых, с помощью сети из элементарных логических операторов [1], во-вторых, посредством медленного (адиабатического) изменения во времени гамильтониана от начального вида, основное состояние которого легко приготовить, до конечного вида, в основном состоянии которого закодировано решение задачи [3; 4]. Согласно теории оба варианта одинаково эффективны при решении сложных задач, однако считается, что адиабатические квантовые вычисления более устойчивы к помехам.

Важным для практики вариантом адиабатических квантовых вычислений служит квантовый отжиг [5; 6], при котором в качестве гамильтониана берут гамильтониан модели Изинга в поперечном магнитном поле. В начальный момент времени величина взаимодействия с полем во много раз превосходит величину спин-спинового взаимодействия, обеспечивая перемешивание всех возможных состояний последнего, т. е. готовится состояние суперпозиции всех собственных состояний этого гамильтониана. В конечный момент времени поле выключают, и спиновая система оказывается в состоянии с минимальной энергией модели Изинга, константы взаимодействия которой приготовлены в соответствии с решаемой задачей.

В качестве элементов, носителей квантовой информации, как правило, рассматривают двухуровневые квантовые системы – кубиты [1]. Выполняемые на них операции описывают в двоичной системе счисления. Те же операции можно выполнять, взяв в качестве элементов квантовые системы с тремя уровнями – кутриты [7–11]. Кутриты обещают рост эффективности квантовых вычислений, во-первых, вследствие более быстрого роста размера вычислительного базиса (гильбертова пространства) при увеличении числа элементов; во-вторых, за счет использования троичной системы счисления, которая считается более эффективной, чем двоичная [9–12].

В качестве кутритов предлагают использовать, например, объекты со спином S = 1 в магнитном и кристаллическом полях. К таковым относятся квадрупольные ядра [7; 13] дейтерия, азота или лития, а также NV-центры в алмазе (парамагнитные центры окраски, образованные электроном на вакансии возле атома азота) [14]. Последний вариант предпочтительнее по причине наличия сильного диполь-дипольного взаимодействия (ДДВ) между NV-центрами, необходимого для реализации условных операций в квантовых алгоритмах. К то-му же в этом случае наблюдается большая разница частот переходов между разными энергетическими уровнями, которая позволяет управлять состояниями системы с помощью селективных по переходам импульсов высокочастотного (ВЧ) поля.

Развитие методов управления многочастичной квантовой системой является важнейшим направлением при реализации квантового компьютера. К настоящему времени предложены варианты последовательностей селективных операторов поворотов для выполнения вентилей на отдельном кутрите [7; 8] и двух кутритах [8; 15; 16]. В работе [10] получены последовательности для сумматора в троичной системе счисления на цепочке кутритов. В работе [14] для ансамбля NV-центров в алмазе, связанных ДДВ, получены последовательности ВЧ-импульсов, селективных по переходам, позволившие устранять ДДВ или преобразовывать его в двухспиновые взаимодействия другого вида. Адиабатическое квантовое вычисление в этих работах не рассматривалось. Моделирование адиабатического квантового алгоритма факторизации на двух кудитах (*d*-уровневых квантовых системах) выполнено в работе [16]. Были найдены последовательности селективных импульсов ВЧ-поля, необходимые для создания изменяющегося во времени эффективного гамильтониана. В настоящей работе мы выполняем моделирование решения задачи факторизации посредством квантового отжига на трех кутритах. Предложены последовательности операторов поворотов, селективных по переходами и спинам, которые позволяют выключать лишние ДДВ-связи и создавать эффективное

взаимодействие нужного вида, в том числе трехспиновое взаимодействие. Отметим что, для S = 1/2 способ создания трехспинового взаимодействия был предложен в работе [17]. Этот подход, основанный на свойствах матриц Паули, неприменим для S = 1. Мы основываемся на результатах теории когерентного усреднения в ЯМР твердого тела [18], в которой импульсы ВЧ-поля устраняют ДДВ в первом порядке по малому параметру, равному отношению средних частот вращений в локальных и ВЧ-полях. Поэтому спиновая динамика определяется многоспиновыми взаимодействиями, полученными в высших порядках теории среднего гамильтониана.

# Адиабатический алгоритм факторизации на трех кутритах

Задача факторизации числа n заключается в поиске чисел p и q, удовлетворяющих условию: n = pq. Для решения этой задачи посредством адиабатической эволюции во времени может быть использован простой эффективный гамильтониан [19]

$$H(t) = \left(1 - \frac{t}{T}\right) H_0 + \left(\frac{t}{T}\right) H_p, \quad 0 \le t \le T,$$
(1)

где  $H_p = (n - pq)^2$ , а числа *p* и *q* должны быть выражены через спиновые переменные рассматриваемой системы из трех кутритов – спинов *S* = 1. Следуя работе [19], будем выбирать сомножители среди нечетных чисел: *p* = 2*a*+1, *q* = 2*b*+1, но числа *a* и *b* будем представлять не в двоичной, а в симметричной троичной системе счисления [9; 10]: *a* = 3*a*<sub>1</sub> + *a*<sub>2</sub>, *b* = *b*<sub>0</sub>.

Для записи чисел будем использовать вычислительный базис  $|m_1, m_2, m_3\rangle$  из собственных функций операторов проекций спинов на ось *Z*:  $S_1^z$ ,  $S_2^z$  и  $S_3^z$ . Каждая из проекций принимает значения 1, 0, –1. В этом базисе

$$a_1 = S_1^z, \ a_2 = S_2^z, \ b = b_0 = S_3^z.$$
 (2)

Для моделирования работы алгоритма выберем n = 15. После подстановки формул получаем

$$H_{p} = (15 - (6a_{1} + 2a_{2} + 1)(2b + 1))^{2} = 144b^{2}a_{1}^{2} + 96b^{2}a_{1}a_{2} + + 16b^{2}a_{2}^{2} + 48b^{2}a_{1} + 16b^{2}a_{2} + 144ba_{1}^{2} + 96ba_{1}a_{2} + 16ba_{2}^{2} + 4b^{2} - - 312ba_{1} - 104ba_{2} + 36a_{1}^{2} + 24a_{1}a_{2} + 4a_{2}^{2} - 56b - 168a_{1} - 56a_{2} + 196,$$
(3)

где теперь входящие величины  $a_1$ ,  $a_2$  и *b* являются операторами (2). Основному состоянию  $|1,-1,1\rangle$ , для которого p = 5 и q = 3 соответствует нулевое значение энергии, тогда как для других состояний энергия будет принимать большие положительные значения. В эффективном гамильтониане (3) присутствуют несуществующие взаимодействия, которые будут получены из ДДВ в следующем разделе.

В качестве начального взаимодействия возьмем взаимодействие спинов с поперечным магнитным полем, направленным вдоль оси х:

$$H_0 = -h(S_1^x + S_2^x + S_3^x),$$

а в качестве начального состояния – основное состояние этого гамильтониана  $\langle \psi |$ , являющееся прямым произведением собственных векторов спиновых операторов  $S_x$  отдельных спинов при положительных собственных значениях 1.

Решение нашей задачи  $\langle \Psi |$  будем искать в следующем виде:

$$\left\langle \Psi \right| = \left\langle \Psi \right| \hat{Q} \exp\left(-i \int_{0}^{T} H(t) dt\right) \cong \left\langle \Psi \right| \prod_{l=0}^{N} U_{l} , \qquad (4)$$

где  $\hat{Q}$  – оператор упорядочения во времени. Следуя [16; 19; 20], оператор адиабатической эволюции за время  $T = \Delta t N$  с гамильтонианом, изменяющимся по линейному закону (1), мы представили в виде произведения операторов эволюции на последовательности из N малых временных интервалов  $\Delta t$ . На каждом таком интервале будем пренебрегать изменением гамильтониана (1) и приближенно представлять оператор эволюции в виде произведения трех некоммутирующих операторов

$$U_{l} = \exp\left[-i\left(1 - \frac{l}{N}\right)\Delta t H_{0} / 2\right] \exp\left[-i\Delta t H_{p} \frac{l}{N}\right] \exp\left[-i\left(1 - \frac{l}{N}\right)\Delta t H_{0} / 2\right],\tag{5}$$

где l – дискретное время ( $0 \le l \le N$ ).

## Создание эффективного взаимодействия

Рассмотрим создание описанного выше эффективного взаимодействия в системе трех спинов, связанных ДДВ [21],

$$H_{d} = J_{12}S_{1}^{z}S_{2}^{z} + J_{13}S_{1}^{z}S_{3}^{z} + J_{23}S_{2}^{z}S_{3}^{z}$$
(6)

на примере NV-центров в алмазе [14]. При S = 1 гамильтониан электрона в кристаллическом и магнитном полях имеет три собственных функции с тремя собственными значениями энергии (три уровня). Разница частот переходов для NV-центров в алмазе с разной ориентацией по отношению к внешнему магнитному полю имеет порядок величины GHz, тогда как расщепление, обусловленное ДДВ – MHz. Поэтому полагаем, что различие величин резонансных частот разных переходов разных спинов превосходит величину ДДВ. С помощью импульсов СВЧ-поля с частотами, равными разнице энергий двух уровней, можно вызывать когерентные переходы между соответствующими двумя состояниями. Изменение этих двух состояний описываются операторами, совпадающими с операторами поворота двухуровневой системы (с эффективным спином S = 1/2), которые получили название селективных операторов поворота (7) [14, 16, 22] { $\Omega_{a,i}^{k \in n}$  и в матричном представлении имеют вид

$$\{\Omega\}_{z,j}^{i\leftrightarrow 2} = \begin{pmatrix} \exp\left[-i\frac{\Omega}{2}\right] & 0 & 0\\ 0 & \exp\left[i\frac{\Omega}{2}\right] & 0\\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \{\Omega\}_{z,j}^{2\leftrightarrow 3} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0\\ 0 & \exp\left[-i\frac{\Omega}{2}\right] & 0\\ 0 & 0 & \exp\left[i\frac{\Omega}{2}\right] \end{pmatrix},$$
(7)
$$\{\Omega\}_{y,j}^{i\leftrightarrow 2} = \begin{pmatrix} \cos\frac{\Omega}{2} & -\sin\frac{\Omega}{2} & 0\\ \sin\frac{\Omega}{2} & \cos\frac{\Omega}{2} & 0\\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \{\Omega\}_{y,j}^{2\leftrightarrow 3} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0\\ 0 & \cos\frac{\Omega}{2} & -\sin\frac{\Omega}{2}\\ 0 & \sin\frac{\Omega}{2} & \cos\frac{\Omega}{2} \end{pmatrix},$$
(7)

где  $\Omega$  – угол поворота вокруг оси  $\alpha$  ( $\alpha = x, y, z$ ); k и n – номера уровней; j – номер спина. Матрица X-поворота отличается от Y-поворота равными (-i) коэффициентами перед обоими синусами. Для реализации селективного поворота между уровнями k и n на угол  $\Omega = h_f t_p$ включают в течение конечного времени  $t_p$  ( $t_p >> 1/\omega$ ) магнитное ВЧ-поле с амплитудой  $h_f$ (в частотных единицах) и частотой, равной разности энергий уровней  $\omega = \omega_{nk} = \varepsilon_n - \varepsilon_k$  [21; 22]. Направление оси поворота задается фазой ВЧ-поля.

Наконец, действуя в течение времени  $t_p$  одновременно на два перехода двумя ВЧ-полями с частотами соответственно  $\omega_{12}$ ,  $\omega_{23}$  и амплитудой  $h_f$ , можно произвести неселективный поворот спина [14; 22], задаваемый оператором  $\exp(-i\Theta S^x)$  (или  $\exp(-i\Theta S^y)$ ), где  $\theta = t_p h_f$ . С помощью таких поворотов будем получать сомножители  $\exp\left[-i\left(1-\frac{l}{N}\right)\Delta tH_0/2\right]$  в операторе эволюции  $U_l$  (5).

Создание операторов с односпиновым взаимодействием в Н<sub>р</sub>

Рассмотрим второе слагаемое  $\exp(-i\Delta t H_p l/N)$  в операторе эволюции  $U_l$  (5). Подставим гамильтониан (3) в этот оператор. Разобьем его на произведение операторов эволюции каждого взаимодействия, что возможно, поскольку все слагаемые в (3) коммутируют между собой.

Сначала возьмем слагаемые  $-56b - 168a_1 - 56a_2$ . Соответствующие операторы могут быть получены по формуле [16]

$$\exp\left[-i\Omega S_{k}^{z}\right] = \left\{2\Omega\right\}_{z,k}^{1\leftrightarrow2} \left\{2\Omega\right\}_{z,k}^{2\leftrightarrow3},\tag{8}$$

где k – номер спина. Например:

$$\exp\left[56i\Delta t \frac{l}{N}a_{2}\right] = \left\{-112\Delta t \frac{l}{N}\right\}_{z,2}^{1\leftrightarrow2} \left\{-112\Delta t \frac{l}{N}\right\}_{z,2}^{2\leftrightarrow3}.$$

Следующими односпиновыми взаимодействиями в  $H_p$  являются операторы  $36a_1^2 + 4a_2^2$ . Соответствующие операторы эволюции могут быть получены по формуле [16]

$$\exp\left[-i3\varphi\left(S_{k}^{z}\right)^{2}\right] = \left\{2\varphi\right\}_{z,k}^{i\leftrightarrow2} \left\{-2\varphi\right\}_{z,k}^{2\leftrightarrow3} \exp\left[-i2\varphi I\right],\tag{9}$$

где I – единичная матрица того же ранга, что и  $S_z^k$ . Например:

$$\exp\left[-4i\Delta t \frac{l}{N}(a_2)^2\right] = \left\{\frac{8l}{3N}\Delta t\right\}_{z,2}^{l\leftrightarrow 2} \left\{-\frac{8l}{3N}\Delta t\right\}_{z,2}^{2\leftrightarrow 3} \exp\left[-\frac{8l}{3N}i\Delta t\right].$$

## Создание операторов с двухспиновым взаимодействием в Н<sub>р</sub>

Начнем с того, что в операторе эволюции из трех взаимодействий в  $H_d$  (6) оставим одно нужное и уничтожим два ненужных. Это достигается [20] с помощью оператора инверсии  $P_k$ спина k, который в нашем случае может быть реализован с помощью трех селективных импульсов [16]

9

$$P_{k}^{-1}S_{k}^{z}P_{k} = \left\{-\pi\right\}_{y,k}^{1\leftrightarrow 2}\left\{-\pi\right\}_{y,k}^{2\leftrightarrow 3}\left\{-\pi\right\}_{y,k}^{1\leftrightarrow 2}S_{k}^{z}\left\{\pi\right\}_{y,k}^{1\leftrightarrow 2}\left\{\pi\right\}_{y,k}^{2\leftrightarrow 3}\left\{\pi\right\}_{y,k}^{1\leftrightarrow 2} = -S_{k}^{z}.$$

Для получения положительного взаимодействия двух спинов следует разбить интервал эволюции пополам и на втором интервале инвертировать спин, который оставляем свободным:

$$\exp(itH_{d})P_{1}^{-1}\exp(itH_{d})P_{1} = \exp(i2tJ_{23}S_{2}^{z}S_{3}^{z}).$$
(10)

Для получения отрицательного взаимодействия двух спинов нужно инвертировать эти спины по очереди на двух интервалах:

$$P_{2}^{-1} \exp(itH_{d}) P_{2} P_{1}^{-1} \exp(itH_{d}) P_{1} = \exp(-i2tJ_{12}S_{2}^{z}S_{1}^{z}).$$
(11)

Примем для определенности следующие значение констант ДДВ:

$$J_{12} = 24$$
,  $J_{13} = 312$ ,  $J_{23} = 104$ ,  
 $H_{2} = 24a_{2}a_{2} + 104ba_{2} + 312ba_{1}$ .

Для моделирования (1)–(3) мы ввели условные безразмерные единицы измерения, которые легко могут быть выражены через константы взаимодействия реальной системы. Нужное значение показателей соответствующих сомножителей в  $\exp\left[-i\Delta t H_p \frac{l}{N}\right]$  достигается из (10) и (11) заданием длины интервалов эволюции *t*. При этом полагаем, что в приготовленной системе исходные энергии (без ДДВ) всех 9 уровней  $\varepsilon_{ki}$  соизмеримы, а длина *t* выбирается кратной периодам  $2\pi/\varepsilon_{ki}$  [16]. Поэтому в операторах эволюции мы опускаем соответствующие набеги фаз.

Следующими двухспиновыми взаимодействиями в  $H_p$  являются операторы  $48b^2a_1 + 16b^2a_2 + 144ba_1^2 + 16ba_2^2$ . Соответствующие операторы эволюции могут быть получены по формуле [16]

$$\exp\left[-3itJS_{p}^{z}\left(S_{q}^{z}\right)^{2}\right] = \exp\left[-2itJS_{p}^{z}\right]\left\{-\pi\right\}_{y,q}^{2\leftrightarrow3} \times \\ \times \exp\left[-itJS_{p}^{z}S_{q}^{z}\right]\left\{-\pi\right\}_{y,q}^{1\leftrightarrow2} \exp\left[-itJS_{p}^{z}S_{q}^{z}\right]\left\{\pi\right\}_{y,q}^{1\leftrightarrow2} \left\{\pi\right\}_{y,q}^{2\leftrightarrow3},$$
(12)

где *р* и *q* – номера спинов.

В качестве примера получим сомножитель  $\exp\left[-16it\frac{l}{N}b(a_2)^2\right]$ . С этой целью сначала применим формулу (12):

$$\exp\left[-16it\frac{l}{N}b(a_{2})^{2}\right] = \exp\left[-\frac{32l}{3N}itb\right]\left\{-\pi\right\}_{y,2}^{2\leftrightarrow3}\exp\left[-\frac{16l}{3N}itba_{2}\right]\times$$

$$\times\left\{-\pi\right\}_{y,2}^{1\leftrightarrow2}\exp\left[-\frac{16l}{3N}itba_{2}\right]\left\{\pi\right\}_{y,2}^{1\leftrightarrow2}\left\{\pi\right\}_{y,2}^{2\leftrightarrow3}.$$
(13)

Затем воспользуемся формулой (8) для получения первого сомножителя в (13) и формулой (10) для выделения из ДДВ взаимодействия спинов 2 и 3. В итоге находим

$$\exp\left[-16i\Delta t\frac{l}{N}b(a_2)^2\right] = \left\{\frac{64l}{3N}\Delta t\right\}_{z,3}^{1\leftrightarrow 2} \left\{\frac{64l}{3N}\Delta t\right\}_{z,3}^{2\leftrightarrow 3} \left\{-\pi\right\}_{y,2}^{2\leftrightarrow 3} \times$$

$$\times P_{1}^{-1} \exp\left[-i\frac{l}{N}\frac{\Delta t}{2}\left(\frac{2}{39}\right)H_{d}\right]P_{1} \exp\left[-i\frac{l}{N}\frac{\Delta t}{2}\left(\frac{2}{39}\right)H_{d}\right]\left\{-\pi\right\}_{y,2}^{1\leftrightarrow2} \times P_{1}^{-1} \exp\left[-i\frac{l}{N}\frac{\Delta t}{2}\left(\frac{2}{39}\right)H_{d}\right]P_{1} \exp\left[-i\frac{l}{N}\frac{\Delta t}{2}\left(\frac{2}{39}\right)H_{d}\right]\left\{\pi\right\}_{y,2}^{1\leftrightarrow2}\left\{\pi\right\}_{y,2}^{2\leftrightarrow3}$$

Другим типом двухспиновых взаимодействий в  $H_p$  являются операторы  $144b^2a_1^2 + 16b^2a_2^2$ . Получим сомножитель  $\exp\left[-16i\Delta t \frac{l}{N}(b)^2(a_2)^2\right]$ . Если применить к нему формулу (12) по второму спину, то наш оператор примет вид

$$\exp\left[-\frac{32l}{3N}i\Delta t(b)^{2}\right]\left\{-\pi\right\}_{y,2}^{2\leftrightarrow3}\exp\left[-\frac{16l}{3N}i\Delta t(b)^{2}a_{2}\right]\times\\\times\left\{-\pi\right\}_{y,2}^{1\leftrightarrow2}\exp\left[-\frac{16l}{3N}i\Delta t(b)^{2}a_{2}\right]\left\{\pi\right\}_{y,2}^{1\leftrightarrow2}\left\{\pi\right\}_{y,2}^{2\leftrightarrow3}.$$

Повторно воспользуемся формулой (12), но теперь по спину 3. Затем применим формулы (8) и (9) к односпиновым операторам:

$$\exp\left[-16i\Delta t \frac{l}{N}(b)^{2}(a_{2})^{2}\right] = \left\{\frac{64l}{9N}i\Delta t\right\}_{z,2}^{1\leftrightarrow2} \left\{-\frac{64l}{9N}i\Delta t\right\}_{z,2}^{2\leftrightarrow3} \exp\left[-\frac{64l}{9N}i\Delta t\right] \times \\ \times \left\{-\pi\right\}_{y,3}^{2\leftrightarrow3} \left\{-\frac{64l}{9N}i\Delta t\right\}_{z,3}^{1\leftrightarrow2} \left\{\frac{64l}{9N}i\Delta t\right\}_{z,3}^{2\leftrightarrow3} \left\{-\pi\right\}_{y,2}^{2\leftrightarrow3} \exp\left[-\frac{16l}{9N}i\Delta tba_{2}\right] \left\{-\pi\right\}_{y,2}^{1\leftrightarrow2} \times \\ \times \exp\left[-\frac{16l}{9N}i\Delta tba_{2}\right] \left\{\pi\right\}_{y,2}^{1\leftrightarrow2} \left\{\pi\right\}_{y,2}^{2\leftrightarrow3} \left\{-\pi\right\}_{y,3}^{1\leftrightarrow2} \left\{-\frac{64l}{9N}i\Delta t\right\}_{z,3}^{1\leftrightarrow2} \left\{\frac{64l}{9N}i\Delta t\right\}_{z,3}^{2\leftrightarrow3} \times \\ \times \left\{-\pi\right\}_{y,2}^{2\leftrightarrow3} \exp\left[-\frac{16l}{9N}i\Delta tba_{2}\right] \left\{-\pi\right\}_{y,2}^{1\leftrightarrow2} \exp\left[-\frac{16l}{9N}i\Delta tba_{2}\right] \left\{\pi\right\}_{y,2}^{2\leftrightarrow3} \left\{\pi\right\}_{y,3}^{1\leftrightarrow2} \left\{\pi\right\}_{y,3}^{2\leftrightarrow3} \left\{\pi\right\}_{y,3}^{1\leftrightarrow2} \left\{\pi\right\}_{y,3}^{2\leftrightarrow3} \left\{\pi\right\}_{y,3}^{2,3} \left\{\pi\right$$

Для получения из (14) окончательного выражения используем формулу (10) для выделения из ДДВ взаимодействия спинов 2 и 3 аналогично предыдущему случаю.

# Создание операторов с трехспиновым взаимодействием в Н<sub>р</sub>

В *H<sub>p</sub>* входят два слагаемых с трехспиновым взаимодействием 96*b*<sup>2</sup>*a*<sub>1</sub>*a*<sub>2</sub> + 96*ba*<sub>1</sub>*a*<sub>2</sub>. Для создания в (5) оператора эволюции с трехспиновым взаимодействием из ДДВ (6) будем следовать идеям теории когерентного усреднения [18] и воспользуемся формулой Троттэр – Сузу-ки [23]:

$$\exp\left[ib_{12}S_1^xS_2^z\right]\exp\left[ib_{13}S_1^zS_3^z\right]\exp\left[-ib_{12}S_1^xS_2^z\right]\exp\left[-ib_{13}S_1^zS_3^z\right]\approx\exp\left[ib_{12}b_{13}S_1^yS_2^zS_3^z\right],$$
(15)

где  $b_{ij} = \Delta t J_{ij} \ll 1$ . В формуле (15) сохранены члены второго порядка малости и отброшены члены третьего порядка малости. Входящие в (15) сомножители с  $\pm S_1^x S_2^z$  в показателе экспоненты получим из ДДВ с помощью неселективных поворотов первого спина на угол  $\pm \pi/2$  вокруг оси *Y*. Наконец, выполнив в выражении (15) поворот первого спина на угол  $\pi/2$  вокруг оси *X*, находим

$$\exp\left[ib_{12}b_{13}S_1^zS_2^zS_3^z\right] \approx \exp\left[-i\frac{\pi}{2}S_1^x\right] \exp\left[-i\frac{\pi}{2}S_1^y\right] \exp\left[ib_{12}S_1^zS_2^z\right] \exp\left[i\frac{\pi}{2}S_1^y\right] \times \left[i\frac{\pi}{2}S_1^y\right] \exp\left[-i\frac{\pi}{2}S_1^y\right] + \left[i\frac{\pi}{2}S_1^y\right] \exp\left[i\frac{\pi}{2}S_1^y\right] \exp\left[i\frac{\pi}{2}S_1^y\right] + \left[i\frac{\pi}{2}S_1^y\right] + \left[i\frac{\pi}{2}S$$

$$\times \exp\left[ib_{13}S_{1}^{z}S_{3}^{z}\right] \exp\left[-i\frac{\pi}{2}S_{1}^{y}\right] \exp\left[-ib_{12}S_{1}^{z}S_{2}^{z}\right] \exp\left[i\frac{\pi}{2}S_{1}^{y}\right] \times \exp\left[-ib_{13}S_{1}^{z}S_{3}^{z}\right] \exp\left[i\frac{\pi}{2}S_{1}^{x}\right]$$
(16)

На основании формулы (16) получаем

$$\exp\left[-96i\Delta t\frac{l}{N}ba_{1}a_{2}\right] = \exp\left[i\frac{\pi}{2}S_{1}^{x}\right]\exp\left[i\frac{\pi}{2}S_{1}^{y}\right]\exp\left[-i\sqrt{96\frac{l}{N}\Delta t}a_{1}a_{2}\right]\exp\left[-i\frac{\pi}{2}S_{1}^{y}\right]\times$$

$$\times \exp\left[-i\sqrt{96\frac{l}{N}\Delta t}a_{1}b\right]\exp\left[i\frac{\pi}{2}S_{1}^{y}\right]\exp\left[-i\sqrt{96\frac{l}{N}\Delta t}a_{1}a_{2}\right]\times$$

$$\times \exp\left[-i\frac{\pi}{2}S_{1}^{y}\right]\exp\left[i\sqrt{96\frac{l}{N}\Delta t}a_{1}b\right]\exp\left[-i\frac{\pi}{2}S_{1}^{x}\right].$$
(17)

Для получения окончательного выражения из (17) используем формулу (10) или (11) (в зависимости от знака) для выделения из ДДВ (6) взаимодействия выделенной пары спинов. Нужную величину коэффициента перед операторами  $a_1a_2$  и  $a_1b$  в показателях экспонент получаем с помощью выбора длины интервалов эволюции.

Для создания оператора эволюции  $\exp\left[-96i\Delta t \frac{l}{N}(b)^2 a_1 a_2\right]$  сначала применяем формулу (12)

$$\exp\left[-96i\Delta t \frac{l}{N}(b)^{2} a_{1}a_{2}\right] = \exp\left[-64i\Delta t \frac{l}{N}a_{1}a_{2}\right] \left\{-\pi\right\}_{y,3}^{2\leftrightarrow3} \exp\left[-32i\Delta t \frac{l}{N}ba_{1}a_{2}\right] \times \left\{-\pi\right\}_{y,3}^{1\leftrightarrow2} \exp\left[-32i\Delta t \frac{l}{N}ba_{1}a_{2}\right] \left\{\pi\right\}_{y,3}^{1\leftrightarrow2} \left\{\pi\right\}_{y,3}^{2\leftrightarrow3}.$$

В дальнейшем поступаем аналогично предыдущему случаю.

Наконец, отметим, что для уменьшения ошибки получения трехспинового взаимодействия при моделировании отжига мы будем разбивать временной интервал дополнительно на семь частей:

$$\exp[-itJ_{123}ba_{1}a_{2}] = \left\{\exp[-i(t/7)J_{123}ba_{1}a_{2}]\right\}^{7}$$

#### Расчет и обсуждение

По описанным в предыдущем разделе правилам была найдена полная последовательность селективных операторов поворотов и интервалов эволюции с гамильтонианом ДДВ, необходимая для моделирования факторизации числа 15 посредством квантового отжига. Результат вычисления получается в виде суперпозиции 27 состояний вычислительного базиса

$$\langle \Psi | = \sum_{m_1, m_2, m_3} C_{m_1, m_2, m_3} \langle m_1, m_2, m_3 |.$$

Точным решением нашей задачи является состояние  $\langle 1, -1, 1 |$ , поэтому достигнутую точность нашего вычисления будем характеризовать величиной

$$R = |\langle \Psi | 1, -1, 1 \rangle|^2 = |C_{1, -1, 1}|^2,$$

равной вероятности получения точного состояния из суперпозиционного. Результаты, полученные при разных значениях параметров, приведены на рисунке.



Зависимость точности факторизации от времени выполнения алгоритма  $T = \Delta t N(a)$ , от величины магнитного поля ( $\delta$ ) и от длительности шага дискретного времени (s) при разных значениях других параметров



На рисунке (*a*) показаны зависимости точности *R* от времени выполнения алгоритма  $T = \Delta t N$ . Для сравнения крестами показаны результаты расчета при замене симметричного представления (5) на несимметричное:

$$U_{l} = \exp\left[-i\left(1 - \frac{l}{N}\right)\Delta tH_{0}\right] \exp\left[-i\Delta tH_{p}\frac{l}{N}\right].$$

Отличия небольшие, поскольку большой вклад в ошибку образуется при получении трехспинового взаимодействия. Видно, что при малых  $\Delta t$  и больших N мы достигаем точного решения, что свидетельствует, с одной стороны, о правильности найденной последовательности операторов, а с другой – о выполнении условия адиабатичности. Если взять большее значение  $\Delta t$ , то при увеличении T посредством увеличения N рост точности R останавливается на некотором предельном остаточном значении, обусловленном ошибкой при замене непрерывного изменения гамильтониана на дискретное (4), (5) и применении формул Троттер – Сузуки. Это остаточное значение зависит от величины поля *h*, как это показано на рисунке ( $\delta$ ). При малых значениях поля наблюдается рост точности при увеличении поля. Скорость такого роста возрастает при увеличении  $\Delta t$ , поскольку в дискретном представлении (5) действие поля сводится к повороту на угол  $\Delta th$ . Если при увеличении  $\Delta t$  и *h* угол возрастает до  $\pi/2$ , то точность падает. Наконец, на рисунке ( $\epsilon$ ) показано изменение точности при изменении  $\Delta t$ . Кривые зависимостей имеют максимумы. Спад точности при малых  $\Delta t$  обусловлен нарушением адиабатичности. Спад точности при больших  $\Delta t$  происходит вследствие замены непрерывного изменения гамильтониана на дискретное.

На основе численного моделирования можно подбирать оптимальные параметры для экспериментальной реализации алгоритма. Согласно рисунку (*a*) при N = 10,  $\Delta t = 0,01$  и h = 100точность полученного результата R = 0,39. Точность можно увеличить до R = 0,48, если взять  $\Delta t = 0,0087$  и h = 160.

Таким образом, в настоящей работе предложены последовательности селективных операторов поворота для создания в системе из трех спинов S = 1 одно-, двух- и трехспиновых взаимодействий разного вида. Возможности управления системой трех кутритов продемонстрированы на примере факторизации числа 15 в троичной системе счисления посредством квантового отжига. Полученные формулы могут быть применены при реализации других квантовых алгоритмов на кутритах.

# Список литературы / References

1. Валиев К. А., Кокин А. А. Квантовые компьютеры: надежды и реальность. Ижевск, 2001. 352 с.

Valiev K. A., Kokin A. A. Kvantovye komp'yutery: nadezhdy i real'nost'. Izhevsk, 2001, 352 p. (in Russ.)

- 2. Preskill J. Quantum Computing in the NISQ era and beyond. In: arXiv:1801.00862.
- Farhi E., Goldstone J., Gutmann S. et al. A Quantum Adiabatic Evolution Algorithm Applied to Random Instances of an NP-Complete Problem. *Science*, 2001, vol. 292, no. 5516, p. 472–472.
- 4. Albash T., Lidar D. A. Adiabatic quantum computation. *Rev. Mod. Phys.*, 2018, vol. 90, no. 1, p. 015002 (1–64).
- 5. Brooke J., Bitko D., Rosenbaum T. F. Quantum Annealing of a Disordered Magnet. *Science*, 1999, vol. 284, no. 5415, p. 779–881.
- 6. Cohen E., Tamir B. Quantum annealing foundations and frontiers. *Eur. Phys. J. Special Topics*, 2015, vol. 224, p. 89–110.
- 7. Das R., Mitra A., Kumar V., Kumar A. Quantum Information processing by NMR: Preparation of pseudopure states and implementation of unitary operations in a single-qutrit system. *Int. J. Quantum Inf.*, 2003, vol. 1, p. 387–394.
- 8. Klimov A. B., Guzmán R., Retamal J. C., Saavedra C. Qutrit quantum computer with trapped ions. *Phys. Rev. A*, 2003, vol. 67, no. 6, p. 062313 (1–7).
- 9. **Tamir B.** Quantum query complexity for qutrits. *Phys. Rev. A*, 2008, vol. 77, no. 2, p. 022326 (1–7).
- Зобов В. Е., Пехтерев Д. И. Сумматор на троичных базовых элементах для квантового компьютера // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 89, вып. 5. С. 303–307.
   Zobov V. E., Pekhterev D. I. Adder on Ternary Base Elements for a Quantum Computer.

*JETP Letters*, 2009, vol. 89, no. 5, p. 260–263.

11. Bocharov A., Roetteler M., Svore K. M. Factoring with qutrits: Shor's algorithm on ternary and metaplectic quantum architectures. Phys. Rev. A, 2017, vol. 96, no. 1, p. 012306 (1–17).

- Cooley J. W., Tukey J. W. An Algoritm for the machine Computation of Complex Fourier Series. *Math. Comp.*, 1965, vol. 19, p. 297–301.
- Зобов В. Е., Шауро В. П. Об оптимальном по времени управлении методом ЯМР состояниями кутритов, представленных квадрупольными ядрами со спином *I* = 1 // ЖЭТФ. 2011. Т. 140, вып. 2. С. 211–223.

**Zobov V. E., Shauro V. P.** On the time-optimal NMR control of states of qutrits represented by quadropole nuclei with spin I = 1. *JETP*, 2011, vol. 113, no. 2, p. 181–191.

- 14. Choi S, Yao N. Y., Lukin M. D. Dynamical Engineering of Interaction in Qudit Ensembles. *Phys. Rev. Lett.*, 2017, vol. 119, no. 18, p. 183603.
- 15. Шауро В. П., Пехтерев Д. И., Зобов В. Е. Сравнительный анализ двух способов реализации элементарных логических операторов для квантового компьютера на кутритах // Изв. вузов. Физика. 2007. № 6. С. 41–47.

Shauro V. P., Pekhterev D. I., Zobov V. E. Comparative analysis of two methods of realizing elementary logic operators for a quantum computer on qutrites. *Izv. Vyssh. Ushebn. Zaved., Ser. Fiz.*, 2007, no. 6, p. 41–47. (in Russ.)

- Зобов В. Е., Ермилов А. С. О выполнении квантового адиабатического алгоритма факторизации на двух кудитах // ЖЭТФ. 2012. Т. 141, вып. 6. С. 1060–1070.
   Zobov V. E., Ermilov A. S. Implementation of Quantum Adiabatic Alghorithm for Factoriza-
- 17. Tseng M., Somaroo S., Sharf Y., Knill E., Laflamme R., Havel T. F., Cory D. G. Quantum simulation of a three-body-interaction Hamiltonian on an NMR quantum computer. *Phys. Rev. A*, 1999, vol. 61, no. 1, p. 012302 (1–6).
- 18. Haeberlen U., Waugh J. S. Coherent Averaging Effects in Magnetic Resonance. *Phys. Rev.*, 1968, vol. 175, no. 2, p. 453–467.
- 19. Peng X., Liao Z., Xu N. et al. A Quantum Adiabatic Algorithm for Factorization and Its Experimental Implementation. *Phys. Rev. Lett.*, 2008, vol. 101, no. 22, p. 220405 (1–4).
- Steffen M., van Dam W., Hogg T., Breyta G., Chuang I. Experimental Implementation of an Adiabatic Quantum Optimization Algorithm. *Phys. Rev. Lett.*, 2003, vol. 90, no. 6, p. 067903 (1–4).
- Сликтер Ч. Основы теории магнитного резонанса. М.: Мир, 1981. 448 с. Slikter Ch. Principles of magnetic resonance. Berlin, 1978.

tion on Two Qudits. JETP, 2012, vol. 114, no. 6, p. 923-932.

- 22. Mehring M., Wolff E. K., Stoll M. E. Exploration of the Eight-Dimensional Spin Space of a Spin-1 Particle by NMR. J. Magn. Reson., 1980, vol. 37, p. 475–495.
- 23. Hatano N., Suzuki M. Finding exponential product formulas of higher orders. In: Das A., Chakrabarti B. K. (eds.). Quantum annealing and other optimization methods. Berlin, Springer, 2005, p. 37–68. arXiv: math-ph/0506007.

Материал поступил в редколлегию Received 27.04.2018

# Сведения об авторах / Information about the Authors

Зобов Владимир Евгеньевич, доктор физ.-мат. наук, старший научный сотрудник, главный научный сотрудник, Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН (Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036, Россия)

**Vladimir E. Zobov**, Doctor Phys.-Mat. Sciences, Senior Researcher, Chief Researcher, Kirensky Institute of Physics SB RAS (50, bld. 38, Akademgorodok, Krasnoyarsk, 660036, Russian Federation)

rsa@iph.krasn.ru

- **Пичковский Иван Сергеевич**, бакалавр, Сибирский федеральный университет (ул. Киренского, 28, Красноярск, 660074, Россия)
- Ivan S. Pichkovskiy, bachelor, Siberian Federal University (28 Kirensky Str., Krasnoyarsk, 660074, Russian Federation)

rsa@iph.krasn.ru

УДК 532.516 DOI 10.25205/2541-9447-2019-14-1-17-24

# Интегральная модель волновых режимов течения тонкого слоя вязкой жидкости, учитывающая члены второго порядка малости и влияние газового потока

## И. С. Вожаков

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

#### Аннотация

Получена модель учитывающая влияние членов второго порядка малости по параметру длинноволновости, а также касательных и нормальных напряжений со стороны газового потока. Выполнено исследование линейной устойчивости полученной системы уравнений и проведено сравнение результатов с точным решением уравнения Орра – Зоммерфельда. Показано, что интегральные модели отличаются от точного решения даже при малых числах Рейнольдса, что связано с тем, что профиль продольной скорости отличается от полупараболического. Выполнено моделирование эволюции нелинейных волн как для свободно стекающей, так и для увлекаемой газовым потоком пленки жидкости. Получены профили стационарно бегущих волн для различных чисел Рейнольдса. Проведено сравнение профилей волн, полученных по разным моделям. Показано, что отличия результатов, полученных по разным моделям, незначительны, а взаимодействие с газовым потоком приводит к уменьшению длины волны возмущений.

Ключевые слова

тонкий слой жидкости, длинноволновое приближение, линейный анализ, нелинейные волны

Благодарности

Работа выполнена за счет средств РФФИ (мол\_а 18-31-00269)

Для цитирования

Вожаков И. С. Интегральная модель волновых режимов течения тонкого слоя вязкой жидкости, учитывающая члены второго порядка малости и влияние газового потока // Сибирский физический журнал. 2019. Т. 14, № 1. С. 17–24. DOI 10.25205/2541-9447-2019-14-17-24

# Integral Model of Wavy Flow Regimes of Thin Viscous Liquid Layer Taking into Account Second Order Terms and Influence of the Gas Flow

# I. S. Vozhakov

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

#### Abstract

In this paper, a model is obtained which takes into account the influence of second-order terms of smallness in the long-wavelength parameter, as well as tangential and normal stresses from the gas flow. The linear stability of the obtained system of equations was studied and the results were compared with the exact solution of the Orr-Sommerfeld equation. It is shown that integral models differ from the exact solution even at low Reynolds numbers, which is due to the fact that the longitudinal velocity profile differs from the semi-parabolic one. The evolution of nonlinear waves was simulated for both a free falling and a liquid film entrained in a gas stream. The profiles of stationary-traveling waves for different Reynolds numbers are obtained. A comparison of the profiles of waves obtained by different models has been carried out. It is shown that the differences in the results obtained by different models are insignificant, and the interaction with the gas flow leads to a decrease in the wavelength of the disturbances.

© И.С. Вожаков, 2019

#### Keywords

thin liquid layer, longwave approximation, linear analysis, nonlinear waves Acknowledgements

- The work was financially supported by the grant of the RFBR No. 18-31-00269 mol a
- For citation
  - Vozhakov I. S. Integral Model of Wavy Flow Regimes of Thin Viscous Liquid Layer Taking into Account Second Order Terms and Influence of the Gas Flow. Siberian Journal of Physics, 2019, vol. 14, no. 1, p. 17-24. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2019-14-1-17-24

#### Введение

Тонкие пленки жидкости, увлекаемые газовым потоком, часто встречаются в различных промышленных процессах для интенсификации тепло- и массоотдачи. Поверхностные волны играют важную роль во взаимодействии между фазами из-за многократного увеличения площади межфазной поверхности при их развитии. Эксперименты [1; 2] показали, что длина волн, развивающихся при стекании пленок жидкости, много больше, чем толщина пленки. Это предполагает введение низкоразмерных моделей, построенных на длинноволновом параметре  $\varepsilon \ll 1$ , который показывает малость отношения толщины пленки к длине волны возмущений. Такие модели основаны на ранних работах Бенни [3] и Шкадова [4]. В дальнейшем Руйер-Квил и Манневиль [5] добавили поправки следующих порядков к профилю скорости в пленке жидкости. Этот подход был также использован в работе [6] для моделирования пленок, увлекаемых турбулентным потоком газа.

### Постановка залачи

В настоящем исследовании проводится моделирование динамики нелинейных волн на пленке жидкости, стекающей под действием силы тяжести и трения со стороны газового потока. Течение газа является турбулентным и происходит в вертикальном канале. Решение этой проблемы в полной сопряженной постановке связано со значительными вычислительными трудностями, поэтому зачастую выделяют два этапа моделирования: определение напряжений газа на поверхности пленки и последующий расчет эволюции волн в жидкости [7]. Скорость жидкости значительно меньше характерной скорости газа, поэтому поверхность раздела полагают жесткой и неподвижной. Кроме того, вследствие малости толщины пленки влияние возмущений границы раздела на скорости в газе можно считать линейным. В силу этого задача вычисления нормальных и касательных напряжений газа на поверхности сводится к рассмотрению влияния на них отдельных пространственных гармоник. Полная постановка задачи в жидкости включает уравнения Навье – Стокса и неразрывности, которые в безразмерной записи имеют вид [2]

$$u_t + uu_x + vu_y = -p_x + \frac{1}{\varepsilon \operatorname{Re}} \left( u_{yy} + \varepsilon^2 u_{xx} \right) + \frac{1}{\varepsilon \operatorname{Fr}},\tag{1}$$

$$\varepsilon^{2}\left(v_{t}+uv_{x}+vv_{y}\right)=-p_{y}+\frac{\varepsilon}{\operatorname{Re}}\left(v_{yy}+\varepsilon^{2}v_{xx}\right),$$
(2)

$$u_x + v_y = 0. ag{3}$$

Соответствующие кинематические и динамические граничные условия на стенке (y = 0)

$$u = 0, v = 0,$$

и межфазной поверхности (y = h(x,t))

$$u_{y} = T + \varepsilon^{2} \left( \frac{4v_{y}h_{x}}{1 + \varepsilon^{2}h_{x}^{2}} - v_{x} \frac{1 - \varepsilon^{2}h_{x}^{2}}{1 + \varepsilon^{2}h_{x}^{2}} \right),$$
(4)

$$v = h_t + uh_x,$$

$$p = P + \frac{2\varepsilon}{\text{Re}} \left( v_y \frac{1 - \varepsilon^2 h_x^2}{1 + \varepsilon^2 h_x^2} - \frac{\left(u_y + \varepsilon^2 v_x\right) h_x}{1 + \varepsilon^2 h_x^2} \right) - \frac{\text{We}\varepsilon^2 h_{xx}}{\left(1 + \varepsilon^2 h_x^2\right)^{3/2}}.$$
(5)

Здесь  $u = \tilde{u}/U$  – продольная компонента скорости;  $v = \tilde{v}/(UH/L)$  – поперечная компонента скорости;  $x = \tilde{x}/L$  – продольная координата;  $y = \tilde{v}/H$  – поперечная координата;  $t = \tilde{t}/(L/U)$  – время;  $h = \tilde{h}/H$  – мгновенная локальная толщина;  $\text{Re} = \rho UH/\mu$  – число Рейнольдса;  $\text{Fr} = U^2/gH$  – число Фруда;  $\text{We} = \sigma/\rho H U^2$  – число Вебера;  $\varepsilon = H/L$  – параметр длинноволновости; L – характерный продольный масштаб;  $T = \tilde{T}/(\mu U/H)$  и  $P = \tilde{P}/(\rho U^2)$  – касательные и нормальные напряжения на границе раздела фаз соответственно. Описание

касательные и нормальные напряжения на границе раздела фаз соответственно. Описание расчета касательных и нормальных напряжений на границе раздела представлено в [8].

Ранее автором в работе [9] была допущена ошибка при выводе интегральной модели течения пленки жидкости с учетом малых членов по параметру длинноволновости. Для случая волнистой пленки жидкости, следуя методу работ [4; 10] и удовлетворяя граничным условиям, будем искать профиль продольной скорости в виде

$$u = A(x,t)y + B(x,t)y^{2},$$

$$A(x,t) = A_{0}(x,t) + \varepsilon^{2}A_{1}(x,t), \quad B(x,t) = B_{0}(x,t) + \varepsilon^{2}B_{1}(x,t).$$
(6)

Поперечную скорость найдем из уравнения неразрывности:

$$v = -\left(\frac{A_x y^2}{2} + \frac{B_x y^3}{3}\right).$$

Введем в рассмотрение локальный расход:

$$q(x,t) = \int_{0}^{h} u(x,y,t) dy.$$

Тогда, используя гранусловие (4) и оставляя члены до  $\varepsilon^2$  включительно, получим систему уравнений

$$\frac{(A_0 + \varepsilon^2 A_1)h^2}{2} + \frac{(B_0 + \varepsilon^2 B_1)h^3}{3} = q,$$
(7)

$$A_0 + 2B_0h = T + \left(\frac{1}{2}A_{0xx}h^2 + \frac{1}{3}B_{0xx}h^3 + 4h^2h_xB_{0x} + 4hh_xA_{0x} - 2B_1h - A_1\right)\varepsilon^2.$$
 (8)

Удовлетворяя уравнениям (7), (8), в нулевом порядке по є получим

$$A_0 = \frac{3q}{h^2} - \frac{T}{2}, \quad B_0 = -\frac{3}{2}\frac{q}{h^3} + \frac{3}{4}\frac{T}{h}.$$

Во втором порядке имеем

$$\begin{aligned} &A_{1} = -\frac{1}{2}q_{xx} + \frac{3}{4}\frac{qh_{xx}}{h} - \frac{3}{2}\frac{q_{x}h_{x}}{h} + \frac{3}{2}\frac{qh_{x}^{2}}{h^{2}} + \frac{1}{8}hh_{xx}T - \frac{1}{4}hh_{x}T_{x} + \frac{5}{4}h_{x}^{2}T, \\ &B_{1} = \frac{3}{4}\frac{q_{xx}}{h} - \frac{9}{8}\frac{qh_{xx}}{h^{2}} + \frac{9}{4}\frac{q_{x}h_{x}}{h^{2}} - \frac{9}{4}\frac{qh_{x}^{2}}{h^{3}} - \frac{3}{16}h_{xx}T + \frac{3}{8}h_{x}T_{x} - \frac{15}{8}\frac{h_{x}^{2}T}{h}. \end{aligned}$$

Интегрируя (2) по поперечной координате, получим давление, а константу интегрирования найдем из гранусловия (5). Затем, подставляя найденное давление в (1) и интегрируя его и уравнение неразрывности (3) по слою, получим

(0)

$$h_{t} + q_{x} = 0,$$
(9)
$$q_{t} + \frac{6}{5} \left(\frac{q^{2}}{h}\right)_{x} + \frac{1}{20} (qhT)_{x} + \frac{1}{120} (h^{3}T^{2})_{x} + hP_{x} = \frac{1}{\epsilon \operatorname{Re}} \left(\frac{\operatorname{Re}}{\operatorname{Fr}}h - \frac{3q}{h^{2}} + \frac{3}{2}T\right) + \operatorname{We}\epsilon^{2}hh_{xxx} + \frac{\epsilon}{\operatorname{Re}} \left(5q_{xx} - \frac{27}{4}\frac{qh_{xx}}{h} - \frac{9}{2}\frac{q_{x}h_{x}}{h} + \frac{9}{2}\frac{qh_{x}^{2}}{h^{2}} + \frac{3}{8}Thh_{xx} - \frac{11}{4}Th_{x}^{2} + \frac{5}{4}hh_{x}T_{x} + \frac{1}{4}h^{2}T_{xx}\right) + \epsilon^{2}Q.$$
(10)

Приведем значение Q для свободно стекающей пленки жидкости, поскольку в случае с газовым потоком полученное выражение чрезвычайно громоздко:

$$Q = \frac{11}{40}q_{txx}h^{2} + \frac{1}{10}q_{tx}h_{x}h - \frac{9}{20}q_{t}h_{xx}h - \frac{9}{20}q_{t}h_{x}^{2} - \frac{153}{280}q^{2}h_{xxx} + \frac{54}{35}\frac{q^{2}h_{x}h_{xx}}{h} - \frac{27}{35}\frac{q^{2}h_{x}^{3}}{h^{2}} + \frac{219}{280}hqq_{xxx} - \frac{19}{35}qq_{xx}h_{x} - \frac{677}{280}qh_{xx}q_{x} + \frac{54}{35}\frac{q(h_{x})^{2}q_{x}}{h} + \frac{257}{280}q_{xx}hq_{x} - \frac{44}{35}q_{x}^{2}h_{x} - 3We\epsilon^{2}hh_{x}\left(h_{xx}^{2} + \frac{1}{2}h_{x}h_{xxx}\right).$$

В случае стационарного течения (h=1, q=1) выразим число Фруда, исключая один из параметров уравнения:

$$\frac{\text{Re}}{\text{Fr}} = 3 - \frac{3}{2}T.$$

Для исключения еще одного параметра выберем масштаб по продольной координате таким, чтобы нейтральное волновое число в длинноволновом приближении (уравнение Орра – Зоммерфельда при малых числах Рейнольдса) было равно единице  $k_n = 1$  [11], тогда

Wee<sup>2</sup> = 
$$\frac{18}{5}$$
, We =  $\frac{3^{1/3} \text{Fi}^{1/3}}{\text{Re}^{5/3}}$ , Fi= $\frac{\sigma^3}{\rho^3 g v^4}$ .

Таким образом в задаче для свободно стекающей пленки жидкости (T = 0, P = 0) остается только один параметр (єRe) при учете членов первого порядка малости и два параметра (є, Re) при учете членов второго порядка малости.

Рассматривать члены порядка є / Re в (10) и исключать из рассмотрения члены порядка  $\epsilon^2$  справледливо в случае, когда  $1\!>\!\epsilon\!>\!\epsilon\,/\,Re\!>\!\epsilon^2$ , т. е. это соответствует небольшим числам Рейнольдса Re <1/ε (для случая воды это означает Re <7). Стоит заметить, что в слагаемых порядка  $\varepsilon^2$  имеются нелинейные члены, содержащие производную по времени, что не позволяет провести моделирование эволюции стандартными методами.

#### Результаты

Для случая свободно стекающей пленки жидкости (T = 0, P = 0) проведен линейный анализ устойчивости пленки жидкости по отношению к возмущениям малой амплитуды. Для этого система (9), (10) линеаризовывалась относительно малых амплитуд  $h_1$ ,  $q_1$ :

$$h = 1 + h_1 e^{ik(x-ct)}, q = 1 + q_1 e^{ik(x-ct)}$$

В итоге имеем

$$ch_1 - q_1 = 0,$$
 (11)

$$ik\left(cq_{1} + \frac{6}{5}h_{1} - \frac{12}{5}q_{1} - 3k^{2}h_{1}\right) + \frac{3}{\epsilon \operatorname{Re}}(3h_{1} - q_{1}) + \frac{\epsilon k^{2}}{\operatorname{Re}}\left(\frac{27}{4}h_{1} - 5q_{1}\right) + \epsilon Q_{1} = 0,$$
(12)

$$Q_1 = ik^3 \left( \frac{11}{40} cq_1 + \frac{153}{280} h_1 - \frac{219}{280} q_1 \right).$$

Полагая  $h_1 = 1$ , а  $c = c_r + ic_{im}$  и решая уравнения (11), (12) методом Ньютона, получим зависимости  $c_r(k)$  и  $c_{im}(k)$ .

Из рис. 1 видно, что при малых числах Рейнольдса модель Шкадова дает существенное отличие в значениях как фазовой скорости  $(c_r)$  так и инкремента роста линейных волн  $(\omega_{im} = c_{im}k)$  от точного решения уравнения Орра – Зоммерфельда [12]. Учет членов следующих порядков малости обеспечивает лучшее соответствие фазовой скорости для длинных волн, в коротковолновой же области также наблюдается расхождение результатов. Повышение числа Рейнольдса приводит к увеличению разницы между точным решением задачи об устойчивости течения и результатами, полученными по интегральным моделям.



Рис. 1. Значения действительной компоненты фазовой скорости и инкремента роста линейных волн

Fig. 1. Real phase velocity component and linear wave growth increment



Рис. 2. Сравнение профилей стационарно бегущих волн, полученных по различным моделям при свободном стекании (слева) и в случае взаимодействия с газовым потоком (справа). α – волновое число первой гармоники. Диаметр канала 10 мм

*Fig. 2.* Comparison of profiles of stationary-traveling waves obtained by different models for free falling (left) and gas sheared (right) film.  $\alpha$  – wave number of the first harmonic. Diameter of the channel is 10 mm

Как было замечено выше, при Re > 7 члены порядка  $\varepsilon$ /Re становятся малыми по отношению к членам порядка  $\varepsilon^2$ . В то же время из рис. 2 видно, что учет членов порядка  $\varepsilon$ /Re приводит к большей устойчивости по отношению к коротковолновым возмущениям по сравнению с оригинальной моделью Шкадова в области умеренных чисел Рейнольдса, а дополнительное добавление членов порядка  $\varepsilon^2$ , т. е. конвективной части уравнения (2), как и следовало ожидать, «дестабилизирует» течение. Поскольку учет членов следующих порядков малости не приводит к уменьшению разницы между точными решениями и интегральными моделями, можно заявить, что это связано с тем, что в случае волнового течения пленки жидкости наблюдается значительное отличие профиля скорости от полупараболического (6) даже при небольших числах Рейнольдса [13; 14]. В [15] показано, что форма профиля скорости оказывает принципиальное влияние на устойчивость течения. Выполнено моделирование эволюции возмущений как для свободно стекающей пленки жидкости, так и для взаимодействующей с газовым потоком. Для проведения моделирования искомые функции раскладываются в ряд Фурье по продольной координате. В результате получается бесконечная система обыкновенных дифференциальных уравнений. Ограничиваясь большим, но конечным набором гармоник и полагая, что старшие гармоники равны нулю, получаем ее конечномерный аналог, который решался методом Рунге-Кутты 4-го порядка. На рис. 2 представлены профили стационарно бегущих волн, полученные в результате моделирования эволюции. Видно, что при числе Рейнольдса Re = 10 не наблюдается заметных различий между моделями. При увеличении числа Рейнольдса отличия между моделями становятся более заметными, а влияние газового потока приводит к уменьшению длины формируемых возмущений.

# Список литературы / References

1. Капица П. Л. Волновое течение тонких слоев вязкой жидкости // ЖЭТФ. 1948. Т. 18, № 1. С. 3–28.

**Kapitza P. L.** Wave flow of thin viscous liquid film. *Zh. Exper. Teor. Fiz.*, 1948, vol. 18, p. 3–28. (in Russ.)

2. Алексеенко С. В., Накоряков В. Е., Покусаев Б. Г. Волновое течение пленок жидкости. М.: Наука, 1992.

Alekseenko S. V., Nakoriakov V. E., Pokusaev B. G., Fukano T. Wave flow of liquid films. New York, Begell House, 1994, 313 p.

- 3. Benney D. J. Long waves on liquid films. *Journal of Mathematics and Physics*, 1966, vol. 45, no. 1–4, p. 150–155.
- 4. Шкадов В. Я. Волновые режимы течения тонкого слоя вязкой жидкости под действием силы тяжести // Изв. АН СССР. МЖГ. 1967. Т. 1.

Shkadov V. Ya. Wave flow regimes of a thin layer of viscous fluid subject to gravity. *Fluid Dynamics*, 1967, vol. 2, no. 1, p. 29–34.

- Ruyer-Quil C., Manneville P. Improved modeling of flows down inclined planes. *The European Physical Journal. B. Condensed Matter and Complex Systems*, 2000, vol. 15, no. 2, p. 357–369.
- 6. **Tseluiko D., Kalliadasis S.** Nonlinear waves in counter-current gas liquid film flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 2011, vol. 673, p. 19–59.
- 7. Демехин Е. А. Нелинейные волны в пленке жидкости, увлекаемой турбулентным газовым потоком // Изв. АН СССР. МЖГ. 1981. № 2. С. 37–42.

**Demekhin E. A.** Nonlinear waves in a liquid film entrained by a turbulent gas stream. *Fluid Dynamics*, 1981, vol. 16, no. 2, p. 188–193.

8. Вожаков И. С., Архипов Д. Г., Цвелодуб О. Ю. Моделирование нелинейных волн на поверхности тонкой пленки жидкости, увлекаемой турбулентным потоком газа // Теплофизика и аэромеханика. 2015. Т. 22, № 2. С. 201–212.

**Vozhakov I. S., Arkhipov D. G., Tsvelodub O. Yu.** Simulating nonlinear waves on the surface of thin liquid film entrained by turbulent gas flow. *Thermophysics and Aeromechanics*, 2015, vol. 22, no. 2, p. 191–202.

- 9. Vozhakov I. S., Cherdantsev A. V., Arkhipov D. G. Modelling secondary instability of cocurrent a thin gas-sheared film. *Fluid Dynamics Research*, 2016, vol. 48, no. 6, p. 061420.
- Шкадов В. Я. Двухпараметрическая модель волновых режимов течения пленок вязкой жидкости // Вестник Моск. ун-та. Серия 1: Математика. Механика. 2013. № 4. С. 24–31.
   Shkadov V. Ya. A two-parameter model of wave regimes for viscous liquid film flows. *Moscow University Mechanics Bulletin*, 2013, vol. 68, no. 4, p. 86–93.

11. Архипов Д. Г., Качулин Д. И., Цвелодуб О. Ю. Сравнение моделей волновых режимов стекания пленок жидкости в линейном приближении // Прикладная механика и техническая физика. 2012. Т. 53, № 5. С. 19–29.

Arkhipov D. G., Kachulin D. I., Tsvelodub O. Yu. Comparison of models for wave regimes of liquid film downflow in the linear approximation. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, 2012, vol. 53, no. 5, p. 647–656.

- 12. Yih C. S. Stability of liquid flow down an inclined plane. *The Physics of Fluids*, 1963, vol. 6, no. 3, p. 321–334.
- 13. Arkhipov D., Vozhakov I., Markovich D., Tsvelodub O. Symmetry in the problem of wave modes of thin viscous liquid layer flow. *European Journal of Mechanics. B. Fluids*, 2016, vol. 59, p. 52–56.
- 14. Scheid B., Ruyer-Quil C., Manneville P. Wave patterns in film flows: modelling and threedimensional waves. *Journal of Fluid Mechanics*, 2006, vol. 562, p. 183–222.
- 15. Гольдштик М. А., Штерн В. Н. Гидродинамическая устойчивость и турбулентность. Новосибирск: Наука, Сиб. отд-ние, 1977.

Goldshtik M. A., Shtern V. N. Hydrodynamic stability and turbulence. Novosibirsk, Nauka, 1977. (in Russ.)

Материал поступил в редколлегию Received 04.02.2019

# Сведения об авторе / Information about the Author

- Вожаков Иван Сергеевич, кандидат физико-математических наук, Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН (пр. Академика Лаврентьева, 1, Новосибирск, 630090, Россия); Новосибирский государственный университет (ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия)
- Ivan S. Vozhakov, Candidate of Science (Physics and Mathematics), Institute of Thermophysics SB RAS (1 Academician Lavrentiev Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation); Novosibirsk State University (2 Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)

vozhakov@gmail.com

# Влияние сублимации материала поверхности на параметры сверхзвукового пограничного слоя

## С. А. Гапонов, Б. В. Смородский

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

#### Аннотация

Проведено теоретическое исследование характеристик сверхзвукового пограничного слоя при числе Маха M = 2 в условиях сублимации материала поверхности плоской пластины, обтекаемой потоком воздуха. В качестве сублимирующего вещества принят нафталин ( $C_{10}H_8$ ). Расчетами установлено, что с повышением температуры поверхности увеличивается масса испарения нафталина. При этом суммарный тепловой поток к твердой стенке уменьшается, а ее температура понижается в сравнении со случаем обтекания пластины без сублимации. Превышение в несколько раз молекулярного веса нафталина над молекулярным весом воздуха и понижение температуры поверхности в результате испарения материала стенки приводят к повышению плотности бинарной смеси (воздух плюс пары сублимирующего вещества вблизи стенки), что может привести к повышению устойчивости сверхзвукового пограничного слоя и к затягиванию его перехода в турбулентное состояние.

#### Ключевые слова

сверхзвуковой пограничный слой, ламинарно-турбулентный переход, бинарная газовая смесь, сублимация *Благодарности* 

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013–2020 годы (проект АААА-А17-117030610125-7, № 0323-2018-0009) и при финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-01-00070-а)

#### Для цитирования

Гапонов С. А., Смородский Б. В. Влияние сублимации материала поверхности на параметры сверхзвукового пограничного слоя // Сибирский физический журнал. 2019. Т. 14, № 1. С. 25–39. DOI 10.25205/2541-9447-2019-14-1-25-39

# Influence of Surface Sublimation on Supersonic Boundary Layer Properties

# S. A. Gaponov, B. V. Smorodsky

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

#### Abstract

The paper presents results of theoretical investigation of characteristics of the supersonic Mach = 2 flat-plate boundary-layer under conditions of surface sublimation in the flow of air. Naphthalene ( $C_{10}H_8$ ) is used as a sublimation material. Calculations found that with increasing surface temperature, the mass flow rate of naphthalene evaporation also increases. In this case, the total heat flux to the solid wall decreases, while its temperature decreases also in comparison with the case of a flow past a flat-plate without sublimation. Large molecular weight of naphthalene in comparison with molecular weight of air and lowering of the surface temperature as a result of the wall material evaporation lead to an increase in the density of the binary mixture (air and vapor of the sublimation substance) near the wall, that can lead to an increase in the stability of the supersonic boundary layer and to a delay in its transition to turbulence.

#### Keywords

supersonic boundary layer, laminar-turbulent transition, binary gas mixture, sublimation

#### Acknowledgements

The research was carried out within the framework of the Program of Fundamental Scientific Research of Russian state academies of sciences in 2013-2020 (project AAAA-A17-117030610125-7, no. 0323-2018-0009) and was also supported by Russian Foundation for Basic Research (project 18-01-00070a)

© С.А. Гапонов, Б.В. Смородский, 2019

For citation

Gaponov S. A., Smorodsky B. V. Influence of Surface Sublimation on Supersonic Boundary Layer Properties. *Siberian Journal of Physics*, 2019, vol. 14, no. 1, p. 25–39. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2019-14-1-25-39

#### Введение

Необходимость исследования пограничного слоя в условиях уноса массы с обтекаемой поверхности стимулируется практической необходимостью тепловой защиты элементов конструкции летательных аппаратов путем использования разрушаемых покрытий. Важность таких исследований, в частности, подчеркивается в монографии [1], в которой упоминается, что тепловая защита первых космических аппаратов была существенно преувеличена из-за недостаточности знаний о ряде проблем аэротермодинамики. Одной из таких проблем является ламинарно-турбулентный переход пограничного слоя.

Вопросам ламинарно-турбулентного перехода уделяется большое внимание во всем мире. Общепринятым считается, что по крайней мере при малых внешних возмущениях ламинарно-турбулентный переход определяется неустойчивостью пограничного слоя. Основы теории устойчивости сверхзвуковых пограничных слоев были заложены еще в конце 40-х – начале 50-х гг. прошлого столетия [2]. Дальнейшие исследования устойчивости сверхзвуковых пограничных слоев проанализированы в [3–5], и касались они пограничных слоев однокомпонентного газа.

Первыми работами, в которых исследовалась устойчивость пограничного слоя с химическими реакциями, были работы [6; 7], в них изучалась устойчивость пограничного слоя неравновесно диссоциирующего газа (кислорода и азота). Результаты этих работ подробно описаны в [8]. В конце 90-х и начале 2000-х гг. проводились исследования по устойчивости гиперзвуковых пограничных слоев с химическими реакциями более общего вида [9–14].

Устойчивость и ламинарно-турбулентный переход в условиях абляции почти не исследовались. В настоящее время известны только работы [15; 16] по устойчивости гиперзвукового пограничного слоя конуса в условиях уноса массы с обтекаемой поверхности. В них рассмотрен только случай двумерных возмущений при числе Маха М = 16 и 20. Результаты теоретических исследований не сопоставлялись с экспериментом, поэтому расширение начатых исследований в части теоретического изучения развития трехмерных возмущений при умеренных числах Маха представляятся чрезвычайно важным.

Многочисленные аналитические и численные исследования указывают на возможность качественного предсказания устойчивости и ламинарно-турбулентного перехода на основе простых свойств о распределении скорости и температуры в пограничном слое, поэтому в качестве первого шага в данной работе проводятся исследования по влиянию сублимации материала пластины на параметры сверхзвукового пограничного слоя. Полученные при этом результаты будут в дальнейшем использоваться в расчетах характеристик устойчивости.

Высокотемпературную абляцию, характерную для условий реального полета спускаемого аппарата в атмосфере, воспроизвести в лабораторных условиях достаточно трудно и затратно. При этом сублимация в условиях умеренных температур, реализуемых в современных аэродинамических трубах, позволяет изучать физические процессы абляции в облегченных условиях, т. е. в отсутствие химических реакций и иных высокотемпературных газодинамических явлений. Поэтому в настоящей работе расчеты ламинарного пограничного слоя проводятся для нафталина (C<sub>10</sub>H<sub>8</sub>), сублимация которого происходит при невысоких температурах поверхности. Из литературы известны примеры использования нафталина в аэрофизическом эксперименте с абляцией поверхности модели [17]. А в [18] было показано, что визуализация ламинарно-турбулентного перехода в пограничном слое скользящего крыла с помощью сублимации нафталинового покрытия является вполне надежным экспериментальным методом. Визуализация течения путем индуцированной лазером флюоресценции сублимировавших паров нафталина применялась для турбулентного пограничного слоя при числе Маха 5 [19]. Там же было получено двумерное распределение концентрации паров нафталина.

## Основные уравнения пограничного слоя

Рассматривается пограничный слой на плоской пластине. Поверхность пластины покрыта сублимирующим монокомпонентным материалом. Пластина обтекается сверхзвуковым потоком воздуха. С учетом сублимации в пограничном слое образуется бинарная смесь (воздух + пары сублимирующего вещества), течение которой в отсутствие термодиффузии описывается системой уравнений:

$$\frac{\partial(U\rho)}{\partial s} + \frac{\partial(V\rho)}{\partial y} = 0, \tag{1}$$

$$\rho\left(U\frac{\partial U}{\partial s} + V\frac{\partial U}{\partial y}\right) = -\frac{\partial P_e}{\partial s} + \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu\frac{\partial U}{\partial y}\right),\tag{2}$$

$$\rho\left(U\frac{\partial h}{\partial s} + V\frac{\partial h}{\partial y}\right) = U\frac{\partial P_e}{\partial s} - \frac{\partial q}{\partial y} + \mu\left(\frac{\partial U}{\partial y}\right)^2,$$
(3)

$$\rho\left(U\frac{\partial c_1}{\partial s} + V\frac{\partial c_1}{\partial y}\right) = -\frac{\partial j_1}{\partial y},\tag{4}$$

$$m = \frac{m_1 m_2}{m_1 + (m_2 - m_1)c_1}, \quad P = \frac{\rho RT}{m} = \rho \tilde{R}T,$$
(5)

где

$$q = -\lambda \frac{\partial T}{\partial y} + (h_1 - h_2) j, \quad j_1 = -\rho D_{12} \frac{\partial c_1}{\partial y}.$$
 (6)

Здесь U, V – скорости смеси в направлениях s и y; p – плотность; h – удельная энтальпия на единицу массы; *P* – давление; *T* – температура; *q*, *j*<sub>1</sub> – тепловой и массовый поток примеси в направлении у; с1 – массовая концентрация примеси; R – универсальная газовая постоянная; µ, λ, D<sub>12</sub> – коэффициенты динамической вязкости, теплопроводности и диффузии.

Предполагая процесс сублимирования достаточно медленным, будем рассматривать форму поверхности обтекаемой модели неизменной. В отсутствие теплового потока к твердому телу, с учетом уравнения Кнудсена – Ленгмюра [20] и теплового баланса [21] на поверхности, система (1)-(6) решается при следующих граничных условиях на стенке:

$$U(0) = 0,$$
 (7)

$$G_{w} = G(0) = a_{1} \frac{P_{1}^{\text{sat}} - P_{1}}{\sqrt{2\pi RT(0)/m_{1}}},$$
(8)

$$Q + G_w(h - h_1)_w - \left[\lambda \left(\frac{dT}{dy}\right) + \left(h_1 - h_2\right)j_1\right]_w = 0,$$
(9)

$$\rho_{w}V_{w}\left(1-c_{1,w}\right) = \rho_{w}D_{12,w}\left(\frac{\partial c_{1}}{\partial y}\right)_{w},\tag{10}$$

где  $G_w$  – массовый поток сублимирующего вещества с поверхности, а нижний индекс w указывает, что значение соответствующей величины берется на стенке, при y = 0. Из (8)

видно, что величина  $G_w$  определяется разностью давления насыщенных паров сублиманта  $P_1^{\text{sat}}$  при температуре стенки  $T_w$  и парциального давления паров вещества в пограничном слое непосредственно над поверхностью  $P_1$ ;  $a_1$  – безразмерный коэффициент аккомодации сублиманта;  $m_1$  – молекулярный вес сублимирующего вещества;  $Q = H_{sg}G_w$  – количество тепла, затрачиваемого на испарение вещества покрытия;  $H_{sg}$  – энтальпия сублимации.

Граничные условия на внешней границе пограничного слоя:

$$(U,T) \rightarrow (U_e, T_e), \quad c_1 \rightarrow 0, \quad \text{при} \quad y \rightarrow \infty.$$
 (11)

Зависимость давления насыщенных паров от температуры сублимирующего покрытия  $P_1^s = P_1^s(T_w)$  определяется уравнением Клапейрона – Клаузиуса [20]:

$$\ln\left(\frac{P_{1}^{s}}{P_{TP,1}}\right) = \frac{H_{sg}m_{1}}{R}\left(\frac{1}{T_{TP,1}} - \frac{1}{T_{w}}\right),$$
(12)

где  $P_{TP,1}$ ,  $T_{TP,1}$  – давление и температура паров сублиманта в тройной точке. Парциальное давление испаряющегося материала определяется по формуле

$$P_1 = \frac{c_1 m}{m_1} P = \frac{c_1 m_2}{m_1 + (m_2 - m_1)c_1} P$$

где *Р* – давление вне пограничного слоя.

При фиксированной температуре поверхности условие (9) заменяется условием

$$T(0) = T_w. \tag{13}$$

К сожалению, коэффициенты переноса: вязкость, теплопроводность и диффузия, известны не для всех сублимирующих веществ. Поэтому в настоящей работе использовалась теория, основанная на взаимодействии молекул в виде твердых сфер [22], согласно которой

$$\mu = 2,6693 \cdot 10^{-5} \sqrt{mT/\sigma^2},$$

$$\lambda = 1,9891 \cdot 10^{-4} \sqrt{T/m}/\sigma^2 = \frac{15}{4} \frac{R}{m}\mu,$$

$$D_{12} = 2,628 \cdot 10^{-3} \sqrt{T^3/m}/(P\sigma^2).$$
(14)

Здесь µ измеряется в [г/см·с],  $\lambda$  – в [кал/см·К·с],  $D_{12}$  – в [см<sup>2</sup>/с];  $\sigma$  – диаметр столкновения молекул в ангстремах, *m* – молекулярный вес, *P* – давление в атмосферах. Для бинарной смеси

$$D_{12} \approx \frac{2,63 \cdot 10^{-3}}{P \sigma_{12}^2} \sqrt{T^3 \frac{m_1 + m_2}{2m_1 m_2}},$$
  

$$\sigma_{12} = (\sigma_1 + \sigma_2)/2.$$
(15)

Столкновительный диаметр молекулы можно определить по критическим параметрам  $T_c$ и  $P_c$  уравнения Ван-дер-Ваальса [23]:

$$\sigma = 93,76 \left( T_c / P_c \right)^{1/3}.$$
 (16)

Формула для расчета вязкости бинарной смеси приведена в [21]:

$$\mu = \frac{X_1 \mu_1}{X_1 + G_{12} X_2} + \frac{X_2 \mu_2}{X_2 + G_{21} X_1},$$

где молярные доли определяются через массовую концентрацию как  $X_1 = cm/m_1$  и  $X_2 = = (1-c)m/m_2$ ;

$$G_{12} = \frac{\left[1 + \left(\mu_1/\mu_2\right)^{1/2} \left(m_2/m_1\right)^{1/4}\right]^2}{8^{1/2} \left[1 + \left(m_1/m_2\right)\right]^{1/2}},$$
$$G_{21} = \frac{\left[1 + \left(\mu_2/\mu_1\right)^{1/2} \left(m_1/m_2\right)^{1/4}\right]^2}{8^{1/2} \left[1 + \left(m_2/m_1\right)\right]^{1/2}}.$$

Там же приводится формула для расчета теплопроводности бинарной смеси:

$$\lambda = \frac{X_1 \lambda_1'}{X_1 + 1.065 \tilde{G}_{12} X_2} + \frac{X_2 \lambda_2'}{X_2 + 1.065 \tilde{G}_{21} X_1},$$

где  $\lambda'_i = \lambda_i E u$ , где E u – поправка Эйкена для многоатомных газов:  $E u = 0,115 + 0,354 C_{pi}/R_i$ ,  $\lambda_i = 15 R \mu_i / 4 m_i$ ,

$$\tilde{G}_{12} = \frac{\left[1 + (\lambda_1/\lambda_2)^{1/2} (m_2/m_1)^{1/4}\right]^2}{8^{1/2} \left[1 + (m_1/m_2)\right]^{1/2}},$$
$$\tilde{G}_{21} = \frac{\left[1 + (\lambda_2/\lambda_1)^{1/2} (m_1/m_2)^{1/4}\right]^2}{8^{1/2} \left[1 + (m_2/m_1)\right]^{1/2}}.$$

## Локально-автомодельные уравнения двумерного пограничного слоя

Уравнения пограничного слоя (1)–(4) приводились к системе обыкновенных дифференциальных уравнений с использованием автомодельной координаты  $\overline{y} = y/\delta$  [24; 25], где  $\delta = \sqrt{\mu_e x/\rho_e U_e}$  – масштаб Блазиуса сжимаемого пограничного слоя:

$$\frac{dz_1}{d\overline{y}} = \frac{\overline{\rho}z_3}{2}, \quad \frac{dz_2}{d\overline{y}} = -\frac{z_1z_2}{\overline{\mu}}, \quad \frac{dz_3}{d\overline{y}} = \frac{z_2}{\overline{\mu}},$$

$$\frac{dz_4}{d\overline{y}} = z_1 \frac{d\overline{h}}{\partial \overline{y}} + (\gamma - 1)M_e^2\overline{\mu}z_2^2, \quad \frac{dz_5}{d\overline{y}} = \frac{1}{\overline{\lambda}} \left\{ -z_4 + \left( c_{p1}/c_{p2} - 1 \right) z_5 z_6 \right\},$$

$$\frac{dz_6}{d\overline{y}} = -\frac{z_1z_6}{\overline{\rho}\overline{D}_{12}}, \quad \frac{dz_7}{d\overline{y}} = -\frac{z_6}{\overline{\rho}\overline{D}_{12}}.$$
(17)

Здесь 
$$z_1 = F$$
,  $z_2 = \overline{\mu}(d\overline{U} / d\overline{y})$ ,  $z_3 = \overline{U}$ ,  $z_4 = \overline{q}$ ,  $z_5 = \overline{T}$ ,  $z_6 = \overline{j}$ ,  $z_7 = c_1$ ,  $\overline{q}(\overline{y}) = \operatorname{Re} \frac{1}{\rho_e U_e h_e} q$ ,

 $\overline{j}_1 = \operatorname{Re}\frac{j_1}{\rho_e u_e}, \quad \overline{\lambda} = \frac{\lambda}{\mu_e c_{pe}}, \quad \overline{D}_{12} = \frac{\rho_e D_{12}}{\mu_e}, \quad \operatorname{Re} = \sqrt{\frac{\rho_e U_e}{\mu_e} x} = \sqrt{\operatorname{Re}_1 x}, \quad \text{a скорость } \overline{U}, \quad \text{плотность } \overline{\rho},$ 

вязкость  $\overline{\mu}$ , энтальпия  $\overline{h}$  – безразмерные величины, отнесенные к соответствующим значениям вне пограничного слоя.

Граничные условия на поверхности (7)-(10) записываются в следующем виде:

$$U(0) = 0,$$
 (18)

$$-F_w = \frac{G_w}{\rho_e U_e} \operatorname{Re},\tag{19}$$

$$\operatorname{Re}\left(\overline{Q} + \overline{G}\left(\overline{h} - \overline{h}_{1}\right)\right)_{w} - \left(\overline{\lambda}\frac{d\overline{T}}{d\overline{y}} + \left(\overline{h}_{1} - \overline{h}_{2}\right)\overline{j}_{1}\right)_{w} = 0,$$
(20)

$$\overline{G}\operatorname{Re}(1-c_1(0)) = \left(\overline{\rho}\overline{D}_{12}\frac{\partial c_1}{\partial \overline{y}}\right)_{y=0}.$$
(21)

Как видим, в граничных условия (18)–(21) балансы массы и энергии на поверхности оказываются связанными (массовый расход паров сублиманта по нормали к стенке  $G_w$  зависит от температуры, а сам он включен в условие теплового баланса (20) и входит в выражение, связывающее концентрацию примеси  $c_1$  с диффузионным массовым потоком сублиманта (21)).

В настоящей работе уравнения (17) интегрировались численно с помощью метода Рунге-Кутты четвертого порядка точности. Для нахождения решения, удовлетворяющего граничным условиям (11), (18)–(21), применялись метод стрельбы и итерационный алгоритм Ньютона.

# Результаты

Расчеты проводились для пограничного слоя на плоской пластине, обтекаемой потоком воздуха с числом Маха  $M_{\infty} = 2$ . Предполагается, что поверхность модели покрыта слоем вещества, способного к чистой сублимации (фазовому переходу от состояния твердого тела в газообразное состояние, минуя жидкую фазу) при достаточно низкой температуре, т. е. в отсутствие других осложняющих анализ явлений, таких как химические реакции, диссоциация и ионизация. Таким свойством обладают, например, сухой лед, камфара, йод.

В настоящей работе рассматривается сверхзвуковой пограничный слой над поверхностью, покрытой слоем нафталина ( $C_{10}H_8$ ). Это вещество с молекулярным весом  $m_1 = 128,17$ , что в 4,4 раза тяжелее воздуха. Диаметр столкновения молекул нафталина, необходимый для вычисления коэффициентов переноса по (14), был определен по формуле (16):  $\sigma_1 \approx 5,3$  ангстрем. Величина теплоемкости паров этого вещества  $C_{p1} = 201,6$  Дж/моль·К, энтальпии сублимации  $H_{sg} = 72,6$  кДж/моль и значения критических параметров  $T_c = 748$  К и  $P_c = 41$  бар взяты из справочника [26]. Параметры тройной точки нафталина  $T_{TP,1} = 353,4$  К и  $P_{TP,1} = = 0,0106$  бар [27]. В более ранних работах [24; 25] было показано, что инжекция тяжелого газа (с молекулярным весом большим, чем у воздуха) благоприятным образом сказывается на устойчивости сверхзвукового пограничного слоя. Целью настоящей статьи является выработка рекомендаций и подбор параметров для проведения экспериментов по влиянию сублимации покрытия на устойчивость и переход сверхзвукового пограничного слоя. Выбор нафталина для таких исследований помимо его благоприятных теплофизических свойств обусловлен также и тем, что C<sub>10</sub>H<sub>8</sub> – это доступный и недорогой углеводород.

Результаты расчетов представлены ниже в безразмерном виде: различные физические величины отнесены к своим значениям на внешней границе пограничного слоя, а расстояние от стенки – к масштабу Блазиуса δ.

На рис. 1 показано распределение основных параметров пограничного слоя: продольной скорости  $\overline{U}$ , температуры  $\overline{T}$ ; концентрации примеси  $c_1$ , плотности  $\overline{\rho}$ , теплового потока  $\overline{q}$ , а также величины  $\varphi = \overline{\rho} \left( d\overline{U}/d\overline{y} \right)$  поперек слоя (в зависимости от нормальной координаты  $\overline{y}$ ). Расчеты проведены в предположении фиксированной температуры поверхности  $T_w$  (применялось граничное условие (13)); при этом температура торможения потока  $T_0 = 290$  K, единичное число Рейнольдса Re<sub>1</sub> = 6,6 · 10<sup>6</sup> м<sup>-1</sup>.

На рис. 1, *в* показано, что повышение температуры поверхности модели от  $T_w = 290$  К (комнатная температура) до  $T_w = 350$  К (что на три градуса ниже температуры тройной точки нафталина) последовательно приводит к увеличению интенсивности испарения вещества поверхности (в соответствии с (8), (12)). В результате этого концентрация паров примеси в пограничном слое повышается от значений, близких к нулю (при комнатной температуре испарения почти нет), до значений  $c_{1w} \approx 37\%$  при  $T_w$ , близкой к температуре тройной точки.

Из рис. 1, а видно, что увеличение температуры стенки не приводит к существенной перестройке продольной компоненты скорости. При этом профили температуры  $\overline{T}$  (рис. 1,  $\delta$ ) показывают рост по всей толщине слоя, вплоть до его внешней границы. На всех графиках рис. 1, a-b легко заметить, что увеличение  $T_w$  вызывает незначительное увеличение толщины пограничного слоя. Происходит это потому, что в результате нагревания бинарной газовой смеси подогреваемой поверхностью, вязкость смеси также увеличивается, что приводит к увеличению вытесняющего действия пограничного слоя, т. е. к увеличению его толщины.

Поперечные профили плотности  $\overline{\rho} = \overline{\rho}(\overline{y})$  (рис. 1, *г*) демонстрируют немонотонное поведение при увеличении  $T_w$ . Сначала значение плотности бинарной смеси на стенке уменьшается от  $\overline{\rho}_w = 0,56$  до 0,52, однако дальнейшее повышение  $T_w$  до 350 К приводит к увеличению плотности до  $\overline{\rho}_w = 0,65$ . Причиной такой немонотонности является то, что при  $290 \le T_w < 330$  К, когда концентрация примеси достаточно мала (см. рис. 1, *в*), доминирует влияние нагрева стенки  $T_w$  (см. рис. 1, *б*), приводящее к уменьшению  $\overline{\rho}_w$ . Затем, при  $330 \le T_w \le 350$  К, начинает преобладать эффект большего молекулярного веса паров сублиманта ( $c_{1w}$  при этом увеличивается от 0,1 до 0,37, см. рис. 1, *в*), что и приводит к некоторому увеличению  $\overline{\rho}_w$ .

На рис. 1,  $\partial$  показано распределение поперек слоя полного безразмерного теплового потока  $\overline{q} = \overline{q}(\overline{y})$  (6). Видно, что на стенке  $\overline{q}_w > 0$ , т. е. тепловой поток направлен от стенки к потоку (нагретая стенка охлаждается потоком). При этом  $\overline{q}_w$  растет с увеличением  $T_w$ , что естественно. Тепловой поток  $\overline{q} = \overline{q}(\overline{y})$  достигает максимума при значении координаты  $\overline{y} \approx 4$ , т. е. там, где градиент температуры максимален (см. рис. 1,  $\delta$ ).



*Puc. 1.* Пограничный слой при различных значениях фиксированной температуры сублимирующей поверхности 290 ≤  $T_w$  ≤ 350 К: a – профили продольной скорости U = U(y);  $\overline{o}$  – температуры T = T(y); e – концентрации примеси (паров нафталина)  $c_1 = c_1(y)$ ;  $\overline{c}$  – плотности  $\rho = \rho(y)$ ;  $\overline{o}$  – теплового потока  $\overline{q} = \overline{q}(\overline{y})$ ; e – распределение поперек пограничного слоя величины  $\varphi = \overline{\rho} (d\overline{U}/d\overline{y})$ ;  $T_0 = 290$  K,  $\text{Re}_1 = 6, 6 \cdot 10^6$  м<sup>-1</sup>. Кривые с символами – расчет при  $T_0 = 290$  K,  $T_w = 350$  K для несублимирующей поверхности

*Fig. 1.* Boundary layer profiles at various values of fixed temperature of the sublimation surface  $290 \le T_w \le 350$  K: a – streamwise velocity U = U(y); b – temperature T = T(y); c – foreign gas concentration (naphthalene vapor)  $c_1 = c_1(y)$ ; d – density  $\rho = \rho(y)$ ; e – heat flux  $\overline{q} = \overline{q}(\overline{y})$ ; f – distribution across the boundary layer of the function  $\varphi = \overline{\rho} (d\overline{U}/d\overline{y})$ ;  $T_0 = 290$  K, Re<sub>1</sub> = 6.6 · 10<sup>6</sup> m<sup>-1</sup>. Curves with symbols depict results of computation for  $T_0 = 290$  K,  $T_w = 350$  K for the surface without sublimation

Рисунок 1, *е* демонстрирует поведение функции  $\phi = \overline{\rho} (d\overline{U}/d\overline{y})$ . Появление экстремума этой функции  $d\phi/d\overline{y} = 0$  (обобщенной точки перегиба) внутри пограничного слоя (при 0 < y < y<sub>e</sub>, где y<sub>e</sub> – внешняя граница пограничного слоя) является необходимым условием невязкой неустойчивости [8], т. е. в этом случае можно ожидать высоких скоростей роста возмущений пограничного слоя. На приведенном графике видно, что при T<sub>w</sub> = 290 К имеется формальный (неявно выраженный) экстремум величины  $\phi$  при  $\overline{y} \approx 2,7$ . Увеличение  $T_w$  приводит к тому, что этот максимум оттесняется дальше от стенки (к  $\bar{y} \approx 4$  при  $T_w = 350$  K), что в принципе может свидетельствовать о некоторой дестабилизации пограничного слоя. На рис. 1 символами изображены результаты расчета для поверхности в отсутствие сублимации при  $T_0 = 290$  K,  $T_w = 350$  K. Сравнение двух профилей плотности  $\overline{\rho} = \overline{\rho}(\overline{y})$ , полученных при  $T_w = 350$  K (см. рис. 1, г), показывает, что сублимация нафталинового покрытия позволяет поднять плотность на стенке с  $\bar{\rho}_w \approx 0,46$  (символы, без сублимации) до  $\bar{\rho}_w \approx 0,65$  (сплошная красная кривая) за счет более высокого молекулярного веса примеси. Это, согласно [24; 25], должно способствовать некоторой стабилизации пограничного слоя. Однако для окончательного вывода о влиянии сублимации поверхности на устойчивость пограничного слоя необходимо проводить соответствующие расчеты по ЛТУ.

На рис. 2 приведены аналогичные рис. 1 распределения продольной скорости, температуры; концентрации примеси, плотности, теплового потока, и величины  $\varphi$  поперек слоя, рассчитанные, однако, для адиабатической стенки (с применением граничного условия (20)) при различных значениях температуры торможения потока. В этих расчетах было фиксировано значение давления торможения, такое что при  $T_0 = 290$  К значение единичного Рейнольдса было прежним: Re<sub>1</sub> = 6,6 · 10<sup>6</sup> м<sup>-1</sup>.

Из рис. 2, *а* видно, что увеличение  $T_0$ , вызывающее соответствующее увеличение температуры адиабатической стенки  $T_w$ , не приводит к существенной перестройке профилей продольной скорости  $\overline{U} = \overline{U}(\overline{y})$ , а вызывает лишь незначительное уменьшение толщины пограничного слоя в безразмерном представлении. Необходимо отметить, что увеличение  $T_0$  вызывает увеличение вязкости газа, что изменяет масштаб  $\delta$  обезразмеривания.

Профили температуры  $\overline{T} = \overline{T}(\overline{y})$  (рис. 2,  $\delta$ ) пограничного слоя на адиабатической стенке отличаются от соответствующих распределений на поверхности с фиксированной температурой (см. рис. 1,  $\delta$ ). Увеличение температуры торможения в данном случае приводит к значительному понижению безразмерной температуры адиабатической стенки  $\overline{T}_w$  от величины 1,65 приблизительно до 1,1. Такое заметное уменьшение  $\overline{T}_w$  при увеличении  $T_0$  в сочетании с увеличением среднего молекулярного веса смеси (увеличение  $c_{1w}$ , рис. 2,  $\varepsilon$ ) вызывает значительное повышение плотности  $\overline{\rho} = \overline{\rho}(\overline{y})$ . В частности, на стенке  $\overline{\rho}_w$  увеличивается от 0,6 до 1,3 (рис. 2,  $\varepsilon$ ).

Рисунок 2, *в* показывает, что профили концентрации примеси  $c_1 = c_1(\bar{y})$  напоминают аналогичные профили на пластине с фиксированной температурой (см. рис. 1, *в*). Увеличение температуры торможения на сублимирующей адиабатической поверхности приводит к росту концентрации паров примеси по всей толщине пограничного слоя. Величина концентрации на стенке  $c_{1w}$  практически равна соответствующей величине, представленной на рис. 1, *в*. Отметим только, что толщина диффузионного пограничного слоя, определяемого по профилям  $c_1 = c_1(\bar{y})$ , составляет примерно 4,5 (см. рис. 2, *в*), тогда как в пограничном слое



*Рис. 2.* Пограничный слой на адиабатической стенке при различных значениях температуры торможения  $T_0: a$  – профили продольной скорости  $\overline{U} = \overline{U}(\overline{y}); \delta$  – температуры  $\overline{T} = \overline{T}(\overline{y}); s$  – концентрации примеси (паров нафталина)  $c_1 = c_1(\overline{y}); c$  – плотности  $\overline{\rho} = \overline{\rho}(\overline{y}); d$  – теплового потока  $\overline{q} = \overline{q}(\overline{y}); c$  – распределение поперек пограничного слоя величины  $\varphi = \overline{\rho}(d\overline{U}/d\overline{y})$ . На графиках в качестве обозначений отдельных кривых приводятся соответствующие значения температуры сублимирующей поверхности  $290 \le T_w \le 350$  K

*Fig. 2.* Boundary layer profiles on the adiabatic sublimation coating at various values of flow stagnation temperature  $T_0$ : *a* – streamwise velocity  $\overline{U} = \overline{U}(\overline{y})$ ; *b* – temperature  $\overline{T} = \overline{T}(\overline{y})$ ; *c* – foreign gas concentration (naphthalene vapor)  $c_1 = c_1(\overline{y})$ ; *d* – density  $\overline{p} = \overline{p}(\overline{y})$ ; *e* – heat flux  $\overline{q} = \overline{q}(\overline{y})$ ; *f* – distribution across the boundary layer of the function  $\varphi = \overline{p}(d\overline{U}/d\overline{y})$ . Different curves on the plots above are identified by corresponding values of the sublimation surface temperature 290  $\leq T_w \leq 350$  K

на пластине с фиксированной температурой эта величина была 6,5 (см. рис. 1, s). Причина такого отличия состоит в том, что на адиабатической поверхности температура бинарной смеси в пристенном подслое уменьшается (см. рис. 2,  $\delta$ ), что, в свою очередь, приводит к уменьшению коэффициента диффузии (15) в результате чего пары примеси диффундируют сквозь пограничный слой не так далеко, как на рис. 1, s (хотя различие и не столь велико).

Распределение теплового потока поперек слоя, показанное на рис. 2,  $\partial$ , отличается от аналогичных представлений рис. 1,  $\partial$ . Как видно, в адиабатическом случае на стенке  $\bar{q}_w < 0$ , т. е. тепловой поток направлен к стенке, которая нагревается потоком. При этом  $-\bar{q}_w$  растет с увеличением  $T_0$ . Тепловой поток  $\bar{q} = \bar{q}(\bar{y})$  достигает максимума при значении координаты  $\bar{y} \approx 3,5$ , в слое максимального градиента температуры (см. рис. 2,  $\delta$ ). Следует также отметить, что в распределении  $\bar{q} = \bar{q}(\bar{y})$  имеется точка, в которой величина  $\bar{q}$  обращается в нуль.

На рис. 2, *е* приводятся функции  $\varphi = \overline{\rho} (d\overline{U}/d\overline{y})$ . Видно, что если при  $T_w = 290$  К имеется слабый максимум величины  $\varphi$  при  $\overline{y} \approx 2,5$ , то с увеличением  $T_w$  этот экстремум исчезает, и величина  $\varphi$  приобретает вид монотонно убывающей функции. При такой деформации профилей пограничного слоя следует ожидать существенной стабилизации течения и затягивания перехода, аналогично случаю инжекции газа в пограничный слой сквозь проницаемую поверхность модели [24; 25]. Имеется три причины такого поведения: 1) высокий молекулярный вес паров C<sub>10</sub>H<sub>8</sub>; 2) их большая теплоемкость (больше, чем у воздуха); 3) испаряющеся вещество уносит значительную энергию, что приводит к сильному охлаждению поверхности (см. рис. 2,  $\delta$ ).

Из рис. 2 видно, что влияние сублимации нафталинового покрытия на распределение различных физических величин в пограничном слое на адиабатической стенке становится заметным, когда температура покрытия приближается к температуре тройной точки нафталина:  $330 \le T_w \le 350 \approx T_{TP,1}$ . На рис. 3 приведена зависимость массовой скорости сублимации нафталина  $G_w$  от температуры поверхности  $T_w$ . Видно, что  $G_w$  достигает величины  $\approx 1$  г/м<sup>2</sup>с при  $T_w = 320$  К. При дальнейшем увеличении температуры стенки наблюдается быстрый (экспоненциальный, в соответствии с зависимостью давления насыщенных паров от температуры, (8), (12)) рост массового расхода сублиманта с поверхности модели, и при  $T_w = 350 \approx T_{TP,1}$  величина  $G_w$  становится уже на порядок больше:  $G_w \approx 12$  г/м<sup>2</sup>с.

*Рис. 3.* Зависимость массовой скорости сублимации нафталина  $G_w = G_w(T_w)$  от температуры поверхности

*Fig. 3.* Naphthalene sublimation mass flow rate  $G_w = G_w(T_w)$  as a function of the surface temperature



Верхняя штриховая линия на рис. 4 представляет собой зависимость температуры восстановления  $T_r$  на поверхности модели в отсутствие сублимации от температуры торможения потока  $T_0$ . Как видно из графика,  $T_r$  прямо пропорциональна  $T_0$ . Нижняя кривая с символами показывает зависимость температуры  $T_w$  адиабатической поверхности с сублимирующим нафталиновым покрытием, рассчитанную на основании краевой задачи (11), (17)–(21). Рисунок 4 позволяет оценить величину охлаждения поверхности модели за счет сублимации нафталинового покрытия. Видно, что уже при  $T_0 \approx 350$  K (при этом  $T_w = 310$  K) отмеченный эффект охлаждения становится заметным. Температура адиабатической стенки с нафталиновым покрытием становится заметны температуры восстановления пластины в отсутствие сублимации, а к  $T_0 \approx 570$  K ( $T_w = 350$  K) разница температуры восстановления теплоизолированной пластины и температуры адиабатической сублимирующей поверхности достигает 170 К. Таким образом, охлаждение за счет сублимации поверхности становится достаточно сильным.



Рис. 4. Температура восстановления обычной теплоизолированной пластины  $T_r$  (штриховая линия, I) и температура адиабатической поверхности  $T_w$ с сублимирующим покрытием из  $C_{10}H_8$  (кривая с символами, 2) в зависимости от температуры торможения потока  $T_0$ 

*Fig. 4.* Recovery temperature of the insulated flat plate  $T_r$  (dashed line, *1*) and temperature of adiabatic surface with the sublimation  $C_{10}H_8$  coating  $T_w$  (curve with symbols, *2*) versus flow stagnation temperature  $T_0$ 

Из рис. 2, 6-c очевидно, что, для того чтобы эффект сублимации нафталиновой покрытия проявился в полной мере, достаточно подогреть обтекаемую поверхность всего на 60°. Однако в случае адиабатической стенки для того, чтобы получить требуемый нагрев стенки, необходимо существенно повышать температуру торможения потока. Для выбранных условий обтекания, как видно из рис. 4,  $T_0$  нужно поднять с 315 К приблизительно до 570 К, т. е. в 1.8 раза.

Причиной этого являются довольно существенные потери тепла, затрачиваемые на сублимацию, как показано на рис. 5, где тепловой поток с поверхности  $Q_{sg}$ , расходуемый на сублимацию, приводится как функция  $T_0$  для заданных (M, Re<sub>1</sub>) условий. Видно, что при  $T_0 > 400$  К количество тепла, уносимого с сублимировавшим веществом, растет практически линейно с ростом температуры торможения потока.

Следует отметить, что в отличие от экспериментов с нафталиновой визуализацией [18] сублимация  $C_{10}H_8$  начинает заметно влиять на распределение различных физических величин в сверхзвуковом пограничном слое (достаточно большие значения концентрации паров  $c_{1w}$  (см. рис. 2,  $\epsilon$ ), деформация профилей температуры (см. рис. 2,  $\delta$ ), плотности (см. рис. 2,  $\epsilon$ )) в том случае, когда нафталин начинает интенсивно испаряться, а это происходит, когда температура адиабатической стенки  $T_w$  стремится к температуре тройной точки  $T_{TP,1}$  (см. рис. 3).
*Рис.* 5. Количество тепла, уносимого с сублимирующей поверхности Q, в зависимости от температуры торможения потока  $T_0$ 

*Fig. 5.* Heat flux from the surface Q due to sublimation, versus flow stagnation temperature  $T_0$ 

Нужно также заметить, что в литературе имеется некоторый разброс в теплофизических свойствах нафталина (а равно и других сублимирующих веществ, таких, например, как камфара или йод). Эта неопределенность в параметрах может несколько повлиять на количественный результат, но не изменит качественный вывод, полученный в настоящей работе, о стабилизирующей роли сублимирующего покрытия на устойчивость сверхзвукового пограничного слоя.

#### Выводы

На основании проведенных расчетов делаются следующие выводы.

Получены локально-автомодельные уравнения для описания сжимаемого пограничного слоя в условиях сублимации материала поверхности плоской пластины.

Проведены расчеты характеристик такого пограничного слоя бинарной смеси воздуха и паров сублиманта, в качестве которого выбран нафталин, для числа Маха набегающего потока M = 2.

Расчеты показали, что увеличение температуры торможения потока приводит к интенсификации испарения нафталина с адиабатической поверхности, понижению ее температуры. В результате плотность бинарной смеси в пристенном подслое увеличивается, что может способствовать стабилизации сверхзвукового пограничного слоя.

## Список литературы / References

 Тирский Г. А. Гиперзвуковая аэродинамика и тепломассообмен спускаемых космических аппаратов и планетных зондов. М.: ФМЛ, 2011. 548 с.
 Tirsky G. A. Hypersonic aerodynamics and heat-mass-transfer of reentry space vehicles and

planetary probes. Moscow: FML, 2011. 548 p. (in Russ.)

- 2. Линь Ц. Ц. Теория гидродинамической устойчивости. М.: ИЛ, 1958. 194 с. Lin C. C. The theory of hydrodynamic stability. CUP, 1954.
- 3. Mack L. M. Boundary layer stability theory. In: Rev. A. Pasadena, 1969, document 900-277, 388 p.
- 4. Гапонов С. А., Маслов А. А. Развитие возмущений в сжимаемых потоках. Новосибирск: Наука, 1980. 144 с.

**Gaponov S. A., Maslov A. A.** Development of Disturbances in Compressible Flow. Novosibirsk: Nauka, 1980. 144 p. (in Russ.)



5. Жигулев В. Н., Тумин А. М. Возникновение турбулентности. Динамическая теория возбуждения развития неустойчивостей в пограничных слоях. Новосибирск: Наука, 1987. 282 с.

Zhigulev V. N., Tumin A. M. Onset of turbulence. Dynamic theory of excitation and development of instabilities in boundary layers. Novosibirsk: Nauka, 1987. 282 p. (in Russ.)

6. **Петров Г. В.** Устойчивость пограничного слоя газа с химическими реакциями на каталитической поверхности // Физика горения и взрыва. 1974. Т. 10, № 6. С. 797–801.

**Petrov G. V.** Boundary layer stability of a gas with chemical reactions on a catalytic surface. *Combustion, Explosion and Shock Waves*, 1974, vol. 10, no. 6, p. 719–721.

 Петров Г. В. Устойчивость пограничного слоя каталитически рекомбинирующего газа // ПМТФ. 1978. № 1. С. 40–45.
 Petrov G. V. Stability of boundary layer of catalytically recombining gas. J. Appl. Mech. Tech.

*Phys.*, 1978, vol. 19, no. 1, p. 32–35.

8. **Гапонов С. А., Петров Г. В.** Устойчивость пограничного слоя неравновесно диссоциирующего газа. Новосибирск: Наука, 2013. 95 с.

Gaponov S. A., Petrov G. V. Stability of the boundary layer with nonequilibrium gas dissociation. Novosibirsk, Nauka, 2013. (in Russ.)

- 9. Malik M. R., Anderson E. C. Real gas effects on hypersonic boundary-layer stability. *Phys. Fluids. A.*, 1991, no. 3, p. 803–821.
- 10. **Stuckert G. K.** Linear stability of hypersonic, chemically reacting viscous flows. PhD thesis. Arizona State University, 1991.
- 11. Stuckert G. K., Reed H. L. Linear disturbances in hypersonic, chemically reacting shock layers. *AIAA J.*, 1994, vol. 32, p. 1384–1394.
- 12. Chang C. L. H., Vinh H., Malik M. R. Hypersonic boundary-layer stability with chemical reactions. *AIAA Paper*, 1997, no. 1997-2012.
- 13. Hudson M. L., Chokani N., Candler G. V. Linear disturbances in hypersonic, chemically reacting shock layers. *AIAA J.*, 1997, vol. 35, p. 958–964.
- 14. Johnson H. B., Seipp T. G., Candler G. Numerical study of hypersonic reacting boundary layer transition on cones. *Phys. Fluids*, 1998, vol. 10, p. 2676–2685.
- 15. Mortensen C., Zhong X. Simulation of Second-Mode Instability in a Real-Gas Hypersonic Flow with Graphite Ablation. *AIAA J.*, 2014, vol. 52, no. 8, p. 1632–1652.
- 16. Mortensen C., Zhong X. Real Gas and Surface-Ablation effects on Hypersonic Boundary-Layer Instability over a Blunt Cone. *AIAA J.*, 2016, vol. 52, no. 3, p. 976–994.
- 17. Charwat A. F. Exploratory studies on the sublimation of slender camphor and naphthalene models in a supersonic wind-tunnel. In: Memorandum RM-5506-ARPA. 1968.
- 18. Radeztsky R. H., Reibert M. S., Saric W. S. Effect of isolated micron-sized roughness on transition in swept-wing flows. *AIAA J.*, 1999, vol. 37, no. 11, p. 1370–1377.
- Combs C. S., Clemens N. T., Danehy P. M., Murman S. M. Heat-shield ablation visualized using naphthalene planar laser-induced fluorescence. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 2017, vol. 54, no. 2, p. 476–494.
- Полежаев Ю. В., Юревич Ф. Б. Тепловая защита. М.: Энергия, 1976.
  Polezhaev Yu. V., Yurevich F. B. Thermal protection. Moscow, Energiya, 1976. (in Russ.)
- 21. Дорренс У. Х. Гиперзвуковые течения вязкого газа. М.: Мир, 1966. 439 с. Dorrance W. H. Viscous hypersonic flow. New York, McGraw-Hill, 1962.
- 22. Гиршфельдер Дж., Кертисс Ч., Берд Р. Молекулярная теория газов и жидкостей. М.: ИЛ, 1961. 930 с.

Hirschfelder J. O., Curtiss C. F., Bird R. B. Molecular Theory of Gases and Liquids. New York, Wiley, 1954.

- Яковлев В. Ф. Курс физики. Теплота и молекулярная физика: Учеб. пособие для студентов физ.-мат. фак. пед. ин-тов. М.: Просвещение, 1976. 320 с.
   Yakovlev V. F. Physics. Heat and molecular physics. Moscow, Prosveschenie, 1976, 320 p. (in Russ.)
- 24. Гапонов С. А., Смородский Б. В. Ламинарный сверхзвуковой пограничный слой бинарной смеси газов // Вестник НГУ. Серия: Физика. 2016. Т. 11, № 1. С. 5–15. Gaponov S. A., Smorodsky B. V. Laminar Supersonic Boundary Layer of the Binary Gas

Mixture. Vestnik NSU. Series: Physics, 2016, vol. 11, no. 1, p. 5–15. (in Russ.)

- 25. **Gaponov S. A., Smorodsky B. V.** On stability of the supersonic boundary layer with a foreign gas injection. In: 18<sup>th</sup> International Conference on the Methods of Aerophysical Research (ICMAR-2016): AIP Conference Proceedings, 2016, vol. 1770. S. l, 030047 p.
- 26. Dean J. A. Lange's handbook of chemistry. McGraw-Hill, 1999, 1291 p.
- 27. Haynes W. M., Lide D. R., Bruno T. J. CRC handbook of chemistry and physics. CRC Press, 2017, 2643 p.

Материал поступил в редколлегию Received 28.11.2018

## Сведения об авторах / Information about the Authors

- Гапонов Сергей Александрович, доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник, Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН (ул. Институтская, 4/1, Новосибирск, 630090, Россия)
- Sergey A. Gaponov, Doctor of Science (Physics and Mathematics), S. A. Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS (4/1 Institutskaya Str., Novosibirsk 630090, Russian Federation)

gaponov@itam.nsc.ru

- Смородский Борис Владимирович, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник, Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН (ул. Институтская, 4/1, Новосибирск, 630090, Россия)
- **Boris V. Smorodsky**, Candidate of Science (Physics and Mathematics), S. A. Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS (4/1 Institutskaya Str., Novosibirsk 630090, Russian Federation)

smorodsk@itam.nsc.ru

## УДК 532.5 DOI 10.25205/2541-9447-2019-14-1-40-50

# Смена винтовых мод возмущений закрученного течения жидкости при подаче дисперсной газовой фазы

С. В. Дремов<sup>1,2</sup>, С. Г. Скрипкин<sup>1</sup>, С. И. Шторк<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН <sup>2</sup> Новосибирский государственный университет Новосибирск, Россия

Аннотация

Работа посвящена изучению крупномасштабного двойного прецессирующего вихря, возникающего в двухфазном потоке в проточном гидродинамическом вихревом реакторе тангенциального типа. Обнаружен эффект стабилизации и объединения двойной спирали в одиночный квазистационарный колоннообразный вихрь путем инжекции газовой фазы в поток. Изменение структуры течения было зафиксировано посредством техники скоростной визуализации. Количественные измерения, характеризующие структуру течения, проведены с использованием лазерного доплеровского анемометра.

#### Ключевые слова

закрученный поток, вихревая камера, прецессирующее вихревое ядро, двойной вихрь

## Благодарности

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-38-00732 мол\_а Для цитирования

Дремов С. В., Скрипкин С. Г., Шторк С. И. Смена винтовых мод возмущений закрученного течения жидкости при подаче дисперсной газовой фазы // Сибирский физический журнал. 2019. Т. 14, № 1. С. 40–50. DOI 10.25205/2541-9447-2019-14-1-40-50

# Changing of Disturbance Helical Modes in Swirling Flow during Dispersed Gas Phase Injection

S. V. Dremov<sup>1,2</sup>, S. G. Skrypkin<sup>1</sup>, S. I. Shtork<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Kutateladze Institute of Thermophysics SB RAS <sup>2</sup> Novosibirsk State University Novosibirsk, Russian Federation

Abstract

The research is devoted to studying of large-scale precessing double vortex arising in two-phase flow in flowing hydrodynamic tangential vortex reactor. The effect of stabilizing and merging of double helix into a single quasistationary columnar vortex by injecting the gas phase into the flow was discovered. The flow structure changing was recorded by means of a high-speed visualization technique. Quantitative measurements characterizing the flow structure were obtained by using laser Doppler anemometry technique.

Keywords

swirling flow, vortex chamber, precessing vortex core, double helix *Acknowledgements* 

icknowledgeme

The study was funded by RFBR according to research project No. 18-38-00732 mol\_a

#### For citation

Dremov S. V., Skrypkin S. G., Shtork S. I. Changing of Disturbance Helical Modes in Swirling Flow during Dispersed Gas Phase Injection. *Siberian Journal of Physics*, 2019, vol. 14, no. 1, p. 40–50. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2019-14-1-40-50

© С.В. Дремов, С.Г. Скрипкин, С.И. Шторк, 2019

ISSN 2541-9447 Сибирский физический журнал. 2019. Том 14, № 1 Siberian Journal of Physics, 2019, vol. 14, no. 1

#### Введение

Исследования закрученных течений являются одним из важных направлений современной гидродинамики. Закрученные потоки встречаются во многих технических устройствах. Например, в циклонном сепараторе используется центробежная сила, возникающая в вихревой камере, для отделения твердых частиц от газообразной фазы [1; 2]. В приложении к задачам тепло- и массопереноса течение в вихревой трубке Ранка – Хилша способствует разделению газа на горячий и холодный потоки. В камерах сгорания вихревой генератор используется для улучшения стабильности пламени, обеспечивая наличие обширной зоны рециркуляции [3; 4]. Активное применение находит закрутка потока в солнечных вихревых реакторах, обеспечивая равномерное перемешивание, а также и увеличение среднего времени нахождения частиц в камере за счет увеличения длины пути частиц [5; 6]. В гидротурбинах закрученный поток возникает при работе гидроагрегата в нерасчетных режимах [7; 8]. Многообразие эффектов, связанных с закруткой потока (возникновение зоны рециркуляции, формирование стационарных и нестационарных вихревых структур), притягивает пристальное внимание исследователей многие годы [9–14]. Наряду с экспериментальными работами активно разрабатываются и совершенствуются аналитические модели для описания вихревого течения [15–19]. Наиболее полной представляется теория концентрированных вихревых структур, в которой представлено аналитическое решение для вихревых структур с учетом их спиральной формы [11]. Тем не менее, существующие модели имеют ряд ограничений, а для развития обобщающих закономерностей необходимо получение детальных экспериментальных данных.

Отдельным классом задач является изучение закрученного потока и вихревых структур в цилиндрической трубе. Kitoh и др. систематизировали экспериментальные данные по структуре течения в трубе, используя в качестве закручивающего устройства лопаточный завихритель на входе [13]. Они рассмотрели важный вопрос о затухании окружной компоненты скорости, связанном с трением на стенках, а также установили аналитические зависимости для изменения интенсивности закрутки по длине рабочего участка. Escudier и др. провели значительный цикл экспериментальных исследований, используя схожую конфигурацию вихревой камеры [21; 22]. Поток на входе закручивался несимметричным тангенциальным подводом, обеспечивая варьирование параметра крутки в широком диапазоне. Основной акцент в работе был сделан на изучение влияния изменения выходных граничных условий на структуру вихревого течения путем установки диафрагмирующих пластин с различным соотношением диаметров отверстия и диаметра вихревой камеры. Эксперименты показали заметное изменение вихревой структуры с уменьшением выходного отверстия: от толстого ядра с дефицитом осевой скорости в центре и даже обратного потока до тонкого кольцевого струйного ядра с максимальной осевой скоростью, на порядок большей среднего значения, но при этом с сохранившимся центральным дефицитом осевой скорости.

При переходе к двухфазным газожидкостным потокам ситуация значительно усложняется. Добавление даже небольшого количества воздуха приводит к значительному изменению структуры течения, еще более затрудняя аналитическое представление параметров потока [23–27]. Понимание влияния инжекции газовой фазы на структуру вихревого течения очень важно, например, при управлении прецессией вихревого жгута в гидротурбинах, когда с целью погасить нежелательные пульсации давления или вывести частоту прецессии вихря из области резонанса производят впуск воздуха под рабочее колесо. Однако большинство работ не рассматривают физику сложного многофазного процесса, не выходя за рамки конкретных технических приложений [28–30].

Uchiyama и др. показали, что увеличение расхода пузырьков воздуха выше критической отметки в цилиндрической камере с вращающимся диском приводит к стабилизации прецессии вихревого жгута, появляющегося вдоль вертикальной оси камеры [24]. Liu и др. исследовали затухание закрутки потока в газожидкостном потоке внутри длинной цилиндрической трубы в широком диапазоне расходов жидкости и инжектируемого газа. Авторы предложили и экспериментально верифицировали простейшую аналитическую модель, описывающую затухание параметра крутки вдоль трубы при различном газосодержании [25]. Нгеіz и др. провели оптические измерения полей скорости в двухфазном потоке в цилиндрическом сепараторе [26]. На основе полученных результатов было предложено увеличить эффективность циклона с помощью начальной закрутки газожидкостной смеси.

Среди обширного разнообразия режимов течения в двухфазных закрученных потоках с образованием вихревых структур одним из наиболее интересных на сегодняшний день является режим прецессирующей пары вихрей [31]. В некоторых случаях возникновение двойного вихря в закрученном потоке является нежелательным эффектом. Так, при определенном режиме течения в гидротурбине возникает переходный режим, в котором одиночная вихревая спираль периодически расщепляется на два вихревых жгута, частоту прецессии которых крайне сложно спрогнозировать [32]. Таким образом, несмотря на многочисленное количество научных исследований, существует огромное разнообразие эффектов, явлений и режимов течения, которые до сих пор не могут быть описаны в рамках современных теорий, что требует получения новых экспериментальных данных в области закрученных многофазных течений.

В ходе данной работы было произведено экспериментальное исследование закрученного потока в цилиндрическом вихревом реакторе тангенциального типа с формированием в потоке двух левовинтовых прецессирующих вращающихся в противоположных фазах вихрей. Зачастую подобная двойная вихревая структура оказывается неустойчивой, один из вихрей начинает доминировать, увеличивает частоту вращения, а затем происходит слияние двух вихрей в один. Тем не менее, использование определенных симметричных граничных условий (4 тангенциальных подвода) и тонкая регулировка угла входных сопел позволили добиться формирования устойчивой двойной спирали. В ходе экспериментов по инжекции воздуха для визуализации двойной вихревой спирали маленькими пузырьками воздуха, аккумулирующимися в области пониженного давления, был обнаружен новый эффект – мгновенная стабилизация двойной нестационарной вихревой структуры и формирование устойчивого колоннообразного торнадоподобного осесимметричного вихря.

## Экспериментальная установка и методика измерений

Эксперимент проводился на замкнутом гидродинамическом контуре с фиксированными значениями входных параметров (расход и параметр крутки). С помощью центробежного насоса из накопительного резервуара вода по распределительной системе труб подавалась в вихревую камеру. С боков в цилиндрический участок (рис. 1) вмонтированы 12 тангенциально направленных прямоугольных прямоточных сопел, объединенных по 3 штуки в 4 угловых блока. Подобная конфигурация позволяет создавать симметричные входные граничные условия для закрученного потока, а также с большой точностью регулировать и изменять конструктивный параметр крутки. Расход жидкости измерялся ультразвуковым расходомером и варьировался в экспериментах в диапазоне от 10 до 25 м<sup>3</sup>/ч с относительной погрешностью, не превышающей 1,5 %. Рабочий участок представляет собой тонкостенный цилиндрический канал, изготовленный из прозрачного полиметилметакрилата с внутренним диаметром D = 190 мм и высотой 600 мм, помещенный во внешний контейнер, заполненный водой, что позволяет значительно уменьшить оптические аберрации при использовании бесконтактных методов диагностики потока (ЛДА, PIV).

Режим течения в вихревом реакторе с тангенциальным типом закрутки можно охарактеризовать двумя основными параметрами: числом Рейнольдса (Re) и параметром крутки потока (S). Ранее было показано [33], что вместо безразмерного отношения осевых компонент потока момента количества движения и потока количества движения, рассчитанного интегрированием осредненных по времени профилей скорости, можно использовать конструктивный параметр крутки, оцененный исходя из геометрических параметров вихревой камеры.



*Рис.* 1. Схема экспериментального стенда (стрелками обозначено направление движения потока)

Fig. 1. The experimental stand scheme (a flow direction is shown by arrows)

Следуя определению закрутки потока [12]

$$S = \frac{F_{mm}}{l \cdot F_m},$$

где  $F_{mm}$  – поток момента импульса в осевом направлении, а  $F_m$  – поток импульса в осевом направлении. Согласно Алексеенко и др. [33],  $F_m$  и  $F_{mm}$  можно оценить как

$$F_{mm} = \sum_{i=1}^{n} \left( \frac{GVd}{2} \right)_{i} = \frac{G^{2}d}{2\rho S},$$
$$F_{m} = GV = \frac{G^{2}}{\rho S^{2}},$$

суммируя вклад от каждого из тангенциальных сопел (в предположении их идентичности) и в итоге получая для *S*:

$$S = D^2 \sin(\gamma) / NS,$$

где ү – угол поворота сопел относительно центра камеры.

Максимальное значение параметра крутки S = 6,6 достигается, когда все сопла повернуты под максимальным углом к вертикальной оси. Именно в этом режиме для широкого диапазона чисел Re ( $10^5 - 6 \times 10^5$ ) формируется двойная прецессирующая вихревая спираль.

Скорость в потоке измерялась методом лазерной доплеровской анемометрии. Метод широко используется при изучении закрученных потоков, так как обладает рядом преимуществ

по сравнению с другими методами измерения скоростей [34–36]. В проводимых исследованиях была использована разработанная в ИТ СО РАН двухкомпонентная система ЛДА – «ЛАД 06-и» на базе полупроводникового лазера Mitsubisi ML1013R, генерирующего оптическое излучение мощностью 70 мВт с длиной волны 684 нм. Анемометр был установлен на автоматическое координатно-перемещающее устройство (КПУ), минимальный шаг позиционирования которого составляет 0,1 мм. В качестве трассеров использовались частицы полистирола диаметром 20–50 мкм и плотностью 1,069 г/см<sup>3</sup>, позволяющие минимизировать эффекты плавучести и присутствия в потоке твердой фазы. Управление КПУ осуществлялось компьютерной программой <sup>1</sup>.

Измерение пульсаций давления в потоке осуществлялось с помощью пьезоэлектрических датчиков давления, которые были вмонтированы в стенки в верхней части цилиндрического участка. Датчики были подключены к усилителю заряда, который, в свою очередь, был подключен к АЦП L-card (E14-440). Сигнал с АЦП поступал на компьютер и записывался посредством программы LGraph. Последующий анализ и обработка сигналов осуществлялись в программе OriginPro.

## Результаты экспериментов: визуализация течения, измерения скоростей и пульсаций давления

При максимальной закрутке потока, которая соответствовала максимальному углу поворота тангенциальных сопел, в рабочем участке формируется устойчивая прецессирующая двойная спираль, простирающаяся по всей длине рабочего участка от нижней торцевой стенки до выходной секции (рис. 2).



Рис. 2. Прецессирующая двойная вихревая спираль

Fig. 2. The precessing double helix

При увеличении расхода данный режим остается устойчивым, приобретая наиболее выраженную форму начиная с  $Q \sim 8 \text{ m}^{3/4}$ , когда двойная спираль хорошо визуализируется мелкими пузырьками воздуха, естественным образом попадающими в поток. При дополнительной подаче воздуха начиная со среднерасходного газосодержания  $\beta \sim 1,5 \%$  ( $\beta = Q_g/Q_g + Q_l$ ) был обнаружен интересный эффект слияния двойной вихревой спирали в один интенсивный

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> Более подробную информацию об измерительной системе см.: Техническое описание и инструкция по эксплуатации ЛАД 06-и». Новосибирск: Ин-т оптико-электронных информационных технологий, 2006 (URL: http://www.ioit.ru).

торнадообразный практически осесимметричный вихрь, совершающий незначительные колебания относительно центральной оси (рис. 3).



*Puc. 3.* Колоннообразный вихрь, образующийся после инжекции воздуха  $\beta \sim 1,5$ *Fig. 3.* A columnar vortex, arising after air injection  $\beta \sim 1.5$ 

При уменьшении подачи воздуха наблюдается обратный переход от одиночной спирали к двойной. Прямой и обратный переходы реализуются при разной подаче воздуха, т. е. имеет место некий гистерезис. При плавном увеличении расхода воздуха слияние двух вихрей начинается при  $\beta \sim 1,5$ %. Однако после образования одиночной вихревой структуры можно снизить  $\beta$  до 1%, не теряя ее стабильности. При резком выключении подачи воздуха вихревая нить какое-то время сохраняет свою структуру, жидкость становится практически прозрачной (воздух только в тонком вихре), после чего возникает неустойчивость, и вихрь распадается на две спирали.

Профили скоростей для одиночного вихря были измерены при расходе жидкости  $Q = 11,5 \text{ м}^3/\text{ч}$  и минимальном  $\beta = 1 \%$ , при котором можно наблюдать данное явление (рис. 4). При увеличении газосодержания колоннообразный вихрь визуализируется лучше, однако избыточное количество мелких пузырьков в потоке делает измерение профилей скорости системой ЛДА невозможным. Ввиду симметрии течения относительно вертикальной центральной оси и трудностей измерения скорости за колоннообразным вихрем с воздушным ядром (значительное рассеивание лазерного луча) профили скоростей были измерены вдоль половины диаметра камеры от ближней стенки до центральной оси.

Без добавления воздуха в поток в режиме с двойной прецессирующей спиралью отчетливо видна крупномасштабная зона рециркуляции ~ 0,35R, которая исчезает при перестроении потока в случае режима с добавлением воздуха. Изменения наблюдаются и в распределении компоненты, когда профиль скорости, схожий с моделью твердотельного вращения в области до 0,6R, трансформируется, и линейный участок при инжекции воздуха наблюдается только в узкой области до 0,05R, что хорошо согласуется с данными визуализации (см. рис. 3).

Заметим, что конструктивный параметр крутки при добавлении воздуха оставался практически неизменным, так как вклад от подачи воздуха в поток момента импульса  $F_{mm}$  незначительный из-за малой плотности воздуха и пренебрежимо малого массового расхода. При этом структура многофазного закрученного течения претерпевает кардинальные изменения. В частности, на профиле осевой скорости появляется узкий максимум.



*Рис. 4*. Профили аксиальной и тангенциальной скорости с добавлением воздуха (режим с одинарным вихрем) и без него (двойной вихрь), обезразмеренные на среднерасходную скорость

*Fig. 4.* The axial and tangential velocity profiles with (the single vortex mode) and without air injection (the double helix), dimensionless by mean velocity at the constant flowrate

Схожее распределение скоростей в вихревой трубе с тангенциальной закруткой потока было выявлено в работе [13] при использовании диафрагмирующей вставки, перекрывающей выходное сечение. В этих экспериментах максимум аксиальной скорости наблюдался на оси камеры начиная с относительного диаметра диафрагмы 0,25 и меньше.

Интересным представляется также изменение пульсаций давления на стенке вихревого реактора в момент инжекции воздуха. Реализация сигнала с датчиков представлена на рис. 5 (амплитуда пульсаций ортонормированна на максимальное значение в сигнале).



*Рис. 5.* Реализация сигнала давления вблизи выхода из цилиндрического участка при подаче воздуха ( $\beta \sim 1,5$  %) в t = 10 с *Fig. 5.* Pressure signal realization near the outlet from cylindrical zone with air injection ( $\beta \sim 1.5$ %) at t = 10 s

ISSN 2541-9447 Сибирский физический журнал. 2019. Том 14, № 1 Siberian Journal of Physics, 2019, vol. 14, no. 1 Из рис. 5 видно, что до момента инжекции воздуха двойная прецессирующая вихревая спираль генерирует на стенке периодический сигнал, частота пульсаций которого равна удвоенной частоте вращения двойной спирали как целого. При подаче воздуха, как это видно из визуализации на рис. 3, происходит объединение двух вихрей в одну колоннообразную вихревую структуру, качественно похожую на вихревой торнадо. Ближе к выходу из цилиндрического канала наблюдается уширение вихревой полости наполненной воздухом, а более детальный анализ визуализации выявил некоторые периодические отклонения от оси камеры. Качественным образом подобное поведение колоннообразного вихря схоже с типом прецессии вихревого ядра, описанным в работе [29], когда вместо классического распада вихря с точкой торможения потока и образованием спиральной структуры реализуется режим, при котором вихрь немного изгибается и начинает вращаться вокруг центральной оси, что и является источником более высоких по амплитуде пульсаций давления, однако с меньшей частотой.

Механизм рассмотренного эффекта перехода от двойного к одинарному вихрю может быть связан с тем, что при увеличении объемного газосодержания под верхней торцевой крышкой образуется воздушная полость, и появляется свободная поверхность. Вихревые воронки, которые образуются на свободной поверхности в месте контакта вихрей, начинают увеличиваться в диаметре, и при достижении критического значения происходит их слияние, что приводит к объединению двойной вихревой спирали ниже по течению.

## Заключение

В работе представлено экспериментальное исследование закрученного двухфазного потока с образованием прецессирующего двойного вихря. Посредством цифровой визуализации было установлено, что инжекция даже небольшого количества газовой фазы в закрученный поток может кардинальным образом перестроить топологию течения. Так, было экспериментально исследовано слияние двойной спиральной вихревой структуры в осесимметричный колоннообразный вихрь. Количественные измерения посредством ЛДА техники выявили значительные отличия в распределениях осевой и тангенциальной скорости. При переходе от двойного вихря к одинарному полностью исчезла приосевая крупномасштабная рециркуляционная зона, а вместо нее возник приосевой проток. Измерения пульсаций давления на стенке вихревой камеры также претерпевают значительные изменения. Так как вместо двойной спирали формируется одиночный вихрь, частота пульсаций, регистрируемая датчиками давления, уменьшается, однако амплитуда значительно возрастает вследствие того, что одиночный вихрь аккумулирует энергию, которая распределяется между двумя вихрями.

Данное явление требует дальнейшего исследования для более глубоко понимания механизмов, отвечающих за подобное резкое изменение топологии вихревых структур в многофазных закрученных потоках.

## Список литературы / References

- 1. Zhou L. X., Soo S. L. Gas-solid flow and collection of solids in a cyclone separator. *Powder Technology*, 1990, vol. 63, no. 1, p. 45–53.
- 2. Cortes C., Gil A. Modeling the gas and particle flow inside cyclone separators. *Progress in energy and combustion Science*, 2007, vol. 33, no. 5, p. 409–452.
- 3. **Gupta A.** PVC and instability in swirl combustors. In: 22<sup>nd</sup> Aerospace Sciences Meeting, 1984. DOI https://doi.org/10.2514/6.1984-206

- 4. **Oberleithner K., Stohr M., Im S. H., Arndt C. M., Steinberg A. M.** Formation and flameinduced suppression of the precessing vortex core in a swirl combustor: Experiments and linear stability analysis. *Combustion and Flame*, 2015, vol. 162 (8). DOI 10.1016/j.combustflame. 2015.02.015
- Chinnici A., Arjomandi M., Tian Z. F., Nathan G. J. Novel Solar Expanding-Vortex Particle Reactor: Experimental and Numerical Investigation of the Iso-thermal Flow Field and Particle Deposition. *Sol. Energy*, 2016, no. 133, p. 451–464. DOI10.1016/j.solener.2016.04.006
- Chinnici A., Arjomandi M., Tian Z. F., Nathan G. J. Novel Solar Expanding-Vortex Particle Reactor: Influence of Vortex Structure on Particle Residence Times and Trajectories. *Sol. Energy*, 2015, no. 122, p. 58–75. DOI 10.1016/j.solener.2015.08.017
- 7. Romeo S.-R. et al. Axisymmetric swirling flow simulation of the draft tube vortex in Francis turbines at partial discharge. *International Journal of Fluid Machinery and Systems*, 2009, vol. 2, no. 4, p. 295–302.
- 8. Nishi M., Liu S. An outlook on the draft-tube-surge study. *Int. J. Fluid Mach. Syst.*, 2013, no. 6, p. 33–48. DOI10.5293/IJFMS.2013.6.1.033
- 9. Weske D. R., Sturov G. Ye. Experimental Study of Turbulent Swirled Flows in a Cylindrical Tube. *Fluid Mechanics Soviet Research*, 1974, vol. 3 (1).
- 10. Gupta A., Lilley D. G., Syred N. Swirl Flow. In: Energy & Engineering Sciences Series. Abacus Press, 1984.
- 11. Alekseenko S. V., Kuibin P. A., Okulov V. L., Shtork S. I. Helical vortices in swirl flow. *J. Fluid Mech.*, 1999, vol. 382, p. 195–243.
- 12. Chigier N. A., Beer J. M. Velocity and static-pressure distributions in swirling air jets issuing from annular and divergent nozzles. *Journal of Basic Engineering*, 1964, vol. 86 (4), p. 788–796.
- 13. **Kitoh Osami.** Experimental Study of Turbulent Swirling Flow in a Straight Pipe. *Journal of Fluid Mechanics*, 1991, vol. 225, p. 445–479.
- 14. Fernandes E. C., Heitor M. V., Shtork S. I. An analysis of unsteady highly turbulent swirling flow in a model vortex combustor. *Experiments in Fluids*, 2006, vol. 40 (2), p. 177–187.
- 15. Talbot L. Laminar Swirling Pipe Flow. Trans. of the ASME, 1954, no. 21, p. 1-7.
- 16. **Bradshaw P.** The Analogy between Streamline Curvature and Buoyancy in Turbulent Shear Flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 1969, no. 36, p. 77.
- 17. Rochino A., Lavan Z. Analytical Investigations of Incompressible Turbulent Swirling Flow in Stationary Ducts. In: Trans. of the ASME, 1969, p. 151–158.
- 18. Lilley D. G., Chigier N. A. Non Isotropic Turbulent Stress Distribution in Swirling Flows From Mean Value Distribution. *Int. J. Heat Mass Transf.*, 1971, no. 14, p. 573.
- 19. Gibson N. M., Younis B. A. Calculation of Swirling Flow Jets With a Reynolds Stress Closure. *Physics of Fluids*, 1986, no. 29, p. 38.
- 20. Kobayashi T., Yoda M. Modified k Model for Turbulent Swirling Flow. *Int. J. JSME*, 1987, no. 30, p. 66.
- 21. Escudier M. P., Bornstein J., Zehnder N. Observations and LDA measurements of confined turbulent vortex flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 1980, vol. 98 (1), p. 49–63.
- 22. Escudier M. P., Nickson A. K., Poole R. J. Influence of outlet geometry on strongly swirling turbulent flow through a circular tube. *Physics of Fluids*, 2006, vol. 18 (12), p. 125103.
- 23. Magaud F., Najafi A., Angilella J., Souhar M. Modeling and Qualitative Experiments on Swirling Bubbly Flows: Single Bubble With Rossby Number of Order 1. *Journal of Fluids Engineering*, 2003, vol. 125, p. 239–246.

- 24. Uchiyama T., Ishiguro Y. Study of the interactions between rising air bubbles and vortex core of swirling water flow around vertical axis. Chemical Engineering Science, 2016, vol. 142, p. 137–143.
- 25. Liu W., Bai B. Swirl decay in the gas-liquid two-phase flow inside a circular straight pipe. Experimental Thermal and Fluid Science, 2015, vol. 68, p. 187–195.
- 26. Hreiz R., Gentric C., Midoux N., Lainé R., Fünfschilling D. Hydrodynamics and velocity measurements in gas – liquid swirling flows in cylindrical cyclones. Chemical Engineering Research and Design, 2014, vol. 92, p. 2231-2246.
- 27. Alekseenko S. V., Shtork S. I., Yusupov R. R. The Effect of the Air-Delivery Method on Parameters of the Precessing Vortex Core in a Hydrodynamic Vortex Chamber. Technical Physics Letters, 2018, vol. 44 (3), p. 217–220.
- 28. Rivetti A., Angulo M., Lucino C., Liscia S. Pressurized air injection in an axial hydro-turbine model for the mitigation of tip leakage cavitation. J. Phys. Conf. Ser., 2015, no. 656, p. 012069. DOI 10.1088/1742-6596/656/1/012069
- 29. Скрипкин С. Г., Куйбин П. А., Шторк С. И. Влияние инжекции воздуха на параметры закрученного течения в модели отсасывающей трубы Turbine-99 // Письма в Журнал технической физики. 2015. Т. 41 (13). С. 48-55.

Skripkin S. G., Kuibin P. A., Shtork S. I. The effect of air injection on the parameters of swirling flow in a Turbine-99 draft tube model. Technical Physics Letters, 2015, vol. 41 (13), p. 48-55. (in Russ.)

- 30. Papillon B., Sabourin M., Couston M., Deschênes C. «Methods for air admission in hydroturbines. In: Proc. 21<sup>st</sup> IAHR Symp. Hydraul. Mach. Syst. Lausanne, 2002.
- 31. Скрипкин С. Г., Дремов С. В., Шторк С. И., Кабардин И. К. Экспериментальное исследование пары прецессирующих спиральных вихрей в гидродинамической вихревой камере // Сибирский физический журнал. 2016. Т. 11 (4). С. 17-24.

Skripkin S. G., Dremov S. V., Shtork S. I., Kabardin I. K. Experimental Investigation of Couple Precessing Vortex Ropes in a Hydraulic Vortex. Siberian Journal of Physics, 2016, vol. 11, no. 4, p. 17–24. (in Russ.)

32. Скрипкин С. Г., Цой М. А., Шторк С. И. Экспериментальное исследование формирования двойного прецессирующего вихревого жгута в модельных отсасывающих трубах // Вестник Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. 2015. Т. 10 (2). С. 73-82.

Skripkin S. G., Tsoy M. A., Shtork S. I. Experimental Investigation of Double Precessing Vortex Rope Forming in Draft Tube Models. Vestnik NSU. Series: Physics, 2015, vol. 10 (2), p. 73–82.

33. Алексеенко С. В., Куйбин П. А., Окулов В. Л. Введение в теорию концентрированных вихрей. Новосибирск, 2003.

Alekseenko S. V., Kuibin P. A., Okulov V. L. Theory of concentrated vortices: An introduction. Novosibirsk, 2003. (in Russ.)

- 34. Naumov I. V, Dvoynishnikov S. V., Kabardin I. K., Tsoy M. A. Vortex breakdown in closed containers with polygonal cross sections. Physics of Fluids, 2015, vol. 27 (12), p. 124103. DOI 10.1063/1.4936764
- 35. Naumov I. V., Mikkelsen R., Okulov V. L., Sorensen J. N. PIV and LDA measurements of the wake behind a wind turbine model. Journal of Physics Conference Series, 2014, vol. 524 (1), p. 012168. DOI 10.1088/1742-6596/524/1/012168

49

 Akhmetov D. G., Nikulin V. V. Features of the vortex-core precession in a cylindrical chamber. In: Dokl. Phys., 2010, no. 55, p. 196–198. DOI 10.1134/S1028335810040105

> Материал поступил в редколлегию Received 28.11.2018

## Сведения об авторах / Information about the Authors

- Дремов Сергей Вячеславович, студент, Новосибирский государственный университет (ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия), лаборант, Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН (ул. Кутателадзе, 2, Новосибирск, 630090, Россия)
- Sergey V. Dremov, student, Novosibirsk State University (2 Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation), laboratory assistant, Kutateladze Institute of Thermophysics SB RAS (2 Kutateladze Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)

srdreamov@gmail.com

- Скрипкин Сергей Геннадьевич, аспирант, инженер-исследователь, Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН (ул. Кутателадзе, 2, Новосибирск, 630090, Россия)
- Sergey G. Skripkin, post-graduate student, Research Engineer, Kutateladze Institute of Thermophysics SB RAS (2 Kutateladze Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)
- Шторк Сергей Иванович, доктор физико-математических наук, заведующий лабораторией 7.1, Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН (ул. Кутателадзе, 2, Новосибирск, 630090, Россия); ведущий научный сотрудник, Новосибирский государственный университет (ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия)
- Sergey I. Shtork, Doctor of Science (Physics and Mathematics), Head of the Laboratory 7.1, Kutateladze Institute of Thermophysics SB RAS (2 Kutateladze Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation); Leading Researcher, Novosibirsk State University (2 Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)

## УДК 533.697.2, 533.6.07 DOI 10.25205/2541-9447-2019-14-1-51-62

# Реализация течения в гиперзвуковом воздухозаборнике с пространственным сжатием

## М. А. Гольдфельд, А. В. Старов

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

#### Аннотация

Представлены результаты численного и экспериментального исследования гиперзвукового воздухозаборника с пространственным сжатием и компактным сечением внутреннего канала. Уменьшение площади поверхностей канала упрощает теплозащиту воздухозаборника и камеры сгорания. Экспериментальные исследования проведены в аэродинамической трубе периодического действия при числах Маха  $M_{\infty} = 2-6$ . Получены распределения давления на поверхностях сжатия и в канале воздухозаборника, определены коэффициенты восстановления полного давления и расхода, числа Маха в горле воздухозаборника. Выяснено влияние боковых щек и щелей слива пограничного слоя. Определено, что в конвергентном воздухозаборнике реализуются существенно более высокие степени сжатия, чем в двумерном воздухозаборнике при меньшем сопротивлении. Установлено, что на основе решения трехмерных уравнений Эйлера и пограничного слоя можно надежно предсказывать характеристики воздухозаборника на нерасчетных режимах и определять структуру течения.

## Ключевые слова

гиперзвуковой летательный аппарат, пространственный воздухозаборник, плоский воздухозаборник, щеки, газодинамика течения, пограничный слой, расчет и эксперимент

Благодарности

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013–2020 годы (проект АААА-А17-117030610126-4)

Для цитирования

Гольдфельд М. А., Старов А. В. Реализация течения в гиперзвуковом воздухозаборнике с пространственным сжатием // Сибирский физический журнал. 2019. Т. 14, № 1. С. 51–62. DOI 10.25205/2541-9447-2019-14-1-51-62

# Flow Realization in Hypersonic Air Inlet with Spatial Compression

## M. A. Goldfeld, A. V. Starov

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

#### Abstract

The results of a numerical and experimental study of a hypersonic air inlet with spatial compression and a compact cross section of the internal channel are presented. Reducing the surface area of the channel simplifies the heat protection of the air inlet and the combustion chamber. Experimental studies were carried out in a blow-down wind tunnel for Mach numbers  $M_{\infty} = 2-6$ . The pressure distributions on the compression surfaces and in the air inlet channel are obtained, the coefficients of the total pressure recovery and flow rate, the Mach number in the throat of the air inlet are determined. The influence of the side cheeks and of the boundary layer bleed has been found. It is determined that in a convergent air inlet significantly higher compression ratios are realized than in a two-dimensional air inlet with less drag. It was established that on the basis of solving the three-dimensional Euler equations and the boundary layer, it is possible to reliably predict the characteristics of the air inlet in off-design modes and determine the structure of the flow.

#### Keywords

hypersonic aircraft, spatial air inlet, flat air inlet, cheeks, flow gas-dynamics, boundary layer, calculation and experiment

© М. А. Гольдфельд, А. В. Старов, 2019

#### Acknowledgements

The research was carried out within the framework of the Program of Fundamental Scientific Research of Russian state academies of sciences in 2013–2020 (project AAAA-A17-117030610126-4)

For citation

Goldfeld M. A., Starov A. V. Flow Realization in Hypersonic Air Inlet with Spatial Compression. *Siberian Journal of Physics*, 2019, vol. 14, no. 1, p. 51–62. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2019-14-1-51-62

## Введение

По способу сжатия гиперзвуковые входные устройства можно разделить на три основные категории с учетом типа поворота потока: с внешним поворотом (осесимметричные воздухозаборники), с плоским сжатием (плоские воздухозаборники) и с внутренним поворотом к оси симметрии (осесимметричные воздухозаборники с компактным поперечным сечением горла). В отличие от первого типа в последнем случае сжатие происходит по сходящимся к центру направлениям, что позволяет получить компактную форму поперечного сечения входа в канал (камеру сгорания). В настоящее время все реализованные сверх- и гиперзвуковые входные устройства относятся к первой и второй категориям [1]. В ряде недавних проектов, таких как Falcon HTV, LAPCAT, HIFiRE, HEXAFLY, были приняты или рассмотрены воздухозаборники с компактным поперечным сечением на своих гиперзвуковых транспортных платформах [2–5]. Интерес к трехмерным конфигурациям воздухозаборников усиливается по мере того, как была доказана возможность реализации гиперзвукового полета в атмосфере и его перспективность для различных практических приложений [6].

Несмотря на то что сама идея создания воздухозаборника с компактным поперечным сечением входа была высказана достаточно давно, исследование таких устройств было крайне ограниченным и сосредоточено на обосновании применимости течения Буземанна (Busemann) для конструирования входных устройств с заданными характеристиками [7; 8]. Последующие исследования показали [9; 10], что входные устройства, построенные на основе течения Буземанна, могут иметь значительные преимущества, реализация которых позволит увеличить эффективность гиперзвуковой силовой установки и расширить ее возможности. Можно указать на следующие существенные преимущества: 1) высокая степень сжатия; 2) уменьшение длины в осевом направлении; 3) снижение поверхности смачивания; 4) уменьшение чувствительности к углу рыскания; 5) низкое сопротивление на нерасчетных режимах работы [11]. Кроме того, предполагаются потенциальные преимущества, которые могут повысить перспективность таких воздухозаборников, а именно конструирование с использованием обратных методов, т. е. при заранее известном расходе воздуха, и пригодность для компоновок с круглым сечением.

Первые исследования показали, что исходное течение Буземанна непригодно для использования при проектировании воздухозаборника ввиду большой длины участка внешнего сжатия. Поэтому начальный участок изоэнтропического сжатия заменяется клином [12], тем самым сокращая длину воздухозаборника. Расчеты показали, что характеристики ухудшаются незначительно при выборе начального угла до 10°, при этом достигается существенное снижение длины носовой части [13].

В диапазоне единичных чисел Рейнольдса до  $50 \times 10^6 \text{ м}^{-1}$  вязкое и невязкое решения для течения Буземанна или обратного сопла существенно отличаются друг от друга. Как правило, пограничный слой формируется на передней кромке и растет под влиянием свойств передней кромки и ламинарно-турбулентного перехода. Однако из-за эффекта вытеснения пограничного слоя область сжатия изменяется, и изменяются ее свойства (геометрия) [14]. Это влияет на развитие течения в ядре потока и на развитие пограничного слоя. Этот эффект зависит от числа Рейнольдса и становится более сильным при его уменьшении. Один из подходов решения состоит в вычислении толщины вытеснения пограничного слоя. По толщине вытеснения может быть получен скорректированный контур воздухозаборника, который

обеспечит более низкое внутреннее и общее сжатие. Основная задача заключается в защите потока невязкого ядра от дополнительного сжатия пограничного слоя.

При разработке и исследовании входных устройств абсолютно необходимо учитывать реализацию запуска и возможные условия его ограничения [15]. Запуск трехмерного воздухозаборника с высокой степенью сжатия представляет не только уникальную, но и одну из самых сложных задач в применении к сжимаемому потоку [16]. Несмотря на то что исследования запуска воздухозаборников проводятся и анализируются очень широко, они относятся, за редким исключением, к плоским и осесимметричным воздухозаборникам. Было показано, что распространить полученные результаты на прогнозирование запуска трехмерных конфигураций возможно далеко не всегда [17; 18], хотя методы и подходы сохраняются. Сложность состоит в том, что при такой конфигурации воздухозаборника затрудняется боковое растекание вследствие стекания потока к центру симметрии и связанное с этим утолщение пограничного слоя на входе в горло [19]. Поэтому чрезвычайно актуальной становится проблема управления течением и сливом пограничного слоя для обеспечения реализации течения и запуска трехмерного воздухозаборника.

Цели проведенных расчетных и экспериментальных исследований состояли в получении интегральных характеристик трехмерного (конвергентного) воздухозаборника (КВЗ), их сравнении с характеристиками эквивалентного двумерного воздухозаборника и определении условий запуска КВЗ.

## Модель и условия эксперимента

Было показано [8], что с точки зрения сохранения бессрывных режимов течения предпочтительными являются углы секторной вырезки из внутреннего осесимметричного течения близкие к 90°, так как в этом случае облегчается сверхзвуковое растекание перед сечением входа в канал воздухозаборника. Поэтому была разработана и изготовлена модель конвергентного воздухозаборника, которая имела участок пространственного внешнего сжатия, участок внутреннего сжатия и внутренний канал трапециевидной формы поперечного сечения (рис. 1) с «вырезкой» 90°. Поверхность внешнего сжатия состоит из начального внутреннего конуса и контура с дополнительным искривлением для увеличения степени сжатия. Расчет построения контура был выполнен с помощью метода характеристик [11].



Рис. 1. Схема пространственного воздухозаборника с боковыми щеками и фото модели КВЗ без боковых щек, установленной в аэродинамической трубе Т-313: 1 – центральное тело; 2 – боковые щеки; 3 – обечайка; 4 – боковые стенки; 5 – приемники статического давления. Все размеры даны в миллиметрах

*Fig. 1.* Scheme of spatial inlet with side walls and photo of convergent inlet model without side walls installed in wind tunnel T-313: 1 - central body; 2 - side walls; 3 - cowl; 4 - channel aide walls; 5 - static pressure orifices. All sizes in millimeters

Для сравнения характеристик пространственного и плоского воздухозаборников на расчетном режиме был разработан эквивалентный двумерный воздухозаборник. Оба воздухозаборника имели расчетное число Maxa 8 и одинаковый суммарный угол поворота потока  $\theta_{\rm k} = 20^{\circ}$  при равной площади входа  $A_{\rm r}$ . Такой двумерный воздухозаборник является эквивалентным только в смысле геометрических параметров. Для обеспечения эквивалентности по суммарной степени сжатия и числу Маха на входе в канал плоский воздухозаборник должен иметь суммарный угол поворота потока 29,2°. При этом оба воздухозаборника будут иметь одинаковую степень геометрического сжатия  $A_0 / A_r = 16$ . КВЗ имеет преимущество по степени сжатия при одинаковом угле поворота потока на поверхности внешнего сжатия. Это преимущество существенно возрастает при увеличении числа Маха.



Рис. 2. Фото модели плоского воздухозаборника Fig. 2. Photo of 2D inlet model

Модель двумерного эквивалентного воздухозаборника имела 3-скачковый участок внешнего сжатия, небольшую степень внутреннего сжатия и прямоугольный внутренний канал (рис. 2). Горло модели имело щелевую форму с отношением сторон 1 : 15. Обе модели имели дискретно регулируемое горло, расходомерный канал и дроссельное устройство для изменения расхода воздуха и получения дроссельной характеристики. Была предусмотрена возможность испытания моделей с боковыми щеками (боковые стенки в области внешнего сжатия) и без них. Боковые щеки КВЗ имели продольные щели для обеспечения запуска воздухозаборника на нерасчетных режимах. Модели устанавливались в аэродинамической трубе на хвостовой державке.

В процессе испытаний проводились измерения: распределения статического давления на поверхностях сжатия, полного и статического давления в области горла, полного и статического давления на выходе звукового расходомерного сопла. По результатам этих измерений определялись коэффициенты расхода и восстановления полного давления и число Маха в горле. Во всех опытах проводилась теневая визуализация обтекания входа моделей, а для двумерной модели проводилась также теневая визуализация течения в горле и диффузоре через стекла в боковых стенках. Также проводилась сажемасляная визуализация предельных линий тока на внешних и внутренних поверхностях модели.

Испытания проводились в трубе периодического действия T-313 ИТПМ СО РАН при числах Маха от 2 до 7 в диапазоне единичных чисел Рейнольдса от  $8,6 \times 10^6$  до  $59,6 \times 10^6$  м<sup>-1</sup>.

Расчетные исследования были основаны на решении трехмерных нестационарных уравнений Эйлера методом конечных объемов [19]. Предполагалось, что в расчетной области течение сверхзвуковое. Поверхность тела задавалась как набор сечений тела плоскостью X = const. Расчеты в сечении X = const проводились на структурированной расчетной сетке с размерностью  $N \times K$ , где N – число точек на поверхности тела, K – число расчетных слоев между поверхностью тела и внешней границей расчетной области. При расчете воздухозаборника большое значение имеет точность расчета положения головной ударной волны. Ошибки в определении положения и формы головного скачка уплотнения на нерасчетных режимах приводят к погрешности в вычислении коэффициента расхода воздухозаборника. Обычно при расчетах по маршевой схеме в качестве начальных данных на левой границе при X=0 на поверхности тела параметры потока соответствуют параметрам набегающего потока, и только через несколько маршевых сечений параметры потока выходят на значения, соответствующие точному решению. Вследствие этого головной скачок уплотнения берет свое начало не на передней кромке обтекаемого тела, а на некотором расстоянии вниз по потоку от нее. Для предотвращения сдвига начальной точки головного скачка уплотнения в работе предлагается в качестве начальных данных на протяженных передних кромках тела задавать параметры потока за плоским скачком уплотнения (или сектором разрежения), исходя из местной нормали к телу и направления вектора скорости набегающего потока. Для исключения разрыва начальных данных в области угловой точки передней кромки параметры потока определялись по условиям за косым скачком или за веером волн разрежения с некоторым

углом. Соответствующие углы вычислялись путем интерполяции от значений углов косого скачка или веера волн разрежения на наветренной и подветренной поверхностях тела в окрестности угловой точки. В процессе установления решения по времени в области угловой точки передней кромки использовалось предположение о коничности течения. При таком методе задания начальных данных головной скачок уплотнения на расчетном режиме фокусировался на обечайке воздухозаборника, что соответствует физической картине течения.

Известно, что выбор расчетной сетки существенно влияет на точность расчетов. Одним из путей повышения точности и эффективности расчетных исследований является адаптация расчетной сетки к решению. В работе для выделения особенностей решения расчеты проводились на адаптивной к решению сетке. Алгоритм адаптации сетки к решению состоял в следующем. На первом этапе решалась задача обтекания тела на практически равномерной сетке до полного установления решения. При построении расчетной сетки внешняя граница расчетной области определялась исходя из приближенного определения формы головного скачка уплотнения. На втором этапе по найденному решению производилась перестройка сетки в каждом сечении X = const путем перемещения слоев сетки по методу, который позволяет отслеживать градиенты мониторной функции. После этого производилось интерполирование ранее полученного решения на новую сетку. Затем расчет повторялся. В качестве мониторной функции в расчетах принималось статическое давление.

## Результаты и их обсуждение

Характерная структура трехмерного обтекания поверхности внешнего сжатия конвергентного воздухозаборника показана на рис. 3. Видно, что вниз по потоку от передней кромки ударная волна изменяет форму от вогнутой на начальном участке течения до выпуклой на конечном участке. Это является следствием комбинации процессов формирования ударной волны передней кромкой, интенсивным продольным сжатием и боковым растеканием.



Рис. 3. Расчетное поле статического давления в двух поперечных сечениях пространственного воздухозаборника, где продольная координата обезразмерена длиной поверхности внешнего сжатия

*Fig. 3.* Calculated static pressure fields in two cross-section of spatial inlet. Longitudinal coordinate is dimensionless by the length of the external compression surface

ISSN 2541-9447 Сибирский физический журнал. 2019. Том 14, № 1 Siberian Journal of Physics, 2019, vol. 14, no. 1 Форма ударной волны вблизи передней кромки остается вогнутой во всем диапазоне чисел Маха. В конце поверхности сжатия форма ударной волны изменяется, и при  $M_{\infty} \ge 6$  вогнутость волны сохраняется по всей длине поверхности сжатия. Это вызвано значительным уменьшением растекания при увеличении числа Маха.

Эффективность конвергентного сжатия иллюстрирует распределение давления по длине модели для различных чисел Маха (рис. 4, *a*). Видно, что при увеличении числа Маха степень сжатия увеличивается, особенно при  $\overline{X} > 0,7$ . Данные при числе Маха 2 показывают, что эффект трехмерного сжатия незначителен и степень внешнего сжатия конвергентного воздухозаборника близка к двумерному течению. Это происходит вследствие интенсивного растекания через боковые грани при повышении давления вниз по потоку при одновременном уменьшении ширины поверхности сжатия. Очевидно, что такое снижение давления благоприятно с точки зрения снижения сопротивления при транс- и небольших сверхзвуковых скоростях полета.

Боковое растекание предопределяет уменьшение статического давления к боковым кромкам (рис. 4,  $\delta$ ). Это уменьшение усиливается при снижении числа Маха. Такое влияние числа Маха обусловлено уменьшением ширины конвергентной поверхности сжатия и соответствующим усилением бокового растекания. Важной особенностью конвергентного течения сжатия является существенная неравномерность поля потока по нормали к поверхности, и она усиливается с ростом числа Маха. Эта особенность течения объясняется свойствами конвергентного течения, поскольку максимальное сжатие достигается вблизи предполагаемой оси симметрии внутреннего течения сжатия.

Приведенные данные показывают хорошее соответствие расчетных и экспериментальных результатов и подтверждают возможность использования предложенного метода расчета в рамках уравнений Эйлера для определения характеристик воздухозаборника на нерасчетных режимах.



*Puc. 4.* Продольное (*a*) и поперечное (б) распределение относительного статического давления *Fig. 4.* Longitudinal (*a*) and cross-section (*b*) distributions of relative static pressure

Одно из основных преимуществ конвергентных воздухозаборников состоит в возможности получения более высокой степени сжатия в сравнении с традиционными двумерными воздухозаборниками. В качестве примера приведена степень сжатия конвергентного воздухозаборника на входе в сверхзвуковую камеру сгорания (рис. 5). Видно, что могут быть получены высокие степени сжатия, особенно значительные при числе Маха 6. Соответствующее число Маха на входе в камеру сгорания приведено на рис. 6. Очевидно, что при числах Маха более 3 может быть реализовано сверхзвуковое течение в камере сгорания, если не прилагаются специальные усилия для обеспечения дозвукового течения в камере сгорания. Определение чисел Маха на входе в камеру сгорания показали большую неравномерность поля течения, и эта неравномерность усиливается при уменьшении числа Маха.



Рис. 5. Степень сжатия воздухозаборников

Fig. 5. The degree of inlet internal compression







Этот результат объясняется отрывом пограничного слоя перед входом и в канале воздухозаборника. Выравнивание поля давлений и скоростей было достигнуто путем слива пограничного слоя через щели в боковых стенках. Такой способ управления пограничным слоем для конвергентного воздухозаборника оказался эффективным в отличие от двумерного воздухозаборника.

> ISSN 2541-9447 Сибирский физический журнал. 2019. Том 14, № 1 Siberian Journal of Physics, 2019, vol. 14, no. 1



*Puc.* 7. Коэффициенты восстановления полного давления (*a*) и расхода ( $\delta$ ) *Fig.* 7. Coefficients of total pressure losses (*a*) and flow rate (*b*)

Уровень восстановления полного давления и коэффициента расхода для конвергентного воздухозаборника показаны на рис. 7. Здесь же они сравниваются с данными для двумерных воздухозаборников. Видно, что коэффициент восстановления полного давления был ниже, чем в стандарте MIL-500, но при высоких числах Маха М<sub>∞</sub> ≥ 4 был получен высокий уровень восстановления давления. Коэффициенты расхода для конвергентного воздухозаборника оказались меньше вследствие интенсивного бокового растекания.

Выше говорилось о возможности снижения волнового сопротивления на нерасчетных режимах при низких коэффициентах расхода воздуха, но при одинаковых степенях внешнего сжатия, главным образом за счет уменьшения площади поверхности внешнего сжатия в области высоких давлений. Сравнение волнового сопротивления конвергентного воздухозаборника с двумерными воздухозаборниками с одинаковыми углами поворота потока ( $\theta_{\kappa} = 20^{\circ}$ ) и одинаковой степенью сжатия ( $\theta_{\kappa} = 29,2^{\circ}$ ) показывают, что можно получить снижение волнового сопротивления диапазоне чисел Маха (рис. 8). Можно ожидать, что снижение уровня тепловых потоков в конвергентном течении сжатия также будет значительным.



ISSN 2541-9447 Сибирский физический журнал. 2019. Том 14, № 1 Siberian Journal of Physics, 2019, vol. 14, no. 1

# *Рис.* 8. Коэффициент волнового сопротивления *Fig.* 8. Wave drag coefficient



*Рис. 9.* Визуализация методом Теплера течения на входе конвергентного воздухозаборника при  $M_{\infty} = 4$ *Fig. 9.* Schlieren visualization of flow at convergent inlet entrance at  $M_{\infty} = 4$ 

Специфическая сужающаяся форма участка внешнего сжатия при больших градиентах давления порождает проблему запуска воздухозаборника при числах Маха меньше расчетного даже при отсутствии внутреннего сжатия. Было установлено, что при числах Maxa  $M_{\infty} \leq 3$ конвергентный воздухозаборник с боковыми стенками не запускался даже при отсутствии внутреннего сжатия. На поверхности внешнего сжатия перед входом в канал можно было видеть прямой скачок уплотнения (рис. 9). Это вызвано незапуском полуограниченного сужающегося канала. Отход прямого скачка от входа в канал увеличивается при уменьшении числа Маха. Эффективным способом обеспечения запуска является удаление боковых стенок. Однако это приводит к снижению степени внешнего сжатия и сближению характеристик конвергентного воздухозаборника и двумерного воздухозаборника. Было установлено, что причиной незапуска воздухозаборника является утолщение пограничного слоя и его отрыв. Поэтому для слива пограничного слоя были использованы продольные щели в боковых стенках перед входом в канал (при X > 0,7). Их эффективность обусловлена небольшой шириной поверхности внешнего сжатия. В результате такой модификации воздухозаборник был запущен во всем диапазоне чисел Маха без существенного снижения степени сжатия. Проведенные исследования подтвердили возможность эффективного регулирования конвергентного воздухозаборника с помощью перемещения боковых стенок или изменения формы и размера щелей в них. Такой вид регулирования невозможен для традиционных двумерных воздухозаборников. Одновременно такое регулирование позволяет уменьшить неравномерность давления в канале воздухозаборника и на входе в камеру сгорания.

## Заключение

Проведены комплексные расчетно-экспериментальные исследования течения в воздухозаборнике с пространственным сжатием. Получены распределения давления на поверхностях сжатия и в канале воздухозаборника, определены коэффициенты восстановления полного давления и расхода, числа Маха в горле воздухозаборника. Установлено, что в конвергентном воздухозаборнике реализуются существенно более высокие степени сжатия, чем в двумерном воздухозаборнике. Применение конвергентного воздухозаборника позволяет снизить сопротивление воздухозаборника при трансзвуковых скоростях. Эффективное регулирование конвергентного воздухозаборника достигается посредством изменения формы и размера щелей в боковых стенках или перемещения боковых стенок. На основе решения трехмерных уравнений Эйлера и пограничного слоя можно надежно предсказывать характеристики воздухозаборника на нерасчетных режимах и определять структуру течения.

## Список литературы / References

- 1. Fry R. S. A Century of Ramjet Propulsion Technology Evolution. *Journal of Propulsion and Power*, 2004, vol. 20, no. 1, p. 27–58.
- 2. Walker S., Tang M., Hamilton B. A. Morris S., Mamplata C. Falcon HTV-3X A Reusable Hypersonic Test Bed. In: AIAA-Paper 2008-2544.
- 3. **Steelant J., Langener T., Di Matteo F. et al.** Conceptual Design of the High-Speed Propelled Experimental Flight Test Vehicle HEXAFLY. In: AIAA Paper 2015-3539.
- Defoort S., Varvill R., Steelant J., Walton C., Marini M. Achievements Obtained for Sustained Hypersonic Flight within the LAPCAT-II Project. In: Proceedings of 20<sup>th</sup> International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference. Glasgow, Scotland, July 2015.
- 5. Jackson K. R., Gruber M. R., Buccellato S. HIFiRE Flight 2. Overview and Status Update. In: AIAA-2011-2202.
- Hank J. M., Murphy J. S., Mutzman R. C. The X-51A Scramjet Engine Flight Demonstration Program. In: AIAA-Paper 2008-2540.
- 7. Molder S. Internal, axisymmetric, conical flow. *AIAA Journal*, 1967, vol. 5, no. 7, p. 1252–1255.
- Гутов Б. И., Затолока В. В. Конвергентные входные диффузоры с начальным скачком уплотнения и дополнительным внешним сжатием. Аэрофизические исследования. Новосибирск, 1973. Вып. 2. С. 64–67.

Gutov B. I., Zatoloka V. V. Convergent inlet diffusers with initial shock wave and additional external compression. Aerophysical research. Novosibirsk, 1973, issue 2, p. 64–67. (in Russ.)

- 9. **O'Brien T. F., Colville J. R.** Analytical Computation of Leading Edge Truncation Effects on Inviscid Busemann-Inlet Performance. *Journal of Propulsion and Power*, 2008, vol. 24, no. 4, p. 655–661.
- 10. You Y.-C. An Overview of the Advantages and Concerns of Hypersonic Inward Turning Inlets. In: AIAA Paper 2011-2269.
- Гутов Б. И., Щепановский В. А. Газодинамическое конструирование сверхзвуковых воздухозаборников. Новосибирск: Наука, 1993. 228 с.
   Gutov B. I., Shchepanovsky V. A. Gas-dynamic design of supersonic air intakes. Novosibirsk, Nauka, 1993, 228 p. (in Russ.)
- 12. Гутов Б. И., Затолока В. В. Конвергентные течения и воздухозаборники, простейшие и с предельно компактным каналом // ПМТФ. 1987. № 3. С. 57–62.

**Gutov B. I., Zatoloka V. V.** Convergent flow and simple air intakes with a limiting compact channel. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, March 1987, vol. 28, iss. 2, p. 216–221.

13. Zuo F.-Y., Huang G.-P. A preliminary overview analysis on the Internal Waverider Inlets for Ramjet. In: AIAA-Paper 2017-2420.

- 14. Flock A. K., Gülhan A. Viscous Effects and Truncation Effects in Axisymmetric Busemann Scramjet Intakes. *AIAA Journal*, 2016, vol. 54, no. 6, p. 1881–1891.
- 15. **Звегинцев В. И.** Газодинамические проблемы при работе сверхзвуковых воздухозаборников в нерасчетных условиях (обзор) // Теплофизика и аэромеханика. 2017. Т. 24, № 6. С. 829–858.

**Zvegitsev V. I.** Gas-dynamic problems in off-design operation of supersonic inlets (*review*). *Thermophysics and Aeromechanics*, November 2017, vol. 24, iss. 6, p. 807–834.

- 16. Sun B., Zhang K.-Y. Empirical Equation for Self-Starting Limit of Supersonic Inlets. *Journal* of Propulsion and Power, 2010, vol. 26, no. 4, p. 874–875.
- 17. Flock A. K., Gülhan A. Experimental Investigation of the Starting Behavior of a Three Dimensional Scramjet Intake. *AIAA Journal*, 2015, vol. 53, no. 9, p. 2686–2693.
- 18. Ogawa H., Grainger A. L., Boyce R. R. Inlet Starting of High-Contraction Axisymmetric Scramjets. *Journal of Propulsion and Power*, 2010, vol. 26, no. 6, p. 1247–1258.
- Goldfeld M. A., Nestoulia R. V. Numerical and Experimental Studies of 3D Hypersonic Inlets. In: Proceedings of Verification of Design Methods by Test and Analysis Conference. London, UK, 1998.

## Список условных обозначений

А<sub>0</sub> – площадь захватываемой струи

А<sub>г</sub> – площадь горла

С<sub>х</sub> – коэффициент сопротивления

f – коэффициент расхода

М<sub>кс</sub> – число Маха на входе камеры сгорания

 $M_{\infty}$  – число Маха невозмущенного потока

 $\overline{P}$  – относительное статическое давление, обезразмеренное статическим давлением в невозмущенном потоке

X – продольная координата (X = 0 на передней кромке поверхности сжатия)

*X* – относительная продольная координата, обезразмеренная расстоянием от кромки поверхности сжатия до кромки обечайки

Z – относительная поперечная координата, обезразмеренная расстоянием от кромки поверхности сжатия до кромки обечайки

θ<sub>к</sub> – суммарный угол поворота потока в воздухозаборнике

v - коэффициент восстановления полного давления

2D – двумерный воздухозаборник

3D - трехмерный (пространственный) воздухозаборник

Материал поступил в редколлегию Received 10.12.2018

## Сведения об авторах / Information about the Authors

- Гольдфельд Марат Абрамович, кандидат технических наук, старший научный сотрудник, лаборатория № 13, Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН (ул. Институтская, 4/3, Новосибирск, 630090, Россия)
- Marat A. Goldfeld, Candidate of Science (Techniques), Senior Researcher, Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS (4/1 Institutskaya Str., Novosibirsk 630090, Russian Federation)

gold@itam.nsc.ru

- Старов Алексей Валентинович, кандидат технических наук, старший научный сотрудник, лаборатория № 13, Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН (ул. Институтская, 4/3, Новосибирск, 630090, Россия)
- Aleksey V. Starov, Candidate of Science (Techniques), Senior Researcher, Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS (4/1 Institutskaya Str., Novosibirsk 630090, Russian Federation)

starov@itam.nsc.ru

УДК 538.958 DOI 10.25205/2541-9447-2019-14-1-63-76

## Оптические плазмонные резонансы в массивах нанокластеров Аи

К. В. Аникин<sup>1</sup>, А. Г. Милёхин<sup>1,2</sup>, Е. Е. Родякина<sup>1,2</sup>, С. Л. Вебер<sup>3</sup> А. В. Латышев<sup>1,2</sup>, **D. R. T. Zahn**<sup>4</sup>

> <sup>1</sup> Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН Новосибирск, Россия

> > <sup>2</sup> Новосибирский государственный университет Новосибирск, Россия

<sup>3</sup> Международный томографический центр СО РАН Новосибирск, Россия

<sup>4</sup> Chemnitz University of Technology, Semiconductor Physics Chemnitz, Germany

#### Аннотация

Работа посвящена исследованию явления локализованного поверхностного плазмонного резонанса (ЛППР) в массивах нанокластеров Au с помощью оптической спектроскопии отражения. Массивы нанокластеров, имеющих форму цилиндра, диаметр и период которых варьируются в диапазоне 30–150 и 130–200 нм соответственно, были изготовлены на подложках Si и Si / SiO<sub>2</sub> методом электронно-лучевой литографии. Из сравнения экспериментальных спектров отражения с численно рассчитанными методом конечной разницы во временной области (англ. finite difference time domain, FDTD) были определены структурные параметры модели плазмонных наноструктур, используемые в дальнейшем для расчета спектров поглощения плазмонных структур. Значения частот ЛППР определялись по максимумам спектров поглощения.

Данное исследование выявило сильную зависимость частотного положения ЛППР от размера нанокластеров, расстояния между нанокластерами, а также от толщины слоя SiO<sub>2</sub> в нанометровом диапазоне. Особое внимание было уделено наблюдению по спектрам отражения формирования поперечной плазмонной моды, распространяющейся вдоль поверхности подложки и поляризованной перпендикулярно поверхности. Возбуждение данной моды мы связываем с рассеянием электромагнитного поля на соседних нанокластерах.

Предложенный нами метод обеспечивает возможность оперативного определения частотного положения ЛППР по спектрам оптического отражения, что особенно важно в случае непрозрачных подложек (включая подложки Si и Si / SiO<sub>2</sub>), для которых измерения оптического поглощения оказывается невозможным. Широкое поле потенциальных применений металлических наноструктур с хорошо контролируемыми плазмонными свойствами включает поверхностно-усиленное инфракрасное поглощение, фотолюминесценцию и комбинационное рассеяние, а также передачу сигнала в кремниевой фотонике.

#### Ключевые слова

локализованный поверхностный плазмонный резонанс, нанокластеры Au, оптическая спектроскопия отражения, оптическое поглощение

Благодарности

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Немецкого научно-исследовательского сообщества в рамках проектов РФФИ (проекты № 18-02-00615 а, 19-52-12041 ННИО а).

Мы благодарим А. Орешонкова и А. Шахраманьяна за помощь в численном моделировании.

С. Л. Вебер благодарит РНФ за поддержку в проведении Фурье-ИК измерений (грант № 17-13-01412) Для иштирования

Аникин К. В., Милёхин А. Г., Родякина Е. Е., Вебер С. Л., Латышев А. В., Zahn D. R. Т. Оптические плазмонные резонансы в массивах нанокластеров Au // Сибирский физический журнал. 2019. Т. 14, № 1. С. 63–76. DOI 10.25205/2541-9447-2019-14-1-63-76

© К. В. Аникин, А. Г. Милёхин, Е. Е. Родякина, С. Л. Вебер, А. В. Латышев, D. R. T. Zahn, 2019

# **Optical Plasmon Resonances in Arrays of Au Nanoclusters**

K. V. Anikin<sup>1</sup>, A. G. Milekhin<sup>1,2</sup>, E. E. Rodyakina<sup>1,2</sup>, S. L. Veber<sup>3</sup> A. V. Latyshev<sup>1,2</sup>, D. R. T. Zahn<sup>4</sup>

> <sup>1</sup> A. V. Rzhanov Institute of Semiconductor Physics SB RAS Novosibirsk, Russian Federation

> > <sup>2</sup> Novosibirsk State University Novosibirsk, Russian Federation

<sup>3</sup> International Tomographic Centre SB RAS Novosibirsk, Russian Federation

<sup>4</sup> Chemnitz University of Technology, Semiconductor Physics Chemnitz, Germany

Abstract

This work is devoted to the study of the phenomenon of localized surface plasmon resonance (LSPR) in Au nanocluster arrays using optical reflection spectroscopy. Arrays of nanoclusters having the shape of a cylinder, the diameter and period of which vary in the range of 30-150 and 130-200 nm, respectively, were manufactured on Si and Si / SiO<sub>2</sub> substrates by electron beam lithography. From a comparison of experimental reflection spectra with numerically calculated by finite difference time domain method (FDTD), the structural parameters of the model of plasmon nanostructures, used later for the calculation of absorption spectra of plasmon structures, were determined. The LSPR frequencies were determined by the maximum of the absorption spectra.

This study revealed a strong dependence of the LSPR frequency position on the size of nanoclusters, the distance between nanoclusters, and the thickness of the  $SiO_2$  layer in the nanometer range. Particular attention was paid to the observation of the reflection spectra of the formation of a transverse plasmon mode propagating along the surface of the substrate and polarized perpendicular to the surface. We associate the excitation of this mode with the scattering of the electromagnetic field on neighboring nanoclusters.

The proposed method provides the possibility of rapid determination of the frequency position of the LSPR in the optical reflection spectra, which is especially important in the case of opaque substrates (including Si and Si / SiO<sub>2</sub> substrates), for which the measurement of optical absorption is impossible. A wide range of potential applications for metallic nanostructures with well-controlled plasmon properties includes surface-enhanced infrared absorption, photoluminescence, and Raman scattering, as well as signal transmission in silicon Photonics.

## Keywords

localized surface plasmon resonance, Au nanoclusters, optical reflection spectroscopy, optical absorption Acknowledgements

The study was carried out with the financial support of the Russian Foundation for Basic Research and the German Scientific and Research Association within the framework of RFBR projects (projects no. 18-02-00615\_a, 19-52-12041 NNIO a).

We thank A. Oreshonkov and A. Shakhramanyan for help in numerical modeling.

S. L. Veber acknowledges RSF (grant no. 17-13-01412) for support of FT-IR meauserements.

#### For citation

Anikin K. V., Milekhin A. G., Rodyakina E. E., Veber S. L., Latyshev A. V., Zahn D. R. T. Optical Plasmon Resonances in Arrays of Au Nanoclusters. *Siberian Journal of Physics*, 2019, vol. 14, no. 1, p. 63–76. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2019-14-1-63-76

#### Введение

Область плазмоники быстро расширилась за последнее десятилетие благодаря новым разработкам в области нанотехнологии [1; 2]. Плазмонные структуры на базе металлических нанокластеров (Au, Ag, Cu и др.), имеющие сфероидальные или более сложные формы, обладают перспективными свойствами для применения в нанозондировании, термоиндуцированном катализе, для визуализации нанообъектов и обнаружения одиночных молекул, однофотонного излучения, нанофотоники, квантовых вычислений и др. [3–8]. Локальное электромагнитное (ЭМ) поле вблизи плазмонных структур отвечает за поверхностное усиленное поглощение, фотолюминесценцию и комбинационное рассеяние (КР) аналитами, расположенными вблизи плазмонных структур. Сильное усиление ЭМ поля в нанометровом масштабе достигается вблизи поверхности плазмонных наноструктур, когда энергия, используемая для возбуждения оптического отклика, совпадает с энергией локализованного поверхностного плазмона в плазмонных наноструктурах. При этом энергия последних зависит от структурных параметров плазмонной структуры (размера, формы и расстояния между металлическими наноструктурами), а также от диэлектрических свойств окружающей среды.

Для изготовления ансамблей металлических нанокластеров различных размеров, форм и поверхностной плотности применялись различные методы синтеза [3]. Эти методы условно можно разделить на две группы. Подходы снизу вверх подразумевают самосборку во время процесса формирования, и к ним относятся такие методы, как вакуумное испарение, магнетронное распыление, коллоидная или жидкостная химия. Методы сверху вниз, такие как ионная, электронная, импринт-нанолитография и наносферная литография, требуют частичного удаления материала. Оба подхода имеют свои преимущества и недостатки и применяются в зависимости от конкретной задачи. Методы снизу вверх являются относительно быстрыми и недорогими и позволяют изготавливать нанокластеры, состоящие из различных металлов, на больших площадях различных подложек, но, как правило, эти нанокластеры имеют неоднородные размеры и форму. И наоборот, методы нанолитографии предоставляют уникальную возможность изготовления массивов металлических нанокластеров с точно контролируемыми структурными параметрами (размером, формой и периодом нанокластеров). Однако они требуют много времени, высокой точности позиционирования, сложного и дорогостоящего оборудования. Как следствие, они ограничиваются изготовлением массивов с относительно небольшими площадями.

Металлические наноструктуры, изготовленные на подложках на основе Si, представляют особый интерес в связи с совместимостью процесса их изготовления с кремниевыми технологиями, широко используемыми в микроэлектронике. Существуют хорошо развитые методы осаждения золота на кремниевые подложки, интегрированные в производственную линию микро- / наноэлектроники. Кроме того, будущее развитие кремниевых технологий включает введение оптических компонентов, изготавливаемых с помощью стандартной технологии кремния. Плазмоника привлекает внимание в качестве возможного инструмента для изготовления нановолноводов и контроля передачи излучения на наноуровне [9; 10]. С этой точки зрения физика плазмонных наноструктур на кремниевых подложках представляет значительный практический интерес.

Обычно положение частоты локализованного поверхностного плазмонного резонанса (ЛППР) можно получить из спектров пропускания / поглощения, экстремумы которых непосредственно соответствуют частотам плазмонного резонанса [11]. Однако такой способ требует прозрачной подложки, например кварца, сапфира или стекла. Действительно, большинство работ, исследующих ЛППР, представляют результаты для металлических нанокластеров, размещенных на прозрачной подложке, например [12; 13], только немногие имеют дело с непрозрачным материалом подложки, таким как кремний [14–18]. Определение частотного положения ЛППР для плазмонных структур на непрозрачных подложках является непростой задачей из-за сложности разделения излучения рассеянного плазмонами и обратного отражения от подложки [19]. Такие методы, как спектроскопия темного поля или спектроскопическая эллипсометрия, могут решить эту проблему, но требуют дорогостоящего оборудования и лабораторных условий. Поэтому продолжаются поиски надежного, недорогого и простого в применении метода, потенциально применимого в процессе перспективного производства.

В данной работе мы используем оптическую спектроскопию отражения для исследования плазмонных свойств массивов нанокластеров Au, изготовленных на подложках Si/SiO<sub>2</sub>, с различными размерами и расстояниями между нанокластерами. Показана сильная зависимость энергии ЛППР от изменения толщины слоя SiO<sub>2</sub> в нанометровом диапазоне за счет взаимодействия с подложкой Si. Кроме того, рассеяние под прямым углом от соседних нанокластеров возбуждает поперечную моду ЛПП в обсуждаемых структурах.

На основе сравнения экспериментальных спектров отражения с численно моделируемыми определены модельные структурные параметры плазмонных наноструктур. С помощью этих параметров модели рассчитаны спектры поглощения плазмонных структур после вычитания поглощения подложки. Максимумы в расчетных спектрах поглощения плазмонных образцов использованы для определения энергий ЛППР в массивах нанокластеров Au на непрозрачных подложках. Наши результаты согласуются с литературными данными, полученными ранее альтернативными методами для нанокластеров Au идентичной формы на различных подложках [11–17].

## Экспериментальная часть

Периодические массивы нанокластеров Au на подложках (001)-Si с естественным оксидом кремния или специально нанесенным слоем SiO<sub>2</sub> были изготовлены методом прямой электронно-лучевой литографии (Raith-150, Германия) на 130-нм пленке фоторезиста (полиметилметакрилат 950 к), нанесенной методом центрифугирования. Термический оксид (1 000 °C) SiO<sub>2</sub> толщиной 77 нм на подложке Si (Si / SiO<sub>2</sub> (77нм) подложка), применяемый в настоящем исследовании, был получен в результате травления подложки Si, покрытой 600 нм слоем SiO<sub>2</sub> в растворе HF в H<sub>2</sub>O (в объемном соотношении 2 : 5). Толщина слоя SiO<sub>2</sub> определялась с помощью спектроскопической эллипсометрии.

Для изготовления плазмонных структур методом вакуумного испарения на нанопрофилированный положительный фоторезист наносилась пленка Au 40 нм с подслоем Ti 5 нм для лучшей адгезии. Окончательно фоторезист снимался в dimethylformamide по технологии «взрыва», приводя к формированию массивов нанокластеров Au. В результате были изготовлены плазмонные подложки из 4 различных областей с массивами нанокластеров Au с периодами 130, 150, 200 и 250 нм. Каждая область представляет собой 28 квадратных решеток размером  $30 \times 30$  мкм<sup>2</sup> с различными диаметрами нанокластеров Au (30–150 нм) для каждой решетки. СЭМ-изображения массивов нанокластеров Au были получены с использованием системы Raith-150 при ускоряющем напряжении 10 кВ, диафрагме 30 мм и рабочем расстоянии 6 мм.

Разброс размеров нанокластеров оценивался с помощью программного обеспечения для обработки изображений Gwyddion. Из-за флуктуации размеров нанокластеров золота, образующихся в процессе испарения, точность определения размеров нанокластеров и зазоров между соседними нанокластерами составляла около ±5 нм.

Спектры отражения массивов Au измерялись в конфигурации обратного отражения с использованием спектрометра Bruker Vertex 80v FT-IR, поставляемого с микроскопом Hyperion 2000 в диапазоне от 400–900 нм и оснащенного 40-кратным объективом (WD = 0,65 мм, NA = 0,65). Для полного покрытия области образца диаметр пучка на образце был выбран равным 30 мкм. В качестве эталона использовалось отражение от той же подложки Si без массивов нанокластеров Au. Для возбуждения использовалось неполяризованное излучение.

## Результат и обсуждение

Рисунок 1 представляет типичные СЭМ-изображения массивов нанокластеров Au различного диаметра, изготовленных на подложках Si/SiO<sub>2</sub>. С помощью этих изображений были определены структурные параметры массивов нанокластеров, такие как диаметр, форма кластера и период. Кластеры Au имеют хорошо определенную округлую форму с точностью  $\pm 5$  нм. Высокая точность изготовления образцов обеспечивается характеристиками литографического процесса. Эффект кластеризации Au и характер процесса изготовления структур приводит к тому, что минимальный размер кластера не может быть менее 10 нм. Эта же причина отвечает за отличия формы нанокластеров Au от цилиндрической. Тень круглой формы



вокруг нанокластеров Au, смещенная от центров нанокластеров Au примерно на 5 нм, является остатком слоя Ti, связанного с различной геометрией источников распыления Ti и Au.

*Puc. 1.* Типичные СЭМ-изображения нанокластеров Au разного размера на подложке Si / SiO<sub>2</sub> с периодом 150 нм *Fig. 1.* Typical SEM images of Au nanoclusters of different sizes on a Si / SiO<sub>2</sub> substrate with a period of 150 nm



*Puc. 2.* Элементарные ячейки (a, b) для структур с массивами нанокластеров Au на подложках Si / SiO<sub>2</sub> (8 нм) и Si / SiO<sub>2</sub> (77 нм) соответственно. Расчетное электрическое поле вблизи нанокластеров Au диаметром 100 нм на подложках (c) Si / SiO<sub>2</sub> (8 нм) и (d) Si / SiO<sub>2</sub> (77 нм) (при 720 и 571 нм соответственно). Экспериментальные (e, f) и рассчитанные (h, g) спектры отражения для нанокластеров (диаметры 52, 58, 61, 68, 83, 96, 105, 117 и 132 нм на Si / SiO<sub>2</sub> (8 нм) и 62, 70, 78, 86, 94, 98, 124 и 160 нм на Si / SiO<sub>2</sub> (77 нм) соответственно

*Fig. 2.* Unit cells (*a*, *b*) for structures with arrays of Au nanoclusters on Si / SiO2 (8 nm) and Si / SiO2 (77 nm) substrates, respectively. The calculated electric field near Au nanoclusters 100 nm in diameter on (*c*) Si / SiO2 (8 nm) and (*d*) Si / SiO2 (77 nm) substrates (at 720 and 571 nm, respectively). The experimental (*e*, *f*) and calculated (*h*, *g*) reflection spectra for nanoclusters (diameters 52, 58, 61, 68, 83, 96, 105, 117 and 132 nm on Si / SiO2 (8 nm) and 62, 70, 78, 86, 94, 98, 124 and 160 nm on Si / SiO2 (77 nm), respectively

ISSN 2541-9447 Сибирский физический журнал. 2019. Том 14, № 1 Siberian Journal of Physics, 2019, vol. 14, no. 1 Толщина слоя SiO<sub>2</sub> на подложках Si / SiO<sub>2</sub> определялась с помощью спектральной эллипсометрии. В случае подложек Si измерения дают толщину слоя оксида кремния (7,5 ± 0,5) нм (далее обозначается подложкой Si / SiO<sub>2</sub> (8 нм)), которая превышает ожидаемое значение для естественных оксидов (около 3–4 нм) за счет дальнейшего окисления в процессе изготовления нанокластеров Au. Для подложек, обозначенных как Si / SiO<sub>2</sub> (77 нм), толщина слоя SiO<sub>2</sub> составляет около (77 ± 1) нм.

На рис. 2 приведены схематические изображения структур с нанокластерами Au на подложках Si / SiO<sub>2</sub> (8 нм) и Si / SiO<sub>2</sub> (77 нм), а также соответствующие экспериментальные спектры отражения, рассчитанные с использованием модели, рассмотренной далее.

Для определения положения ЛППР распределение ЭМ поля в образцах численно моделировалось методом конечной разности во временной области (англ. finite difference time domain, FDTD) (рис. 2, *c*, *d*) с использованием коммерческого пакета Lumerical (Ванкувер, Канада). Для моделирования исходные структурные параметры массивов нанокластеров были взяты из измерений СЭМ и эллипсометрии, а также из данных технологического процесса. Эти параметры были дополнительно подогнаны для лучшего совпадения экспериментальных и расчетных спектров. Диэлектрические функции Au, Ti, Si и SiO<sub>2</sub> были взяты из литературы [20–23]. При моделировании обе подложки Si / SiO<sub>2</sub> моделировались как подложки Si с различной толщиной слоя SiO<sub>2</sub>. Радиус кривизны диска Au был принят во внимание по результатам, представленным в [19].

Как видно из рис. 2, *c*, *d*, электрическое поле на длине волны ЛППР 720 и 571 нм соответственно для нанокластеров Au с диаметром 100 нм на Si / SiO<sub>2</sub> (8 нм) и Si / SiO<sub>2</sub> (77 нм) подложках преимущественно локализуются на краях нанокластера. Распределение и максимальная амплитуда электрического поля ( $E / E_0 \sim 12$ ) практически одинаковы для обоих случаев.

Для обоих типов подложек рис. 2, *e*, *f* демонстрируют выраженные изменения в спектрах отражения при изменении размера кластера. В случае подложки Si / SiO<sub>2</sub> (8 нм) (см. рис. 2, *e*) интенсивность отражения увеличивается, в то время как максимум отражения монотонно смещается в красную спектральную область с увеличением размера кластера. Отметим, что общая форма спектров сохраняется. В случае Si / SiO<sub>2</sub> (77 нм) подложки спектры отражения (см. рис. 2, *f*) для малых размеров кластеров демонстрируют выраженные минимумы, которые превращаются в максимумы при диаметре около 90 нм. Сложное поведение спектров отражения, которое определяется суперпозицией обратного рассеяния от наноструктур Au и отражения. Вычитание отражения подложки из измеренных спектров затруднено, так как отражения от подложки модифицируется наличием нанокластеров Au.

Расчетные спектры нанокластеров Au диаметром от 52 до 132 нм (62 и 160 нм), изготовленных на подложках Si / SiO<sub>2</sub>, представлены на рис. 2, h, g, где высота кластеров Au, подслоя Ti и радиус кривизны составляют 40, 5 и 4,25 нм соответственно. Размер нанокластеров Au, использованных при расчете, соответствует данным СЭМ-микроскопии соответствующих структур. Как видно из рис. 2, общая форма и спектральное положение основных линий расчетного и экспериментального спектров совпадают.

Для получения наилучшего соответствия с экспериментальными данными использовалась модель, изображенная на рис. 2, *a*, *b*. Использовались три параметра оптимизации, которые наиболее сильно влияют на спектры отражения, а именно: толщина слоя SiO<sub>2</sub>, кривизна края диска и толщина слоя Ti. Такие параметры, как шероховатость поверхностей Au, Si, SiO<sub>2</sub>, изменение высоты диска и изменение диэлектрической проницаемости SiO<sub>2</sub>, слабо влияют на расчетные спектры по сравнению с параметрами подгонки, упомянутыми выше, и были исключены из рассмотрения. Небольшое несоответствие экспериментального и расчетного спектров может быть объяснено следующими факторами: (I) частичная диффузия подслоя Ti в слой SiO<sub>2</sub>, модифицирующая диэлектрическую проницаемость SiO<sub>2</sub> (этот эффект исследован в [24]); (II) смещение между пространственным расположением центров оставшегося подслоя Ti и кластера Au; (III) общая неоднородность на нанометровом масштабе структурных параметров образца; (IV) ограниченная апертура объектива микроскопа, используемого для регистрации спектров отражения. Эти четыре пункта в модели не учитывались.

Следующим шагом было использование этой модели для расчета спектров поглощения структур и получения частотного положения ЛППР. Поскольку спектры поглощения определяются безызлучательной релаксацией поверхностных плазмонов, причем максимумы поглощения ЛППР совпадают с максимумами спектров рассеяния (излучательная релаксация ЛПП) [11; 12], то для определения положения длины волны ЛППР можно использовать максимумы поглощения. Для расчета спектров поглощения использовался следующий подход.

Принимая во внимание закон сохранения энергии 1 = R + T + (A + S), где R – коэффициент отражения, T – коэффициент пропускания, A – коэффициент поглощения, S – доля рассеянного излучения, (A + S) – коэффициент экстинкции, и периодические граничные условия для используемой в расчетах элементарной ячейки (см. рис. 2, *a*, *b*), можно написать выражение для коэффициента поглощения:

$$A = 1 - (R + S_{\text{back}}) - (T + S_{\text{front}}),$$

где  $S_{\text{back}}$  и  $S_{\text{front}}$  – доля ЭМ излучения, рассеиваемая в верхнее и нижнее полупространство соответственно. Из расчета мы получаем непосредственно  $R + S_{\text{back}}$  и  $T + S_{\text{front}}$  как общее ЭМ поле, распространяющееся в верхнее и нижнее полупространство соответственно. Пропускание и рассеяние в нижнее полупространство ( $T + S_{\text{front}}$ ) определялось из расчета потока мощности ЭМ поля через плоскость, помещенную в объеме Si на 100 нм ниже границы раздела Si / SiO<sub>2</sub>. Расстояние 100 нм было выбрано для устранения влияния эффектов ближнего поля нанокластеров Au.

На рис. 3, *a*, *b* демонстрируются спектры поглощения для структур, схематически показанных на рис. 2, *a*, *b*, рассчитанных с использованием описанного выше подхода. Доминирующие максимумы поглощения, наблюдаемые в спектрах нанокластеров Au на подложках Si / SiO<sub>2</sub>(8 нм) (см. рис. 3, *a*), смещаются от 580 до 780 нм с увеличением размера нанокластера Au с 52 до 132 нм и соответствует максимумам отражения, представленным на рис. 2, *h*. Увеличение поглощения ниже 500 нм (см. рис. 3, *a*) обусловлено межзонными d-s-переходами в золоте [25].

Следует отметить относительно слабый максимум при 530 нм с почти одинаковой интенсивностью для структур с различным размером нанокластеров (см. рис. 3, а). По нашим расчетам, представленным на рис. 4, эта особенность становится более выраженной с увеличением угла падения света, поэтому мы интерпретируем ее как поперечную ЛППР-моду, индуцированную рассеянием от соседних нанокластеров и поляризованную перпендикулярно поверхности образца. В работах [4; 26; 27] уже наблюдалась активация поперечной моды за счет взаимодействия соседних кластеров. Для более детального изучения данного эффекта мы рассчитали распространение ЭМ возмущения вдоль плоскости образца, представляющего собой золотые диски, выстроенные в линию, аналогичные тем, что мы изучаем в данной работе. Для исключения эффекта подложки мы моделировали нанодиски в вакууме. Результаты расчетов представлены на рис. 5. Как видно из рис. 5, при возбуждении только одного диска (выделен серым прямоугольником) возбуждение распространяется вдоль поверхности подложки на расстояния, значительно превышающие диаметр диска. Это означает, что если расстояние между нанокластерами сравнимо с размером нанокластера, то необходимо учитывать взаимодействие между ними. Спектры поглощения нанокластеров Аи на подложке Si / SiO<sub>2</sub> (77 нм) показывают более слабое красное смещение максимума ЛППР с увеличением размера нанокластера Au (см. рис. 3, b). При размерах нанокластера более 90 нм в спектрах поглощения нанокластеров Au на подложке Si / SiO<sub>2</sub> (77 нм) начинает доминировать поперечная мода, обусловленная спектральным перекрытием продольной и поперечной мод ЛППР. Этот эффект вызывает синий сдвиг максимума поглощения для нанокластеров Au размером выше 90 нм (см. рис. 3, *b*).



*Рис. 3.* Рассчитанные спектры поглощения массивов нанокластеров Au на подложках (*a*) Si / SiO<sub>2</sub> (8 нм) и (*b*) Si / SiO<sub>2</sub> (77 нм) с такими же структурными параметрами, как показано на рис. 2; (*c*) спектральное положений максимумов, полученных из спектров поглощения, показанных на рис. 3, *a*, *b* (сплошные и пунктирные линии) и положение ЛППР (сплошные линии) для кластеров Au с различными периодами на разных подложках. Сплошные линии изображены для удобства восприятия. Пунктирные линии показывают положение максимума поглощения для случаев, где определение энергий ЛППР затруднительно

*Fig. 3.* The calculated absorption spectra of arrays of Au nanoclusters on substrates (*a*) Si / SiO<sub>2</sub> (8 nm) and (*b*) Si / SiO<sub>2</sub> (77 nm) with the same structural parameters as shown in Fig. 2; and (*c*) The spectral positions of the maxima obtained from the absorption spectra shown in Fig. 3, *a*, *b* (solid and dashed lines) and the position of the LPR (solid lines) for Au clusters with different periods on different substrates. Solid lines are shown for convenience. Dotted lines indicate the position of the absorption maximum for cases where the determination of the LPRR energies is difficult

*Рис. 4.* Спектры поглощения массива нанокластеров Au диаметром 70 нм и периодом 200 нм на Si / SiO<sub>2</sub> (8 нм) подложке в зависимости от угла падения света (10, 30, 40, 50 и 60°)

*Fig. 4.* The absorption spectra of an array of Au nanoclusters with a diameter of 70 nm and a period of 200 nm on a Si / SiO<sub>2</sub> (8 nm) substrate, depending on the angle of incidence of light (10, 30, 40, 50 and 60 degrees)



71

ISSN 2541-9447 Сибирский физический журнал. 2019. Том 14, № 1 Siberian Journal of Physics, 2019, vol. 14, no. 1



Рис. 5. Модель линейной цепочки нанокластеров Au диаметром 130 нм и периодом 200 нм (вверху, вид сбоку) и соответствующее распределение электрического поля (внизу)



Следует отметить, что мы выбрали толщину слоя SiO<sub>2</sub> 77 нм, чтобы получить дополнительное усиление поля за счет интерференции в тонкой пленке оксида, следуя результатам, представленным в [28]. Условия деструктивной интерференции для слоя SiO<sub>2</sub> толщиной 77 нм удовлетворяются при 507 нм и приводят к увеличению поглощения в этой спектральной области. В результате форма спектров поглощения нанокластеров Au на подложках Si/SiO<sub>2</sub> (77 нм) определяется вкладами четырех эффектов: продольного и поперечного режимов ЛППР, межзонного поглощения Au и интерференции в оксидном слое.

Спектральное положение ЛППР, полученные из спектров поглощения структур, сформированных на подложках Si / SiO<sub>2</sub>, в зависимости от размеров нанокластеров Au для различных периодов (130–250 нм), показаны на рис. 3, *с*. Как видно, красное смещение положения ЛППР с увеличением размера нанокластера наиболее выражено для подложки Si / SiO<sub>2</sub> (8 нм). Это можно объяснить более высокой усредненной диэлектрической проницаемостью локальной среды для нанокластеров Au на подложке. Полученная зависимость положения ЛППР от размера кластера для структур, сформированных на подложке Si / SiO<sub>2</sub> (8 нм), хорошо соответствует нашим предыдущим результатам, полученным по данным спектральной эллипсометрии и моделирования в [16] и измерений в режиме темного поля в [15]. Что касается кластеров Au на подложке Si / SiO<sub>2</sub> (77 нм), то мы сравнивали наши результаты с литературными данными для кластеров Au на прозрачных подложках SiO<sub>2</sub>. Положение ЛППР как функция размера нанокластера Au ведет себя аналогично описанному, например, в [29; 30] для кластеров идентичной высоты. Это подтверждает правильность подхода, использованного нами для расчета.

Отметим, что рассчитанные спектры поглощения выявляют максимумы, приписываемые модам ЛППР, возникающим на более высоких длинах волн (см. рис. 3, a, b), чем в спектрах отражения (см. рис. 2, e, f). Этот факт подтверждает важность предлагаемого подхода для определения положения ЛППР, в то время как прямое извлечение энергии ЛППР из экспериментальных спектров отражения приведет к переоценке энергии ЛППР.

При сравнении положения ЛППР от размера нанокластеров Au, сформированных на подложках Si / SiO<sub>2</sub> (8 нм) и Si / SiO<sub>2</sub> (77 нм) (см. рис. 3, *c*), можно увидеть возможность на-
стройки положения ЛППР в диапазоне 530 до 800 нм при изменении толщины слоя SiO<sub>2</sub>. Отметим, что положение ЛППР в большинстве случаев совпадает с максимумами поглощения, представленными на рис. 2. Однако для относительно больших нанокластеров Au на подложке Si / SiO<sub>2</sub> (77 нм) (при спектральном перекрытии продольной и поперечной мод ЛППР) определение положения ЛППР по спектрам поглощения практически невозможно. В связи с этим, на рис. 3, *с* показан синий сдвиг максимального положения поглощения с увеличением размера кластера, обозначенного пунктирными линиями.

Разработанный в настоящем исследовании подход открывает путь к созданию нанокластеров Au со структурными параметрами, обеспечивающими требуемую энергию ЛППР для дальнейшего применения.

#### Вывод

Представлен подход, позволяющий на основе анализа спектров отражения определять энергию ЛППР для нанокластеров различного размера, формируемых на непрозрачных подложках Si / SiO<sub>2</sub>. Рассчитанные спектры отражения воспроизводят основные спектральные особенности, наблюдаемые в экспериментальных спектрах нанокластеров Au, их изменение с размером нанокластеров и толщиной слоя SiO<sub>2</sub>. Численная модель, используемая для подгонки экспериментальных спектров отражения ЛППР как функции от размера и толщиной слоя SiO<sub>2</sub>. Предлагаемый метод демонстрирует возможность применения спектроскопии отражения для анализа металлических нанокластерных массивов на непрозрачных подложках и потенциально может быть использован для эксперссного определения энергии ЛППР. Показано, что использование подложек Si / SiO<sub>2</sub> позволяет настраивать положение ЛППР в более широком спектральном диапазоне по сравнению со стандартными подложками из оксида кремния.

## Список литературы / References

- 1. **Monticone F., Alu A.** Metamaterial, plasmonic and nanophotonic devices. In: Reports Prog. Phys., 2017, vol. 80. DOI 10.1088/1361-6633/aa518f
- Guler U., Kildishev A. V., Boltasseva A., Shalaev V. M. Plasmonics on the slope of enlightenment: The role of transition metal nitrides. *Faraday Discuss.*, 2015, vol. 178, p. 71–86. DOI 10.1039/c4fd00208c
- 3. Mayer K. M., Hafner J. H., Antigen A. A. Localized surface plasmon resonance sensors. *Chem. Rev.*, 2011, vol. 111, p. 3828–3857. DOI 10.1021/cr100313v
- 4. Kabashin A. V., Evans P., Pastkovsky S. et al. Plasmonic nanorod metamaterials for biosensing. *Nat. Mater.*, 2009, vol. 8, p. 867–871. DOI 10.1038/nmat2546
- 5. Anker J. N., Hall W. P., Lyandres O. et al. Biosensing with plasmonic nanosensors. *Nat. Mater.*, 2008, vol. 7, p. 442–453. DOI 10.1038/nmat2162
- 6. Stockman M. I. Nanoplasmonks: The physics behind the applications. *Phys. Today*, 2011, vol. 64, p. 39–44. DOI 10.1063/1.3554315
- 7. Gramotnev D. K., Bozhevolnyi S. I. Plasmonics beyond the diffraction limit. *Nat. Photonics*, 2010, vol. 4, p. 83–91. DOI 10.1038/nphoton.2009.282
- 8. **Ozbay E.** Plasmonics: Merging photonics and electronics at nanoscale dimensions. *Science*, 2006, vol. 311, p. 189–193. DOI 10.1126/science.1114849
- Dionne J. A., Sweatlock L. A., Sheldon M. T. et al. Silicon-based plasmonics for on-chip photonics. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 2010, vol. 16, p. 295–306. DOI 10.1109/ JSTQE.2009.2034983

- 10. Li E.-P., Chu H.-S. Plasmonic Nanoelectronics and Sensing. Cambridge Uni. Press, 2014.
- 11. Bohren C. F., Huffman D. R. Absorption and Scattering of Light by Small Particles. Wiley, New York, 1983.
- Langhammer C., Kasemo B., Zorić I. Absorption and scattering of light by Pt, Pd, Ag, and Au nanodisks: Absolute cross sections and branching ratios. J. Chem. Phys., 2007, vol. 126, p. 1–11. DOI 10.1063/1.2734550
- Zorić I., Kasemo B., Langhammer C., Zaaach M. Gold, Platinum, and Aluminum Nanodisk Plasmons: Material Damping Mechanisms. ACS Nano, 2011, vol. 5, p. 2535–2546. DOI 10.1021/ nn102166t
- Qin F., Cui X., Ruan Q. et al. Role of shape in substrate-induced plasmonic shift and mode uncovering on gold nanocrystals. *Nanoscale*, 2016, vol. 8, p. 17645–17657. DOI 10.1039/ C6NR06387J
- 15. Leong K., Chen Y., Masiello D. J. et al. Cooperative near-field surface plasmon enhanced quantum dot nanoarrays. *Adv. Funct. Mater.*, 2010, vol. 20, p. 2675–2682. DOI 10.1002/ adfm.201000424
- Sheremet E., Milekhin A. G., Rodriguez R. D. et al. Surface-and tip-enhanced resonant Raman scattering from CdSe nanocrystals. *Phys. Chem.*, 2119, vol. 17, p. 21198–21203. DOI 10.1039/c4cp05087h
- 17. Gillibert R., Sarkar M., Bryche J. F. et al. Directional surface enhanced Raman scattering on gold nano-gratings. *Nanotechnology*, 2016, vol. 27. DOI 10.1088/0957-4484/27/11/115202
- Milekhin A. G., Yeryukov N. A., Sveshnikova L. L. et al. Surface enhanced Raman scattering by organic and inorganic semiconductors formed on laterally ordered arrays of Au nanoclusters. *Thin Solid Films*, 2013, vol. 543, p. 35–40. DOI 10.1016/j.tsf.2013.03.070
- Ovchinnikov V. Reflection from Irregular Array of Silver Nanoparticles on Multilayer Substrate. In: Proceedings of The Ninth International Conference on Quantum, Nano/Bio, and Micro Technologies (ICQNM 2015), 2015, p. 16–21. ISBN 978-1-61208-303-2
- 20. Johnson P. B., Christy R. W. Optical constants of the noble metals. *Phys. Rev. B.*, 1972, vol. 6, p. 4370–4379. DOI 10.1103/PhysRevB.6.4370
- 21. Johnson P., Christy R. Optical constants of transition metals: Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, and Pd. *Phys. Rev. B.*, 1974, vol. 9, p. 5056–5070. DOI 10.1103/PhysRevB.9.5056
- Aspnes D. E., Studna A. A. Dielectric functions and optical parameters of Si, Ge, GaP, GaAs, GaSb, InP, InAs, and InSb from 1.5 to 6.0 eV. *Phys. Rev. B.*, 1983, vol. 27, p. 985–1009. DOI 10.1103/PhysRevB.27.985
- 23. Malitson I. H. Interspecimen Comparison of the Refractive Index of Fused Silica. J. Opt. Soc. Am., 1965, vol. 55, p. 1205. DOI 10.1364/JOSA.55.001205
- 24. **Hu E.-T., Liu X.-X., Cai Q.-Y. et al.** Tunable optical properties of co-sputtered Ti-SiO<sub>2</sub> nanocomposite thin films. *Opt. Mater. Express*, 2017, vol. 7, p. 2387. DOI 10.1364/OME. 7.002387
- 25. Kreibig U., Vollmer M. Optical Properties of Metal Clusters. Berlin, Springer, 1995.
- 26. Maier S. A., Kik P. G., Atwater H. A. et al. Local detection of electromagnetic energy transport below the diffraction limit in metal nanoparticle plasmon waveguides. *Nat. Mater.*, 2003, vol. 2, p. 229–232. DOI 10.1038/nmat852
- 27. Maier S. A., Kik P. G., Atwater H. A. Observation of coupled plasmon-polariton modes in Au nanoparticle chain waveguides of different lengths: Estimation of waveguide loss. *Appl. Phys. Lett.*, 2002, vol. 81, p. 1714–1716. DOI 10.1063/1.1503870

- Milekhin A. G., Yeryukov N. A., Sveshnikova L. L. et al. Combination of surface- and interference-enhanced Raman scattering by CuS nanocrystals on nanopatterned Au structures. *Beilstein J. Nanotechnol.*, 2015, vol. 6, p. 749–754. DOI 10.3762/bjnano.6.77
- 29. Nicolas R., Lévêque G., Marae-Djouda J. et al. Plasmonic mode interferences and Fano resonances in Metal-Insulator-Metal nanostructured interface. *Sci. Rep.*, 2015, vol. 5, p. 1–11. DOI 10.1038/srep14419
- Ruemmele J. A., Hall W. P., Ruvuna L. K., Van Duyne R. P. A localized surface plasmon resonance imaging instrument for multiplexed biosensing. *Anal. Chem.*, 2013, vol. 85, p. 4560– 4566. DOI 10.1021/ac400192f

Материал поступил в редколлегию Received 08.02.2019

#### Сведения об авторах / Information about the Authors

- Аникин Кирилл Витальевич, Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН (пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия)
- **Kirill V. Anikin**, A. V. Rzhanov Institute of Semiconductor Physics SB RAS (13 Academician Lavrentiev Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)

anikin@isp.nsc.ru

- Милёхин Александр Германович, доктор физико-математических наук, Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН (пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия); Новосибирский государственный университет (ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия)
- Aleksandr G. Milekhin, Doctor of Science (Physics and Mathematics), A. V. Rzhanov Institute of Semiconductor Physics SB RAS (13 Academician Lavrentiev Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation); Novosibirsk State University (2 Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)

milekhin@isp.nsc.ru

- Родякина Екатерина Евгеньевна, кандидат физико-математических наук, Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН (пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия); Новосибирский государственный университет (ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия)
- Ekaterina E. Rodyakina, Candidate of Science (Physics and Mathematics), A. V. Rzhanov Institute of Semiconductor Physics SB RAS (13 Academician Lavrentiev Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation); Novosibirsk State University (2 Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)

rodyakina@isp.nsc.ru ORCID 0000-0003-4940-7074

- Вебер Сергей Леонидович, кандидат физико-математических наук, Институт «Международный томографический центр» СО РАН (ул. Институтская, 3а, Новосибирск, 630090, Россия)
- Sergey L. Veber, Candidate of Science (Physics and Mathematics), International Tomography Center SB RAS (3a Institutskaya Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)
- **Латышев Александр Васильевич**, доктор физико-математических наук, академик РАН, профессор, Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН (пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия); Новосибирский государственный университет (ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия)
- Aleksandr V. Latyshev, Doctor of Science (Physics and Mathematics), Academician of RAS, Professor, A. V. Rzhanov Institute of Semiconductor Physics SB RAS (13 Academician Lavrentiev Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation); Novosibirsk State University (2 Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)

latyshev@isp.nsc.ru

**Dietrich. R. T. Zahn**, Professor, Technische Universität Chemnitz, Physics Department / Semiconductor Physics (70Reichenhainer Straße, 09126 Chemnitz)

zahn@physik.tu-chemnitz.de

# УДК 539.211.537.533 DOI 10.25205/2541-9447-2019-14-1-77-85

# Критический размер террасы кремния (001) для зарождения вакансионных островков при высокотемпературном отжиге

**Е. Е. Родякина**<sup>1,2</sup>, **С. В. Ситников**<sup>1</sup>, **А. В.** Латышев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН <sup>2</sup> Новосибирский государственный университет Новосибирск, Россия

#### Аннотация

С применением *in situ* метода сверхвысоковакуумной отражательной электронной микроскопии исследован процесс формирования на поверхности кремния (001) системы концентрических ступеней, разделенных широкими террасами. Показана возможность управления шириной террас с помощью компенсации сублимации внешним потоком атомов. Измерены температурные зависимости критического диаметра террас для зарождения нового вакансионного островка в интервале температур 1070-1160 °C в двух направлениях – вдоль и поперек димерных рядов атомов сверхструктуры ( $1 \times 2$ ). Продемонстрировано увеличение критического диаметра с ростом потока атомов. Установлено, что с увеличением температуры анизотропия критического размера уменьшается и при температурах выше 1125 °C критический размер террасы вдоль и поперек димерных рядов апомов в пределах погрешности совпадает. В рамках атомистической теории зарождения круглого двумерного островка определена кинетика зарождения островков, оценены величины критического зародыша, энергии связи в зародыше и разницы энергий диффузии вдоль и поперек димерных рядов.

#### Ключевые слова

атомные процессы, поверхность, вакансии, кремний (001), широкие террасы

#### Благодарности

Работа выполнена на оборудовании ЦКП «Наноструктуры» ИФП СО РАН при финансовой поддержке РФФИ (грант № 16-32-60199) и Министерства науки и высшего образования (гос. задание № 0306-2019-0011). Авторы благодарят канд. физ.-мат. наук Д. И. Рогило за обсуждение полученных результатов.

#### Для цитирования

Родякина Е. Е., Ситников С. В., Латышев А. В. Критический размер террасы кремния (001) для зарождения вакансионных островков при высокотемпературном отжиге // Сибирский физический журнал. 2019. Т. 14, № 1. С. 77–85. DOI 10.25205/2541-9447-2019-14-1-77-85

# Critical Terrace Width for Vacancy Islands Nucleation on Wide Terrace of Silicon (001) Surface under High Temperature Annealing

E. E. Rodyakina<sup>1,2</sup>, S. V. Sitnikov<sup>1</sup>, A. V. Latyshev<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> A. V. Rzhanov Institute of Semiconductor Physics SB RAS <sup>2</sup> Novosibirsk State University Novosibirsk, Russian Federation

#### Abstract

The process of forming a system of concentric steps on the silicon (001) surface, separated by wide terraces, has been studied *in situ* by means of ultrahigh vacuum reflection electron microscopy. The possibility of controlling terraces width by compensating atoms sublimation by an external atoms flux has been shown. The temperature dependences of the critical diameter of the terraces for the nucleation of a new vacancy island have been measured in along and across dimer row of superstructure  $1 \times 2$  direction in the temperature range 1070-1160 °C. The increase in the critical diameter of the critical diameter of superstructure  $1 \times 2$  direction in the temperature range 1070-1160 °C.

© Е.Е. Родякина, С.В. Ситников, А.В. Латышев, 2019

ter with increasing atomic flux has been demonstrated. The anisotropy of a critical terrace size decreases with an increase in temperature independently of deposition flux and the critical size of the terrace along and across the dimer row coincides with an error accuracy at temperatures above 1 125 °C. The kinetics of vacancy islands nucleation has been determined in the framework atomic nucleation theory, and the values of the critical nucleus, the binding energy in the nucleus and the difference of diffusion energies along and across dimer rows have been estimated.

Keywords

atomic process, surface, vacancy, silicon (001), wide terrace

Acknowledgements

The research was performed on the equipment of CKP ISP SBRAS "Nanostructury" and supported by the Russian Foundation for Basic Research (grant 16-32-60199) and by Ministry of Education and Science of the Russian Federation (0306-2019-0011).

The authors thank PhD D. I. Rogilo for discussing the results.

For citation

Rodyakina E. E., Sitnikov S. V., Latyshev A. V. Critical Terrace Width for Vacancy Islands Nucleation on Wide Terrace of Silicon (001) Surface under High Temperature Annealing. *Siberian Journal of Physics*, 2019, vol. 14, no. 1, p. 77–85. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2019-14-1-77-85

#### Введение

В связи с уменьшением размеров функциональных наноструктур, становится актуальной задача совершенствования границ раздела, в частности поверхности кремния (001), являющейся подложкой для многих гетеросистем. Морфология поверхности кремния (Si), слабо разориентированная от плоскости (001), после отжига при высоких температурах представляет собой систему чередующихся террас размерами несколько сотен нанометров со сверхструктурной реконструкцией  $1 \times 2$  и  $2 \times 1$  соответственно, разделенных моноатомными ступенями высотой порядка 0,14 нм [1]. Ступени являются активным стоком и источником для адсорбированных частиц и значительным образом влияют на их распределение. Ранее была показана возможность создания концентрических ступеней на поверхности Si (111), разделенных широкими террасами, размер которых зависит от внешних воздействий в процессе отжига при высоких температурах, таких как внешний поток атомов или травление кислородом [2; 3]. В результате была разработана технология создания ультрагладких зеркал, используемых в качестве опорного зеркала интерференционного оптического микроскопа, что позволило повысить его вертикальное разрешение до 0,005 нм [4]. Также была показана возможность создания мер высоты в широком диапазоне высот от 0,314 нм (высота одиночной ступени на Si (111)) до 31,4 нм на основе формирования сгустков из счетного количества ступеней [5]. Перенос данной технологии на подложки Si (001) позволит уменьшить, вопервых, шаг изменения высоты при создании мер из-за меньшей высоты ступени, а вовторых, шероховатость поверхности широких террас из-за отсутствия на данной поверхности сверхструктурного перехода, сопровождающегося образованием разупорядоченного слоя адатомов, присутствовавших при высоких температурах [6]. Однако такой перенос невозможен без понимания атомных процессов, происходящих на поверхности Si (001) при высоких температурах.

Прямое наблюдение за диффундирующими по поверхности частицами (адатомами и вакансиями), как это, например, возможно при низких температурах методом сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) [7], при высоких температурах затруднено из-за существенного массопереноса и десорбции частиц. Однако об энергетических характеристиках и распределении частиц можно судить по их коллективному взаимодействию при изменении параметров эксперимента, проводя исследования такими *in situ* методами, как отражательная электронная микроскопия [8; 9], высокотемпературная СТМ [7; 10], микроскопия медленных электронов [11–13]. При этом наличие атомных ступеней на поверхности, являющихся активными стоком и источником для адсорбированных частиц (адатомов и вакансий), оказывает существенное влияние. Использование в данной работе искусственно созданных широких террас позволило уменьшить влияние ступеней и увеличить влияние диффузии и взаимодействия частиц между собой на их распределение. В работе изучались атомные процессы на поверхности Si(001) на широких террасах при высоких температурах в условиях высокотемпературной сублимации, скомпенсированной внешним потоком атомов.

#### Эксперимент

Основные исследования проводились *in situ* методом сверхвысоковакуумной отражательной электронной микроскопии (CBB OЭМ), который позволяет визуализировать морфологию поверхности кристалла кремния вплоть до отдельных атомных ступеней в процессах высокотемпературных (вплоть до температуры плавления кристалла кремния) сублимации и эпитаксиального роста [14]. Дополнительные *ex situ* исследования проводились с применением метода атомно-силовой микроскопии (ACM) на воздухе после быстрого (до 400 °C/c) охлаждения образцов, при этом смещением атомных ступеней в процессе охлаждения можно пренебречь.

Образцы размером  $8 \times 1,1 \times 0,4$  мм<sup>3</sup> вырезались из пластины кремния, легированной фосфором (0,5 Ом см), с отклонением от кристаллографической грани (001) менее 0,1°. Методом бомбардировки низкоэнергетическими (5 кэВ) ионами аргона на поверхности образца формировалось углубление диаметром ~ 1 мм и глубиной ~ 1 мкм. Далее в течение 10 минут образец отжигался при температуре 1 350 °C в камере CBB ОЭМ, нагрев осуществлялся прямым пропусканием через образец переменного тока. После этого температура понижалась до 1 100 °C для восстановления ступенчатой морфологии поверхности с реконструкцией. Отметим, что на поверхности Si(001) при температуре до 1 180 °C на смежных террасах присутствует сверхструктурная реконструкция (1 × 2) и (2 × 1) (вследствие попарного сближения соседних атомов поверхности). Наличие реконструкции приводит к анизотропии диффузии адсорбированных частиц, вдоль димерных рядов (перпендикулярно оси димера) быстрее диффундируют как адатомы, так и вакансии [7; 9]. При температурах выше 1 180 °C сверхструктура разрушается, происходит разупорядочение поверхности и ступени перестают визуализироваться [15].

# Результаты и обсуждение

В процессе отжига на дне углубления формировалась система концентрических атомных ступеней (схематический профиль ступеней представлен на рис. 1, *a*) высотой 0,14 нм, разделяющих террасы со сверхструктурой  $(1 \times 2)$  и  $(2 \times 1)$ . На ОЭМ-изображении (рис. 1, *б*) этим сверхструктурам соответствуют области темного и светлого контраста, граница между которыми является ступенью. Отметим, что из-за малого угла падения электронного пучка на поверхность исследуемого образца ОЭМ-изображения имеют различное увеличение в вертикальном и горизонтальном направлениях [14]. На АСМ-изображении на рис. 1, *в* представлен тот же островок, что и на ОЭМ-изображении, окруженный системой концентрических ступеней, и на вставке показан участок террасы между ступенями (чем темнее контраст, тем ниже по уровню находится терраса). На вставке видно наличие возникающих в процессе охлаждения мелких вакансионных островков, визуализирующихся на ОЭМ-изображении в виде пятнистого контраста, что свидетельствует о высокой концентрации вакансий, диффундирующих при высоких температурах.

В процессе сублимации из-за отрыва из ступени атомов и встраивания вакансий ступени двигаются в сторону вышележащих террас, при достижении нижней террасой критического размера  $D_{\rm crit}$  в ее центре зарождается вакансионный островок (см. рис. 1, *a*). Зарождение островка в центре обусловлено достижением критического значения концентрации вакансий в условиях пониженной концентрации адатомов в этой области. Далее процесс повторяется циклически.



Рис. 1. Схематическое изображение профиля концентрических ступеней в момент зарождения островка (*a*); ОЭМ-изображение (*б*) и АСМ-изображение (*в*) поверхности Si(001) после охлаждения с сформированной на дне углубления островком

*Fig. 1.* Schematic representation of the profile of the concentric steps at the time of island nucleation (*a*); REM image (*b*) and AFM image (*c*) of the Si (001) surface after cooling with an island formed at the bottom

In situ эксперименты показывают рост частоты зарождения вакансионного островка и уменьшение критического размера с ростом температуры подложки, которое продемонстрировано на серии ОЭМ-изображений на рис. 2, снятых через несколько секунд после зарождения островков. Отсутствие на изображениях пятнистого контраста свидетельствует об отсутствии мелких вакансионных островков при высоких температурах. Таким образом, вакансии, диффундирующие при высоких температурах, образуют единственный островок в центре террасы при достижении ею критического размера.



*Рис. 2.* ОЭМ-изображения системы концентрических ступеней, полученные при температуре образца:  $1010 \,^{\circ}C(a)$ ,  $1090 \,^{\circ}C(b)$  и  $1110 \,^{\circ}C(b)$ 

*Fig. 2.* REM images of the system of concentric steps, obtained at a sample temperature:  $1010 \degree C(a)$ ,  $1090 \degree C(b)$  and  $1110 \degree C(c)$ 



*Рис. 3.* Температурные зависимости частоты зарождения вакансионных островков (a) и критического диаметра террасы ( $\delta$ )

*Fig. 3.* Temperature dependences of (a) the nucleation rate of vacancy islands and (b) the critical diameter of the terrace

На рис. 3, *а* приведены результаты измерения температурной зависимости частоты зарождения вакансионных островков. Данная зависимость носит экспоненциальных характер, с энергией активации, соответствующей энергии десорбции порядка  $4,1 \pm 0,1$  эВ, и обусловлено увеличением потока атомов, сублимирующих с поверхности. Температурная зависимость  $D_{crit}$  характеризуется энергией активации  $1,2 \pm 0,2$  эВ как вдоль, так и поперек димерных рядов (рис. 3,  $\delta$ ). В простейшем случае процесс, определяющий размер террасы, – это диффузия адатомов в центр террасы от атомной ступени, окружающей террасу и являющейся источником частиц. Тогда  $D_{crit}$  пропорциональна длине диффузии и соответственно, по соотношению Эйнштейна, корню из коэффициента диффузии частицы, умноженному на время жизни, каждый из которых зависит от температуры. Время жизни адатома определяется процессом десорбции с поверхности, и энергия  $1,2 \pm 0,2$  эВ соответствует половине разности энергий десорбции и диффузии.

Однако в данной ситуации рассмотрение осложнено наличием двух типов диффундирующих частиц: адатомов и вакансий. При охлаждении образца на широких террасах наблюдается появление вакансионных островков (см. рис. 1,  $\delta$ ,  $\delta$ ), что свидетельствует о значительном превышении концентрации вакансий над концентрацией адатомов. Поэтому в дальнейшем вакансии можно считать основными диффундирующими частицами. Кроме того, из-за наличия сверхструктурной реконструкции стабильной частицей является дивакансия [17], а моновакансии нестабильны и либо аннигилируют с адатомами, либо образуют дивакансии. Диффузия дивакансий из-за наличия реконструкции на поверхности может зависеть от направления, поэтому были проведены измерения критического размера черных и белых террас на ОЭМ-изображениях, которые соответствуют направлениям вдоль и поперек димерных рядов. Отметим, что формирование островков является статистически вероятным процессом и имеется разброс значений для  $D_{crit}$ , поэтому были измерены средние значения этой величины [18].

Для получения данных об энергетических характеристиках процессов в рамках атомистической теории зарождения необходимо измерить зависимости от температуры и потока частиц. В данной работе предлагается не увеличивать, а уменьшать концентрацию вакансий за счет увеличения концентрации адатомов, поступающих извне (компенсировать сублимацию). Были проведены in situ измерения в интервале температур 1070-1160 °С и компенсирующих потоках R (монослоев за секунду – MC/c,  $1 \text{ MC} = 6,78 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ ) от 0 до потоков, близких к потоку десорбирующихся атомов для каждой из температур. С увеличением протока кремния на поверхность наблюдалось увеличение критического размера наподобие роста критического размера с понижением температуры, продемонстрированного на рис. 2. Видно, что с увеличением температуры независимо от величины потока кремния на поверхность различие критического размера террасы вдоль и поперек димерных рядов уменьшается, и при температуре больше  $1\,125\,^{\circ}$ С они совпадают, и терраса приобретает круглую форму. Результаты изменения критического диаметра террасы от R представлены на рис. 4. Такие изменения диаметра наблюдались ранее для более низких температур (1 000–1 040 °C) и одного потока (R = 0,007 MC/c) [11], где основной диффундирующей частицей, согласно работе [13], являются аддимеры. Подобное поведение наблюдается и для террас на поверхности Si(111), где диффундирующими частицами являются адатомы, и их равновесная концентрация достигает 0,2 MC при температуре около 850 °C [6].

Рассмотрим более подробно процессы, происходящие на широкой террасе. Профиль концентрации частиц имеет симметричный куполообразный вид с равновесной концентрацией частиц на ступенях, при этом к центру террас для дивакансий концентрация повышается, для адатомов – понижается. При этом чем больше размер террасы, тем больше отклонение величины концентрации в центре от равновесного значения. Для зарождения островка при преобладании дивакансий (адатомов) необходимо достижение максимума (минимума) концентрации частиц определенного критического значения  $n_{crit}$ . Во внешнем потоке атомов (скомпенсированной сублимации) отклонение концентрации всех частиц в центре террасы от равновесной уменьшается и для достижения  $n_{crit}$  системе необходимо увеличить  $D_{crit}$  для обоих типов частиц.

В рамках простой атомистической теории зарождения зависимость  $D_{crit}^2$  от обратной частоты зарождения (v) должна иметь следующий вид:

$$D_{\rm crit}^2 \sim (1/\nu)^{\chi} \cdot \exp(-E/kT),$$

где E – энергия двумерного зарождения стабильного островка, k – постоянная Больцмана [19]. Перестроенные данные рис. 4 в трехкоординатной системе  $\ln(D_{crit}^2)$  от T и  $1/\nu$  аппроксимируются плоскостью с коэффициентами  $\chi = 0,57 \pm 0,05$ ,  $E = 1,6 \pm 0,2$  эВ и  $\chi = 0,78 \pm 0,05$ ,  $E = 1,5 \pm 0,2$  эВ для зарождения на террасе со сверхструктурой  $2 \times 1$  и  $1 \times 2$  соответственно. Величина показателя степени соответствует анизотропной двумерной (т. е. определяется диффузией как вдоль, так и поперек димерных рядов) кинетике зарождения, ограниченной диффузией, с величиной критического зародыша от 3 до 5 дивакансий, и от 6 до 10 дивакансий для  $2 \times 1$  и  $1 \times 2$  соответственно. При этом стабильным островком является комплекс, содержащий от 6 до 10 вакансий. Полученные результаты напрямую подтверждают данные работы [9], где предположено, что стабильным при травлении поверхности



*Рис. 4.* Зависимость критического диаметра террас с реконструкцией (*a*)  $2 \times 1$  и (*б*)  $1 \times 2$  для зарождения вакансионного островка от величины компенсирующего потока при различных температурах

*Fig. 4.* The dependence of the critical diameter of the terraces with the reconstruction of (*a*)  $2 \times 1$  and (*b*)  $1 \times 2$  for the nucleation of a vacancy island on the value of the compensating flow at different temperatures

аргоном при высокой температуре подложки является не одиночная дивакансия, а дивакансионный комплекс. Энергия двумерного зарождения для кинетики ограниченной диффузией состоит из умноженной на  $\chi$  суммы энергии диффузии дивакансии ( $E_{dif}$ ) и энергии связей в зародыше ( $E_i$ ), приходящейся на одну дивакансию. Получаем, что  $E_{dif} + E_i = 2,8 \pm 0,4$  эВ при диффузии поперек димерных рядов и  $E_{dif} + E_i = 1,9 \pm 0,3$  эВ – вдоль рядов. Энергия связи в зародыше не зависит от направления диффузии, поэтому можно оценить разницу энергий диффузии в двух перпендикулярных направлениях как  $0,9 \pm 0,5$  эВ. Согласно литературным данным  $E_{dif}$  вдоль димерных рядов для дивакансий составляет  $1,7 \pm 0,4$  эВ [20], соответственно  $E_i$  не превышает 0,7 эВ.

#### Заключение

В работе изучены процессы зарождения вакансионных островков в центре системы концентрических ступеней при высокотемпературном отжиге. Для разных температур подложки и внешнего потока атомов получены зависимости критического диаметра от компенсирующего потока атомов в двух направлениях – вдоль и поперек димерных рядов атомов сверхструктуры (1 × 2). В рамках теории зарождения круглого двумерного островка полученные данные свидетельствуют о кинетике зарождения ограниченной диффузией, большом размере стабильного зародыша, разнице энергий диффузии в двух перпендикулярных направлениях  $0,9 \pm 0,5$  эВ и энергии связи дивакансий в зародыше до 0,7 эВ. Таким образом, меняя температуру подложки и внешний поток атомов, можно контролируемо менять расстояние между концентрическими ступенями и размер центральной террасы в широком диапазоне.

## Список литературы / References

- 1. Mo Y.-W., Swartzentruber B., Kariotis R., Webb M., Lagally M. Growth and equilibrium structures in the epitaxy of Si on Si (001). *Phys. Rev. Lett.*, 1989, vol. 63, no. 21, p. 2393–2396.
- Sitnikov S. V., Kosolobov S. S., Latyshev A. V. Nucleation of two-dimensional islands on Si(111) during high-temperature epitaxial growth. *Semiconductors*, 2017, vol. 51, no. 2, p. 203–206.
- 3. Sitnikov S. V., Latyshev A. V., Kosolobov S. S. Advacancy-mediated atomic steps kinetics and two-dimensional negative island nucleation on ultra-flat Si (111) surface. J. Cryst. Growth, 2017, vol. 457, p. 196–201.
- 4. Sysoev E., Kosolobov S., Kulikov R., Latyshev A., Sitnikov S., Vykhristyuk I. Interferometric Surface Relief Measurements with Subnano / Picometer Height Resolution. *Meas. Sci. Rev.*, 2017, vol. 17, no. 5, p. 213–218.
- 5. Sheglov D. V., Kosolobov S. S., Fedina L. I. et al. High-precision nanoscale length measurement. *Nanotechnologies Russ.*, 2013, vol. 8, no. 7–8, p. 518–531.
- Rogilo D. I., Rybin N. E., Fedina L. I., Latyshev A. V. Adatom concentration distribution on an extrawide Si (111) terrace during sublimation. *Optoelectron. Instrum. Data Process.*, 2016, vol. 52, no. 5, p. 501–507.
- Mo Y. W., Kleiner J., Webb M. B., Lagally M. G. Activation energy for surface diffusion of Si on Si (001): A scanning-tunneling-microscopy study. *Phys. Rev. Lett.*, 1991, vol. 66, no. 15, p. 1998–2001.
- 8. Sitnikov S., Kosolobov S., Latyshev A. Attachment detachment limited kinetics on ultra-flat Si(111) surface under etching with molecular oxygen at elevated temperatures. *Surf. Sci.*, Elsevier B.V., 2015, vol. 633, p. L1–L5.
- Watanabe H., Ichikawa M. Anisotropic kinetics of vacancy diffusion and annihilation on Si (001) surfaces studied by scanning reflection electron microscopy. *Phys. Rev. B – Condens. Matter Mater. Phys.*, 1997, vol. 55, no. 15, p. 9699–9705.
- 10. Wang S.-H., Cai Q. Anisotropic Diffusion Evolution of Vacancies Created by Oxygen Etching on a Si Surface. *Chinese Phys. Lett.*, 2011, vol. 28, no. 7, p. 076801.
- Nielsen J. F., Pelz J. P., Hibino H., Hu C. W., Tsong I. S. T. Enhanced Terrace Stability for Preparation of Step-Free Si (001)-(2 × 1) Surfaces. *Phys. Rev. Lett.*, 2001, vol. 87, no. 13, p. 136103.
- 12. Bartelt N. C., Tromp R. M., Williams E. D. Step capillary waves and equilibrium island shapes on Si (001). *Phys. Rev. Lett.*, 1994, vol. 73, no. 12, p. 1656–1659.
- 13. Tromp R., Mankos M. Thermal Adatoms on Si (001). *Phys. Rev. Lett.*, 1998, vol. 81, no. 5, p. 1050–1053.
- 14. Latyshev A. V., Krasilnikov A. B., Aseev A. L. Application of ultrahigh vacuum reflection electron microscopy for the study of clean silicon surfaces in sublimation, epitaxy, and phase transitions. *Microsc. Res. Tech.*, 1992, vol. 20, no. 4, p. 341–351.

- 15. Métois J. J., Heyraud J. C. Silicon (001), an atypical low index surface. *Surf. Sci.*, 2000, vol. 446, no. 3, p. L127–L133.
- 16. Bartelt M. C., Evans J. W. Scaling analysis of diffusion-mediated island growth in surface adsorption processes. *Phys. Rev. B.*, 1992, vol. 46, no. 19, p. 12675–12687.
- Alerhand O. L., Berker N. A., Joannopoulos J. D., Vanderbilt D., Hamers R. J., Demuth J. E. Finite-temperature phase diagram of vicinal Si(100) surfaces. *Phys. Rev. Lett.*, 1990, vol. 64, no. 20, p. 2406–2409.
- 18. Theis W., Tromp R. M. Nucleation in Si (001) Homoepitaxial Growth. *Phys. Rev. Lett.*, 1996, vol. 76, no. 15, p. 2770–2773.
- 19. **Ranguelov B., Altman M. S., Markov I.** Critical terrace width for step flow growth: Effect of attachment-detachment asymmetry and step permeability. *Phys. Rev. B.*, 2007, vol. 75, no. 24, p. 245419.
- 20. Kitamura N., Swartzentruber B. S., Lagally M. G., Webb M. B. Variable-temperature STM measurements of step kinetics on Si (001). *Phys. Rev. B.*, 1993, vol. 48, no. 8, p. 5704–5707.

Материал поступил в редколлегию Received 26.02.2019

# Сведения об авторах / Information about the Authors

- Родякина Екатерина Евгеньевна, кандидат физико-математических наук, Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН (пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия); Новосибирский государственный университет (ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия)
- Ekaterina E. Rodyakina, Candidate of Science (Physics and Mathematics), A. V. Rzhanov Institute of Semiconductor Physics SB RAS (13 Academician Lavrentiev Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation); Novosibirsk State University (2 Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation) rodyakina@isp.nsc.ru

ORCID 0000-0003-4940-7074

Ситников Сергей Васильевич, кандидат физико-математических наук, Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН (пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия)

Sergey V. Sitnikov, Candidate of Science (Physics and Mathematics), A. V. Rzhanov Institute of Semiconductor Physics SB RAS (13 Academician Lavrentiev Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation) sitnikov@isp.nsc.ru

ORCID 0000-0002-2398-8272

- **Латышев Александр Васильевич**, доктор физико-математических наук, академик РАН, профессор, Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН (пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия); Новосибирский государственный университет (ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия)
- Aleksandr V. Latyshev, Doctor of Science (Physics and Mathematics), Academician of RAS, Professor, A. V. Rzhanov Institute of Semiconductor Physics SB RAS (13 Academician Lavrentiev Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation); Novosibirsk State University (2 Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation) latyshev@ isp.nsc.ru

УДК 538.9, 548, 54.07 DOI 10.25205/2541-9447-2019-14-1-86-98

# Кого и как учить для работы на новых синхротронных источниках? Первый опыт реализации новой междисциплинарной магистерской программы Новосибирского государственного университета

## Е. В. Болдырева

Новосибирский государственный университет Институт катализа им. Г. К. Борескова Новосибирск, Россия

Аннотация

Автор статьи делится первым опытом реализации новой междисциплинарной магистерской программы «Методическое обеспечение физико-химических исследований конденсированных фаз» (направления «Физика» и «Химия»), реализуемой в Новосибирском государственном университете с 2018/2019 учебного года. Ключевые слова

синхротронное излучение, магистратура, подготовка кадров, междисциплинарные исследования Для цитирования

Болдырева Е. В. Кого и как учить для работы на новых синхротронных источниках? Первый опыт реализации новой междисциплинарной магистерской программы Новосибирского государственного университета // Сибирский физический журнал. 2019. Т. 14, № 1. С. 86–98. DOI 10.25205/2541-9447-2019-14-1-86-98

# **Education for New Synchrotron Sources** The Experience of the First Interdisciplinary Master Program of the Novosibirsk State University

# E. V. Boldyreva

Novosibirsk State University Boreskov Institute of Catalysis SB RAS Novosibirsk, Russian Federation

Abstract

The author of these notes discusses the educational problems related to the planned construction and subsequent usage of new synchrotrons in Russia and shares the first experience of launching an interdisciplinary Master program in Physics and Chemistry at the Novosibirsk State University.

Keywords

synchrotron radiation, Master degree, education, interdisciplinary research For citation

Boldyreva E. V. Education for New Synchrotron Sources. The Experience of the First Interdisciplinary Master Program of the Novosibirsk State University. Siberian Journal of Physics, 2019, vol. 14, no. 1, p. 86-98. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2019-14-1-86-98

#### Цели и задачи

В Стратегии научно-технологического развития Российской Федерации (http://sntr-rf.ru/) сформулированы большие вызовы, стоящие перед нашей страной. Решение задач, поставленных в рамках этих вызовов, невозможно без проведения научных исследований и инже-

© Е.В. Болдырева, 2019

ISSN 2541-9447 Сибирский физический журнал. 2019. Том 14, № 1 Siberian Journal of Physics, 2019, vol. 14, no. 1

нерных разработок на уровне сегодняшних и завтрашних требований, которые, безусловно, предполагают междисциплинарный и межотраслевой характер выполняемых работ. В свою очередь, требуется выработка качественно иного подхода к организации подготовки кадров.

Ключевой особенностью организации научно-исследовательских работ на современном этапе является концентрация финансовых и инженерно-технических ресурсов в международных и национальных центрах коллективного пользования приборами и оборудованием. Россия также следует этой концепции и, исходя из этого, вкладывает большие финансовые и интеллектуальные ресурсы в создание как национальных, так и международных центров с установками класса «мегасайенс». Это создает отечественным ученым условия для проведения исследований мирового уровня.

Можно привести несколько примеров. Россия вошла в состав стран – участниц Европейского центра синхротронных исследований в Гренобле; она также внесла значительный вклад в строительство Лазера на свободных электронах в Гамбурге. В России построен и эксплуатируется Центр синхротронных исследований в Курчатовском институте (Москва), и радикально модернизированы центры для исследований с использованием нейтронных потоков в Дубне и Гатчине. В 2018 г. принято решение о строительстве и запуске в эксплуатацию трех новых центров синхротронных исследований – в Новосибирской области, Подмосковье и на о. Русский (Владивосток) (http://kremlin.ru/acts/assignments/orders/57300).

В том, что научный потенциал России позволяет создавать центры синхротронных исследований четвертого поколения, сомневаться не приходится. Как недавно отметил министр науки М. М. Котюков, «российская наука имеет большой авторитет и традиции в области физики высоких энергий, что позволяет ей, учитывая имеющийся научно-технический потенциал, принимать активное участие в создании, эксплуатации и модернизации исследовательских установок класса мегасайенс во всем мире. Кроме того, отечественные специалисты имеют опыт создания оборудования для современных синхротронных источников». Традиционно высокий уровень российского физического образования позволил нашим соотечественникам внести значительный вклад в создание, развитие, эксплуатацию, модернизацию современных центров синхротронных исследований во всем мире. Многие ключевые узлы для новейших зарубежных источников синхротронного излучения были произведены именно в России. Не может не вызывать гордость картина, которую можно наблюдать, например, в одном из крупнейших современных синхротронных центров – Европейском центре синхротронных исследований, начавшем радикальную модернизацию, в ходе которой будет установлено и оборудование, разработанное и изготовленное силами ученых, инженеров и рабочих Института ядерной физики СО РАН (рис. 1).

Для нормального функционирования современного центра синхротронных исследований необходимы не только научно-инженерные кадры мирового уровня для создания и эксплуатации самой установки, но и исследователи, владеющие широким спектром современных инструментальных методов исследований объектов самой различной природы, которые могут быть реализованы на этих установках, способные не только применять существующие методы, но и развивать их и предлагать новые методы.

Для того чтобы запланированные центры синхротронных исследований оправдали возлагаемые на них надежды, в России должно сформироваться сообщество высококвалифицированных пользователей, глубоко понимающих возможности принципиально нового оборудования и умеющих сформулировать и решить адекватные уровню этого оборудования научные задачи. В ряде зарубежных синхротронных центров наши соотечественники не только успешно проводят исследования на высоком мировом уровне, но и занимают ведущие позиции в руководстве исследовательскими станциями, а также в разработке новых методов и нового инструментария. В то же время большое число сотрудников академических институтов РФ и высшей школы не представляют себе, какие дополнительные возможности для исследований в самых разных областях науки и техники открывает использование синхротронного излучения. Уже сейчас в России ощущается нехватка специалистов, способных загрузить доступные мощности национальных и международных центров синхротронных и нейтронных исследований современными задачами, которые отвечали бы большим вызовам Стратегии научно-технологического развития. Проблема встанет еще более остро, когда будут введены в строй новые источники синхротронного излучения.



Рис. 1. Фотографии оборудования, произведенного в ИЯФ СО РАН им. Г. И. Будкера, поставленного в Европейский центр синхротронных исследований в Гренобле, Франция, для его модернизации, начавшейся в декабре 2018 г. (предоставлены канд. хим. наук Б. А. Захаровым)

*Fig. 1.* Equipment manufactured at the Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS ready for the installation at the European Synchrotron Radiation Facility in the course of its upgrade, December 2018 (photo by Dr. B. A. Zakharov)

Направления подготовки научно-инженерных кадров, использующих синхротронное излучение, в значительной степени определяются кругом востребованных задач. В настоящее время этот круг задач выглядит примерно так, как это показано на рис. 2. В центрах синхротронных исследований в мире доминируют исследования в области наук о жизни, биологии, медицины, фармации, а уже следом идут исследования материалов, химия, физика и науки о Земле. Заметную долю составляют также исследования археологических объектов и объектов культурного наследия. Следует подчеркнуть, что большая часть научных исследований проводится межнациональными междисциплинарными коллективами на стыке наук. Очень важно, чтобы создатели установок умели находить общий язык с теми, кто непосредственно использует их для проведения исследований, чтобы и те, и другие могли работать как одна команда над общим проектом. Навыки командной работы относятся к необходимым ключевым компетенциям на данном этапе развития научных исследований.

Таким образом, при подготовке научно-инженерных кадров для развития исследований на основе использования новых источников синхротронного излучения необходимы существенно различающиеся образовательные программы. Первая – это целевая подготовка высококлассных научно-инженерных кадров для разработки, изготовления и эксплуатации оборудования, необходимого для оснащения исследовательского центра, вторая – подготовка высококвалифицированных ученых-исследователей, обеспечивающих постановку и решение научных проблем, адекватных этим установкам. Наконец, третья программа призвана обеспечить широкую информированность всех выпускников вузов о возможностях, предоставляемых источниками синхротронного излучения. Эта же программа (программа достижения «всеобщей синхротронной грамотности») может быть использована для подготовки преподавателей высшей и средней школы, знающих, что такое центры синхротронных и нейтронных исследований и какие задачи они позволяют решать. Воплощение в жизнь этих образовательных программ должно достигаться несколько различающимися средствами, что отражено в табл. 1.



Рис. 2. Распределение исследований, проводимых в Европейском центре синхротронных исследований, по областям знания: 1 – науки о жизни; 2 – химия; 3 – физика; 4 – науки о материалах; 5 – науки о Земле и других планетах; 6 – полимеры; 7 – науки об окружающей среде; 8 – культурное наследие; 9 – прочее (из лекции профессора Ф. Вилльмотта, edX курс «Синхротроны и лазеры на свободных электронах)

*Fig. 2.* Distribution of the experiments at the European Synchrotron Radiation Facility between the research fields: 1 - Life Sciences; 2 - Chemistry; 3 - Physics; 4 - Materials Sciences; 5 - Earth and Planetary Sciences; 6 - Polymers; 7 - Environmental Sciences;  $8 - \text{Cultural Herit$  $age}$ ; 9 - Other (from a lecture by Prof. Ph. Willmott, an edX course "Synchrotrons and Electron Free Lasers")

Таблица 1

Задачи подготовки кадров в связи со строительством и запуском в эксплуатацию центров коллективного пользования на основе источников синхротронного излучения *Table 1* 

10010 1

№	Задача	Пути решения
1	Подготовка инженерных и	Специализированная подготовка, введение не только
	научных кадров для проекти-	новых профилей подготовки, но и, возможно, новых
	рования, конструирования,	направлений подготовки. Целевая подготовка кадров и
	создания новых синхротрон-	целевая стипендиальная программа.
	ных центров и всей связанной	Организация школ, стажировок, ознакомительных,
	с ними инфраструктуры	учебных и научно-исследовательских практик как в
2	Подготовка специализиро-	России, так и за рубежом.
	ванных научных кадров, про-	Организация взаимодействия вузов внутри России.
	фессионально владеющих	Активное внедрение обучения с удаленным доступом с
	методами исследования объ-	использованием современных технологий.
	ектов различной природы,	Формирование тем курсовых и дипломных работ, свя-
	реализуемыми в новых син-	занных с использованием методов, реализуемых на ис-
	хротронных центрах	точниках синхротронного излучения, вовлечение уча-
3	Подготовка научных кадров,	щихся в реальные проекты, связанные с
	владеющих методами хране-	проектированием, конструированием, созданием новых
	ния, передачи, обработки	синхротронных центров и всей инфраструктуры.
	больших объемов информа-	Тщательный конкурсный отбор учащихся.
	ции	«Штучная подготовка».

The main educational challenges related to the construction and usage of the new synchrotron research centres in Russia

> ISSN 2541-9447 Сибирский физический журнал. 2019. Том 14, № 1 Siberian Journal of Physics, 2019, vol. 14, no. 1

#### Окончание табл. 1

N⁰	Задача	Пути решения
4	Подготовка специалистов	Введение новых профилей подготовки в существующие
	различных профилей, пони-	направления.
	мающих возможности, от-	Пересмотр программ существующих профилей подго-
	крываемые новыми центрами	товки.
	синхротронных исследований	Внесение изменений и дополнений в читаемые лекции,
	и способными сформулиро-	предлагаемые для решения задачи и лабораторные ра-
	вать задачи для своих облас-	боты.
	тей знания, адекватные этим	Формирование тем курсовых и дипломных работ, свя-
	возможностям	занных с использованием методов, реализуемых на ис-
5	Подготовка специалистов,	точниках синхротронного излучения, вовлечение уча-
	работающих в производст-	щихся в реальные проекты, связанные с
	венном секторе, понимающих	проектированием, конструированием, созданием новых
	возможности, открываемые	синхротронных центров и всей инфраструктуры.
	новыми центрами синхро-	Проактивная просветительская деятельность среди спе-
	тронных исследований и спо-	циалистов всех областей, раскрывающая возможности
	собными сформулировать	новых синхротронных центров.
	задачи для своих областей	
	знания, адекватные этим воз-	«Массовая подготовка». Достижение «всеобщей син-
	можностям	хротронной грамотности».
6	Формирование понимания	Просветительская деятельность на всех уровнях. Сис-
	обществом значения новых	тема мероприятий на различных площадках, включаю-
	синхротронных центров и	щих работу в школах, СМИ, фестивали науки, научные
	открываемых ими возможно-	кафе, открытые лаборатории, т.д.
	стей для развития Российской	
	Федерации	

# Первый опыт НГУ в реализации междисциплинарной магистерской программы для подготовки специалистов для новых синхротронных центров

Летом 2018 г. в Новосибирском государственном университете запущена новая междисциплинарная межфакультетская магистерская программа «Методическое обеспечение физико-химических исследований конденсированных фаз»<sup>1</sup>, реализуемая на факультете естественных наук и физическом факультете (направления «Химия» и «Физика» соответственно, соруководители д-р хим. наук, проф. Е. В. Болдырева и д-р физ.-мат. наук, проф. С. В. Цыбуля). Программа призвана готовить кадры, востребованные для работы на передовых рубежах современной науки, в том числе в существующих и планируемых к запуску в России и за рубежом центрах исследований с использованием синхротронного излучения, нейтронов, лазеров на свободных электронах. Программа предусматривает комплекс лекционных, практических и проектно-ориентированных модулей, призванных подготовить новое поколение квалифицированных специалистов, способных создавать и эксплуатировать уникальные установки, решать крупные междисциплинарные научно-исследовательские и инженерные задачи, действовать в национальных интересах, будучи при этом интегрированными в международное научно-техническое сотрудничество.

Реализация этой образовательной программы в НГУ может рассматриваться как первый шаг, который было возможно сделать, опираясь на ресурсы, имеющиеся в Новосибирском

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> Cm.: https://education.nsu.ru/master methodical provision/

государственном университете, не дожидаясь формирования полномасштабной государственной программы подготовки кадров. Программа сформирована из нескольких модулей (табл. 2). Относительно небольшое «ядро» обязательных учебных дисциплин сочетается со значительной по объему элективной частью. Это позволяет выстраивать для каждого студента индивидуальную образовательную траекторию, гибко адаптируя ее под выполняемый студентом учебный научно-исследовательский проект, а также задачи, которые ему предстоит решать после окончания университета.

Таблица 2

# Основные образовательные модули новой междисциплинарной магистерской программы

Table 2

The main educational modules of the new interdisciplinary Master program

N⁰	Модуль	Учебные дисциплины (лекции и / или практики)
1	Общеобразовательные	Философия
	обязательные курсы	Иностранный язык
		Методика преподавания химии (физики)
		Глобальная экология и глобальная безопасность
		Современные ЦКП с использованием источников синхро-
		тронного излучения, лазеров на свободных электро-
		нах, нейтронов – физические принципы работы, реали-
		зуемые методы исследования, принципы организации
	-	станций
2	Физические и математические	Основы ускорительной техники
	основы методов	Электродинамика и оптика, в том числе рентгеновская
		Взаимодействие излучения с веществом
		Физические основы регистрации, считывания, передачи,
		хранения, оораоотки больших данных
2		Теория групп
3	практические навыки	Практика по проектированию станции для синхротронов
	для работы с инструментарием	инспертистремании и успориях
	Станции	Числе в экстремальных условиях
4	Вычислительные технологии	Программирование (различные языки лля различных за-
т		дач)
		Практика по решению конкретных задач, связанных с про-
		ектированием и эксплуатацией синхротрона и станций
		Практика по обработке первичных (сырых) данных и пере-
		воду их в форматы, необходимые для последующей
		работы
		Использование баз структурных данных в учебной и науч-
	11 1	нои работе
5	инструментальные физико-	Методы дифракционных исследовании
	химические методы исследования	Структурный анализ нанокристаллов
	(разные уровни, от начального до	методы малоуглового рассеяния рентгеновского излуче-
	продвинутого, включают практи-	ния и неитронов Методи, неспедорация, некристаллинеских (аморфицу)
	KN)	твердых веществ
		Методы исследования модуляций, беспорядка и дефектов
		в моно- и поликристаллах
		Методы структурных исследований биомолекул
		Исследования квазикристаллов
		Исследования жидкостей

ISSN 2541-9447

Сибирский физический журнал. 2019. Том 14, № 1 Siberian Journal of Physics, 2019, vol. 14, no. 1

N⁰	Модуль	Учебные дисциплины (лекции и / или практики)
		Исследования биологических объектов
		Методы высокоэнергетической спектроскопии
		Исследование поверхности
		Методы исследований с использованием нейтронов
		Методы исследования с использованием электронов
		Колебательная спектроскопия газов и конденсированных
		сред
		ЯМР спектроскопия жидких и твердых фаз
		ЭПР спектроскопия
6	Общие свойства	Строение и свойства конденсированных фаз
	конденсированных фаз	Основные механизмы структурных превращений
	и процессы в них	Введение в кинетику процессов в конденсированных фазах
	1 '	Реакционная способность конленсированных фаз
		Высокобарическое минералообразование в природе
7	Приложения исслелований	Основные принципы научного материаловеления (общий
	на установках класса	лля всех) а также на выбор несколько других из большого
	Мегасайенс	перечня возможных в зависимости от конкретных интере-
	1.101 uounono	COB.
		Исспелование прелметов искусства и археологических
		объектов физико-химическими метолами
		Роль физико-химических методов в дизайне и разработке
		методов получения лекарственных веществ и форм
		Физико-химические основы получения функциональных
		монокристаллических материалов
		Разработка материалов лля эксплуатации в экстремальных
		изработка материалов для эксплуатации в экстремальных
		Чанокомпозитные материалы для электрохимической
		энергетики
		Попистые материалы
		Катапизаторы
		Физико-химинеские проблемы произволства материалов
		пля строительной отрасти
		Молекулярные материалы
		Биомиметики
		Материалы для биомелицинский придожений
		Проблемы материаловеления в контексте создания устано-
		вок Мегасайенс
8	Общие навыки необходимые для	Создание видеоконтента по солерузанию изушили исследо
0	представления результатов иссле-	ваний
	представления результатов иссле-	Создание обудающих и развивающих компьютерных про-
	дования в разных аудиториях,	гозми в том нисте компьютерных иго
		грамм, в том число компьютерных игр.
	и развивающих материалов, меж-	Создание и использование интернет-ресурсов Второй иностранный язык и культура соответструющих
	культурного взаимоденствия (фа-	отран
	культативы	Стран

Программа разделена на несколько модулей, каждый из которых содержит набор курсов. Каждый студент должен пройти курсы, выбранные им из различных модулей, при этом число курсов из каждого отдельного модуля может существенно различаться в зависимости от конкретных интересов студента в рамках выбранной им траектории.

Широкий перечень дисциплин в табл. 2 не означает большой объем нагрузки на каждого отдельно взятого студента. Безусловно, необходимо выбрать лишь ту часть этого списка

дисциплин, которая необходима для выбранной индивидуальной траектории обучения. При обучении основной упор делается на научно-образовательную практику. Аудиторные занятия призваны отвечать на вопросы, уже возникшие у обучающихся в ходе работы по конкретным проектам, реализуемым на научно-образовательной практике. Значительная часть работы на научно-образовательной практике должна быть непосредственно связана с созданием нового ЦКП «СКИФ» и подготовкой к эффективному использованию его исследовательских станций.

За первый учебный семестр уже удалось достигнуть значительных результатов. При их анализе необходимо учитывать несколько обстоятельств. Новая программа запускалась «с колес» (она была утверждена только в конце июня 2018 г., а первые вступительные испытания в магистратуру прошли уже в июле того же года). В этих условиях в качестве основы для базовых учебных курсов первого семестра были взяты те лекционные курсы, которые ранее читались на ФЕН и ФФ. Был проведен предварительный анализ всех курсов, чтобы избежать их дублирования, а также чтобы создать новые варианты, адаптированные для прохождения выпускниками бакалавриата разных факультетов. Параллельно активно разрабатывались учебно-методические материалы новых учебных курсов, которые предназначены именно для новой программы. Эти курсы начались с февраля 2019 г. Разработка новых учебных курсов продолжится и составит основное содержание работы в ближайший год. Поскольку для чтения некоторых курсов не удалось найти преподавателей не только в Новосибирске, но и в России, то планируется широко использовать методы дистанционного обучения с использованием мультимедийных технологий. Уже сейчас многие преподаватели и студенты через международную платформу edX<sup>2</sup> прошли онлайн курс «Синхротроны и лазеры на свободных электронах» Швейцарской политехнической школы Лозанны и Швейцарского центра синхротронных исследований. Обучающиеся получили соответствующие сертификаты, подтверждающие успешное прохождение всех промежуточных и итоговых видов контроля. В свою очередь, курсы, разработанные преподавателями НГУ и читаемые ими в аудитории, будут также подготовлены в виде курсов для дистанционного обучения. Это позволит в числе прочего решить задачу по «достижению всеобщей синхротронной грамотности», привлекая к процессу обучения на порядок величины большее число учащихся. Кроме того, это будет способствовать лучшей информированности бакалавров различных вузов о возможности очного обучения по данной магистерской программе в НГУ.

# Возникающие трудности и подходы к их преодолению

Первый опыт реализации новой магистерской программы выявил ряд трудностей, среди которых можно особо выделить три: а) сложность поиска выпускников бакалавриата, готовых продолжить свое обучение в рамках новой магистерской программы; б) сильно различающийся уровень подготовки абитуриентов, поступающих из бакалавриата НГУ с разных факультетов, а также из других вузов; в) сложность найти площадки для прохождения студентами учебных и научно-исследовательских практик в настоящее время, когда еще даже не приступили к сооружению синхротрона «СКИФ».

Возможны несколько источников магистрантов для новой программы: выпускники бакалавриата ФЕН, ФФ и других факультетов НГУ, выпускники бакалавриата других вузов. Для каждой из групп набора проблемы свои, и решаться они должны, соответственно, различными способами (табл. 3).

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> https://www.edx.org/

		Таблица 3
	Трудности, возникающие при организе на новую магистерскую программу	ции набора учащихся и обучения на ней т <sub>льно</sub> 2
	The problems related to recruiting students for and the education its	or the new Master program elf
Источник абитуриентов	Трудности организации набора и обучения	Пути преодоления трудностей
тви	<ol> <li>Бакалавриат ФЕН малочислен (основной набор на первый курс – специали- тет), что отличает от ФФ</li> </ol>	<ol> <li>Предусмотреть возможность учиться по данному профилю также специали- стам</li> </ol>
ФЕН Ракалавр	<ol> <li>Студенты распределяются по профилям подготовки</li> <li>Курса, но среди предлагаемых профилей в явном виде нет профиля, соответ- с 4 курса, но среди предлагаемых профилей в явном виде нет профиля, соответ- ствующего будущей новой магистерской программе (в отличие от ФФ)</li> </ol>	2.1. Предусмотреть этот профиль для бакалавриата и специалитета ФЕН 2.2. Ввести спецкурсы, читаемые в бакалавриате и специалитете, для всех про- филей подготовки, которые информировали бы студентов о возможностях ис- пользования синхротронного излучения в исследованиях разных профилей
ФФ твис	<ol> <li>Студенты могут поступить не на данный конкретный профиль, а только на направление в целом, по общему конкурсу. Есть опасность, что те, кто хотел бы учиться именно на этом направлении, будут отсеяны или же перенаправлены на иные профили подготовки (отличие от ФЕН)</li> </ol>	<ol> <li>Ввести отдельный набор на данный профиль</li> </ol>
Бакалавј	<ol> <li>Программа подготовки на общем направлении «Физика» включает очень много обязательных для всех дисциплин, поэтому остается мало времени для направленной подготовки именно по выбранному профилю (отличие от ФЕН), поэтому ниже мотивация идги именно на это направление</li> </ol>	<ol> <li>Для данного профиля сократить число курсов, обязательных для всего на- правления, в пользу специальных курсов именно данного профиля</li> </ol>
А. хил	1. Низкая информированность о программе, психологическая неготовность вы- бирать магистратуру по направлению, отличному от направления бакалавриата	<ol> <li>Ввести факультативные курсы, в которых рассказывать о возможностях при- менения синхротронного излучения в различных областях знания</li> </ol>
іүдд твида ТН аотэтаг	<ol> <li>Сложности с поступлением по программе вступительных испъгтаний, общей для всего направления (чужого в сравнении с бакалавриатом)</li> </ol>	2.1. Введение отдельного набора на профиль со своей программой вступитель- ных испытаний 2.2. Предоставление возможности пройти дополнительные подготовительные, выравнивающие курсы до вступительных испытаний
фэкул Бакала	3. Сложности в прохождении программы магистратуры, во многом опирающей- ся на знания и навыки, полученные ранее в бакалавриате иного направления, чем окончил студент	3.1. Предоставление возможности пройти дополнительные подготовительные, выравнивающие курсы
алавриат гих вузов	<ol> <li>Низкая информированность о программе, психологическая неготовность вы- бирать магистратуру в другом вузе, тем более в другом городе</li> </ol>	<ol> <li>Использование всех доступных каналов информирования и привлечения аби- туриентов (олимпиады, выезды с лекциями и для проведения конкурсов и тес- тирований, распространение онлайн курсов НГУ, работа со СМИ и РR- службами НГУ)</li> </ol>
друг Бак	2. Сложности с поступлением из-за необходимости приезжать лично в Новоси- бирск для сдачи вступительного экзамена с негарантированным результатом	2. Использование льгот, даваемых олимпиадами, выездные и онлайн экзамены, отдельный набор со своей программой вступительных испытаний

Пути преодоления трудностей	<ul> <li>4ий (неред- 3.1. Отдельный набор со своей программой вступительных испытаний;</li> <li>3.2. Выравнивающие онлайн курсы предподготовки</li> </ul>	лпирающей- 4.1. Выравнивающие очные курсы уже в ходе учебы по программе	же на об- 4.2. Адаптация программы прохождения дисциплин к предыстории образс другого поступившего	овиных,	знении с 1. Найти способы более раннего приема в магистратуру хотя бы наиболее	оскве или за ных и мотивированных студентов	вательскую 2.1. Работа с институтами СО РАН, чтобы помочь им в формулировке таки	та СКИФ   направлений исследований, которые востребованы подготовкой кадров дл СКИФ	2.2. Улучшение приборной оснащенности лабораторий НГУ и институтов	РАН, в которых можно проходить практику на современном уровне; созда	учебной станции «Студенческая» на действующем синхротроне в ИЯФ С(	B r. Hobocnonpcke	2.5. Ортанизация высздных практик на деиствующих синхротронах в мос за рубежом	2.4. Организация дистанционного обучения, особенно в части, не требуюц	физической работы на приборе (обработка данных), по соглашениям с фи	ми-производителями оборудования, программного обеспечения, а также у	ленными университетами, академическими лабораториями и международи	LIKII KJACCA (METACANEHC)       2 1 Difference	инчания — — — — — — — — — — — — — — — — — — —	ленные по новой программе	3 2. Пелевая полготовка калнов лля строяннихся синхротронов (не только в	BOCNÓNDCKE)	практики 4. Необходима специальная стипендиальная программа для студентов дани	иметную профиля подготовки	и контрак-
Трудности организации набора и обучения	3. Сложности с поступлением по программе вступительных испытани ко сложной для выпускников других вузов)	4. Сложности в прохождении программы магистратуры, во многом о	ся на знания и навыки, полученные ранее в бакалавриате HI Y, а таки ший уровень стулентов HГУ (для выпускников того же направления	вуза учиться в магистратуре НГУ часто труднее, чем для выпускнико смежных направлений НГУ)	1. Позднее объявление результатов вступительных испытаний в срави	альтернативными местами обучения в магистратуре (например, в Мо рубежом)	2. Студенты слабо понимают, где смогут проходить научно-исследов	практику, хотя программа спецкурсов их привлекает (снимется, когд. будет введен в действие)											<ol> <li>Студенты сласо понимают, где смогут грудоустроиться после окон магистизатуры (снимется когла СКИФ булет ввелен в лействие)</li> </ol>				4. Студенты предпочитают выбирать для научно-исследовательской и	места, где смогут уже во время обучения в магистратуре получать зал	финансовую поддержку за счет вовлеченности в работы по грантам и там
Источник абитуриентов											хәэ	a Ri	UT 19	เพส	onðo	odu	эи)	т9(	D						

Окончание табл. 3

В качестве примера того, как НГУ пытается решать проблемы, связанные с увеличением внешнего набора в магистратуру, приведем недавно проведенную олимпиаду «Я – профессионал»<sup>3</sup>. Новосибирский государственный университет впервые выступил вузом-организатором по двум естественно-научным направлениям: «Физические методы в междисциплинарных исследованиях» и «Физическая химия и катализ». В число заданий были включены задачи, напрямую связанные с генерацией синхротронного излучения, его фокусировкой, варьированием энергии, а также с применением для исследования веществ и материалов в конденсированном состоянии. Для участия в олимпиаде по данным направлениям было зарегистрировано более трех тысяч заявок, после заочного интернет-тура к участию в очном туре было приглашено немногим более ста человек. Они представляли все федеральные округа России. Студенты приехали из Пятигорска, Курска, Санкт-Петербурга, Воронежа, Москвы, Нижнего Новгорода, Казани, Самары, Уфы, Екатеринбурга, Омска, Новосибирска, Красноярска, Новокузнецка, Барнаула, Томска, Благовещенска и других городов (рис. 3).





*Fig. 3.* The cities from where the applications for the participation in the Olimpiade "I am professional" ("Physical methods in the interdisciplinary research") were received

(https://www.nsu.ru/n/media/news/obrazovanie/bolee-3000-zayavok-bylo-podano-na-dva-napravleniya-ngu-v-ramkakh-olimpiady-ya-professional-/)

Для того чтобы повысить привлекательность участия в очном туре именно на площадке НГУ, к проведению очного тура олимпиады была приурочена Зимняя школа-конференция «Физические методы в физической химии». Она привлекла поистине «звездный» состав лекторов: профессор университета Лунда, экс-председатель Нобелевского комитета по химии и действующий президент Международного союза кристаллографов Свен Лидин; профессор университета Манчестера, экс-президент Европейской кристаллографической ассоциации, один из пионеров использования синхротронного излучения и нейтронов для исследования биомолекул Джон Хелливелл; профессор университета Вены, один из ведущих специалистов

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup> https://yandex.ru/profi/

в области исследования минералов и материалов в условиях экстремальных давлений и температур Рональд Милетич-Павличек; д-р физ.-мат. наук, профессор МГУ им. М. Ломоносова, один из ведущих специалистов мира в области расшифровки структур по данным порошковой дифракции Владимир Васильевич Чернышев; д-р физ.-мат. наук, профессор, руководитель Отделения нейтронных исследований Санкт-Петербургского института ядерной физики им. Б. Константинова, НИЦ «Курчатовский институт» Александр Иванович Курбаков. Прочитали лекции также новосибирские ученые: канд. физ.-мат. наук Яков Валерьевич Ракшун (ИЯФ им. Г. И. Будкера СО РАН), д-р физ.-мат. наук Ян Витаутасович Зубавичус (ИК им. Г.К. Борескова СО РАН), д-р хим. наук Елена Владимировна Болдырева (ИК им. Г. К. Борескова СО РАН), канд. геол.-минерал. наук Сергей Владимирович Ращенко (ИГМ СО РАН), канд. хим. наук Андрей Геннадьевич Огиенко (ИНХ им. А. В. Николаева СО РАН), а также – по направлению «Физическая химия и катализ» – чл.-корр. РАН Ольга Ивановна Лаврик (ИХБФМ СО РАН) и д-р хим. наук Вадим Анатольевич Яковлев (ИК им. Г. К. Борескова СО РАН). Событием стала и Школа-конференция молодых ученых, приуроченная к десятилетию кафедры физических методов исследования твердого тела ФФ НГУ, которую бессменно возглавляет соруководитель новой магистерской программы по направлению подготовки «Физика», д-р физ.-мат. наук, профессор С. В. Цыбуля. На конференции с лекциями выступили многие выпускники этой кафедры, а также базовой кафедры новой магистерской программы на ФЕН (кафедры химии твердого тела), ныне успешные молодые кандидаты наук, принимающие активное участие в разработке проекта СКИФ. Для бакалавров – участников олимпиады пример успешной научной карьеры этих молодых ученых был очень важен.

Проведение олимпиад, школ, конференций не только помогает решить проблему увеличения внешнего набора в магистратуру, но и способствует обучению студентов с привлечением лучших специалистов. В качестве примеров других школ и семинаров, в которых приняли участие наши студенты и преподаватели в течение первого семестра реализации новой программы, можно назвать Научную школу «Установки Mega-science для фундаментальных и прикладных исследований» (ИЯФ им. Г. И. Будкера СО РАН, Новосибирск), Школусеминар «Источники 4-го поколения: оптика и применения» (Балтийский федеральный университет им. И. Канта, Калининград), Школу «Лазеры на свободных электронах, XFEL-2018» (Гданьск, Польша), Летнюю научную школу-конференцию по применению синхротронного излучения в порошковой дифрактометрии (на базе Института Поля-Шеррера (PSI), Виллиген, Швейцария), Школу «Горячие точки современной кристаллографии» (Ноt Topics in Contemporary Crystallography – НТССЗ) (о. Бол, Хорватия), Школу-конференцию по исследованиям с применением высоких давлений на источниках синхротронного излучения).

Группа учащихся посетила с ознакомительной целью центр синхротронного излучения Diamond Light Source и приняла участие в эксперименте. Отдельные студенты и молодые преподаватели проводили эксперименты на источниках синхротронного излучения в Швейцарии, Франции, Великобритании, Германии и Японии. По итогам проведенных экспериментов уже готовятся научные публикации. Безусловно, мы поддерживаем тесный контакт и с Сибирским центром синхротронных и терагерцовых исследований (СЦСТИ, ИЯФ им. Г. И. Будкера СО РАН, Новосибирск), и с НИЦ «Курчатовский институт» (Москва). Большие надежды возлагаются на появление станции «Студенческая» сначала в СЦСТИ, а потом и на новом синхротроне СКИФ.

#### Заключение

Подводя итоги первого семестра работы по новой магистерской программе, можно заключить, что, несмотря на все сложности, неизбежные для любого нового дела, мы обязаны обеспечить подготовку кадров в достаточном количестве к моменту ввода в эксплуатацию синхротронов (персонал + грамотные подготовленные пользователи), при этом где-то их достойно трудоустраивать до этого момента. Поскольку мы должны обеспечить подготовку очень большого (!) числа выпускников, мы не можем решить эту задачу силами только одного вуза. Мы можем (и должны) преподавать учащимся других вузов (прежде всего, в РФ). Нам нужна единая государственная программа подготовки кадров для новых синхротронов, от «всеобщей синхротронной грамотности» до введения новой специальности и целевого набора со своими контрольными цифрами набора, финансированием, стипендиальной программой и т. д. Работа над такой программой ведется. А до того момента, как эта программа станет реальностью и руководством к действию, мы можем (и должны) работать в рамках существующих образовательных структур, используя имеющиеся ресурсы.

Требуется думать о том, как под-(пере-)строить существующие программы с первого курса и до аспирантуры (физика, инженерные специальности, информатика, программирование, взаимодействие с биологами, медиками, археологами, гуманитариями). Требуется думать о новых постановках тем для научно-исследовательской практики студентов, вовлекая их в подготовку проекта «СКИФ» и готовя их к использованию ЦКП «СКИФ» в будущем. Это не только создает дополнительную нагрузку, но и открывает новые возможности для каждого участника процесса. Проект «СКИФ» – один из тех проектов, что может дать мощный импульс развитию не только науки и технологий, но и образования в Новосибирске, в Российской Федерации, в мире.

Работы по развитию междисциплинарной магистерской программы, первые итоги реализации которой подводятся в данном сообщении, проводятся при поддержке Проектного офиса НГУ (программа 5-100), Научно-координационного совета ЦКП «СКИФ», а также темы АААА-А19-119020890025-3 ББФ ИК им. Г. К. Борескова СО РАН «Развитие методов структурно-функциональной диагностики материалов с использованием уникальных установок класса мегасайенс».

> Материал поступил в редколлегию Received 27.02.2019

## Сведения об авторе / Information about the Author

Болдырева Елена Владимировна, доктор химических наук, профессор, ведущий научный сотрудник, Институт катализа им. Г. К. Борескова СО РАН (пр. Академика Лаврентьева, 5, Новосибирск, 630090, Россия); зав. кафедрой химии твердого тела ФЕН, Новосибирский государственный университет (ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия)

Elena V. Boldyreva, Doctor of Sciences, Professor, Leading Researcher, Boreskov Institute of Catalysis SB RAS (5 Academician Lavrentiev Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation); Head of the Chair of Solid State Chemistry Faculty of Sciences Novosibirsk State University (2 Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)

eboldyreva@catalysis.ru

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

• указывать в поле subject (тема) название, номер журнала и фамилию автора;

• использовать attach (присоединение);

• в случае больших объемов информации возможно использование общеизвестных архиваторов (ARJ, ZIP, RAR);

• в состав электронной версии рукописи должны входить:

✓ файл, содержащий текст рукописи со вставленными в него рисунками;

✓ отдельные файлы с рисунками высокого качества;

✓ файл со сведениями об авторах (полностью фамилия, имя, отчество, ученые степень и звание, место работы, служебный адрес и телефон, адрес электронной почты для оперативной связи);

✓ файл с переводом на английский язык следующей информации: ФИО авторов, аффилиация, адрес, название статьи, аннотация, ключевые слова, подрисуночные подписи, названия таблиц.

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

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

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

#### Например:

УДК 29.19.37; 47.03.08

# Оценка конвективного массопереноса при импульсном лазерном нагреве поверхности стали

## И. И. Иванов

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

#### Аннотация

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

#### Ключевые слова

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

#### Благодарности

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

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

## I. I. Ivanov

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

#### Abstract

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

<i>Keywords</i> thermocapillary convection, convective heat and mass transfer, impulse laser radiation, metal alloying, numerical sim- ulation, surface active component
Acknowledgements
This work was supported by the Russian Science Foundation, grant number 18-79-00138
Основной текст статьи
Список литературы / References (в порядке цитирования)
Материал поступил в редколлегию Received 06.06.2018
Сведения об авторе / Information about the Author
Иванов Иван Иванович, доктор физико-математических наук, старший научный сотруд- ник, Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН (ул. Институтская, 4/1, Новосибирск, 630090, Россия)
Ivan I. Ivanov, Doctor of Science (Physics and Mathematics), Senior Researcher, Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS (4/1 Institutskaya Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)
ivanov@itam.nsc.ru ORCID 0000-0001-0005-0040
Подпись автора (авторов)

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

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

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

## Не следует:

• производить табуляцию;

• разделять абзацы пустой строкой;

• использовать макросы, сохранять текст в виде шаблона и с установкой «только для чтения»;

• распределять текст по двум или более столбцам;

• расставлять принудительные переносы.

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

9. Число рисунков должно быть логически оправданным, качество – высоким. Файлы изображений должны находиться в том же каталоге, что и основной документ и иметь имена, соответствующие номерам рисунков в рукописи (например, 09.tif или 22a.jpg). 10. Подписи к рисункам (на русском и английском языках) в электронной версии рукописи выполняются под рисунками, точка в конце не ставится. Если имеется несколько рисунков, объединенных одной подписью, они обозначаются русскими строчными буквами: а, б, в...

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

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

#### Настройки редактора формул

Define Sizes					×
Full	11	pt			ОК
Subscript/Superscript	58	8		$(1+B)^2$	Cancel
Sub-Subscript/Superscript	42	8	•		
Symbol	150	8	•	$\sum \mathbf{A}_{n_k}$	Help
Sub-symbol	100	8	•	p=1 ~	
User 1	75	8	•		Apply
User 2	150	8		🔽 Use for new equations	Factory settings
h	,	J.•• 1		It are for new equations	Factory settings



efine Styles			]
Simple	C Advanced		ОК
Primary font:	mes New Roman	•	Cancel
Greek and math fonts: Sy	mbol and MT Extra	•	Help
🔽 Italic variables			Apply
Italic lower-case Greek	<		Factory settings
			Use for new equations

б

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

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

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

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

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

В случае приема рукописи к публикации авторы должны прислать или передать в редакцию два бумажных экземпляра рукописи. Материалы печатаются на принтере на одной стороне стандартного (формат A4) листа белой бумаги. При этом тексты рукописи в бумажной и электронной версиях должны быть идентичными.

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

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

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

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

Адрес редакции

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

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