

СОДЕРЖАНИЕ

Том 505, 2022

ФИЗИКА

- Трехмерные вихри и их динамика в модели одноосного ферро- и антиферромагнетика
А. Б. Борисов, А. С. Ковалев 3
- “Суперрезонансные” состояния в спектре вытекающих поверхностных магнанных поляронов
Ю. В. Гуляев, О. С. Сухорукова, А. С. Тарасенко, С. В. Тарасенко, В. Г. Шавров 10
- Лазерно-индуцированный прямой перенос нанополос графена
М. С. Комленок, П. В. Федотов, Н. Д. Курочицкий, А. Ф. Попович, П. А. Пивоваров 16
- Пространственная регуляризация функции Грина в электрическом поле и квазиклассический спектр комплексной энергии в квантовых точках
А. М. Мандель, В. Б. Ошурко, С. М. Першин, Е. Е. Карпова 25
- Вейвлет-анализ низкочастотных флуктуаций плотности плазмы при многоимпульсном ЭЦР-нагреве в стеллараторе L-2M
П. А. Нестеренко, В. Д. Борзосеков, В. А. Смирнов 29
- Регистрация кинетики взаимодействий молекул на основе низкокогерентной интерферометрии для разработки иммуноанализов биомаркеров сердечно-сосудистых заболеваний
А. В. Орлов, Д. О. Новичихин, А. В. Пушкарев, Ю. А. Малкерев, С. Л. Знойко, Н. В. Гутенева, Н. Н. Орлова, Б. Г. Горшков, П. И. Никитин 39
- Газоструйный синтез алмазных покрытий из смеси H_2+CH_4+Ag , активированной в СВЧ-разряде
А. К. Ребров, А. А. Емельянов, В. А. Пинаев, М. Ю. Плотников, Н. И. Тимошенко, И. Б. Юдин 45
- Разрыв спадающего всплеска – динамического следа слияния свободно падающей капли с покоящейся принимающей жидкостью
Ю. Д. Чашечкин, А. Ю. Ильиных 50
-

МЕХАНИКА

- Параметрический резонанс трехслойной цилиндрической композитной оболочки, подкрепленной продольными ребрами и цилиндром, при действии изменяющейся во времени осевой силы
В. Н. Бакулин, А. Я. Недбай 59
-

ТЕХНИЧЕСКИЕ НАУКИ

- Глазго-2021: Трудная дорога к цели в 1.5°C
В. В. Клименко, О. В. Микушина, А. Г. Терешин 66
- Оптимальное объемное содержание ячеистых заполнителей для ударопрочных элементов конструкций, получаемых по технологии FDM
Е. В. Ломакин, Л. Н. Рабинский, А. В. Бабайцев, Ю. О. Соляев 73
- Использование вертикальной приемной антенны для геоакустической инверсии в мелководном волноводе с ледовым покровом
А. А. Луньков, В. Г. Петников 78
-
-

CONTENTS

Volume 505, 2022

PHYSICS

- 3D Vortices and Their Dynamics for the Models of Uniaxial Ferro- and Antiferromagnets
A. B. Borisov and A. S. Kovalev 3
- “Superresonant” States in the Spectrum of Leaky Surface Magnon Polarons
Yu. V. Gulyaev, O. S. Sukhorukova, A. S. Tarasenko, S. V. Tarasenko, and V. G. Shavrov 10
- Laser-Induced Forward Transfer of Graphenenanoribbons
M. S. Komlenok, P. V. Fedotov, N. D. Kurochitsky, A. F. Popovich, and P. A. Pivovarov 16
- Spatial Regularization of the Green's Function in an Electric Field and the Quasi-Classical Complex Energy Spectrum in Quantum Dots
A. M. Mandel, V. B. Oshurko, S. M. Pershin, and E. E. Karpova 25
- Wavelet Analysis of Low-Frequency Fluctuations in Plasma Density under Multi-Pulse ECR Heating in the L-2M Stellarator
P. A. Nesterenko, V. D. Borzosekov, and V. A. Smirnov 29
- Registration of Interaction Kinetics of Molecules Using Low-Coherent Interferometry for Developing Immunoassays for Biomarkers of Cardiac Diseases
A. V. Orlov, D. O. Novichikhin, A. V. Pushkarev, Yu. A. Malkerov, S. L. Znoyko, N. V. Guteneva, N. N. Orlova, B. G. Gorshkov, and P. I. Nikitin 39
- Gas-Jet Synthesis of Diamond Structures from a Mixture of H_2+CH_4+AR , Activated in a Microwave Discharge
A. K. Rebrov, A. A. Emelyanov, V. A. Pinaev, M. Yu. Plotnikov, N. I. Timoshenko, and I. B. Yudin 45
- Rupture of a Falling Splash – a Dynamic Trace of the Merging of a Free Falling Drop with a Target Fluid at Rest
Yu. D. Chashechkin and A. Yu. Ilinykh 50
-

MECHANICS

- Parametric Resonance of a Three-Layer Cylindrical Composite Shell, Supported by Longitudinal Ribs and a Cylinder, under the Action of a Time-Varying Axial Force
V. N. Bakulin and A. Ya. Nedbay 59
-

TECHNICAL SCIENCES

- Glasgow-2021: A Difficult Road to 1.5°C Goal
V. V. Klimenko, O. V. Mikushina, and A. G. Tereshin 66
- Optimal Density of the Lattice Cores for Impact-Resistant Structural Elements Produced by FDM Technology
E. V. Lomakin, L. N. Rabinskiy, A. V. Babaytsev, and Y. O. Solyaev 73
- Using a Vertical Receiving Array for Geoacoustic Inversion in a Shallow-Water Waveguide with an Ice Cover
A. A. Lunkov and V. G. Petnikov 78
-
-

УДК 537.6

ТРЕХМЕРНЫЕ ВИХРИ И ИХ ДИНАМИКА В МОДЕЛИ ОДНООСНОГО ФЕРРО- И АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА

© 2022 г. Член-корреспондент РАН А. Б. Борисов^{1,*}, А. С. Ковалев^{2,3,**}

Поступило 21.01.2022 г.

После доработки 21.01.2022 г.

Принято к публикации 05.04.2022 г.

Исследованы трехмерные структуры в модели одноосного ферромагнетика и динамика трехмерных структур в модели одноосного антиферромагнетика. Наложением подходящих дифференциальных связей на возможные решения эти исходные модели редуцируются к более простым системам уравнений для комплексных функций. Найденные подстановки сводят эти системы к интегрируемым уравнениям. В результате их решения обнаружены новые типы вихревых структур в одноосном ферро- и антиферромагнетике и исследована их простейшая динамика.

Ключевые слова: одноосный ферромагнетик, одноосный антиферромагнетик, вихри, доменная граница, интегрируемые системы

DOI: 10.31857/S2686740022040022

ВВЕДЕНИЕ

Среди различных нелинейных возбуждений магнитных сред в последнее десятилетие повышенный интерес привлекают вихревые структуры в различных магнитных системах. К настоящему времени двумерные вихри в ферро- и антиферромагнетиках достаточно подробно изучены [1–8] в различных магнитных системах. Однако для описания более сложных трехмерных структур необходимо использовать аналитические методы, которые наиболее эффективны в интегрируемых системах (см., например, [9]). Так, для идеализированной модели ферромагнетика (с учетом только обменных взаимодействий) справедлива изотропная модель Гейзенберга и недавно была доказана ее интегрируемость для трехмерного пространства [10], что позволило предсказать широкий класс новых структур, включая вихревые спиральные структуры.

Цель этой работы — аналитически исследовать стационарные трехмерные структуры в более ре-

алистичной модели одноосного ферромагнетика и динамику трехмерных структур в модели одноосного антиферромагнетика. Именно одновременный учет обменной энергии и энергии магнитной анизотропии обуславливает существование одномерных неоднородных магнитных структур (доменных границ), многие из которых полностью описаны аналитическими методами. Из-за существенной нелинейности уравнений, описывающих магнитные среды, для аналитического исследования неоднородных структур намагниченности часто возможно использование различных подстановок. В работе мы показываем, что наложение на возможные решения исходных уравнений определенных дифференциальных связей редуцирует эти уравнения описания магнетиков к более простой системе уравнений для комплексных функций. Мы показываем, что простые подстановки (поиск которых в уравнениях для одноосного ферромагнетика крайне затруднен) в этой системе уравнений редуцируют их к интегрируемым уравнениям.

Сообщение спланировано следующим образом. В разделе 1 для решения трехмерных уравнений модели одноосного ферромагнетика мы используем дифференциальную подстановку, которая приводит эти уравнения к одномерному статическому уравнению \sin -Gordon и системе из двух уравнений для комплекснозначной функции $S(\mathbf{r})$, однозначно определяющей вектор намагниченности. Далее, в разделе 2, мы показываем, что простая подстановка в этих уравнениях приводит их к интегрируемой модели двумерного изотроп-

¹Институт физики металлов им. М.Н. Михеева
Уральского отделения Российской академии наук,
Екатеринбург, Россия

²Физико-технический институт низких температур
им. Б.И. Веркина Национальной академии наук Украины,
Харьков, Украина

³Харьковский национальный университет
им. В.Н. Каразина, Харьков, Украина

*E-mail: borisov@imp.uran.ru

**E-mail: kovalev@ilt.kharkov.ua

ного ферромагнетика, и это позволяет описать широкий класс трехмерных структур. В последнем разделе мы также используем дифференциальную подстановку, которая сводит уравнения динамики одноосного антиферромагнетика к системе уравнений для комплекснозначной функции $S(\mathbf{r}, t)$, и простая подстановка в ней редуцирует систему к интегрируемой модели трехмерного изотропного антиферромагнетика. На примере простого решения этих уравнений мы исследуем динамику магнитных структур типа “ежа” в R^3 .

1. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНАЯ ПОДСТАНОВКА

Плотность магнитной энергии E одноосного ферромагнетика

$$E = \frac{\alpha}{2}(\nabla \mathbf{M})^2 + \beta(M_3^2 - M_0^2) \quad (1)$$

зависит от постоянных обменного взаимодействия α и анизотропии β .

Если ввести безразмерный единичный вектор намагниченности $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_0$ (M_0 – спонтанная намагниченность), то выражение (1) преобразуется к виду

$$\frac{E}{\alpha M_0^2} = \frac{1}{2}(\nabla \mathbf{m})^2 - \frac{1}{2}K(m_3^2 - 1). \quad (2)$$

Единичный вектор \mathbf{m} параметризуется полями Θ, Φ :

$$\mathbf{m} = (\cos \Phi \sin \Theta, \sin \Phi \sin \Theta, \cos \Theta). \quad (3)$$

В этих переменных стационарные уравнения модели (2) переходят в систему нелинейных дифференциальных уравнений

$$\begin{aligned} \Delta \Theta &= \frac{1}{2} \sin 2\Theta (K + (\nabla \Phi)^2), \\ \nabla[(\nabla \Phi) \sin^2 \Theta] &= 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Выражение (1) инвариантно относительно группы $SO(2) \times SO(3)$ спиновых и пространственных вращений. Такая симметрия позволяет найти широкий класс точных решений. Аналитическое решение уравнений (4) возможно лишь в определенных классах решений. Для выделения одного из них нужно обобщить процедуру, предложенную в [9, 10], и положить поле Θ локально зависящим от вспомогательного поля $a[x, y, z]$: $\Theta(x, y, z) = \Theta(a[x, y, z])$. Тогда непосредственными вычислениями нетрудно убедиться, что из уравнений

$$\Theta''(a) = \frac{1}{2} \sin 2\Theta(a), \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \Delta a &= \Delta \Phi = 0, \\ (\nabla a)^2 &= K + (\nabla \Phi)^2, \quad \nabla a \nabla \Phi = 0 \end{aligned} \quad (6)$$

следуют уравнения (4). Здесь и далее $\Delta = \partial_x^2 + \partial_y^2 + \partial_z^2$ – трехмерный оператор Лапласа.

В дальнейшем нас интересует решение $\Theta(a[x, y, z])$ уравнения (5) в виде решетки солитонов:

$$\cos \Theta = \operatorname{sn} \left[\frac{a}{k}, k \right], \quad 0 < k < 1, \quad (7)$$

которое упрощается при $k = 1$:

$$\Theta = 2 \operatorname{arctg} [\exp(-a)]. \quad (8)$$

Дифференциальные связи (6), как увидим далее, приводят к новому классу точных решений модели (1).

Перейдем к решению уравнений (6). Введем комплекснозначное поле

$$S = a + i\Phi \quad (9)$$

и запишем систему (6) в виде системы из двух уравнений для поля S :

$$(\nabla S)(\nabla S) - K = 0, \quad (10)$$

$$\Delta S = 0. \quad (11)$$

2. ТРЕХМЕРНЫЕ МАГНИТНЫЕ СТАЦИОНАРНЫЕ СТРУКТУРЫ В ОДНООСНОМ ФЕРРОМАГНЕТИКЕ

Рассмотрим некоторые статические топологические возбуждения вихревого типа с цилиндрической симметрией в трехмерном пространстве, которые допускают аналитические выражения. В случае двумерной системы решения вихревого типа в терминах функции S имеют вид

$$S(r, \varphi) = iq\varphi + R(r),$$

где q – топологический заряд, а (r, φ) – цилиндрические координаты двумерной системы. Решения для функций $R(r)$ в двумерном случае могут быть получены только численно. В случае легкоплоскостного ферромагнетика это решение для магнитного вихря было получено в [4]. В нем компонента намагниченности убывает от M_0 практически до нуля в интервале $0 < r < l_0$, где магнитная длина $l_0 = 1/\sqrt{K}$. При этом функция $R(r)$ локализована в этой области и расходится в нуле как $R \approx -q \ln(r/l_0)$. В случае легкоосного ферромагнетика могут существовать вихреобразные возбуждения, в которых намагниченность меняется от M_0 до $-M_0$ с ростом r от нуля до бесконечности [6]. Но такое возбуждение может существовать только как динамическое при прецессии вектора намагниченности вокруг легкой оси с конечной частотой ω . В статическом случае такой солитон делокализуется, а при $\omega \rightarrow 1$ превращается в особенность с минимальной энергией.

При переходе к трехмерной системе можно учесть некоторые частные случаи дополнительных зависимостей функции S от третьей координаты z , при которых допускаются аналитические выражения для рассмотренных вихрей и вихреобразных состояний.

Из обширного класса решений системы (10), (11) выберем в цилиндрической системе координат вихревые решения простейшего вида, используя разделение переменных

$$S(r, \varphi, z) = iq\varphi + R(r) + Z(z) \quad (q \in Z). \quad (12)$$

Тогда из (10), (11) сразу следует, что $Z(z)$ есть линейная функция своего аргумента $Z(z) = \sqrt{K}z = z/l_0$:

$$Z(z) = \sqrt{K}z$$

и

$$R(r) = -q \ln \frac{r}{r_0}.$$

Обратим внимание, что эта зависимость $Z(z)$ однозначно определяется магнитной анизотропией. При этом в отличие от двумерного случая для функции $R(r)$ получается аналитическое выражение. Кроме этого, в отличие от двумерного случая, в котором характерные размеры решений определялись магнитной длиной l_0 и частотой прецессии, теперь в решении появляется произвольный параметр r_0 . Такая ситуация характерна для изотропных магнетиков.

В итоге

$$S = iq\varphi + \sqrt{K}z - q \ln \frac{r}{r_0}. \quad (14)$$

Эта зависимость выглядит по-разному в случае анизотропии типа легкой оси и легкой плоскости.

Рассмотрим вначале случай легкой оси с $K > 0$. Координатные зависимости угловых переменных намагниченности Φ и Θ определяются формулами (8), (9):

$$\Phi = q\varphi, \quad \Theta = 2 \arctg \left[\left(\frac{r}{r_0} \right)^q \exp(-\sqrt{K}z) \right]. \quad (15)$$

При $q \neq 0$ это решение – решение вихревого типа. Поскольку асимптотики решения на оси структуры и на бесконечности имеют вид при $q > 0, r > 0$

$$\Theta(r=0) = 0, \quad \lim_{r \rightarrow \infty} \Theta = \pi,$$

то решение (15) представляет собой аксиально симметричную доменную границу (с центром при $\Theta = \pi/2$), форма которого описывается формулой

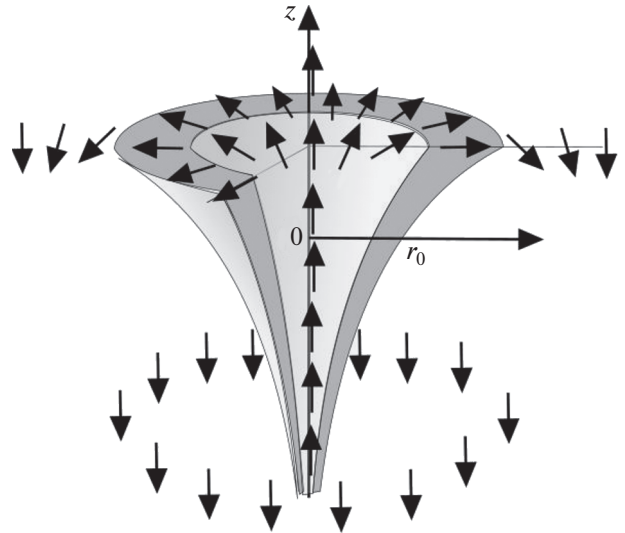


Рис. 1. Распределение намагниченности, соответствующее решению (15) для вихревой кольцевой доменной стенки. Выделена область основного изменения намагниченности в стенке от $\Theta \approx 0$ до $\Theta \approx \pi$.

$$r = l_0 \exp \left(\frac{z - z_0}{ql_0} \right),$$

где произвольная константа $z_0 = ql_0 \ln \left(\frac{l_0}{r_0} \right)$ связа-

на с константой r_0 . Таким образом, выбор z_0 связан с перемещением всей вихревой структуры на произвольную величину вдоль координаты z . Приведенная доменная стенка обладает необычной структурой. Обычно в многомерном магнетике ширина такой стенки в направлении, перпендикулярном плоскости стенки, фиксирована и равна l_0 . В данном случае размеры стенки составляют $\delta z \sim ql_0$ и $\delta r \sim l_0 \exp \left(\frac{z}{ql_0} \right)$, и, следовательно, ее ширина меняется от $\Delta \sim l_0$ при $z \rightarrow \infty$ до нуля в пределе $z \rightarrow -\infty$ (см. рис. 1).

По-видимому, предложенное вихревое состояние может реализоваться в магнитных цилиндрических нанодотах, плоские границы которого контактируют с жесткими ферромагнетиками с противоположными направлениями намагниченности, которые ориентируют намагниченность в нанодоте в вихревом состоянии (рис. 2). При этом параметр $2r_0$ (или z_0) перестает быть произвольным. Для магнитного нанодота радиуса R и высотой h в конфигурации рис. 2 он равен $z_0 = h - ql_0 \ln \left(\frac{R}{l_0} \right)$. Для того чтобы на нижней границе дота радиус кора вихревой структуры был порядка магнитной длины, необходимо выполне-

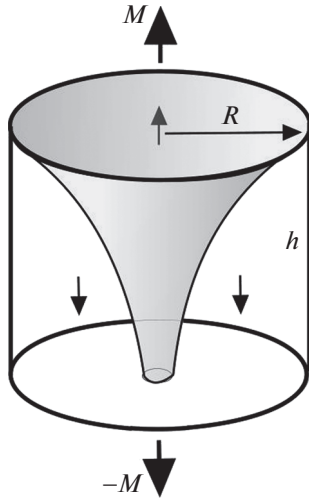


Рис. 2. Возможная реализация трехмерного вихревого возбуждения, соответствующего решению (15) в магнитном нанодоте с фиксированной намагниченностью на торцах.

ние условия $h/l_0 \sim \ln\left(\frac{R}{l_0}\right)$. Такое соотношение выполняется, например, при выборе параметров $h = 10$ нм, $R = 100$ нм, $l_0 = 4$ нм, использованном авторами [11] для численной симуляции динамики магнитных вихрей.

Совсем иная структура решения для легкоплоскостного ферромагнетика с $K < 0$. Для него

$$\Phi = \sqrt{-K}z + q\varphi, \quad \Theta = 2\text{arctg}\left(\frac{r_0}{r}\right)^q, \quad (16)$$

и изменение структуры по переменной z просто сводится к общему повороту распределения векторов \vec{m} в плоскости XY , периодичного по оси Oz с периодом $2\pi/\sqrt{-K}$, при перемещении вдоль этой оси. Отметим, что в решении (15) для легкоосного ферромагнетика изменение произвольного параметра r_0 не меняет масштабы решения, а просто сдвигает всю магнитную структуру вдоль оси Oz . В решении же (16) для легкоплоскостного магнетика выбор произвольного параметра r_0 меняет характерный размер вихревого состояния в плоскости XY .

Формула (14) указывает на подстановку, которая при наличии дифференциальной связи редуцирует трехмерные уравнения одноосного магнетика к двумерным уравнениям изотропного магнетика.

Положим

$$S(x, y, z) = \sqrt{K}z + S(x, y). \quad (17)$$

Тогда уравнения (9), (10) преобразуются к дифференциальной связи

$$(\nabla S)(\nabla S) = 0, \quad (18)$$

$$\Delta S = 0 \quad (19)$$

для двумерных стационарных структур изотропного ферромагнетика.

Отметим, что подстановка (17) основана не только на приведенном выше примере. Нетрудно проверить, что после замены $S(x, y, z) \rightarrow i\sqrt{K}U(x, y, z)$ и подстановки ее в (10), (11) следует уравнение

$$\partial_x^2 U(1 + (\partial_y U)^2) - 2\partial_{xy}^2 U \partial_x U \partial_y U + \partial_y^2 U(1 + (\partial_x U)^2) = 0, \quad (20)$$

которое совпадает со знаменитым уравнением минимальных поверхностей [12], где z входит в качестве параметра. Известно, что после преобразования координат

$$x \rightarrow x(\xi, \eta), \quad y \rightarrow y(\xi, \eta), \quad S \rightarrow S(\xi, \eta, z)$$

уравнение (20) эквивалентно системе для x, y, U :

$$\Delta x = \Delta y = \Delta S = 0 \quad (\Delta = \partial_\xi^2 + \partial_\eta^2),$$

$$(\partial_\xi x)^2 + (\partial_\xi y)^2 + (\partial_\xi S)^2 = (\partial_\eta x)^2 + (\partial_\eta y)^2 + (\partial_\eta S)^2, \quad (21)$$

$$\partial_\xi x \partial_\eta x + \partial_\xi y \partial_\eta y + \partial_\xi S \partial_\eta S = 0.$$

Так как x, y не зависят от z , то из (21) сразу следует, что зависимость $S(\xi, \eta, z)$ от параметра z входит аддитивно:

$$S(\xi, \eta, z) = Z(z) + S(\xi, \eta).$$

Широкий класс точных решений (18), (19) (инстантоны) был найден Белаவிным и Поляковым в известной работе [8]. Авторы показали, что выражение

$$\text{ctg} \frac{\Theta}{2} \exp i\Phi = F[u], \quad (u = x + iy) \quad (22)$$

с рациональной комплексной функцией F будет точным решением двумерных уравнений изотропного магнетика. Из (8), (9) сразу следует соотношение

$$\text{ctg} \frac{\Theta}{2} \exp i\Phi = \exp S. \quad (23)$$

Поэтому при $S = \ln F[u]$, где F есть рациональная функция от u , с учетом соотношений (8), выражение (17) будет точным решением трехмерных уравнений одноосного ферромагнетика. Кроме того, более общий класс структур двумерного изотропного магнетика (спиральные вихри)

$$a + i\Phi = \sum_{i=1}^n \left(\frac{2i}{\pi} k K(k) N_i + Q_i \right) \ln(u - c_i) \quad (u = x + iy),$$

$$\cos \Theta = \text{sn} \left(\frac{a}{k}, k \right) \quad (N_i, Q_i \in \mathbb{Z}) \quad (24)$$

можно получить из результатов работы [13] с помощью общего решения (7) уравнения \sin -Gordon (5). Оно описывает инстантоны, спиральные вихри, магнитные мишени, локализованные в точках $u = c_i$, и их взаимодействие. Простейшим из них является выбор $S(x, y)$ в виде

$$S(x, y) = \left[Q + \frac{2ikK(k)}{\pi} N \right] \ln u \quad (25)$$

$(Q, N \in \mathbb{Z}).$

Тогда при $K > 0$

$$\begin{aligned} \cos \Theta &= \operatorname{sn} \left(\frac{a}{k}, k \right), \\ a &= \sqrt{Kz} + \frac{2kK(k)}{\pi} N \varphi + Q \ln \frac{r}{r_0}, \\ \Phi &= \frac{2kK(k)}{\pi} N \ln \frac{r}{r_0} + Q\varphi. \end{aligned} \quad (26)$$

Здесь $K(k)$ – полный эллиптический интеграл первого рода. Величины Θ , Φ постоянны на кривых в плоскости (x, y) , которые являются логарифмическими спиралями.

Отметим, что впервые трехмерное решение для одноосного ферромагнетика было найдено Ходенковым [14] в эллиптической и цилиндрической системах координат. В последнем случае оно совпадает с (15). Отметим также, что при $N = 0$ (22) совпадает с решением, полученным в [15].

3. ДИНАМИКА ОДНООСНОГО АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА

Двухподрешеточный антиферромагнетик в феноменологической теории описывается двумя локальными плотностями магнитных моментов $\mathbf{M}_1(\mathbf{r}, t)$, $\mathbf{M}_2(\mathbf{r}, t)$ (при низких температурах $\mathbf{M}_1(\mathbf{r}, t) = \mathbf{M}_2(\mathbf{r}, t) = M_0 = \text{const}$), или векторами ферромагнетизма $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{M}_1(\mathbf{r}, t) + \mathbf{M}_2(\mathbf{r}, t)$ и антиферромагнетизма $\mathbf{L}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{M}_1(\mathbf{r}, t) - \mathbf{M}_2(\mathbf{r}, t)$.

Уравнения динамики антиферромагнетика в обменном приближении были выведены в [16]. Эффективные уравнения динамики солитонов в одноосном антиферромагнетике были получены в [1, 3, 15, 17] при физически оправданных допущениях $\mathbf{M}^2 \ll \mathbf{L}^2$. Эта процедура упрощения уравнений эволюции трехмерных структур в антиферромагнетике (даже при наличии дополнительных взаимодействий) широко применялись во всех последующих работах (см. [18–21] и цитированную там литературу). В этих работах авторы, используя Лоренц-инвариантность уравнений, редуцировали их к уравнениям трехмерных структур, переходя в равномерно движущуюся вдоль одной из осей систему координат и используя дифференциальные связи, подобные введенным в [9], и анализи-

ровали полученные трехмерные решения. В этой работе мы не используем переход к подвижной системе координат, а исследуем широкий класс динамических трехмерных структур в исходном базисе.

Для вывода необходимых уравнений рассмотрим плотность энергии [1]

$$\begin{aligned} E &= A\mathbf{m}^2 + \frac{\alpha_1}{2} \sum_{i=1}^3 (\nabla m_i)^2 + \\ &+ \frac{\alpha_2}{2} \sum_{i=1}^3 (\nabla l_i)^2 - \frac{K_2}{2} l_3^2 - \frac{K_1}{2} m_3^2 \end{aligned} \quad (27)$$

для нормированных векторов

$$\mathbf{m} = \frac{\mathbf{M}}{2M_0}, \quad \mathbf{l} = \frac{\mathbf{L}}{2M_0}. \quad (28)$$

При указанных выше упрощениях из уравнений динамики [1] следует, что

$$\mathbf{M} = -\frac{\partial_t \mathbf{L} \times \mathbf{L}}{8A\gamma M_0^2} \quad (29)$$

и вектор \mathbf{l} можно полагать единичным вектором:

$$\mathbf{l} = (\cos \Phi \sin \Theta, \sin \Phi \sin \Theta, \cos \Theta). \quad (30)$$

В итоге уравнения динамики антиферромагнетика записываются в простом виде

$$\begin{aligned} \partial_t^2 \Theta - c^2 \Delta \Theta + \frac{1}{2} \sin(2\Theta) (K - \partial_t \Phi^2 + c^2 (\nabla \Phi)^2) &= 0, \\ 2 \cos \Theta (\partial_t \Phi \partial_t \Theta - c^2 \nabla \Phi \nabla \Theta) + \\ + \sin \Theta (\partial_t^2 \Phi - c^2 \Delta \Phi) &= 0. \end{aligned} \quad (31)$$

Как и в предыдущем разделе, положим поле Θ локально зависящим от вспомогательного поля $a(x, y, z)$: $\Theta = \Theta(a[x, y, z])$ и наложим условия – дифференциальные связи

$$\begin{aligned} \partial_t^2 a - c^2 \Delta a = \partial_t^2 \Phi - c^2 \Delta \Phi &= 0, \\ \partial_t \Phi \partial_t \Theta - c^2 (\nabla \Phi, \nabla \Theta) &= 0, \end{aligned} \quad (32)$$

$$-K + (\partial_t \Phi)^2 - c^2 (\nabla \Phi)^2 = (\partial_t a)^2 - c^2 (\nabla a)^2.$$

Здесь

$$c^2 = 8AM_0^2 \gamma^2 \alpha_2, \quad K = \frac{c^2 K_2}{\alpha_2}.$$

Тогда уравнения (31) справедливы при условии

$$\Theta''(a) = \frac{\sin 2\Theta(a)}{2}. \quad (33)$$

Для решения дифференциальных связей (32) введем снова комплекснозначное поле

$$S = a + i\Phi \quad (34)$$

и запишем систему (32) в виде системы из двух уравнений для поля S :

$$K + (\partial_t S)^2 - c^2 (\nabla S)(\nabla S) = 0, \quad (35)$$

$$-\partial_t^2 S + c^2 \Delta S = 0. \quad (36)$$

Выберем далее решение (33) снова в виде 2π -солитона (7).

Следуя операциям, используемым в предыдущих разделах, введем элементарную подстановку

$$S(x, y, z, t) = h\sqrt{-Kt} + \tilde{S}(x, y, z), \quad h = \pm 1. \quad (37)$$

Тогда (35), (36) переходят в систему дифференциальных связей

$$\Delta \tilde{S} = 0, \quad (\nabla \tilde{S})(\nabla \tilde{S}) = 0 \quad (38)$$

для изотропного трехмерного ферромагнетика. Их решение, полученное в [10], определяется произвольной функцией F :

$$\tilde{S}(x, y, z) = F(B(x, y, z)),$$

где поле $B(x, y, z)$ подчиняется неявному уравнению

$$G[H_1 \sin B + H_2 \cos B, H_3] = 0, \\ H_1 = -i \sin Bz + x, \\ H_2 = -iz \cos B + y, \quad H_3 = B \quad (39)$$

с произвольной функцией G .

В качестве примера рассмотрим динамику “ежа”. В сферической системе координат (R, θ, φ) уравнения (39) имеют простое решение

$$\tilde{S}(R, \theta, \varphi) = F\left[i\varphi + \ln \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2}\right] \quad (40)$$

с произвольной функцией F . Положим $F = 1$. Тогда

$$S = h\sqrt{-Kt} + i\varphi + \ln \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} \quad (41)$$

Нетрудно проверить, что $\Phi = \varphi$, $\Theta = \theta$ при $t = 0$, и эта структура совпадает со структурой “ежа”

$$\mathbf{n} = \frac{\mathbf{r}}{r}$$

и является точным решением уравнений изотропного ферромагнетика и уравнения для поля директора для описания упругих свойств жидких кристаллов в одноконстантном приближении.

Используя (41) и разбиение (34), найдем нетривиальную эволюцию ежа в одноосном антиферромагнетике. При $K < 0$ (легкоплоскостной антиферромагнетик)

$$\Phi(x, y, z, t) = \varphi, \quad a(x, y, z, t) = h\sqrt{|Kt}| + \ln \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2},$$

$$\Theta(x, y, z, t) = 2\arctg\left(\exp\left[-h\sqrt{|Kt}|\right] \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}\right) \quad (h = \pm 1).$$

Наблюдается следующая картина эволюции антиферромагнитного ежа. При выборе $h = 1$ при

$t \rightarrow -\infty$ еж есть однородно “причесанное” состояние с $\Theta = \pi$ за исключением линейной особенности на полуоси $z > 0$. Далее в момент времени $t = 0$ он превращается в ежа Белавина–Полякова без особых линий в трехмерном пространстве, и затем в пределе $t \rightarrow +\infty$ снова превращается в “причесанное” однородное состояние с $\Theta = 0$ и особенностью на полуоси $z < 0$. Поскольку в антиферромагнетике состояния $\Theta = 0$ и $\Theta = \pi$ неразличимы, то вся временная эволюция в пределе сводится к изменению положения особенности.

При $K > 0$ (легкоосный антиферромагнетик)

$$\Phi = \varphi + h\sqrt{Kt}, \quad a = \ln \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2}, \quad \Theta(x, y, z, t) = \theta,$$

и динамика ежа свелась к вращению вокруг оси z (волчок). Отклонение вектора АФМ от легкой оси вызвано прецессией с определенной частотой $h\sqrt{K}$ – частотой однородного АФМ-резонанса. Заметим, что в рассмотренных решениях всю динамику в одноосном антиферромагнетике определяет только анизотропия.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы признательны Д.В. Долгих за неоценимую помощь в подготовке рукописи и полезные замечания.

ИСТОЧНИК ФИНАНСИРОВАНИЯ

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России (тема “Квант”, номер г.р. АААА-А18-118020190095-4).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Косевич А.М., Иванов Б.А., Ковалев А.С.* Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны. Киев: Наукова думка, 1983. 123 с.
2. *Kosevich A.M., Ivanov B.A., Kovalev A.S.* Magnetic Solitons // Physics Reports. 1990. V. 194. № 3–4. P. 117–238. [https://doi.org/10.1016/0370-1573\(90\)90130-T](https://doi.org/10.1016/0370-1573(90)90130-T)
3. *Иванов Б.А., Колежук А.К.* Солитоны в низкоразмерных антиферромагнетиках (обзор) // Фізика низьких температур. 1995. Т. 21. № 4. С. 355–389.
4. *Kosevich A.M., Voronov V.P., and Manzhos I.V.* Nonlinear collective excitations in an easy plane magnet // J. Exp. Theor. Phys. 1983. V. 57. № 1. P. 86–92.
5. *Nikiforov A.V., Sonin E.B.* Dynamics of magnetic vortices in a planar ferromagnet // J. Exp. Theor. Phys. 1983. V. 58. № 2. P. 373–378.
6. *Ковалев А.С., Косевич А.М., Маслов К.В.* Магнитный вихрь – топологический солитон в ферромагнетике с анизотропией типа легкой ось // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 30. № 6. С. 321–324.
7. *Bogdanov A.N., Yablonskii D.A.* Thermodynamically stable “vortices” in magnetically ordered crystals. The

- mixed state of magnets // *J. Exp. Theor. Phys.* 1989. V. 68. № 1. P. 101–103.
8. *Белавин А.А., Поляков А.М.* Метастабильные состояния двумерного изотропного ферромагнетика // *Письма в ЖЭТФ.* 1975. Т. 22. № 10. С. 503–506.
 9. *Борисов А.Б.* Спиральные трехмерные структуры в ферромагнетике // *Письма в ЖЭТФ.* 2002. Т. 76. Вып. 2. С. 95–98.
 10. *Борисов А.Б.* Об интегрируемости $O(3)$ -модели // *Уфимский математический журнал.* 2021. Т. 13. № 2. С. 6–10.
 11. *Taurel B., Valet T., Naletov V.V., Vukadinovic N., de Loubens G., and Klein O.* Complete mapping of the spin-wave spectrum in a vortex-state nanodisk // *Phys. Rev. B* 2016. V. 93. P. 184427. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.93.184427>
 12. *Курант Р.* Уравнения с частными производными. М.: Мир, 1964. 830 с.
 13. *Борисов А.Б.* Спиральные вихри в ферромагнетике // *Письма в ЖЭТФ.* 2001. Т. 73. № 5. С. 279–282.
 14. *Ходенков Г.Е.* Некоторые точные многомерные решения уравнений Ландау–Лифшица в одноосном ферромагнетике // *ФММ.* 1982. Т. 54. С. 644.
 15. *Var'yakhtar V.G., Ivanov B.A., and Sukstanskil A.L.* Nonlinear waves and the dynamics of domain walls in weak ferromagnets // *J. Exp. Theor. Phys.* 1980. V. 51. № 4. P. 757–764.
 16. *Андреев А.Ф., Марченко В.И.* Симметрия и макроскопическая динамика магнетиков // *УФН.* 1980. Т. 130. № 1. С. 39–63.
 17. *Galkina E.G., Ivanov B.A.* Dynamic solitons in antiferromagnets // *Low Temperature Physics.* 2018. V. 44. P. 618. <https://doi.org/10.1063/1.5041427>
 18. *Горобец О.Ю., Горобец Ю.И.* Топологические характеристики строительных блоков в доменной стенке антиферромагнетика со взаимодействием Дзялошинского–Мория // *Фізика низьких температур.* 2020. Т. 46. № 8. С. 1008–1013. <https://doi.org/10.1063/10.0001553>
 19. *Dzhezherya Y.I., Sorokin M.V., Bubuk E.A.* The vortex state of an antiferromagnet with uniaxial anisotropy // *J. Exp. Theor. Phys.* 2005. V. 100. P. 559–567.
 20. *Gorobets O.Yu., Gorobets Yu.I., Kovalenko V.S.* 3D Analytical Model of Skyrmions and Skyrmion-like Structures in a Two-sublattice Antiferromagnet with Dzyaloshinskii–Moriya Interaction. arXiv. 2019. December.
 21. *Gorobets Y.I., Gorobets Y., Kulish V.V.* Spin waves in a two-sublattice antiferromagnet. A self-similar solution of the Landau–Lifshitz equation // *Commun. Nonlinear Sci. Numer. Simul.* 2017. V. 42. P. 52–61. <https://doi.org/10.1016/j.cnsns.2016.05.006>

3D VORTICES AND THEIR DYNAMICS FOR THE MODELS OF UNIAXIAL FERRO- AND ANTIFERROMAGNETS

Corresponding Member of the RAS **A. B. Borisov^a** and **A. S. Kovalev^{b,c}**

^a*M.N. Mikheev Institute of Metal Physics of the Ural Branch of the Russian Academy of Sciences, Yekaterinburg, Russia*

^b*B. Verkin Institute for Low Temperature Physics and Engineering of the National Academy of Sciences of Ukraine, Kharkiv, Ukraine*

^c*V.N. Karazin Kharkiv National University, Kharkiv, Ukraine*

3D structures for the model of uniaxial ferromagnet and dynamics of 3D structures for the model of uniaxial antiferromagnet are investigated. Imposing suitable differential constraints upon the set of possible solutions reduces the models to the simpler systems of equations for the complex functions. Discovered substitutions lead the systems to the integrable equations. As the result, new types of vortex structures for uniaxial ferro- and antiferromagnets are found, their simplest dynamics is studied.

Keywords: uniaxial ferromagnet, uniaxial antiferromagnet, vortices, magnetic domain boundary, integrable systems

“СУПЕРРЕЗОНАНСНЫЕ” СОСТОЯНИЯ В СПЕКТРЕ ВЫТЕКАЮЩИХ ПОВЕРХНОСТНЫХ МАГНОННЫХ ПОЛЯРОНОВ

© 2022 г. Академик РАН Ю. В. Гуляев^{1,*}, О. С. Сухорукова²,
А. С. Тарасенко^{2,**}, С. В. Тарасенко^{2,**}, В. Г. Шавров^{1,***}

Поступило 21.04.2022 г.

После доработки 21.04.2022 г.

Принято к публикации 30.05.2022 г.

Впервые показано, что гибридизация магнитоупругого и неоднородного обменного взаимодействий может приводить к формированию интерференционного типа связанных состояний в спектре излучения вытекающих поверхностных магнонных поляронов. В окрестности таких “темных” состояний их радиационная ширина может быть сколь угодно малой (“суперрезонанс”), вследствие чего для падающей извне на магнитный слой квазиплоской (или квазигармонической) упругой волны неограниченно (в бездиссипативном приближении) увеличивается продольный эффект Шаха (или Вигнеровское запаздывание), подавляются эффекты нулевого рассеяния поля падающей и расщепления формы отраженной волн.

Ключевые слова: магнитная гетероструктура, связанные состояния, вытекающие поверхностные магнонные поляроны, эффекты незеркального отражения

DOI: 10.31857/S2686740022040034

Согласно [1] формирование интерференционного связанного состояния в сплошном спектре излучения двух резонансных состояний возможно, если без учета радиационного взаимодействия между ними их энергии вырождены, а излучение обоих состояний происходит в один и тот же радиационный канал и имеет характер деструктивной интерференции. Такие связанные состояния в континууме (ССК) имеют нулевую радиационную ширину и не взаимодействуют ни с одним из состояний сплошного спектра, однако в окрестности ССК в бездиссипативной модели добротность соответствующего радиационного состояния может быть сделана сколь угодно большой [1] (“суперрезонансные” состояния, согласно терминологии [2]). Это представляет не только научный, но и практический интерес, стимулируя постоянный, все нарастающий поток научных публикаций в данном направлении. Одно- временно в последние годы также резко выросло

внимание и к перспективам создания нового класса энергоэффективных устройств спинтроники, использующих как единицу информации не спин электрона, а его вращательный момент. Однако создание реалистических моделей соответствующих магнитных гетероструктур требует корректного учета динамики магнонных поляронов (гибридных состояний, являющихся результатом когерентной магнитоупругой (МУ) связи между спиновой и упругой волнами) [3]. Тем не менее до сих пор вопрос о возможности формирования указанных “интерференционных” ССК в спектре вытекающих поверхностных магнонных поляронов не обсуждался, несмотря на то, что условия формирования поверхностных ССК в электромагнитном спектре излучения открытых полуограниченных оптоэлектронных структур были рассмотрены еще в [4].

Цель данного сообщения – выяснение в рамках бездиссипативного приближения условий, при которых для магнитной сэндвич-структуры возможно формирование интерференционных ССК в спектре вытекающих поверхностных магнонных поляронов; анализ особенностей реализации незеркальных эффектов, сопровождающих в этом случае отражение падающей извне на поверхность слоистой магнитной гетероструктуры объемной квазиплоской или квазимонохроматической упругой волны.

¹Институт радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова Российской академии наук,
Москва, Россия

²Донецкий физико-технический институт
им. А.А. Галкина, Донецк, Украина

*E-mail: yurygulyaev4@gmail.com

**E-mail: s.v.tarasenko@mail.ru

***E-mail: shavrov32@mail.ru

Рассмотрим однородно намагниченный слой толщиной $2d$ с вектором нормали к поверхности \mathbf{q} , обе поверхности которого имеют акустический контакт с полуограниченными немагнитными, упруго изотропными средами, не идентичными друг другу по своим волновым свойствам. Ограничимся изучением таких магнитоакустических (МА) конфигураций, которые для выбранной плоскости падения (вектор нормали \mathbf{a}) и типа граничных условий допускают в структуре “слой + полупространство” независимое распространение поверхностных вытекающих МУ-волн *SH*- и Лэмбовского типа, у которых вектором упругих смещений \mathbf{u} соответственно $\mathbf{u} \parallel \mathbf{a}$ и $\mathbf{u} \perp \mathbf{a}$ (т.е., согласно [5], поверхностных МА-волн типа Лява и типа обобщенных волн Лэмба). Без учета МУ-взаимодействия и возможности формирования ССК, условия резонансного возбуждения отмеченных выше типов вытекающих поверхностных упругих волн плоской объемной волной были ранее рассмотрены в [6, 7]. Для реализации в спектре вытекающих поверхностных магнанных поляронов предложенного в [1] механизма образования интерференционных ССК будем полагать, что в выбранной МА-конфигурации для уединенной границы раздела немагнитной и магнитной сред \mathbf{a} возможен эффект МА многолучевого преломления (с изменением или без изменения полости рефракции). Пусть ζ – текущая координата вдоль направления \mathbf{q} . Если верхнее немагнитное полупространство ($\zeta > d$) по отношению к нижнему ($\zeta < -d$) занято акустически менее плотной средой, а магнитная сэндвич-структура (магнитный слой между двумя упруго изотропными немагнитными полупространствами) является акустически сплошной, то в интервале частот ω и продольных волновых чисел h для падающей извне на поверхность магнитного слоя плоской объемной упругой волны с волновым вектором \mathbf{k}_+

$$\frac{\omega}{s_{t+}} > h > \frac{\omega}{s_{t-}}, \quad (\mathbf{u} \parallel \mathbf{a}), \quad \frac{\omega}{s_{t+}} > h > \frac{\omega}{s_{t-}}, \quad (\mathbf{u} \perp \mathbf{a}), \quad h = (\mathbf{k}_+ \mathbf{b}), \quad \mathbf{b} = [\mathbf{q}\mathbf{a}] \quad (1)$$

она будет представлять собой пример акустического односторонне открытого волновода [5–7]. Индексы \pm отвечают принадлежности данной физической величины к немагнитной среде, занимающей верхнее или нижнее полупространство соответственно, s_t (s_l) – скорость поперечной (продольной) волны в неограниченной упругоизотропной среде. Чтобы еще более упростить расчеты, в дальнейшем будем, подобно [8], так же предполагать, что для $\mathbf{u} \perp \mathbf{a}$ упругоизотропные среды, занимающие верхнее и нижнее полупространства, являются жидкими (т.е. $s_{t\pm} \rightarrow 0$). При этих допущениях для $\zeta > d$ и $\zeta < -d$ пространственная структура поля упругих смещений плос-

кой объемной волны не только с $\mathbf{u} \parallel \mathbf{a}$, но и с $\mathbf{u} \perp \mathbf{a}$ будет однопарциальной с амплитудными коэффициентами отражения и прохождения V_τ и W_τ ($\tau = \mathbf{a}, \mathbf{q}$) на верхней и нижней границах контакта немагнитных сред с магнитным слоем соответственно. Так как в выбранной МА-конфигурации для преломленной в магнитную среду плоской объемной упругой волны с поляризацией $\mathbf{u} \parallel \mathbf{a}$ или $\mathbf{u} \perp \mathbf{a}$, частотой ω и волновым вектором \mathbf{k} предполагается наличие эффекта МА n -лучевого преломления, то пространственная структура поля упругих смещений в слое такого магнетика $-d < \zeta < d$ имеет вид

$$\mathbf{u}\boldsymbol{\tau} = \sum_{j=1}^n (A_j c_{j\zeta} + B_j s_{j\zeta}) \exp(i\psi), \quad (2)$$

$$c_{j\zeta} \equiv ch(\eta_j \zeta), \quad s_{j\zeta} \equiv sh(\eta_j \zeta),$$

где $\tau = \mathbf{a}$ отвечает $\mathbf{u} \parallel \mathbf{a}$, $\tau = \mathbf{q} - \mathbf{u} \perp \mathbf{a}$, A_j, B_j – произвольные амплитуды, $\eta_j^2 \equiv -(\mathbf{k}\mathbf{q})^2$ определяются из спектра соответствующей нормальной МУ-волны с $\mathbf{u} \parallel \mathbf{a}$ или $\mathbf{u} \perp \mathbf{a}$, рассчитанного в модели неограниченного магнетика для выбранной МА-конфигурации и ориентации \mathbf{q} , $\psi \equiv h\zeta - \omega t$, ζ – текущая координата вдоль направления \mathbf{b} . Пусть межслоевые граничные условия в рассматриваемой гетероструктуре таковы, что имеется только один открытый канал излучения упругой энергии из ограниченного магнетика системой из n резонансных состояний спектра вытекающих магнанных поляронов. В этом случае, используя, как и в [8], оставшиеся межслоевые граничные условия, отвечающие за закрытые каналы рассеяния, можно (2) представить как

$$\begin{pmatrix} \mathbf{u}\boldsymbol{\tau} \\ \overline{\overline{\mathbf{q}\boldsymbol{\sigma}\boldsymbol{\tau}}} \end{pmatrix}_\zeta = \begin{pmatrix} P_{11} & P_{12} \\ P_{21} & P_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix}, \quad \tau = \mathbf{a}, \mathbf{q}, \quad (3)$$

где $\overline{\overline{\boldsymbol{\sigma}}}$ – тензор упругих напряжений. В результате для рассматриваемой МА-конфигурации в условиях предполагаемой факторизации спектра расширяющихся нормальных МУ-волн с $\mathbf{u} \parallel \mathbf{a}$ и $\mathbf{u} \perp \mathbf{a}$ структура матрицы перехода такого магнитного слоя толщиной $2d$ с учетом (3) принимает вид

$$\begin{pmatrix} \mathbf{u}\boldsymbol{\tau} \\ \overline{\overline{\mathbf{q}\boldsymbol{\sigma}\boldsymbol{\tau}}} \end{pmatrix}_{\zeta=d} = \begin{pmatrix} T_{11}^\tau & T_{12}^\tau \\ T_{21}^\tau & T_{22}^\tau \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{u}\boldsymbol{\tau} \\ \overline{\overline{\mathbf{q}\boldsymbol{\sigma}\boldsymbol{\tau}}} \end{pmatrix}_{\zeta=-d}, \quad (4)$$

$$\overline{\overline{T}}^\tau = \overline{\overline{P}}^\tau (\zeta = d) \overline{\overline{P}}^{\tau-1} (\zeta = -d), \quad \tau = \mathbf{a}, \mathbf{q}.$$

Для падающей и прошедшей через слой упругой волны удобно ввести следующие соотношения для поверхностного акустического импеданса в немагнитных средах:

$$Z_{\tau+} \equiv \overline{\overline{\mathbf{q}\boldsymbol{\sigma}_+ \boldsymbol{\tau}} / \mathbf{u}_+ \boldsymbol{\tau}}, \quad Z_{\tau-} \equiv \overline{\overline{\mathbf{q}\boldsymbol{\sigma}_- \boldsymbol{\tau}} / \mathbf{u}_- \boldsymbol{\tau}}.$$

Так как в условиях (1) одновременно $\text{Re}Z_{\tau-} = 0$, $\text{Im}Z_{\tau+} = 0$, то для рассматриваемой слоистой структуры с входным акустическим импедансом Z_{in} на поверхности $\zeta = d$ магнитного слоя амплитудный коэффициент отражения упругой волны с $\mathbf{u} \parallel \mathbf{a}$ или $\mathbf{u} \perp \mathbf{a}$:

$$V_{\tau} = \frac{iZ_{\tau+} - Z_{in}}{iZ_{\tau+} + Z_{in}}, \quad Z_{in} \equiv \frac{\overline{\mathbf{q}\sigma\tau}}{\mathbf{u}\tau}, \quad \text{Im}Z_{in} = 0, \quad (5)$$

$$\tau = \mathbf{a}, \mathbf{q}.$$

Если $Z_{in} = 0$ или $Z_{in}^{-1} = 0$, то $V_{\tau} = 1$ или $V_{\tau} = -1$ соответственно. С учетом (4) в (5)

$$\overline{|P|} (iZ_{\tau+}(T_{11}^{\tau} + Z_{\tau-}T_{12}^{\tau}) + T_{21}^{\tau} + Z_{\tau-}T_{22}^{\tau}) = 0$$

$\overline{|P|}$ – определитель матрицы \overline{P} определяет спектр несобственных (при $\text{Re}\{Z_{\tau+}\} \neq 0$) или собственных (при $\text{Re}\{Z_{\tau+}\} = 0$) поверхностных МА-волн с $\mathbf{u} \parallel \mathbf{a}$, или $\mathbf{u} \perp \mathbf{a}$ в рассматриваемой магнитной сэндвич-структуре. В результате условие существования ССК в спектре вытекающей поверхностной МУ-волны имеет вид

$$\overline{|P^{\tau}|} \{ |T_{21}^{\tau} + Z_{\tau-}T_{22}^{\tau}| + |T_{11}^{\tau} + Z_{\tau-}T_{12}^{\tau}| \} = 0, \quad (6)$$

$$\tau = \mathbf{a}, \mathbf{q}.$$

При выполнении второго из соотношений в (4) это становится возможным, если

$$(|P_{21}^{\tau}| + |P_{11}^{\tau}|)(|P_{22}^{\tau}| + |P_{12}^{\tau}|) = 0, \quad \tau = \mathbf{a}, \mathbf{q}. \quad (7)$$

При равенстве нулю любого из двух слагаемых в (6) (или сомножителей в (7)) строго равен нулю в любой момент времени и мгновенный поток энергии через поверхность магнитного слоя ($\zeta = d$). Согласно [9, 10] соотношение

$$T_{21}^{\tau} + Z_{\tau-}T_{22}^{\tau} = 0, \quad (Z_{in} = 0), \quad \tau = \mathbf{a}, \mathbf{q} \quad (8)$$

определяет на плоскости внешних параметров $\omega - h$ спектр формирующейся в условиях (1) на поверхности структуры “магнитный слой ($-d < \zeta < d$) – немагнитное полупространство $\zeta < -d$ ” особой поверхностной МУ-волны (ОПВ) с $\mathbf{u} \parallel \mathbf{a}$ или $\mathbf{u} \perp \mathbf{a}$. Но это означает, что рассматриваемый тип ССК в спектре вытекающих поверхностных магнотных поляронов (6), (7) можно рассматривать как частный случай МУ ОПВ (4), (8). В окрестности $Z_{in}(h', \omega') = 0$ или $Z_{in}^{-1}(h', \omega') = 0$ и заданном ω (или заданном h) (5) принимает вид

$$V_{\tau}|_{\omega} = \mp \frac{h - h' - ih''}{h - h' + ih''}; \quad V_{\tau}|_{h'} = \mp \frac{\omega - \omega' - i\omega''}{\omega - \omega' + i\omega''}; \quad (9)$$

$$\tau = \mathbf{a}, \mathbf{q}.$$

Таким образом, для первого варианта из (9) формированию интерференционных ССК в спектре вытекающих поверхностных магнотных поляронов (6), (7) отвечает $|h - h'| + |h''| = 0$. Соответственно, при заданном угле падения (h) из (6), (8), (9) следует возможность формирования интерференционных ССК, если $|\omega - \omega'| + |\omega''| = 0$.

Пусть из немагнитной среды при $\zeta > d$ на поверхность обсуждаемой полностью отражающей слоистой магнитной сэндвич-структуры ($|V| = 1$) падает квазиплоская (или квазимонохроматическая) упругая волна. Из расчета, подобного [8, 11, 12], с учетом (1), (5), (6), (8), (9) следует, что в этом случае становится возможной реализация соответственно пространственных (или временных) эффектов незеркального отражения. Если фазу коэффициента отражения в (9) можно представить как $V_{\tau} = \text{tg}(i\phi_{\tau})$, то в окрестности ССК (6), (7) при фиксированном $\omega = \omega'$ для узконаправленного акустического пучка возникает “резонансно подобное” усиление пространственного эффекта Шоха (продольное смещение отраженного пучка вдоль линии пересечения плоскости падения и поверхности гетероструктуры с единичным вектором \mathbf{b})

$$\Delta_{\tau} = -\frac{\partial\phi_{\tau}}{\partial h} \approx \frac{2h''}{(h - h')^2 + (h'')^2}, \quad \tau = \mathbf{a}, \mathbf{q}. \quad (10)$$

Так как, согласно (10), на линии $Z_{in}(h', \omega') = 0$ или $Z_{in}^{-1}(h', \omega') = 0$ эффект Шоха достигает максимума $\Delta \approx 2(h'')^{-1}$, то его величина неограниченно (в рамках рассматриваемой модели) будет возрастать по мере приближения вдоль линии $Z_{in}(h', \omega') = 0$ или $Z_{in}^{-1}(h', \omega') = 0$ к точке ССК ($|h - h'| + |h''| = 0$). Если же из немагнитной среды при $\zeta > d$ на поверхность обсуждаемой полностью отражающей слоистой структуры падает плоская квазимонохроматическая упругая волна, то для нее в окрестности ССК (6), (7) согласно общей теории волновых процессов в слоистых средах при фиксированном угле падения ($h = h'$) усиление эффекта Вигнеровского запаздывания также будет носить квазирезонансный характер

$$\Delta t_{\tau} = \frac{\partial\phi_{\tau}}{\partial\omega} \approx \frac{2\omega''}{(\omega - \omega')^2 + (\omega'')^2}, \quad \tau = \mathbf{a}, \mathbf{q}. \quad (11)$$

с максимумом $\Delta t \approx 2(\omega'')^{-1}$ на линии $Z_{in}(h', \omega') = 0$ или $Z_{in}^{-1}(h', \omega') = 0$. Его величина также неограниченно (в рамках рассматриваемой модели) возрастает по мере приближения вдоль линии $Z_{in}(h', \omega') = 0$ или $Z_{in}^{-1}(h', \omega') = 0$ к точке ССК

($|\omega - \omega'| + |\omega''| = 0$). Так как в окрестности $Z_{in}(h', \omega') = 0$ или $Z_{in}^{-1}(h', \omega') = 0$ соотношение (9) принимает вид

$$\begin{aligned} V_{\tau} &= \pm \left(1 - \frac{2(h-h')}{h-h'+ih''_{\omega=\omega'}} \right), \\ V_{\tau} &= \pm \left(1 - \frac{2(\omega-\omega')}{\omega-\omega'+\omega''_{h=h'}} \right), \end{aligned} \quad (12)$$

то в этих условиях в сопряженной акустически менее плотной немагнитной среде ($\zeta > d$) становится возможной интерференция поля зеркально отраженной объемной волны и поля излучения, связанного с волной утечки, генерируемой вытекающим поверхностным магнотонным поляроном [8, 11, 12]. Результатом (12) может быть возможность формирования в поле отраженной упругой волны с ограниченным спектром динамических эффектов, характерных как для резонанса Фано (в окрестности $Z_{in}(h, \omega') = 0$ или $Z_{in}^{-1}(h, \omega') = 0$), так и для его коллапса (в точке ССК (6)). Примером является обращение в ноль поля рассеяния при определенной величине угла падения пучка [11] (или определенной частоте, если падает импульс [12]). Это сопровождается искажением формы отраженной упругой волны по сравнению с падающей (расщеплением формы). Но поскольку по мере приближения к точке ССК (6), (7) снижается интенсивность волны, ответственной за поле утечки ($h'' \rightarrow 0$), то оба указанных эффекта будут уменьшаться по величине и полностью исчезать в самой точке ССК (6), (7). Подобное полное исчезновение эффекта нулевого рассеяния в точке ССК можно рассматривать и как МА-аналог в случае полностью отражающей структуры уже ранее изученного в [13] для квантово-механической модели эффекта коллапса в точке ССК резонанса Фано [13]. Расчеты, подтверждающие сказанное выше, принципиально не отличаются от проведенных в [11, 12] для падения пучка (или импульса) гауссовой формы, если учесть структуру коэффициента отражения упругой волны V_{τ} с $\tau = \mathbf{a}, \mathbf{q}$, определяемую из соотношений (4), (5), (9), (12).

В качестве конкретного примера магнитной среды рассмотрим двухподрешеточную ($|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = M_0$, $\mathbf{M}_{1,2}$ – намагниченности подрешеток) модель обменно коллинеарного centrosимметричного АФМ с изотропными тензорами упругим, МУ и неоднородным обменным взаимодействиями. Плотность термодинамического потенциала в терминах векторов ферро- ($\mathbf{m} = (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2)/2M_0$) и антиферромагнетизма ($\mathbf{l} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)/2M_0$) можно представить как [14]

$$\begin{aligned} F &= M_0^2 \left(\frac{\delta}{2} \mathbf{m}^2 - \frac{b}{2} l_z^2 + \frac{\alpha}{2} (\nabla l)^2 + \right. \\ &\quad \left. + \gamma l_i l_k u_{ik} + \frac{\lambda}{2} u_{ii}^2 + \mu u_{ik}^2 \right), \end{aligned} \quad (13)$$

где $\delta, \alpha, b, \gamma$ – соответственно константы однородного и неоднородного обмена, магнитной анизотропии и МУ-взаимодействия, M_0 – намагниченность насыщения подрешеток $\mathbf{M}_{1,2}$, λ, μ – коэффициенты Ламэ. Если $b > 0$, (OZ – легкая магнитная ось), то в состоянии равновесия в (13) $\mathbf{l} \parallel \mathbf{l}_0 \parallel OZ, |\mathbf{m}| = 0$ и при $\mathbf{k} \in YZ$ возможно независимое распространение нормальных МУ-волн с вектором упругих смещений $\mathbf{u} \parallel \mathbf{a}$ и $\mathbf{u} \perp \mathbf{a}$. Стандартная методика расчета, основанная на совместном решении уравнений Ландау–Лифшица и основного уравнения механики сплошной среды [5, 10], показывает, что без учета граничных условий спектр таких МА-волн с частотой ω , волновым вектором $\mathbf{k} \in YZ$ в рассматриваемой АФМ-среде (13) имеет вид ($k^2 \equiv k_y^2 + k_z^2, c \equiv (gM_0)\sqrt{\delta\alpha}$ – скорость обменных спиновых волн в неограниченном АФМ при $\gamma = 0$):

$$D_{SH}(\omega, \mathbf{k})D_L(\omega, \mathbf{k}) = 0, \quad D_{ik}(\omega, \mathbf{k}) \equiv \frac{\Lambda_{ik}}{\rho} - \omega^2 \delta_{ik}, \quad (14)$$

$$D_{SH}(\omega, \mathbf{k}) \equiv \omega_0^2 + c^2 k^2 - \omega^2 + \omega_{me}^2 \left(1 - \frac{\mu k_z^2}{\rho D_{xx}} \right) \quad (15)$$

$$D(\omega, \mathbf{k}) \equiv D_{yy}D_{zz} - D_{yz}^2,$$

$$\begin{aligned} D_L(\omega, \mathbf{k}) &\equiv \omega_0^2 + c^2 \mathbf{k}^2 - \omega^2 + \\ &+ \omega_{me}^2 \left(1 - \frac{\mu}{\rho D} [D_{zz}k_z^2 - 2D_{yz}k_y k_z + D_{yy}k_y^2] \right). \end{aligned} \quad (16)$$

Здесь ω_0 – частота однородного АФМ-резонанса, ω_{me} – МУ-щель ($\omega_{me}^2 = (gM_0)^2 \delta \gamma^2 M_0^3 / \mu$), g – магнитомеханическое отношение, ρ – плотность, Λ_{ik} – тензор Кристоффеля. В результате формирующаяся в ограниченной АФМ-среде МУ-волна SH -типа с $\mathbf{u} \parallel \mathbf{a}$ имеет двухпарциальную структуру (в (2) $n = 2$). Если на обоих границах раздела с $\mathbf{q} \parallel OZ \parallel \mathbf{l}_0$ выполнена следующая система спин-волновых и упругих граничных условий:

$$\frac{\partial \mathbf{l} \mathbf{a}}{\partial z} = 0, \quad \mathbf{u} \mathbf{a} = \mathbf{u}_{\pm} \mathbf{a}, \quad \overline{\mathbf{q}} \sigma_{\pm} \mathbf{a} = \overline{\mathbf{q}} \sigma \mathbf{a}, \quad z = \pm d, \quad (17)$$

то для обсуждаемой МА-конфигурации и магнитной слоистой гетероструктуры, на плоскости внешних параметров “ $\omega - h$ ” точки, отвечающие ССК в спектре рассматриваемых вытекающих поверхностных магнотонных поляронов с $\mathbf{u} \parallel \mathbf{a}$, определяются согласно (6), (7), (14), (15) как

$$D_v(\omega, h) = D_p(\omega, h),$$

$$v \neq p \quad D_v(\omega, h) \equiv D_{SH}\left(\omega, k_y = h, k_z = \frac{\pi v}{2d}\right), \quad (18)$$

или, вследствие (6), (7),

$$(|c_v| + |c_p|) \times (|s_v| + |s_p|) = 0, \quad v, p = 1, 2, \dots, v \neq p. \quad (19)$$

Как показывает совместный анализ (14), (15), (17)–(19), $D_v(\omega, h) = 0$ определяет собой спектр объемной МА-волны с $\mathbf{u} \parallel \mathbf{a}$, распространяющейся вдоль АФМ-слоя, на обеих поверхностях которого (при $z = \pm d$) одновременно $\partial l_x / \partial z = 0$ (закрытый канал излучения) и $u_x = 0$. Таким образом, условия формирования ССК в спектре вытекающих поверхностных магнанных поляронов типа Лява рассматриваемой магнитной гетероструктуры (6), (7), (14), (15), (17)–(19) – это точки вырождения мод указанного спектра объемных МА-мод с $\mathbf{u} \parallel \mathbf{a}$, распространяющихся вдоль такого АФМ-слоя. Полученные выше общие соотношения (6), (7), определяющие условия формирования ССК в спектре вытекающих поверхностных магнанных поляронов, могут быть справедливы и в случае геометрии Лэмба. В частности, в рассматриваемой МА-конфигурации ($\mathbf{I}_0 \parallel \mathbf{q} \parallel OZ$) для неограниченного АФМ (13) дисперсионное уравнение для спектра нормальных МУ-волн с $\mathbf{u} \perp \mathbf{a}$, согласно (14), (16), определяется как $D_L(\omega, \mathbf{k}) = 0$, а значит, в (2) $n = 3$ и $\boldsymbol{\tau} = \mathbf{q}$. Если для простоты и наглядности ограничиться следующей системой граничных условий:

$$\begin{aligned} \mathbf{l}\mathbf{b} = 0, \quad \overline{\mathbf{q}\sigma\mathbf{b}} = \overline{\mathbf{q}\sigma_{\pm}\mathbf{b}} = 0, \\ \mathbf{u}\mathbf{q} = \mathbf{u}_{\pm}\mathbf{q}, \quad \overline{\mathbf{q}\sigma\mathbf{q}} = \overline{\mathbf{q}\sigma_{\pm}\mathbf{q}}, \quad z = \pm d, \end{aligned} \quad (20)$$

то, как показывает расчет, в соответствии с (20) закрытому каналу излучения отвечает $l_y = 0$, $\sigma_{yz} = 0$, $z = \pm d$, и для распространяющейся лэмбовской МУ-волны в рассматриваемой магнитной сэндвич-структуре ($s_{\pm} \rightarrow 0$) структура матрицы перехода будет подобной (4), (5), но с $\boldsymbol{\tau} = \mathbf{q}$. Останутся в силе и приведенные выше соотношения (3)–(11), если теперь в них $Z_{\tau\pm} \equiv \rho_{\pm}\omega^2/k_{z\pm}$. Закрытым каналам излучения в случае (1) отвечает $\mathbf{l}\mathbf{b} = 0$, $\overline{\mathbf{q}\sigma\mathbf{b}} = \overline{\mathbf{q}\sigma_{\pm}\mathbf{b}} = 0$, $z = \pm d$. Положение ССК (6), (7) в спектре вытекающих магнанных поляронов (поверхностной МУ обобщенной волны Лэмба) с учетом (14), (16) $D_v(\omega, h) \equiv D_L(\omega, k_y = h, k_z = \pi v / 2d)$ определяется условием (18) (или (19)). Здесь $D_v(\omega, h) = 0$ – спектр объемной МА-волны с $\mathbf{u} \perp \mathbf{a}$, распространяющейся вдоль слоя АФМ (14), на обеих поверхностях которого (т.е. при $z = \pm d$) одновременно $l_y = 0$, $\sigma_{yz} = 0$, $u_z = 0$. Кроме того, для обоих отмеченных частных случаев

формирования точек интерференционных ССК в спектре вытекающих поверхностных магнанных поляронов с $\mathbf{u} \perp \mathbf{a}$ или $\mathbf{u} \parallel \mathbf{a}$ в их окрестности будут иметь место как указанные выше особенности незеркального отражения (10)–(12), так и блокировка эффекта нулевого рассеяния и расщепления формы огибающей отраженной от поверхности магнитного слоя упругой волны.

Таким образом, если в односторонне открытом трехслойном акустическом магнитном волноводе на границе раздела магнитной и немагнитной сред реализован эффект МА многолучевого преломления, то в спектре вытекающих поверхностных магнанных поляронов соответствующей поляризации (как поверхностной МУ-волны Лява, так и поверхностной МУ обобщенной волны Лэмба) становится возможным формирование интерференционных связанных состояний. В окрестности таких динамических состояний для падающей извне на поверхность магнитного слоя на подложке квазиплоской (или квазимонохроматической) упругой волны поле отраженной волны по мере приближения ее параметров к точке ССК будет характеризоваться резким возрастанием пространственного эффекта Шоха (или Вигнеровского запаздывания), а также полным подавлением эффекта нулевого рассеяния поля падающей волны. Физическим механизмом является резонансное возбуждение в магнитной сэндвич-структуре падающей извне неплоской волной вытекающих поверхностных магнанных поляронов со сколь угодно малой радиационной шириной (согласно терминологии [2], “суперрезонанс”).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Friedrich H., Wintgen D. Interfering resonances and bound states in the continuum // Phys. Rev. A. 1985. V. 32 (6). P. 3231–3242.
2. Рыбин М.В., Лимонов М.Ф. Резонансные эффекты в фотонных кристаллах и метаматериалах // УФН. 2019. Т. 189. № 8. С. 881–892.
3. Li Y., Zhao C., Zhang W., et al. Advances in coherent coupling between magnons and acoustic phonons // APL Mater. 2021. V. 9. P. 060902.
4. Molina M.I., Miroshnichenko A.E., Kivshar Y.S. Surface Bound States in the Continuum // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 108 (7). P. 070401.
5. Красильников В.А., Крылов В.В. Введение в физическую акустику. М.: Наука, 1984. 400 с.
6. Альшиц В.И., Любимов В.Н., Радович А. Резонансное возбуждение волн Лява в структуре типа “сэндвича” // ФТТ. 1996. Т. 38. № 4. С. 1091–1099.
7. Альшиц В.И., Любимов В.Н., Радович А. Квазирэле-евские волны в сэндвич-структурах: дисперсионное уравнение, собственные моды, резонансное отражение // Кристаллография. 2000. Т. 45. № 3. С. 500–508.

8. *Бреховских Л.М.* Волны в слоистых средах. М.: Изд-во АН СССР, 1957. 502 с.
9. *Савченко А.С., Тарасенко А.С., Тарасенко С.В., Шавров В.Г.* Таммовские особые поверхностные волны // ДАН. 2012. Т. 446. № 4. С. 398–400.
10. *Гуляев Ю.В., Тарасенко С.В., Шавров В.Г.* Электромагнитный аналог вытекающей поверхностной упругой волны первого типа для уединенной границы раздела прозрачных диэлектриков // УФН. 2020. Т. 190. № 9. С. 933–949.
11. *Bertoni H.L., Tamir T.* Unified theory of Rayleigh-angle phenomena for acoustic beams at liquid-solid interfaces // *Appl. Phys.* 1973. V. 2. P. 157–172.
12. *Бакунов М.И., Гурбатов Н.С.* Расщепление электромагнитного импульса при резонансном отражении от плазменной пленки // ЖТФ. 1997. Т. 67. № 6. С. 65–68.
13. *Ким Ч.С., Сатанин А.М., Джо Ю.С., Косби Р.М.* Коллапс резонансов в квазиодномерных квантовых каналах // ЖЭТФ. 1999. Т. 116. № 1. С. 263–275.
14. *Ожогин В.И., Преображенский В.Л.* Ангармонизм смешанных мод и гигантская акустическая нелинейность антиферромагнетиков // УФН. 1988. Т. 155. № 4. С. 593–621.

“SUPERRESONANT” STATES IN THE SPECTRUM OF LEAKY SURFACE MAGNON POLARONS

Academician of the RAS **Yu. V. Gulyaev^a, O. S. Sukhorukova^b, A. S. Tarasenko^b,
S. V. Tarasenko^b, and V. G. Shavrov^a**

^a *Institute of Radio Engineering and Electronics named after Kotelnikov, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

^b *Donetsk Institute for Physics and Engineering named after Galkin, Donetsk, Ukraine*

For the first time, it is shown that hybridization of magnetoelastic and inhomogeneous exchange interactions can lead to the formation of interference-type bound states in the emission spectrum of leaky surface magnon polarons. In the vicinity of such “dark” states, their radiation width can be arbitrarily small (“superresonance”), so that the for quasi-planar (or quasiharmonic) elastic wave falling from the outside onto the magnetic layer unlimited increases (in non-dissipative approximation) the longitudinal Schoch effect (or Wigner delay), suppresses the zero-point field scattering effects for the falling wave and waveform splitting for the reflected wave.

Keywords: magnetic heterostructure, bound states, leaky surface magnon polarons, nonspecular reflection effects

ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННЫЙ ПРЯМОЙ ПЕРЕНОС НАНОПОЛОС ГРАФЕНА

© 2022 г. М. С. Комленок^{1,*}, П. В. Федотов^{1,2}, Н. Д. Курочицкий¹,
А. Ф. Попович^{1,3}, П. А. Пивоваров^{1,**}

Представлено академиком РАН В.И. Коновым 28.04.2022 г.

Поступило 29.04.2022 г.

После доработки 29.04.2022 г.

Принято к публикации 04.05.2022 г.

Перенос синтезированных нанополос графена с исходными характеристиками, полученными на ростовой поверхности, – актуальная и сложная задача. Лазерные методы отлично себя зарекомендовали в качестве деликатного, избирательного инструмента переноса углеродных наноматериалов. Простота реализации лазерных методик уменьшает число промежуточных манипуляций с переносимым материалом, повышая сохранность его структуры. В настоящей работе исследован и реализован блистерный лазерно-индуцированный прямой перенос графеновых нанополос высокого качества с металлической поверхности на SiO₂/Si-подложку. Изучено влияние параметров роста и метода переноса на структуру перенесенных углеродных участков. Сохранение исходной кристаллической структуры перенесенных атомарно-точных нанополос графена подтверждено спектроскопией комбинационного рассеяния света.

Ключевые слова: нанополосы графена, лазерно-индуцированный прямой перенос, наноматериалы, синтез наноматериалов

DOI: 10.31857/S2686740022040058

ВВЕДЕНИЕ

Атомарно-точные полосы графена, шириной 1–2 нм, обладают уникальными свойствами и перспективны в различных прикладных областях [1–6]. Такой наноразмер по двум направлениям дает выраженную резонансную электронную структуру. При этом положение резонансных особенностей зависит от периодической кристаллической структуры нанополос графена (НПГ), определяющей также ширину запрещенной зоны [7]. Запрещенная зона увеличивается при уменьшении ширины НПГ, а плотность электронных состояний имеет резонансный вид, и в них преобладает экситонное оптическое возбуждение [8, 9].

В настоящее время получением НПГ занимаются всего несколько научных групп в мире. Синтез НПГ впервые был успешно осуществлен экспериментально лишь несколько лет назад с использованием рекристаллизованных подложек из благородных металлов в сверхвысоком вакууме методом “bottom-up” [10–12]. Задача по манипулированию таким наноматериалом является актуальной, так как использование стандартных литографических технологий затруднительно по нескольким причинам. Во-первых, синтез НПГ – достаточно трудоемкая процедура, а для изготовления, например, транзисторов из такого полупроводникового материала с помощью литографии требуется большое количество материала для покрытия подложек целиком. Во-вторых, у пленок НПГ низкая адгезия к подложке, и из-за этого они не могут выдерживать литографическую технологию создания транзистора, в которой требуется многократное использование резистов для формирования металлических контактов и формирования транзисторного канала. В этой работе впервые демонстрируется возможность манипулирования НПГ с помощью метода лазерного переноса, который был ранее успешно применен для печати других углеродных наноматериалов [13, 14]. Лазерные методы переноса позволяют осуществлять адресный перенос участков задан-

¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова
Российской академии наук, Москва, Россия

²Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет),
Долгопрудный, Московская обл., Россия

³Фрязинский филиал Института радиотехники
и электроники им. В.А. Котельникова

Российской академии наук,
Фрязино, Московская обл., Россия

*E-mail: komlenok@nsc.gpi.ru

**E-mail: p_pivovarov@hotmail.com

ного размера, с возможностью тонкой подстройки параметров лазерного воздействия (рабочая длина волны излучения, длительность, интенсивность и пространственный профиль воздействия) и конфигурации переносимых структур. Основным преимуществом таких методов, помимо селективности воздействия, является минимизация промежуточных манипуляций с переносимым материалом. Мы используем так называемый блистерный лазерно-индуцированный прямой перенос (BLIFT), при котором короткоимпульсный лазерный нагрев тонкого слоя металлического поглотителя на прозрачной для излучения подложке вызывает повышение давления и быстрое образование кавитационного пузыря или так называемого блистера, что приводит к высвобождению переносимого материала в направлении распространения лазерного пучка к приемной – акцепторной поверхности. В данном случае металлический слой служит не только для поглощения лазерного излучения и создания импульса переноса, но и для защиты от фотовоздействия на переносимый материал, что особенно актуально для углеродных наноматериалов. Выбор параметров и, в частности, толщины пленки металла определяет ее целостность после завершения воздействия, так как порог лазерной абляции металлической пленки зависит от ее толщины [15, 16] и может во многом определять результаты переноса. Успешная реализация данного подхода открывает возможности для создания микроустройств на основе перспективного нового углеродного наноматериала.

ОБРАЗЦЫ С НАНОПОЛОСАМИ ГРАФЕНА И МЕТОД ПЕРЕНОСА

Техника блистерного лазерно-индуцированного прямого переноса предполагает наличие двух типов образцов: доноров, с них производится перенос, и приемных подложек – акцепторов. В настоящих экспериментах доноры подготавливались в два этапа. Сначала формировался металлический слой титана на поверхности полированной пластины из монокристаллического сапфира, который служил поглотителем энергии импульсного лазерного излучения. Такой слой поглотителя контролируемой толщины наносился в вакуумной камере при давлении 10^{-5} мбар за счет нагрева до 1800°C титановой проволоки толщиной 1 мм с содержанием $\text{Ti} > 99.99\%$ в молибденовой лодочке при пропускании через нее тока. Изменяя навеску металла в камере, можно менять конечную толщину пленки на подложке. В наших экспериментах мы получали толщины титановой пленки 500 и 1000 нм. Такие толщины, как было ранее определено экспериментально [16, 17], оптимально подходят для блистерного лазерного переноса углеродных материалов. На следующем этапе на металл наносился слой НПГ.

Формирование слоя нанополос графена проходило также в два этапа. На первом важном этапе синтезировались образцы атомарно-точных НПГ методом модифицированного химического газофазного осаждения на основе подхода “bottom-up” [18, 19]. В качестве прекурсора использовались молекулы дибром-биантрацен (ДББА). Рост осуществлялся на никелевой фольге отожженной при температуре 1000°C в течение 10 мин в потоке H_2 . Запаянную в вакууме стеклянную ампулу с никелевой фольгой и порошком прекурсора помещали в кварцевый трубчатый реактор и подвергали отжигу при температуре 190°C для индуцирования дегалогенирования и полимеризации молекул ДББА на металлической фольге с формированием пленок из интермедиата – полиантрилена (ПА). Толщина таких пленок регулировалась временем отжига. Последующий дополнительный отжиг образцов при температуре 340°C приводил к индуцированию циклодегидрирования, которое вызывает преобразование ПА-олигомеров в планарные нанополосы графена. Типичный спектр удачно синтезированных пленок на ростовой поверхности никеля, представленный на рис. 1, обладает всеми признаками атомарно-точных нанополос графена шириной 7 атомов углерода с краем типа “кресло” и атомами водорода по краям (7-аНПГ) [18, 22].

Перенос пленок НПГ с никелевой фольги на титановую пленку, осажденную на сапфировую подложку, мы производили двумя методами: с использованием слоя полиметилметакрилата (ПММА) для стабилизации слоя НПГ и без использования ПММА. Перед переносом НПГ были промыты в изопропанол и толуоле для удаления остаточных олигомеров ПА. В первом методе переноса пленка ПММА наносилась со стороны слоя НПГ на никелевой фольге методом “spin-coating” и отжигалась в течение 2 мин при температуре 170°C . Затем никелевая фольга с НПГ и ПММА погружалась в раствор серной кислоты (10%) на сутки, в течение которых слой НПГ с ПММА отщеплялся от фольги. Полученная пленка промывалась в воде, переносилась на сапфировую подложку со слоем титана, так, чтобы металлический слой контактировал со слоем НПГ, и высушивалась. Слой ПММА удалялся в ацетоновой ванне в течение 30 мин. Во втором методе формирования слоя НПГ на титановой пленке без использования ПММА никелевая фольга с синтезированными НПГ также погружалась в раствор серной кислоты (10%) на сутки, в течение которых пленка НПГ отщеплялась от фольги и всплывала. Далее пленка подлавливалась на сапфировую подложку с титановым покрытием, промывалась в воде, высушивалась и отжигалась при 80°C в течение 5 мин.

В итоге были получены образцы – доноры, состоящие из пропускающей лазерное излучение

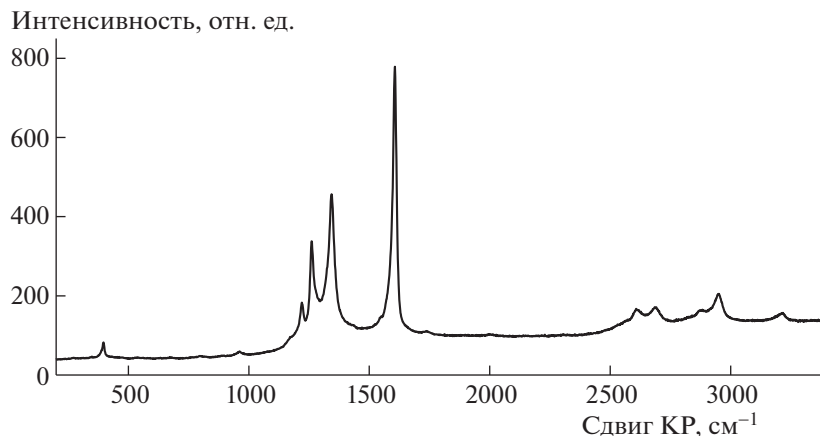


Рис. 1. Характерный спектр КР света 7-аНПГ на ростовой поверхности никелевой фольги.

сапфировой подложки и поглощающего излучение слоя титана со слоем 7-аНПГ. На пленку Ti толщиной 1000 нм был нанесен слой 7-аНПГ с использованием ПММА, а на пленку толщиной 500 нм – слой 7-аНПГ без использования ПММА.

В качестве приемной площадки или так называемого акцептора были выбраны кремниевые подложки со слоем двуоксида кремния (SiO_2) толщиной 90 нм, который дает хороший контраст с графеном в видимом диапазоне длин волн, позволяя контролировать состояние углеродных материалов на таких подложках оптическими методами [21].

Помимо оптического микроскопа Axiotech 25HD (Carl Zeiss) и сканирующего интерференционного микроскопа ZYGO NewView 5000) для визуального контроля слоев нанополос на подложках мы использовали сканирующий электронный микроскоп (СЭМ) TESCAN Mira 3. Механические напряжения, состав и кристаллическую структуру углеродного наноматериала до и после лазерного воздействия, как на исходных подложках, так и на приемных подложках, контролировались с помощью методов сканирующей электронной микроскопии и спектрометра Horiba Lab RAM HR Evolution (спектральное разрешение 1 см^{-1}), оснащенного диодным лазером (длина волны 532 нм).

Применяемая в наших экспериментах техника блистерного лазерного переноса в целом повторяет успешно использованную нами ранее в исследованиях по лазерной печати однослойного графена и одностенных углеродных нанотрубок (ОУНТ) [16, 17]. Лазерное импульсное воздействие в таком методе приводит к быстрому образованию пузыря – блистера на пленке металлического поглотителя, вызывая выброс углеродного слоя в направлении акцептора, за счет роста давления между сапфировой подложкой донора и

слоем поглотителя при его нагреве и поверхностной абляции металла. Подложки доноров и акцепторов в настоящем исследовании располагались в непосредственном контакте друг с другом перпендикулярно сфокусированному излучению эксимерного лазера KrF (длина волны 248 нм, длительность импульса 20 нс). Лазерный пучок направлялся вертикально вниз на металлический слой поглотителя через квадратную маску и сапфировую подложку. При этом маска вырезает центральную однородную по распределению энергии часть лазерного пучка. В проекционной схеме изображение маски в фокусе уменьшалось в 20 раз в пятно $60 \times 60 \text{ мкм}^2$. В экспериментах плотность энергии лазерного излучения в области воздействия варьировалась в диапазоне от 0.3 до 5.6 Дж/см^2 , выбранном по нашим предыдущим экспериментам по лазерному переносу, в зависимости от толщины слоя металлического поглотителя. Детально со схемой переноса можно ознакомиться в одной из наших предыдущих работ [17].

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 2 показаны снимки сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) участков поверхности доноров с НПГ. В синтезированных слоях НПГ нанополосы на никелевой поверхности формируют области, подобные пучкам, характерный размер которых, как правило, порядка 1 мкм. При переносе с ростовой поверхности никеля на титановую пленку на доноре пучки сминаются с образованием развитой поверхности характерного вида (рис. 2а–2г). Наблюдаемые на снимках различия в морфологии поверхности образцов с 500 и 1000 нм Ti мы связываем с различиями методов переноса НПГ с никелевой фольги на титан. Применение пленок ПММА как каркаса для слоя НПГ при переносе с ростовой поверх-

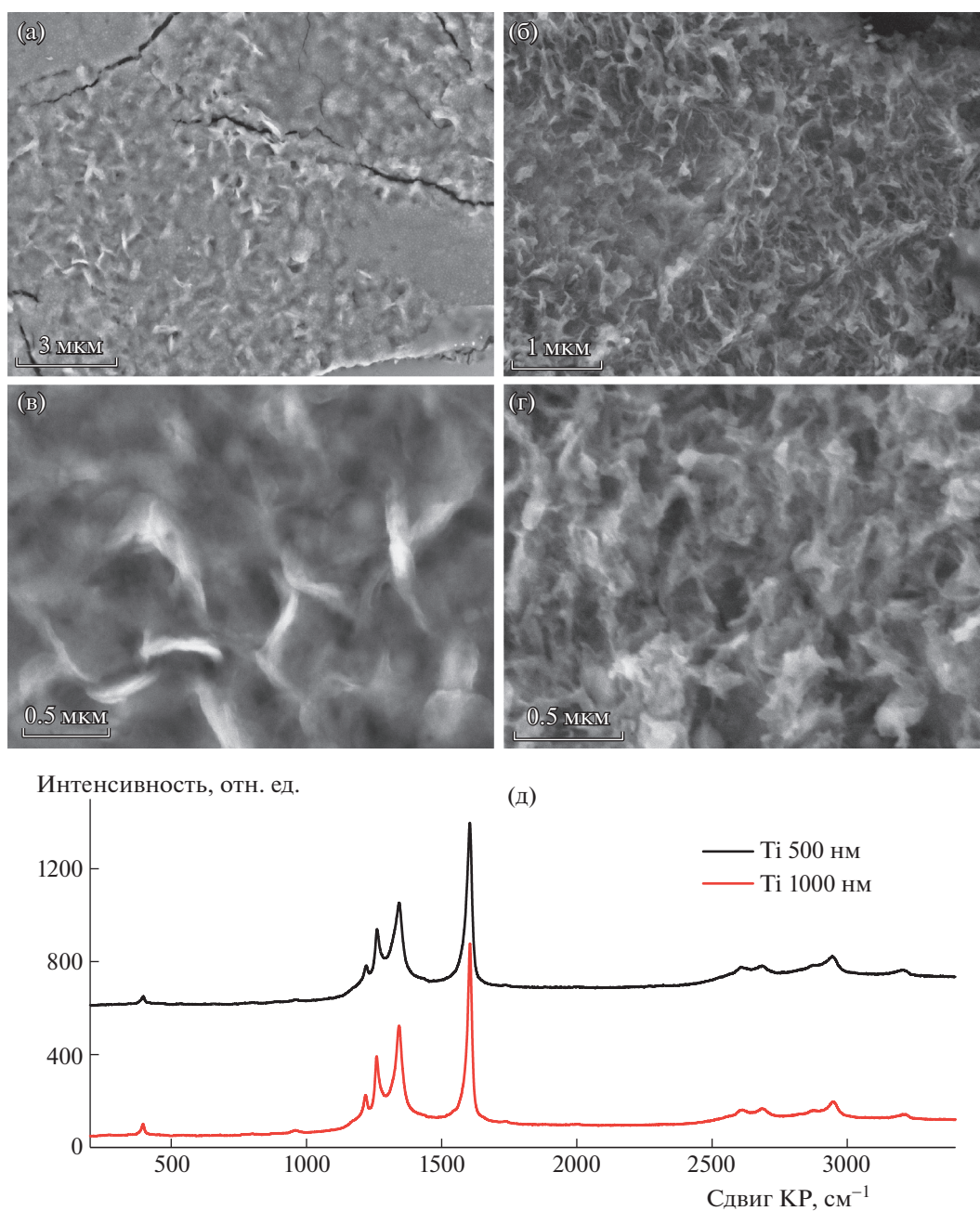


Рис. 2. Снимки СЭМ-поверхности донора с нанополосами графена на Ti 500 нм (а, в) и Ti 1000 нм (б, г) и сравнение спектров КР света для образцов на разных толщинах металла (д).

ности на пленку титана позволяет лучше сохранять его целостность (избегать появления трещин) и исходную структуру.

Спектральный анализ доноров со слоями НПП показывает сохранение всех характерных маркеров исходных 7-аНПП в спектрах комбинационного рассеяния (КР) света (рис. 2д) [20, 22–25] для обоих типов образцов. Самые интенсивные моды – это основные моды 7-аНПП, а именно G-мода (1605 см⁻¹) и D-мода (1343 см⁻¹). G-мода 7-аНПП аналогична G-моду графена, однако она

может быть расщеплена на две компоненты G⁺ и G⁻. В графене D-мода – это процесс второго порядка в присутствии дефектов, однако при переходе к нанополосам графена D-мода становится процессом КР первого порядка, поэтому интенсивность данной моды в НПП достаточно высокая. Две спектральные особенности на частотах 1220 и 1260 см⁻¹ ассоциированы с вибрационными модами изгибания в плоскости C–H-связей на краях НПП типа “кресло” [25].

Ранее в экспериментах по переносу графена и ОУНТ нами использовались слои металлического поглотителя различной толщины от 400 нм до 3 мкм, выбор которых был обусловлен нагревом и величиной импульса передаваемого переносимому участку углеродного материала при поглощении лазерного излучения с ростом плотности энергии в импульсе может приводить к частичной или полной абляции слоя поглотителя и загрязнению нанополос, а также сильному нагреву и повреждению переносимых участков. В наших условиях глубина прогрева титана за время действия лазерного импульса будет сравнима или меньше толщины металлической пленки $\sim \sqrt{\chi\tau} = 400$ нм, $\chi \approx 7-9 \times 10^{-6}$ м²/с – температуропроводность титана при температурах до 2000 К, $\tau = 20$ нс – длительность лазерного импульса. В то же время малая энергия в импульсе переноса может не позволить “сбросить” с донора на акцептор нанополосы. Величина импульса, необходимого для переноса, определяется помимо вкладываемой энергии массой переносимого участка (т.е. объемом (площадью и толщиной) углеродного материала) и связью этого участка с остающимся на доноре слоем. Визуальный контроль синтезируемых нанополос на ростовой поверхности никеля и продолжительность первичного отжига во время синтеза НПП позволили предположить, что масса переносимого материала будет сравнима с ранее перенесенными ОУНТ, а не нанослоев графена, поэтому для экспериментов была выбрана начальная толщина металла в 500 нм, ранее успешно использованная нами при переносе ОУНТ [16]. Вторая выбранная толщина слоя Ti в 1 мкм – также экспериментально установлена ранее, как минимальная толщина слоя поглотителя при успешном переносе более легких участков однослойного графена [17].

Серии импульсных воздействий производились начиная с минимальных плотностей энергии в пучке при визуальном контроле со стороны сапфировой подложки камерой высокого разрешения с объективом с увеличением 50× за образованием пузыря (начальный уровень) на поверхности титана и заканчивая максимальными значениями, отвечающими появлению признаков сквозной абляции слоя металла. Таким образом, были определены рабочие диапазоны плотностей энергии. Для образца с пленкой титана толщиной 500 нм он оказался 0.3–0.9 Дж/см², для образца с металлической пленкой толщиной 1000 нм – 1.5–5.6 Дж/см².

С ростом толщины пленки возрастает и плотность энергии лазерного излучения, при которой формируется пузырь – блистер, приводящий к выбросу углеродного слоя в направлении акцептора, в том числе из-за поверхностной абляции металла, вклад от которой должен возрастать с

ростом энергии. На пленках толщиной 500 нм области лазерного воздействия со стороны слоя нанополос почти во всем диапазоне использованных энергий хорошо заметны (рис. 3а). В этом случае с ростом плотности энергии лазерного излучения количество сбрасываемого из пятна излучения в сторону акцептора углеродного слоя постепенно приближается к 100%. В то же время при заметном увеличении используемых в эксперименте максимальных значений плотности энергии на образцах с большей толщиной (1000 нм) пленки металла следы воздействия со стороны НПП практически незаметны (рис. 3б). Визуально обнаруживаемые признаки отлета НПП проявляются только при максимальных использованных интенсивностях.

Такое поведение, по всей видимости, связано не только с ростом толщины стенок блистера (пленки титана) и меньшим нагревом в области воздействия из-за рассеяния тепла латерально, но и с сохранением более связанного состояния нанополос друг с другом после переноса с ростовой никелевой поверхности на титан при использовании ПММА. Для увеличения доли переносимого слоя НПП на подложки акцептора, возможно, потребуется отработка методики предварительной обрезки слоя НПП по границам области лазерного облучения.

При значительных различиях морфологии поверхности донора на стороне НПП после лазерного воздействия различия вида областей с перенесенным материалом на поверхность акцептора не столь очевидны. На рис. 3в–3е показаны снимки СЭМ перенесенных на акцептор участков, соответствующих показанным донорам. В обоих случаях (500 и 1000 нм Ti) при переносе наблюдается фрагментация исходного слоя НПП и разлет фрагментов по площадям, заметно превышающим площадь пятна лазерного облучения. При этом снимки СЭМ отдельных участков перенесенного материала (рис. 3д, е) с большим разрешением показывают сохранение исходной морфологии поверхности (в сравнении с рис. 2б, г) слоя НПП на участках площадью ~ 10 мкм. Для перенесенных участков при использовании более тонкой пленки металла характерны заметные искривления их поверхности (рис. 3в) и плохой контакт с кремниевой поверхностью акцептора, о чем свидетельствует худшее стекание заряда при измерениях в СЭМ, проявляющееся в засветке участков на изображении. К таким последствиям лазерного переноса приводит, по нашему мнению, частичная фрагментация слоя НПП еще в процессе переноса с ростовой поверхности никеля на титан без использования связующей пленки ПММА, переносимые таким методом НПП изначально хуже контактируют друг с другом и легче фрагментируются с большим разлетом вдоль поверхности акцептора. В пользу этого утверждения

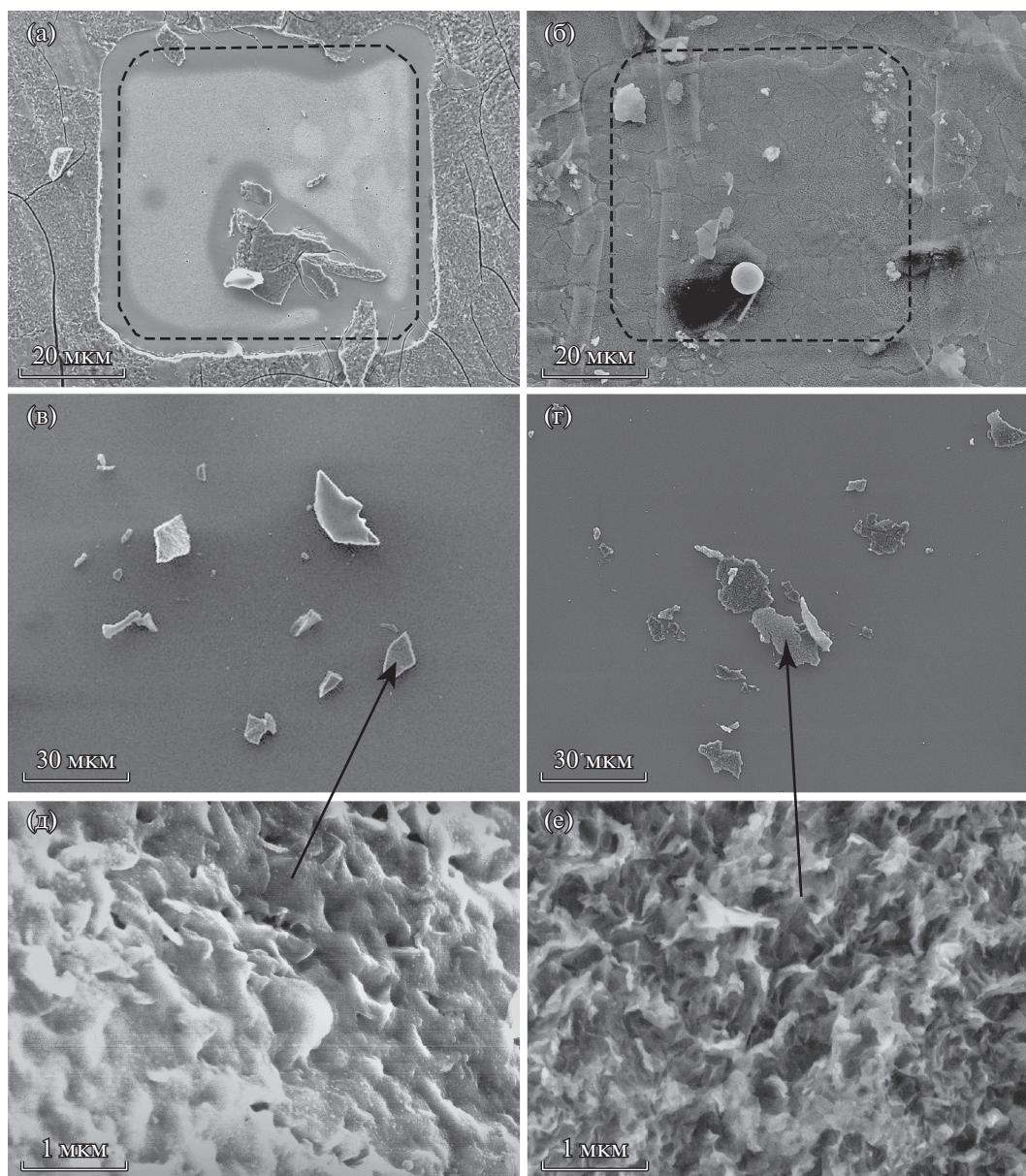


Рис. 3. Снимки СЭМ-поверхности доноров (а, б) (пунктиром показан контур лазерного пятна на поверхности) и акцепторов (в–е) после лазерного воздействия с плотностью энергии 0.6 Дж/см² на образец с пленкой Ti толщиной 500 нм (а, в, д) и с плотностью энергии 5.2 Дж/см² на образец с пленкой Ti толщиной 1000 нм (б, г, е).

также говорит суммарная площадь удаленного с донора слоя НПГ и перенесенного материала на SiO₂: на акцепторе, напротив зоны воздействия, обнаруживается сравнимое количество перенесенного материала при отмеченном выше заметно меньшем сбросе НПГ с донора на пленке Ti толщиной 1000 нм по сравнению с образцом с более тонким слоем металла.

При элементном анализе СЭМ-признаков остатков ПММА и других загрязнений в перенесенных участках до абляционного появления капель титана SiO₂ не обнаружено. Анализ с по-

мощью спектроскопии КР света областей на акцепторе с признаками переноса показал наличие НПГ. В материале, перенесенном как с 500 нм пленки титана, так и с 1000 нм, на спектрах КР (рис. 4) наблюдаются все характерные моды исходных НПГ (на рис. 4 исходные спектры КР представлены для сравнения серым цветом) без заметных изменений ширины линий, их относительных интенсивностей и положения. То есть при лазерной печати сохраняются структурные особенности и напряжения синтезированных нанополос графена.

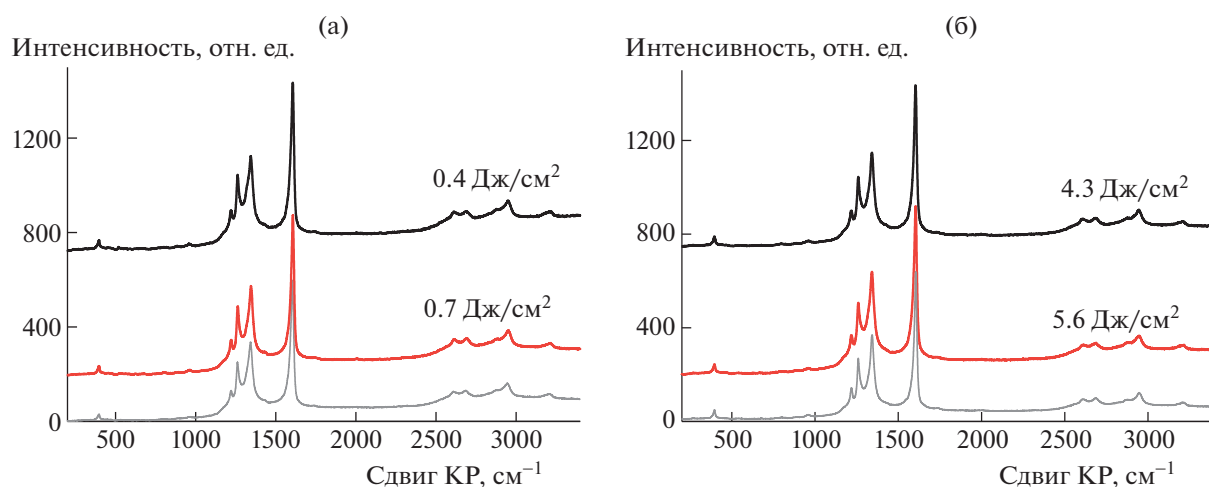


Рис. 4. Спектры КР с перенесенного материала с образцов с Ti 500 нм (а) и Ti 1000 нм (б) при разных плотностях энергии лазерного излучения. Серые кривые – исходные спектры КР на металлической пленке.

Характерной особенностью узких НПП является дыхательная мода, которая расположена в низкочастотной области спектра и связана с относительным колебательным движением противоположных по ширине краев нанополос графена. Частота дыхательных мод НПП увеличивается с уменьшением ширины нанополосы [24]. Пик, расположенный на частоте 396 см^{-1} и соответствующий известному экспериментальному [20] и теоретическому [24] значению частоты дыхательных мод для 7-аНПП, можно наблюдать как в исходной пленке (рис. 1, рис. 2д), так и на перенесенных участках (рис. 4). Также можно наблюдать в перенесенном материале спектральные особенности НПП в высокочастотной области спектра ($2550\text{--}3250\text{ см}^{-1}$), которые ассоциированы с модами второго порядка характерных мод НПП и имеют интенсивности, близкие к исходным на спектрах КР-доноров (рис. 2д).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Отработка получения образцов для блистерного лазерного переноса на основе атомарно-точных нанополос графена шириной 7 атомов углерода с краем типа “кресло” и проведенные исследования по лазерному воздействию на такие структуры показали возможность осуществления успешного прямого лазерного переноса нового перспективного углеродного наноматериала участками с площадью $\sim 10\text{ мкм}$ и с сохранением всех структурных особенностей и целостности отдельных нанополос. Обозначенные в исследованиях проблемы с сохранением целостности облучаемых микрообластей в процессе переноса будут решаться в дальнейших экспериментах. Простота реализации и масштабирование использованной методики лазерного переноса перспективны для изго-

товления массивов полевых эмиттеров или транзисторов на основе нанополос графена.

ИСТОЧНИК ФИНАНСИРОВАНИЯ

Данная работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 18-72-10158). Синтез нанополос графена на никелевой фольге выполнен при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-32-60006.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bennett P.B., Pedramrazi Z., Madani A., Chen Y.-C., de Oteyza D.G., Chen C., Fischer F.R., Crommie M.F., Bokor J. Bottom-up graphene nanoribbon field-effect transistors // *Appl. Phys. Lett.* 2013. V. 103 (25). 253114. <https://doi.org/10.1063/1.4855116>
2. Llinas J.P., Fairbrother A., BorinBarin G., Shi W., Lee K., Wu S., Yong Choi B., Braganza R., Lear J., Kau N., Choi W., Chen C., Pedramrazi Z., Dumsloff T., Narita A., Feng X., Mullen K., Fischer F., Zettl A., Ruffieux P., Yablonovitch E., Crommie M., Fasel R., Bokor J. Short-channel field-effect transistors with 9-atom and 13-atom wide graphene nanoribbons // *Nat. Commun.* 2017. V. 8 (1). P. 633. <https://doi.org/10.1038/s41467-017-00734-x>
3. Chen Z., Zhang W., Palma C.A., Lodi Rizzini A., Liu B., Abbas A., Richter N., Martini L., Wang X.Y., Cavani N., Lu H., Mishra N., Coletti C., Berger R., Klappenberger F., Klaui M., Candini A., Affronte M., Zhou C., De Renzi V., Del Pennino U., Barth J.V., Rader H.J., Narita A., Feng X., Mullen K. Synthesis of Graphene Nanoribbons by Ambient-Pressure Chemical Vapor Deposition and Device Integration // *J. Am. Chem. Soc.* 2016. V. 138 (47). 15488. <https://doi.org/10.1021/jacs.6b10374>
4. Liu M., Tjiu W.W., Pan J., Zhang C., Gao W., Liu T. One-step synthesis of graphene nanoribbon-MnO₂ hybrids and their all-solid-state asymmetric supercapaci-

- tors // *Nanoscale*. 2014. V. 6 (8). 4233.
<https://doi.org/10.1039/C3NR06650A>
5. *Li L., Raji A.R., Fei H., Yang Y., Samuel E.L., Tour J.M.* Bandgap Engineering of Coal-Derived Graphene Quantum Dots // *ACS Appl. Mater. Interfaces*. 2013. V. 5 (14). 6622.
<https://doi.org/10.1021/acsami.5b01419>
 6. *Sevincli H., Sevik C., Cain T., Cuniberti G.* A bottom-up route to enhance thermoelectric figures of merit in graphene nanoribbons // *Sci. Rep.* 2013. V. 3. 1228.
<https://doi.org/10.1038/srep01228>
 7. *Barone V., Hod O., Scuseria G.E.* Electronic Structure and Stability of Semiconducting Graphene Nanoribbons // *Nano Lett.* 2006. V. 6 (12). 2748 (2006).
<https://doi.org/10.1021/nl0617033>
 8. *Yang L., Park C.H., Son Y.W., Cohen M.L., Louie S.G.* Quasiparticle Energies and Band Gaps in Graphene Nanoribbons // *Phys. Rev. Lett.* 2007. V. 99 (18). 186801.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.99.186801>
 9. *Son Y.W., Cohen M.L., Louie S.G.* Energy Gaps in Graphene Nanoribbons // *Phys. Rev. Lett.* 2007. V. 98. 089901.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.97.216803>
 10. *Kimouche A., Ervasti M.M., Drost R., Halonen S., Harju A., Joensuu P.M., Sainio J., Liljeroth P.* Ultra-narrow metallic armchair graphene nanoribbons // *Nat. Commun.* 2015. V. 6. 10177.
<https://doi.org/10.1038/ncomms10177>
 11. *Ruffieux P., Wang S., Yang B., Sanchez-Sanchez C., Liu J., Dienel T., Talirz L., Shinde P., Pignedoli C.A., Passerone D., Dumslaff T., Feng X., Mullen K., Fasel R.* On-surface synthesis of graphene nanoribbons with zigzag edge topology // *Nature*. 2016. V. 531 (7595). 489.
<https://doi.org/10.1038/nature17151>
 12. *Talirz L., Ruffieux P., Fasel R.* On-Surface Synthesis of Atomically Precise Graphene Nanoribbons // *Adv. Mater.* 2016. V. 28 (29). 6222.
<https://doi.org/10.1002/adma.201505738>
 13. *Komlenok M.S., Kudryavtsev O.S., Pasternak D.G., Vlasov I.I., Konov V.I.* Blister-based laser-induced forward transfer of luminescent diamond nanoparticles // *Physica Status Solidi (A) Applications and Materials Science*. 2021. V. 218 (5). 2000269.
<https://doi.org/10.1002/pssa.202000269>
 14. *Arutyunyan N.R., Komlenok M.S., Kononenko T.V., Dezhkina M.A., Popovich A.F., Konov V.I.* Printing of single-wall carbon nanotubes via blister-based laser-induced forward transfer // *Las. Phys.* 2019. V. 29 (2). 026001.
<https://doi.org/10.1088/1555-6611/aaf644>
 15. *Жигарьков В.С., Минаев Н.В., Юсупов В.И.* Разрушение поглощающих металлических пленок при лазерной печати гелевыми микрокаплями // *Квантовая электроника*. 2020. № 50(12). С. 1134.
<https://doi.org/10.1070/QEL17426>
 16. *Dezhkina M.A., Komlenok M.S., Pivovarov P.A., Rybin M.G., Arutyunyan N.R., Popovich A.F., Obraztsova E.D., Konov V.I.* Blister-based laser-induced forward transfer of 1D and 2D carbon nanomaterials // *J. of Physics: Conference Series*. 2020. V. 1571 (1). 012007.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1571/1/012007>
 17. *Komlenok M.S., Pivovarov P.A., Dezhkina M.A., Rybin M.G., Savin S.S., Obraztsova E.D., Konov V.I.* Printing of Crumpled CVD Graphene via Blister-Based Laser-Induced Forward Transfer // *Nanomaterials*. 2020. 10. 1103.
<https://doi.org/10.3390/nano10061103>
 18. *Fedotov P.V., Rybkovskiy D.V., Chernov A.I., Obraztsova E.A., Obraztsova E.D.* Excitonic Photoluminescence of Ultra-Narrow 7-Armchair Graphene Nanoribbons Grown by a New “Bottom-Up” Approach on a Ni Substrate under Low Vacuum // *J. Phys. Chem. C*. 2020. 124. 47. 25984–25991.
<https://doi.org/10.1021/acs.jpcc.0c07369>
 19. *Fedotov P.V., Rybkovskiy D.V., Novikov I.V., Obraztsova E.D.* Optical Properties of 3-Armchair Graphene Nanoribbons Produced by a Combination of Chemical Vapor Deposition with a Bottom-up Approach // *Phys. Status Solidi B*. 2022. online.
<https://doi.org/10.1002/pssb.202100501>
 20. *Cai J., Ruffieux P., Jaafar R., Bieri M., Braun T., Blankenburg S., Muoth M., Seitsonen A.P., Saleh M., Feng X.* Atomically precise bottom-up fabrication of graphene nanoribbons // *Nature*. 2010. V. 466. P. 470–473.
<https://doi.org/10.1038/nature09211>
 21. *Blake P., Hill E.W., Castro Neto A.H.* Making graphene visible // *Appl. Phys. Lett.* 2007. 91. 063124.
<https://doi.org/10.1063/1.2768624>
 22. *Huang H., Wei D., Sun J., Wong S.L., Feng Y.P., Neto A.H., Wee A.T.* Spatially Resolved Electronic Structures of Atomically Precise Armchair Graphene Nanoribbons // *Sci. Rep.* 2012. 2. 983.
<https://doi.org/10.1038/srep00983>
 23. *Borin Barin G., Fairbrother A., Rotach L., Bayle M., Paillet M., Liang L., Meunier V., Hauert R., Dumslaff T., Narita A.* Surface-Synthesized Graphene Nanoribbons for Room Temperature Switching Devices: Substrate Transfer and ex Situ Characterization // *ACS Applied Nano Materials*. 2019. № 2. P. 2184–2192.
<https://doi.org/10.1021/acsanm.9b00151>
 24. *Zhou J., Dong J.* Vibrational property and Raman spectrum of carbon nanoribbon // *Appl. Phys. Lett.* 2007. V. 91. 173108.
<https://doi.org/10.1063/1.2800796>
 25. *Gillen R., Mohr M., Thomsen C., Maultzsch J.* Vibrational properties of graphene nanoribbons by first-principles calculations // *Phys. Rev. B*. 2009. 80. 155418.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.80.155418>

LASER-INDUCED FORWARD TRANSFER OF GRAPHENE NANORIBBONS

M. S. Komlenok^a, P. V. Fedotov^{a,b}, N. D. Kurochitsky^a, A. F. Popovich^c, and P. A. Pivovarov^a

^a*Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

^b*Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Moscow Region, Russia*

^c*Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics (Fryazino Branch), Russian Academy of Sciences, Fryazino, Moscow Region, Russia*

Presented by Academician of the RAS V.I. Konov

The transfer of synthesized graphene nanoribbons with initial characteristics obtained on the growth surface is an urgent and complex problem. Laser methods have proven themselves as a delicate, selective tool for the transfer of carbon nanomaterials. The ease of implementation of laser techniques reduces the number of intermediate manipulations with the transferred material, increasing the safety of its structure. In this work, direct blister-based laser-induced forward transfer of high-quality graphene nanoribbons from a metal surface onto a SiO₂/Si substrate is implemented. The effect of growth parameters and the transfer method on the structure of transferred carbon sites was studied. The retention of the original crystal structure of the transferred atomically precise graphene nanoribbons was confirmed by Raman spectroscopy.

Keywords: graphene nanoribbons, laser-induced forward transfer, nanomaterials, nanomaterial synthesis

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ РЕГУЛЯРИЗАЦИЯ ФУНКЦИИ ГРИНА В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ И КВАЗИКЛАССИЧЕСКИЙ СПЕКТР КОМПЛЕКСНОЙ ЭНЕРГИИ В КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ

© 2022 г. А. М. Мандель^{1,*}, В. Б. Ошурко^{1,2,**}, С. М. Першин^{2,***}, Е. Е. Карпова¹

Представлено академиком РАН А.С. Бугаевым 12.04.2022 г.

Поступило 15.04.2022 г.

После доработки 15.04.2022 г.

Принято к публикации 08.06.2022 г.

Показано, что пространственная регуляризация функции Грина (фактически введение конечного радиуса источника) в электрическом поле позволяет по-новому решить задачу расчета спектра слабосвязанных состояний в квантовых точках. Обоснован физический смысл точек стационарной фазы в функции Грина, в результате чего расчет штарковского сдвига и вероятности ионизации становится полностью квазиклассическим. Получено новое правило квантования для параметров квантовых точек, при которых в них существуют слабосвязанные состояния, хорошо управляемые внешними полями.

Ключевые слова: функция Грина в электрическом поле, конечный радиус источника, квазиклассический штарковский сдвиг, правило квантования для параметров квантовых точек

DOI: 10.31857/S2686740022040083

Для квантовой электроники особую роль играют состояния с небольшой энергией связи (слабосвязанные), так как именно они хорошо управляются внешними электромагнитными полями не слишком большой напряженности, достижимыми в лабораторных условиях. К проблеме ионизации¹⁾ (вырывания электрона из потенциальной ямы) таких состояний хорошо развиты два альтернативных подхода. Первый состоит в том, что потенциальная яма считается бесконечно глубокой и бесконечно малой геометрически (приближение δ -потенциала, например, [1, 2]), а электрическое поле учитывается точно. Во втором подходе, напротив, точно учитываются граничные условия, формирующие структуру волновой функции связанного электрона, а электрическое поле рассматривается в рамках теории возмущений (например, [3]).

¹⁾В данном контексте не столь важно, идет ли речь о фотоионизации или об автоионизации; полученные результаты применимы в обоих случаях.

¹⁾Московский государственный технологический университет “СТАНКИН”, Москва, Россия

²⁾Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: arkadimandel@mail.ru

**E-mail: vbo08@yandex.ru

***E-mail: pershin@kapella.gpi.ru

В работе [4] предложен метод, позволяющий учесть как конечную глубину и размер потенциальной ямы, так и внешнее электрическое поле вне рамок теории возмущений. Это позволило, в частности, обнаружить новый эффект осцилляций штарковского сдвига и вероятности ионизации (ширины уровня) с изменением напряженности поля. Такие осцилляции существуют только в яме конечной глубины, и дает их одна из точек стационарной фазы в функции Грина внутри потенциальной ямы. В пределе δ -потенциала эта точка исчезает как существенно особая, так что указанный эффект принципиально непертурбативен.

В данной работе мы приблизим постановку задачи к случаю δ -потенциала, считая яму “бесконечно глубокой”, но геометрически конечной (с радиусом R). Точнее, будем везде пренебрегать степенями $\text{Re}(W)/U_0$; здесь W — энергия связи электрона в потенциальной яме (в электрическом поле — комплексная), U_0 — глубина ямы²⁾. Основным результатом такого приближения — полное прояснение квазиклассического смысла штарковского сдвига и вероятности ионизации и парамет-

²⁾Для квантовой точки это — перепад уровня дна зоны проводимости матрицы и материала точки. Отстроиться от экситонных эффектов можно, рассматривая гетероструктуру ковариантного типа, где и дно зоны проводимости, и потолок валентной зоны в точке ниже, чем в матрице.

ров, их формирующих. Кроме того, мы получим новое, насколько нам известно, правило квантования для размеров сферических квантовых точек, определяющее условие существования в них слабосвязанных состояний, столь важных для электроники.

Удерживающий потенциал квантовой точки берем в виде прямоугольной потенциальной ямы радиуса R и глубины U_0 . В качестве решения вне ямы $r > R$ можно использовать функцию Грина в электрическом поле [4–6], описывающую локализованный в яме S -электрон³⁾

$$G^{ex}(\mathbf{r}, 0) \sim \int_0^{\infty} dt \cdot t^{-\frac{3}{2}} \cdot \exp(\varphi), \quad (1)$$

$$\varphi = \frac{i}{\hbar} \left(\frac{m^* r^2}{2t} - \frac{1}{2} eEzt + Wt - \frac{(eE)^2 t^3}{24m^*} \right), \quad (2)$$

где t – время, \mathbf{r} – радиус-вектор (центр квантовой точки в начале координат), m^* – эффективная масса электрона в материале матрицы, E – напряженность электрического поля, направленная по оси z , W – комплексная энергия электрона с $\text{Re}(W) < 0$ для связанного состояния.

Отметим сразу, что слагаемое $eEzt/2$ в экспоненте (2), нарушающее сферическую симметрию задачи, при расчете спектра можно опустить. Дело в том, что на границе ямы $r = R$, где условие сшивки логарифмической производной и формирует спектр [7], это слагаемое дает лишь малые поправки, причем как в слабых, так и в сильных полях. Подробно это аргументировано в [4, 8]. Здесь мы добавим еще один аргумент, возможно, самый важный. В базовой работе [6] вероятность ионизации получена как вероятность туннелирования частицы через треугольный потенциальный барьер, создаваемый в электрическом поле именно членом $eEzt/2$ в (2). Мы получим тот же результат, вообще убрав этот член из функции Грина. Ясно, что такая устойчивость не может быть случайной.

Для дальнейшего важно коротко описать физический смысл функции Грина (1), хотя он хорошо известен [5]. Интеграл (1) легко переписать в пределах от $-\infty$ до 0. Это означает, что вклад в амплитуду перехода частицы из источника (точки $\mathbf{r} = 0$) в точку \mathbf{r} дают все предшествующие моменты времени. Основную квазиклассическую картину формируют моменты, соответствующие точкам стационарной фазы $d\varphi/dt = 0$. Их, как трудно убедиться, две:

³⁾Ясно, что электроны с ненулевым орбитальным моментом l локализируются ямой гораздо хуже из-за поведения решения в нуле типа $\psi(r) \sim r^{l+1}$.

$$t_0^{(1,2)} = -\frac{\sqrt{2i\hbar}}{(-2W)\beta} [1 \mp (1 - \alpha^2)^{1/2}]^{1/2}, \quad (3)$$

$$\alpha = \frac{eEr}{-2W}, \quad \beta = \frac{eE\hbar}{\sqrt{-2m^*W}(-2W)}.$$

Выбор знака корней здесь диктуется исключительно принципом причинности: стационарные точки должны лежать в нижней комплексной полуплоскости [9].

Как уже отмечалось, спектр частицы определяется условием сшивки “внутренней” и “внешней” волновой функции на границе квантовой точки $r = R$. Видим, что квазиклассическое приближение определяется двумя безразмерными параметрами α и β . Их физический смысл совершенно ясен – это отношение работы поля на длине потенциальной ямы (α) или на “дебройлевской длине” (β) к удвоенной энергии связи уровня. Поясним, о какой дебройлевской длине здесь идет речь. Импульс частицы внутри ямы, разумеется, равен $\sqrt{2m^*(U_0 + W)}$. Входящий в β импульс $\sqrt{-2m^*W}$ – это импульс свободной частицы на так называемом виртуальном уровне [8]. Именно интерференция с ним, как будет видно далее, и определяет вероятность ионизации. Ясно, что в приближении δ -потенциала параметр α вообще не возникает. “Слабосвязанность” состояния означает, кроме очевидного соотношения $\text{Re}(-W) \ll U_0$, и условие $\alpha \ll \beta$ в окрестности границы ямы. Частица, хоть и локализованная на квантовой точке, большую часть времени проводит в матрице, что и делает ее такой управляемой. Именно по этой причине мы не будем вводить поправки на изменение эффективной массы внутри материала квантовой точки. Тем не менее способ последовательного введения таких поправок описан в работе [10].

Теперь становится ясен физический смысл точек стационарной фазы, создающих квазиклассическую картину. Вначале рассмотрим практически более важный случай слабого электрического поля $\alpha \ll 1$. Важно, что слабость поля в данном контексте вовсе не означает малость абсолютного значения его напряженности. Любое поле будет в этом смысле сильным при $W \rightarrow 0$.

Первая точка в (3) в самом простом приближении

$$t_0^{(1)} \approx R\sqrt{-m^*/2W} + O(E^2) \approx R/v + O(E^2),$$

где v – скорость частицы на виртуальном уровне с энергией $(-W)$. Ясно, что это время вылета частицы на виртуальном уровне из центра потенциальной ямы, и внешнее поле здесь дает малые поправки. Этот корень как точка стационарной фазы вообще не существует в пределе δ -потенциала, но он и определяет действительный шарковский

сдвиг уровня в нашей картине. Вторая точка в (3) в таком же “минимальном” приближении

$$t_0^{(2)} \approx 2\sqrt{-2m^*W}/eE + O(R^2).$$

Это момент времени, когда импульс кулоновской силы eE вдвое превысит начальный импульс частицы на виртуальном уровне. Классическая аналогия – частица вылетает из ямы против поля и отражается от потенциального барьера, созданного полем. Здесь размер ямы дает малые поправки, так что данный корень выживает в пределе δ -потенциала и определяет мнимую часть энергии (вероятность ионизации).

Для полноты картины рассмотрим и случай очень сильного электрического поля $\alpha \gg 1$ (предельно слабосвязанного состояния). Два корня в том же простейшем приближении практически сливаются

$$t_0^{(3)} \approx \exp\left(-\frac{i\pi}{4}\right) \sqrt{\frac{2m^*R}{eE}} \left(1 \pm \frac{i}{2\alpha}\right),$$

различаясь лишь малыми поправками $\sim 1/\alpha \sim W$. И здесь физический смысл легко просматривается – это время равноускоренного движения (с ускорением eE/m^*) от центра к краю ямы. Ясно, что начальный “запас энергии” частицы $\text{Re}(-W)$ дает лишь малые поправки в этом пределе.

Таким образом, квазиклассический смысл точек стационарной фазы вполне понятен. Полная перевальная оценка функции Грина во внешней окрестности квантовой точки $r > R$ имеет вид [4] (не нужные нам для построения спектра постоянные мы, как и ранее, опускаем)

$$G^{ex}(r, 0) \sim \frac{eE}{(-2W)} (1 - \alpha^2)^{-1/4} \times \left[\frac{\exp(\varphi_3)}{((1 - \alpha^2)^{1/2} - 1 + \alpha^2)^{1/2}} - \frac{i \exp(\varphi_4)}{((1 - \alpha^2)^{1/2} + 1 - \alpha^2)^{1/2}} \right] \quad (4)$$

$$\varphi_{3,4} = -\frac{\sqrt{2} \mp (1 - \alpha^2)^{1/2} + \alpha^2}{3\beta [1 \mp (1 - \alpha^2)^{1/2}]^{1/2}}.$$

Далее мы следуем логике базовой работы [6]: поскольку внутри ямы внешнее поле изменить волновую функцию не может, а сшивать на границе ямы $r = R$ придется именно с этой внутренней функцией, то вместо стандартного условия непрерывности логарифмической производной на границе ямы мы можем использовать для определения спектра равенство выражения (4) его же “бесполювому” пределу $E \rightarrow 0$

$$G^{ex}(R, 0, \alpha, \beta) = G^{ex}(R, 0, \alpha = 0, \beta = 0). \quad (5)$$

Так мы получаем аналог известного трансцендентного уравнения комплексной энергии из метода δ -потенциала ([1, 6] и т.д.) для ямы конечных размеров

$$\exp\left[-\frac{R}{\hbar} \sqrt{-2m^*W_0}\right] = \frac{\alpha}{\sqrt{2}(1 - \alpha^2)^{1/4}} \times \left[\frac{\exp(\varphi_3)}{((1 - \alpha^2)^{1/2} - 1 + \alpha^2)^{1/2}} - \frac{i \exp(\varphi_4)}{((1 - \alpha^2)^{1/2} + 1 - \alpha^2)^{1/2}} \right], \quad (6)$$

где W_0 – не возмущенное полем значение энергии уровня.

В слабом поле, с точностью до членов $\sim \alpha^2$, из (6) получаем комплексное значение уровня энергии во внешнем электрическом поле

$$W = W_0 \left(1 + \frac{\alpha\beta}{2} - i\beta \cdot \frac{\exp\left(-\frac{2}{3\beta}\right)}{2} \right). \quad (7)$$

Мнимая часть энергии (ширина уровня) в точности совпадает с результатами [1, 6] и многих других авторов. Это, несомненно, подтверждает возможность упрощения функции Грина (2), описанного ранее. А вот квазиклассическое выражение для штарковского сдвига отличается довольно значительно. В модели δ -потенциала соответствующее выражение имеет вид $\beta^2/4$ в наших обозначениях [6]. По абсолютному значению наше выражение гораздо меньше ввиду $\alpha \ll \beta$ для слабосвязанных состояний.

Предлагаемая пространственная регуляризация функции Грина состоит в том, что мы не будем устремлять $R \rightarrow 0$, т.е. распространять область определения (1), (2) на все пространство, кроме точки $R = 0$. Определим функцию Грина внутри потенциальной ямы $r < R$ в виде

$$G^{in}(\mathbf{r}, 0) \sim \int_0^\infty dt \cdot t^{-\frac{3}{2}} \cdot [\exp(i\varphi') - i \exp(i\varphi'')], \quad (8)$$

$$\varphi' = \frac{i}{\hbar} \left(\frac{m^*r^2}{2t} + (U_0 + W)t - \frac{(eE)^2 t^3}{24m^*} \right). \quad (9)$$

Такая комбинация – единственный вариант сделать конечной в нуле величину

$$\text{Re}[G^{in}(\mathbf{r}, 0)]/r$$

(подробности – в [7]). В (9) мы уже исключили нарушающее сферическую симметрию слагаемое, как и в (2). Далее повторяем все предыдущие оценки для функции (8), пренебрегая везде степенями $\text{Re}(W)/U_0$. Тогда условие сшивки на границе ямы, аналогичное (5), приводит к уравнению, дополняющему (6):

$$\sqrt{U_0} \cdot \text{ctg}(R\sqrt{2m^*U_0}/\hbar) = -\sqrt{-W_0}. \quad (10)$$

Но ввиду $-W_0 \ll U_0$, радиус квантовой точки должен удовлетворять дополнительному условию квантования

$$R\sqrt{2m^*U_0} \approx \pi\left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar. \quad (11)$$

Только в этом случае на точке может локализоваться слабосвязанный электрон.

В заключение остановимся на естественном вопросе — насколько “модельно зависимы” наши результаты. Мы рассмотрели один из простейших видов удерживающего потенциала — прямоугольную яму. Однако, на наш взгляд, спектральные соотношения типа (6), (10) и условие типа (11) должны иметь место в любом реалистическом короткодействующем потенциале, исключаящем конфаймент для электронов⁴⁾. В любом случае придется шивать растущую из нуля степенную функцию с убывающей экспонентой вне области потенциала. Пройти через максимум (возможно, не первый) волновая функция должна вблизи границы ямы для слабосвязанного состояния. Именно этими обстоятельствами порождены указанные условия, хотя конкретная их форма, разумеется, может значительно меняться с изменением формы удерживающего потенциала.

ИСТОЧНИК ФИНАНСИРОВАНИЯ

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России, грант FSFS-2020-0025.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Демков Ю.Н., Островский В.Н. Метод потенциалов нулевого радиуса в атомной физике. Л.: Изд. ЛГУ, 1975.

⁴⁾Весьма распространенный случай потенциала с так называемым “кулоновским хвостом” подробно описан в [7] и не очень отличается от нашего.

2. Эминов П.А., Гордеева С.В. Ионизация квантовой точки электрическими полями. // Квантовая электроника. 2012. Т. 42. № 8. С. 733–739. <https://doi.org/10.1070/QE2012v042n08ABEH014873>
3. Зегря Г.Г., Самосват Д.М. Энергетический спектр и время жизни носителей заряда в открытых квантовых точках в электрическом поле // ЖЭТФ. 2009. Т. 135. № 6. С. 1043–1055. <https://doi.org/10.31857/S1234567820240040>
4. Мандель А.М., Ошурко В.Б. Энергетический спектр идеальных квантовых точек, управляемых внешним электрическим полем // Квантовая электроника. 2018. Т. 48. № 1. С. 49–56. <https://doi.org/10.1070/QEL16474>
5. Feynman R.P., Hibbs A.R. Quantum mechanics and path integrals. N.Y.: McGraw-Hill book company, 1965.
6. Демков Ю.Н., Друкарев Г.Ф. Распад и поляризуемость отрицательного иона в электрическом поле // ЖЭТФ. 1964. Т. 47. № 3 (9). С. 918–924.
7. Базь А.И., Зельдович Я.Б., Переломов А.М. Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. М.: Наука, 1971.
8. Мандель А.М., Ошурко В.Б., Першин С.М. Тонкое полупроводниковое квантовое кольцо — аналог атома Бора, управляемого магнитным полем // Доклады РАН. Физика, технические науки. 2021. Т. 500. С. 21–25. <https://doi.org/10.31857/S2686740021050047>
9. Нусинцевейг Х.М. Причинность и дисперсионные соотношения. М.: Мир, 1976.
10. Мандель А.М., Ошурко В.Б., Карпова Е.Е. Механизм перенормировки фактора Ланде и эффективной массы в малых сферических квантовых точках // Радиотехника и электроника. 2019. Т. 64. № 10. С. 1010–1018. <https://doi.org/10.1134/S1064226919100085>

SPATIAL REGULARIZATION OF THE GREEN’S FUNCTION IN AN ELECTRIC FIELD AND THE QUASI-CLASSICAL COMPLEX ENERGY SPECTRUM IN QUANTUM DOTS

A. M. Mandel^a, V. B. Oshurko^{a,b}, S. M. Pershin^b, and E. E. Karpova^a

^aMSTU “STANKIN”, Moscow, Russia

^bProkhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

Presented by Academician of the RAS A.S. Bugaev

It is shown that the spatial regularization of the Green’s function (in fact, the introduction of a finite source radius) in an electric field makes it possible to solve the problem of calculating the spectrum of weakly bound states in quantum dots in a new way. The physical meaning of the stationary phase points in the Green’s function is clarified, so that the calculation of the Stark shift and the ionization probability becomes completely semiclassical. A new quantization rule is obtained for the parameters of quantum dots, under which there are weakly bound states in them, well controlled by external fields.

Keywords: Green’s function in an electric field, finite source radius, semiclassical Stark shift, quantization rule for quantum dot parameters

ВЕЙВЛЕТ-АНАЛИЗ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ ПРИ МНОГОИМПУЛЬСНОМ ЭЦР-НАГРЕВЕ В СТЕЛЛАРАТОРЕ Л-2М

© 2022 г. П. А. Нестеренко^{1,*}, В. Д. Борзосекон¹, В. А. Смирнов²

Представлено академиком РАН И.А. Шербаковым 16.03.2022 г.

Поступило 17.03.2022 г.

После доработки 17.03.2022 г.

Принято к публикации 08.06.2022 г.

Проведен анализ динамики возникновения вихревых структур низкочастотной плазменной турбулентности на основе обработки временных выборок широкополосных зашумленных сигналов, измеренных диагностиками малоуглового и обратного коллективного рассеяния излучения гиротрона на первой гармонике (75 ГГц) при многоимпульсном ЭЦР-нагреве в стеллараторе Л-2М при боронизации внутренней стенки камеры. Представлены результаты высокочастотной фильтрации временных выборок сигналов диагностик, корреляционный анализ, спектральный Фурье-анализ, а также вейвлет-анализ сигналов плазменной турбулентности.

Ключевые слова: стелларатор, боронизация, СВЧ-диагностики, низкочастотная плазменная турбулентность, спектральный анализ, вейвлет-анализ

DOI: 10.31857/S2686740022040095

ВВЕДЕНИЕ

Научная программа исследования удержания высокотемпературной плазмы в тороидальных магнитных ловушках для реализации управляемого термоядерного синтеза (УТС) находится в активной стадии: завершается строительство международного экспериментального термоядерного реактора (ITER) [1]; введен в эксплуатацию новый отечественный токамак Т15-МД [2]; ведутся обсуждение и разработка демореакторов [3]; вводятся в строй новые установки по всему миру. Изучение процессов, протекающих в плазме таких установок, является ключевым элементом для создания и распространения будущих энергетических реакторов УТС.

Процесс изучения физики высокотемпературной плазмы и управляемого термоядерного синтеза требует одновременного использования различных радиофизических бесконтактных диагностик [4]. Актуальной задачей для анализа удержания плазмы в тороидальных установках является исследование спектральных параметров турбулентности разных масштабов.

В данной работе проведено исследование разномасштабных плазменных турбулентных структур при многоимпульсном ЭЦР-нагреве [5] в стеллараторе Л-2М при боронизации [6] стенки камеры посредством использования программного комплекса в среде Matlab. Широкий спектр возможностей программного комплекса для обработки сигналов (высокочастотная фильтрация входных данных, корреляционный анализ, спектральный Фурье-анализ, вейвлет-анализ) позволяет исследователям получать всю информацию о сигнале, что позволяет на основе полученных данных сделать выводы о состоянии и структуре турбулентности плотности плазмы в стеллараторе [7].

1. СТЕЛЛАРАТОР Л-2М И ЕГО ДИАГНОСТИКИ

Классический двухзаходный стелларатор Л-2М [8] имеет 28 катушек тороидального магнитного поля и 14 полных периодов винтового поля. Большой радиус тороидальной вакуумной камеры $R = 100$ см, средний радиус граничной магнитной поверхности $a = 11.5$ см, значение магнитного поля на оси плазменного шнура в большинстве экспериментов $B = 1.34$ Тл.

Создание и нагрев плазмы в стеллараторе Л-2М производятся излучением гиротрона на второй гармонике электронно-циклотронной частоты ($\lambda = 4$ мм, $f = 75$ ГГц) [9]. Микроволновое

¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова
Российской академии наук, Москва, Россия

²Акустический институт им. акад. Н.Н. Андреева,
Москва, Россия

*E-mail: polina.nesterenko@fpl.gpi.ru

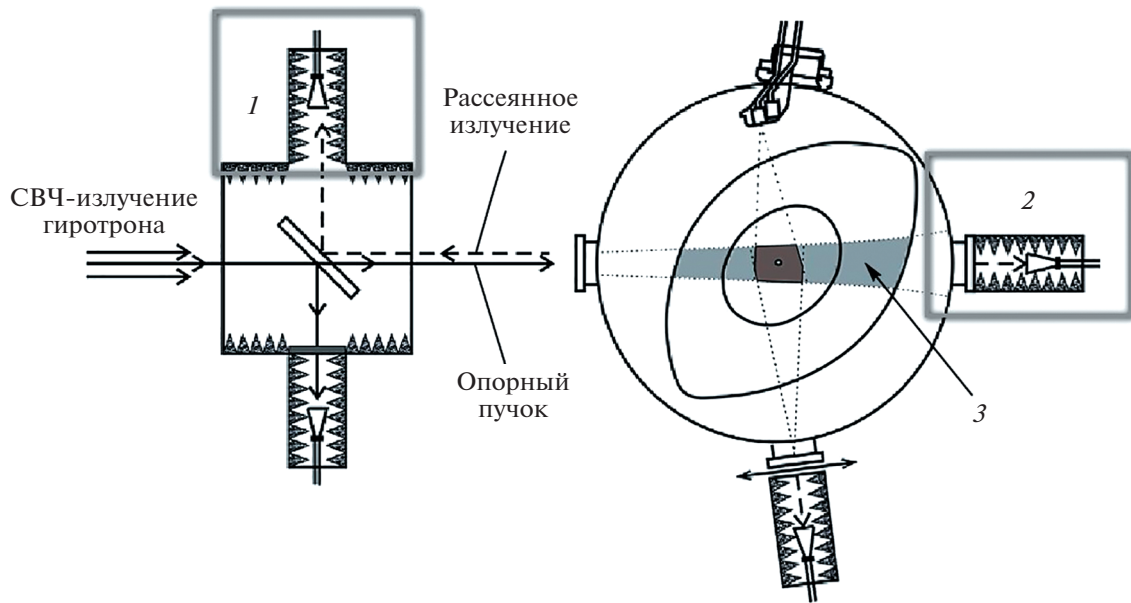


Рис. 1. Диагностики для измерения флуктуаций плотности плазмы во внутренней области шнура в стеллараторе Л-2М. 1 – измерение обратного рассеяния излучения гиротрона, 2 – измерение малоуглового рассеяния излучения гиротрона, 3 – область исследования для диагностик малоуглового и обратного рассеяния на первой гармонике гиротрона.

излучение греющего гиротрона частотой 75 ГГц вводится в вакуумную камеру в виде гауссова пучка с линейной поляризацией. ЭЦР-нагрев происходит в центре плазменного шнура вдали от стенок вакуумной камеры.

Для измерения низкочастотных флуктуаций плотности плазмы во внутренней области шнура используются различные диагностики коллективного рассеяния СВЧ-излучения (брэгговские диагностики) [10, 11].

В рамках сообщения анализ временных выборок флуктуаций плотности плазмы проводился на основе данных, взятых с диагностик малоуглового (МУР) (длинноволновые флуктуации, длина волны $\lambda \sim 4$ см) [12] и обратного (ОР) (коротковолновые флуктуации, длина волны $\lambda \sim 2$ мм) [13] рассеяния излучения на первой гармонике гиротрона (рис. 1, табл. 1).

Флуктуации из области исследования для диагностик малоуглового (несколько градусов; требует полноволнового кода оценки длины флуктуаций) и обратного рассеяния (на 180° ; возможна простая оценка) отличаются углом рассеяния.

Связь между компонентами падающего и рассеянного излучения определяется условием Брэгга (1):

$$k = 2k_0 \sin(\varphi/2), \quad (1)$$

где k – волновой вектор измеряемых колебаний плазмы, k_0 – волновой вектор источника излучения, φ – угол рассеяния.

Диагностики малоуглового и обратного рассеяния излучения гиротрона позволяют измерять длинноволновые и коротковолновые флуктуации плотности соответственно, в основном по всей внутренней области плазменного шнура (табл. 1). По ранее проведенным измерениям и оценкам [14], уровень флуктуаций плотности во внутренней части шнура (в широкой зоне $r/a = 0-0.9$) составляет 10%.

2. ВОЗМОЖНОСТИ ПРОГРАММНОГО КОМПЛЕКСА ДЛЯ АНАЛИЗА ПЛАЗМЕННЫХ СИГНАЛОВ

Сигнал плазменной турбулентности, как правило, является смесью нескольких шумовых и де-

Таблица 1. Диагностики для измерения флуктуаций плотности плазмы во внутренней области шнура в стеллараторе Л-2М

Диагностика	Длина волны λ ,	r/a	Характер турбулентности
	см		
Обратное рассеяние излучения гиротрона	~ 0.2	0–0.8	Коротковолновая (мелкомасштабная)
Малоугловое рассеяние излучения гиротрона	$\sim (3-6)$	0–0.8	Длинноволновая (крупномасштабная)

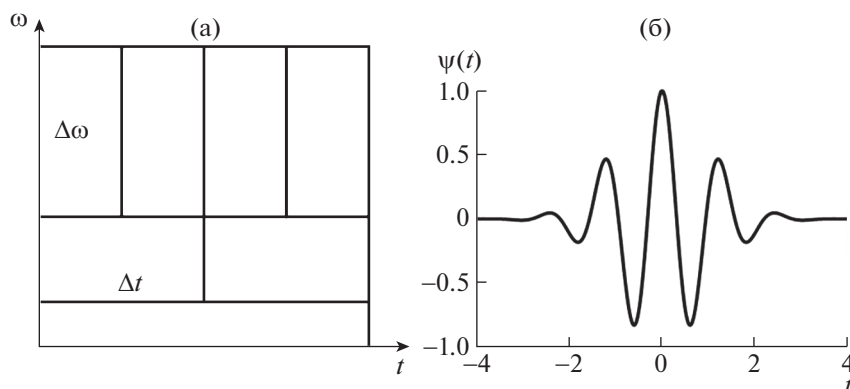


Рис. 2. Частотно-временная локализация (а) значений вейвлет-преобразования, базисная вейвлет-функция Морлет (б).

терминированных сигналов. Для обработки и анализа широкополосных зашумленных сигналов, измеренных диагностиками малоуглового и обратного рассеяния излучения гиротрона в стеллараторе Л-2М, было разработано программное обеспечение в среде Matlab. В программах были использованы численные алгоритмы для получения корреляционных функций, Фурье-спектров и вейвлет-анализа.

Недостатком корреляционного и спектрального Фурье-анализа является то, что данные методы не позволяют проанализировать временные характеристики сигналов, усредняя данные сигналы по длительности временного окна. Фурье-анализ является мощным аппаратом для цифровой обработки реальных сигналов при наличии большого количества шумов в канале, однако преобразованием Фурье отображаются только глобальные сведения о частотах исследуемого сигнала, поскольку базисные функции преобразования определены на бесконечном временном интервале. Для наблюдения поведений стохастического сигнала в частотной области во все моменты времени необходимо проводить Фурье-анализ с бесконечно малым окном и большим перекрытием окон, что является неэффективным и сложным для дальнейшей оценки.

Для точного исследования высокочастотных гармоник временной выборки необходим анализ коротких интервалов, а для низкочастотных составляющих – анализ длинных интервалов. Базисные функции вейвлетного преобразования имеют уменьшающееся с увеличением масштаба временное разрешение и увеличивающееся с масштабом разрешение по частоте, что дает хорошую временную локализацию на малых масштабах и хорошее частотное разрешение при больших масштабах (рис. 2а) [15]. В программах спектрального и когерентного вейвлет-анализа в данной работе была использована базисная вейвлет-функ-

ция Морлет, изображенная графически на рис. 2б, математически описанная выражением (2).

$$\psi(t) = e^{-\frac{t^2}{2}} \cos(5t). \quad (2)$$

Алгоритмы обработки, разработанные в рамках данной работы, учитывают особенности плазменной турбулентности и позволяют производить анализ данных в различных временных окнах и с различным спектральным разрешением.

3. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

В данной работе для анализа выбраны сигналы диагностик при мощности нагрева плазмы 0.4 МВт и многоимпульсном режиме работы гиротрона из экспериментальной сессии 2017 г. (плазменный разряд № 21374). Многоимпульсный режим подразумевает излучение серии из двух импульсов греющего гиротрона длительностью 4 мс с периодом следования 8 мс.

Временные выборки флуктуаций плотности плазмы сигналов диагностик малоуглового и обратного рассеяния излучения гиротрона представлены на рис. 3а и 3б соответственно (выделенные области отображают структуру сигналов после удаления постоянной составляющей, которая в данной работе вычислялась с помощью фильтра скользящего среднего, $f_{\text{среза}} = 12.5$ кГц). Область I на данных рисунках соответствует временному окну 50.55–50.8 мс, область II: 54.55–54.8 мс, область III: 58.55–58.8 мс.

Под воздействием высокотемпературной плазмы происходит распыление покрытия внутренней стенки камеры стелларатора, полученного при боронизации [16] и в плазму попадает примесь (бор). Временной ход интенсивности излучения линии иона VII также представлен на рис. 3. В отсутствие СВЧ-импульса гиротрона диагностические измерения рассеянного излучения невозможны (по-

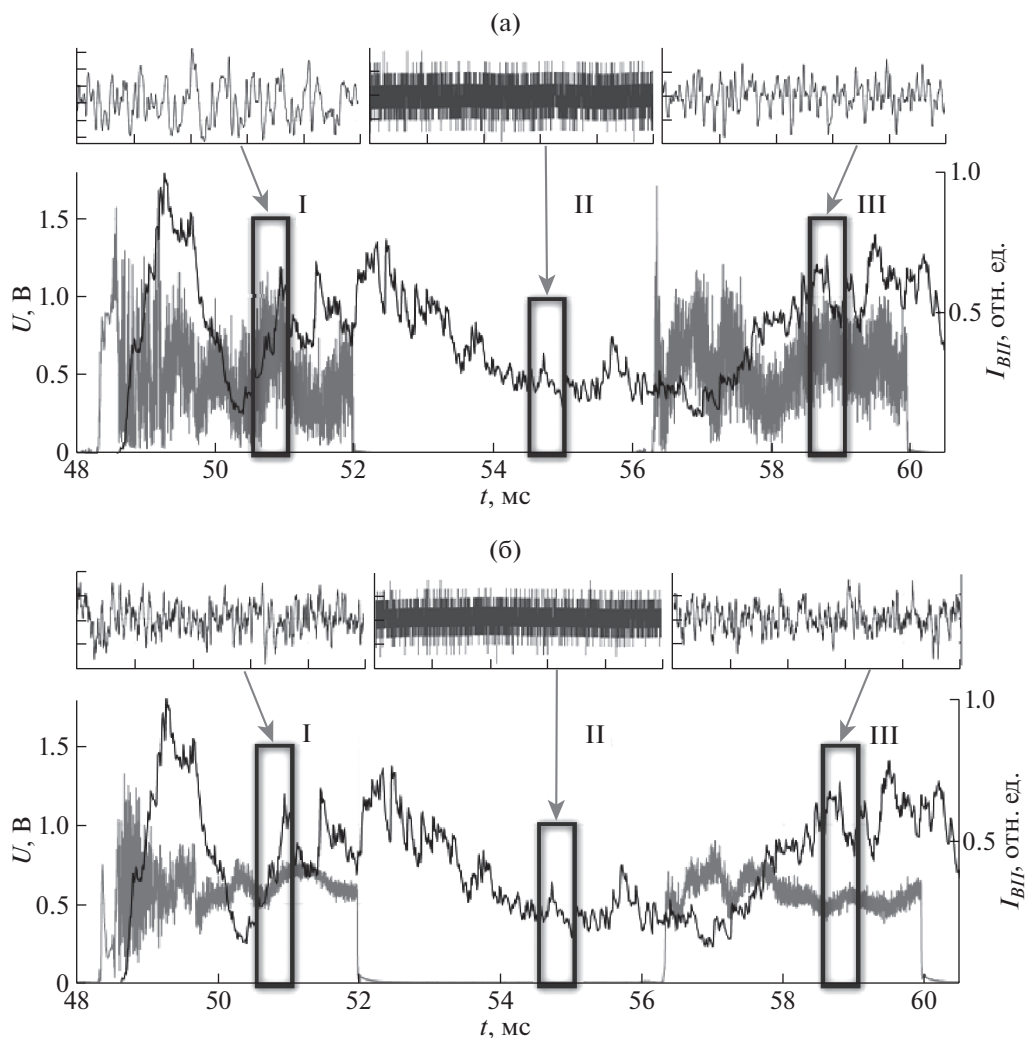


Рис. 3. Временная выборка флуктуаций плотности плазмы сигнала диагностики малоуглового рассеяния (а) и обратного рассеяния (б) (серый), временной ход интенсивности излучения линии иона BII (черный).

скольку зондирующим излучением является излучение гиротрона), однако плазма продолжает существовать (сохраняется электронная плотность плазмы и до некоторой степени электронная температура). Поэтому неудивительно, что линия иона BII наблюдается между импульсами СВЧ из плазмы. От разряда к разряду, по мере изменения параметров, меняется количество бора, поступающего со стенок камеры, так же, как и меняется количество накопленного бора внутри самого плазменного шнура, что видно по изрезанной структуре линии иона BII .

Для расширения обзора и корректного анализа данных проведена оценка шумов в измерительных трактах диагностик, поскольку сигналы плазменной турбулентности имеют широкополосный характер. В качестве исследуемого участка выбран временной отрезок 54.55–54.8 мс, соответствующий

сигналу в момент отсутствия СВЧ-импульса гиротрона (область II на рис. 3а, 3б).

Корреляционные функции сигналов диагностик в момент отсутствия СВЧ-импульса гиротрона (рис. 4а) не имеют низкочастотных флуктуаций или боковых лепестков и носят шумовой характер (\sim дельта-функция). Фурье-спектры (рис. 4б) являются широкополосными без общих ярко выраженных гармоник. На вейвлет-скалограммах аппаратных шумов диагностик (рис. 4в) наблюдаются локальные максимумы только в области высоких частот (около 1 МГц, область выделена), что подтверждает шумовой характер исследуемых сигналов.

Корреляционные функции стационарных участков сигналов диагностик (области I и III на рис. 3а, 3б) носят шумовой характер без явной огибающей (рис. 5а, 6а), однако также присутствуют долгоживущие разномасштабные негар-

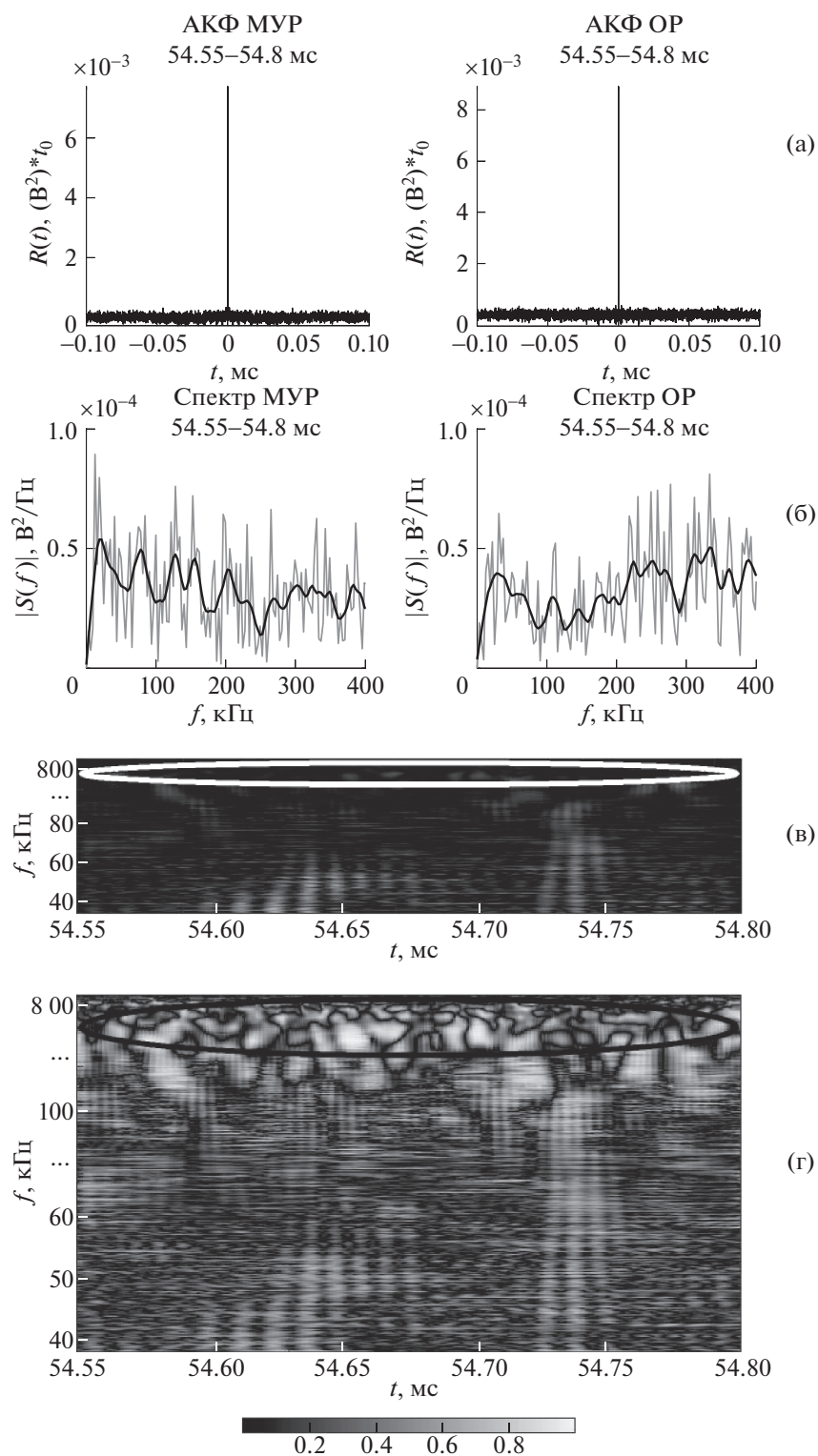


Рис. 4. Автоковариационные функции (а) и Фурье-спектры (б) сигналов диагностик МУР (слева) и ОР (справа) на участке 54.55–54.8 мс; черной линией проведено сглаживание по 10 точкам. Вейвлет кросс-спектр (в) и вейвлет-когерентность (г) сигналов МУР и ОР на участке 54.55–54.8 мс.

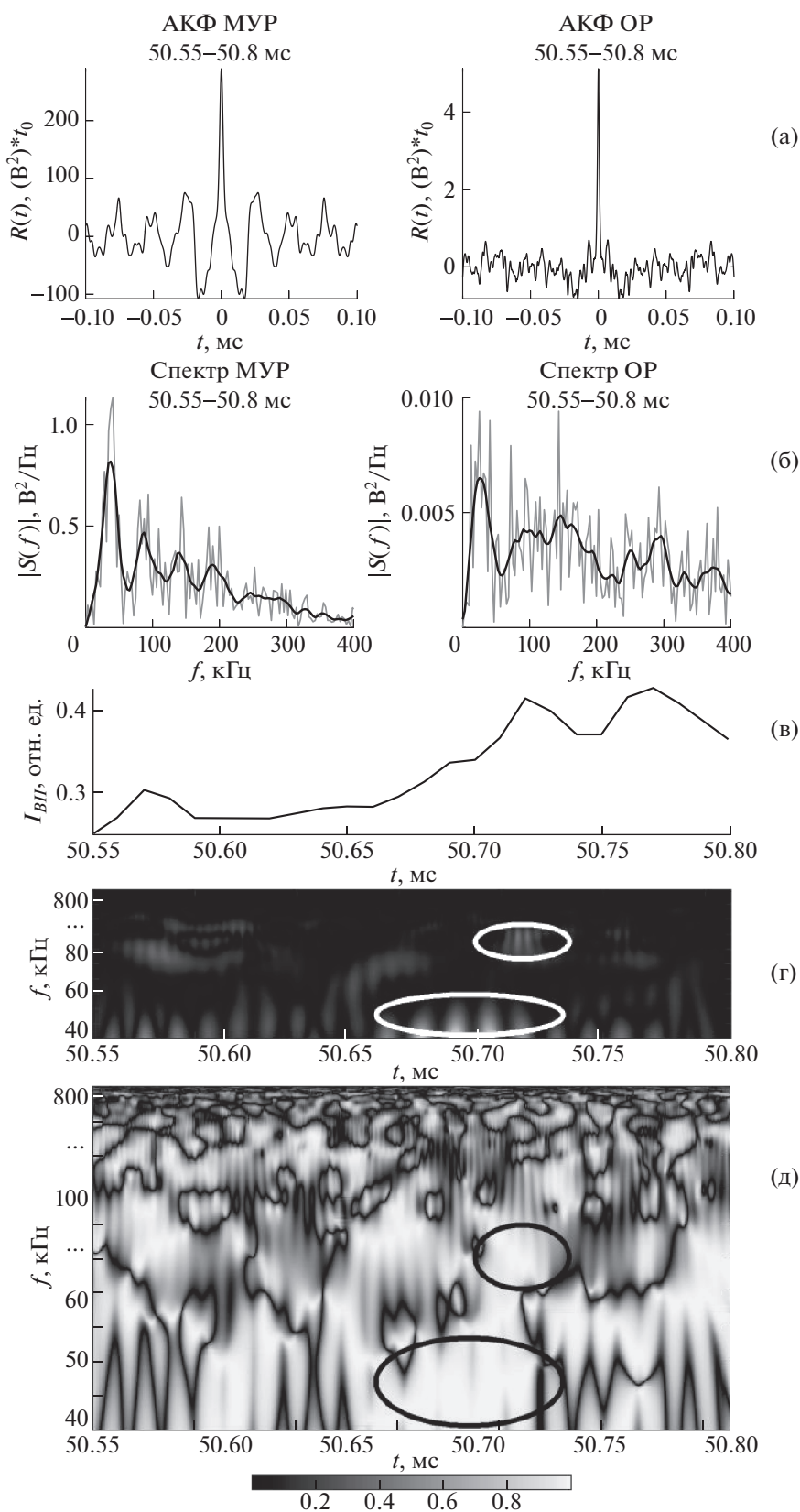


Рис. 5. Автоковариационные функции (а) и Фурье-спектры (б) сигналов диагностик МУР (слева) и ОР (справа) на участке 50.55–50.8 мс; черной линией проведено сглаживание по 10 точкам. Временной ход интенсивности излучения линии иона бора I_{BII} в разряде № 21374 на участке 50.55–50.8 мс (в); вейвлет кросс-спектр (г) и вейвлет-когерентность (д) сигналов МУР и ОР на участке 50.55–50.8 мс.

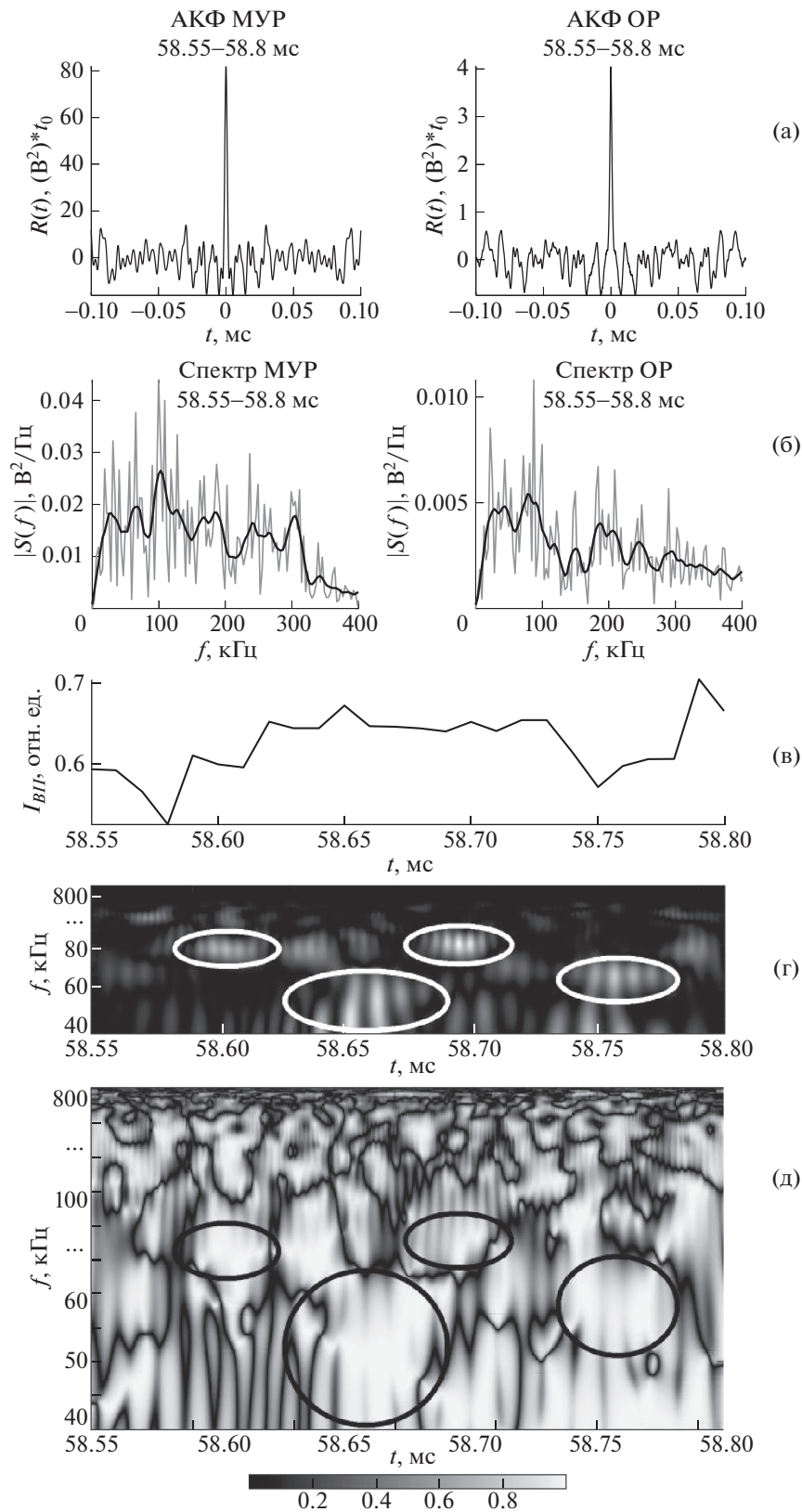


Рис. 6. Автоковариационные функции (а) и Фурье-спектры (б) сигналов диагностик МУР (слева) и ОР (справа) на участке 58.55–58.8 мс; черной линией проведено сглаживание по 10 точкам. Временной ход интенсивности излучения линии иона бора I_{BII} в разряде № 21374 на участке 58.55–58.8 мс (в); вейвлет кросс-спектр (г) и вейвлет-когерентность (д) сигналов МУР и ОР на участке 58.55–58.8 мс.

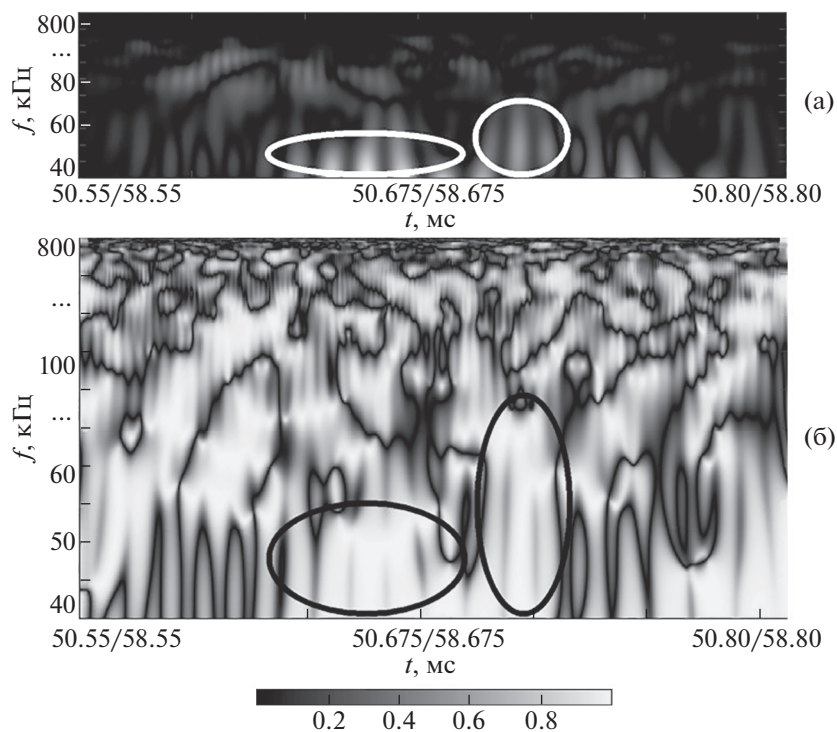


Рис. 7. Вейвлет кросс-спектр (а) и вейвлет-когерентность (б) двух импульсов (50.55–50.8 мс и 58.55–58.8 мс) диагностики сигнала МУР.

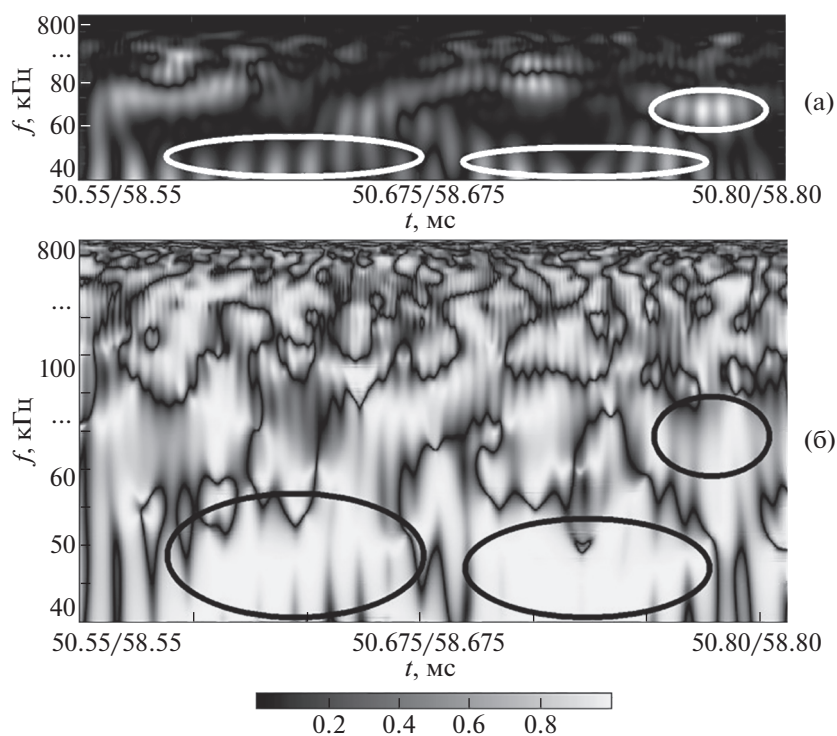


Рис. 8. Вейвлет кросс-спектр (а) и вейвлет-когерентность (б) двух импульсов (50.55–50.8 мс и 58.55–58.8 мс) диагностики сигнала ОР.

монические компоненты (боковые лепестки). Фурье-спектры на рабочем участке являются широкополосными, их полуширины превышают основную частоту сигнала ($\Delta f/f_{\text{осн}} \gg 1$), что свидетельствует о том, что сигналы являются стохастическими, а характеристики плазмы сильно турбулентные (рис. 5б, 6б). На вейвлет-скалограммах сигналов диагностик (рис. 5в, 6в) наблюдаются неперiodические широкополосные структуры (на рисунках выделены области общих максимумов), как в длинноволновой, так и в коротковолновой турбулентности. Вихревые структуры миллиметрового (диагностика ОР) и сантиметрового (диагностика МУР) масштабов в сильной плазменной турбулентности коррелируют во времени. Коэффициент вейвлет-когерентности для протяженных во времени (низкочастотных) вейвлетов достигает 90%, что указывает на измерение двумя диагностиками одних и тех же случайно возникающих во времени вихрей.

Ранее была описана связь между структурным турбулентным потоком, определяемым вихревыми плазменными структурами на краю плазмы в стеллараторе Л-2М, и качеством внутренней стенки камеры стелларатора после боронизации [16]. В работе утверждается, что сначала происходит увеличение турбулентного потока на краю плазмы, после чего оптическая диагностика излучения иона *VII* показывает увеличение дополнительной примеси со стенки при истончении защитного слоя. По результату вейвлет-анализа можно сделать вывод, что структурная турбулентность разных масштабов в центре плазменного шнура и изменение количества примеси со стенки связаны между собой (временные окна 50.55–50.8 мс и 58.55–58.8 мс). Следует отметить, что диагностика излучения иона *VII* принимает сигнал со всей ширины плазменного шнура, поэтому измерения данной диагностики не являются пространственно локализованными.

Следует также отметить, что оба импульса сигналов диагностик малоуглового и обратного рассеяния излучения гиротрона имеют схожую структуру (временные и частотные масштабы), что подтверждает высокий коэффициент вейвлет-когерентности низкочастотных флуктуаций плотности плазмы (рис. 7, 8).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для обработки данных о плазменной турбулентности была проведена оценка оконных корреляционных функций и Фурье-спектров для сигналов диагностик малоуглового и обратного коллективного рассеяния на первой гармонике излучения гиротрона (75 ГГц) при многоимпульсном режиме ЭЦР-нагрева плазмы гиротроном. Также для оценки стационарности спек-

тральных характеристик был проведен вейвлет-анализ сигналов диагностик с помощью базовой вейвлет-функции Морлет. Показано, что во внутренней области плазменного шнура существуют вихревые структуры, как в длинноволновой, так и в коротковолновой турбулентности, коррелирующие во времени.

С помощью вейвлет-анализа показано, что структурная турбулентность в разных масштабах в центре плазменного шнура и изменение количества примеси вследствие распыления защитного слоя покрытия внутренней стенки камеры стелларатора связаны между собой. Установление причинно-следственной связи между изменением турбулентности и распылением покрытия стенки камеры является существенно более трудной задачей и будет выполнено в последующих работах. Для чего будут использованы данные других диагностик турбулентных флуктуаций и дополнительные базовые вейвлет-функции.

Результаты по появлению и исчезновению турбулентных структур разных масштабов, полученные в ходе данного исследования, могут быть более исчерпывающие, нежели результаты аналитического исследования или численного моделирования. Данный физический эксперимент на стеллараторе Л-2М может стать базой для создания полноценной теории или модели структурной турбулентности высокотемпературной плазмы, так как он позволяет увидеть реальную картину процессов, протекающих в плазме.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность научной группе стелларатора Л-2М, в особенности профессору Н.Н. Скворцовой, за помощь в измерениях и обсуждении результатов, а также И.А. Гришиной за предоставленные данные спектроскопии примеси.

ИСТОЧНИК ФИНАНСИРОВАНИЯ

Работа выполнена в рамках научно-исследовательской работы “Физика высокотемпературной плазмы. Фундаментальные проблемы динамики, удержания и нагрева плазмы в трехмерных магнитных конфигурациях”, номер темы FFWG-2019-0006.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Shimada M. et al.* Progress in the ITER physics basis-Chapter 1: overview and summary // Nuclear Fusion. 2007. V. 47. P. S1–S17.
2. *Khvostenko P.P. et al.* Current status of tokamak T-15MD // Fusion Engineering and Design. 2021. V. 164. P. 112211.
3. *Federici G. et al.* DEMO design activity in Europe: Progress and updates // Fusion Engineering and Design. 2018. V. 136. P. 729–741.

4. Hartfuss H.J., König R., Werner A. Diagnostics for steady state plasmas // Plasma physics and controlled fusion. 2006. V. 48. № 10. P. R83.
5. Васильков Д.Г., Батанов Г.М., Борзосеков В.Д., Вафин И.Ю., Гребеничиков С.Е., Гришина И.А., Иванов В.А., Летунов А.А., Логвиненко В.П., Мещеряков А.И., Петрова М.Н., Степахин В.Д., Харчев Н.К., Хольнов Ю.В. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2020. Т. 43. В. 3. С. 79.
6. Meshcheryakov A.I. et al. Effect of vacuum chamber boronization on the plasma parameters in the L-2M stellarator // Plasma physics reports. 2005. V. 31. № 6. P. 452–461.
7. Борзосеков В.Д., Смирнов В.А. Свидетельство о государственной регистрации программ для ЭВМ № 2021617541. 17.05.2021.
8. Акулина Д.К., Андрухина Э.Д., Бережецкий М.С., Гребеничиков С.Е., Воронов Г.С., Сбитникова И.С., Федянин О.И., Хольнов Ю.В., Шпигель И.С. // Физика плазмы. 1978. Т. 4. С. 1022.
9. Батанов Г.М., Белоусов В.И., Бондарь Ю.Ф., Борзосеков В.Д., Васильков Д.Г., Гребеничиков С.Е., Иванов И.А., Колик Л.В., Кончечков Е.М., Малахов Д.В., Матвеев Н.В., Мещеряков А.И., Петров А.Е., Сарксян К.А., Скворцова Н.Н., Степахин В.Д., Харчев Н.К., Хольнов Ю.В., Тай Е.М. // Прикладная физика. 2012. № 6. С. 79.
10. Жуковский В.Г. // Флуктуации плотности плазмы // М.: Энергоатомиздат, 1993. 272 с.
11. Froula D.H., Glenzer S.H., Luhmann N.C., Sheffield J. // Plasma Scattering of Electromagnetic Radiation: Theory and Measurement Techniques // Academic Press (Elsevier). 2011. 497 p.
12. Батанов Г.М., Борзосеков В.Д., Колик Л.В., Малахов Д.В., Петров А.Е., Пшеничников А.А., Сарксян К.А., Скворцова Н.Н., Харчев Н.К. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2011. № 2. С. 70.
13. Батанов Г.М., Борзосеков В.Д., Коврижных Л.М., Колик Л.В., Кончечков Е.М., Малахов Д.В., Петров А.Е., Сарксян К.А., Скворцова Н.Н., Степахин В.Д., Харчев Н.К. // Физика плазмы. 2013. Т. 39. С. 511.
14. Батанов Г.М., Бенинг В.Е., Королев В.Ю., Петров А.Е., Пшеничников А.А., Сарксян К.А., Скворцова Н.Н., Харчев Н.К., Хольнов Ю.В. Структурная плазменная низкочастотная турбулентность в стеллараторе L-2M // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 78. С. 974–983.
15. Короновский А.А., Храмов А.Е. Непрерывный вейвлетный анализ и его приложения. М.: Физматлит, 2003. С. 18–41.
16. Meshcheryakov A.I. et al. Effect of vacuum chamber boronization on the plasma parameters in the L-2M stellarator // Plasma physics reports. 2005. V. 31. № 6. P. 452–461.

WAVELET ANALYSIS OF LOW-FREQUENCY FLUCTUATIONS IN PLASMA DENSITY UNDER MULTI-PULSE ECR HEATING IN THE L-2M STELLARATOR

P. A. Nesterenko^a, V. D. Borzosekov^a, and V. A. Smirnov^b

^a*Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

^b*N.N. Andreev Acoustic Institute, Moscow, Russia*

Presented by Academician of the RAS I.A. Scherbakov

An example of obtaining a physical result based on spectral analysis of broadband noisy plasma signals measured by diagnostics of small-angle and reverse collective scattering of gyrotron radiation at the first harmonic (75 GHz) with multi-pulse ECR heating in the L-2M stellarator during boronization of the inner wall of the chamber is demonstrated. The results of high-frequency filtering of time samples of diagnostic signals, correlation analysis, spectral Fourier analysis, and wavelet analysis of plasma turbulence signals are presented.

Keywords: stellarator, boronization, microwave diagnostics, low-frequency plasma turbulence, spectral analysis, wavelet analysis

УДК 535.417

РЕГИСТРАЦИЯ КИНЕТИКИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ МОЛЕКУЛ НА ОСНОВЕ НИЗКОКОГЕРЕНТНОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ ДЛЯ РАЗРАБОТКИ ИММУНОАНАЛИЗОВ БИОМАРКЕРОВ СЕРДЕЧНО-СОСУДИСТЫХ ЗАБОЛЕВАНИЙ

© 2022 г. А. В. Орлов^{1,*}, Д. О. Новичихин^{1,2}, А. В. Пушкарев¹, Ю. А. Малкерев^{1,2}, С. Л. Знойко¹,
Н. В. Гутенева¹, Н. Н. Орлова¹, Б. Г. Горшков¹, П. И. Никитин^{1,2,**}

Представлено академиком РАН И.А. Щербаковым 08.04.2022 г.

Поступило 08.04.2022 г.

После доработки 08.04.2022 г.

Принято к публикации 18.04.2022 г.

Количественный мониторинг параметров кинетики взаимодействия биомолекул востребован во многих областях фундаментальных и прикладных исследований. В данной работе разработаны компактные биосенсорные устройства на основе низкокогерентной интерферометрии, обладающие высокой энергоэффективностью и обеспечивающие сверхчувствительную регистрацию в реальном времени изменений толщины биомолекулярных комплексов на широкодоступных одноразовых сенсорных чипах. Приборы электрически и оптически безопасны, питаются и управляются через USB-порт ноутбука, имеют пассивную термоизоляцию для подавления дрейфов. Возможности приборов продемонстрированы на примере кинетической характеристики антител для выбора наиболее эффективных для иммуноанализа на маркер сердечно-сосудистых заболеваний — мозговой натрийуретический пептид. Разработанные устройства и методики позволяют эффективно выбирать оптимальные биораспознающие агенты для *in vitro* диагностики, направленной доставки нано-препаратов к мишеням и т.д.

Ключевые слова: низкокогерентная интерферометрия, спектрально-фазовая интерферометрия, спектрально-корреляционная интерферометрия, безметочные биосенсоры, поверхностный плазмонный резонанс, регистрация межмолекулярных взаимодействий, биомаркеры кардиозаболеваний, мозговой натрийуретический пептид

DOI: 10.31857/S2686740022040101

Стремительное расширение сфер применений безметочных оптических биосенсоров обусловлено совокупностью свойств, привлекательных как для фундаментальных исследований, так и для решения практических задач в медицине, биотехнологиях, экологии, биобезопасности и многих других областях [1–3]. Эти устройства дают возможность прямого обнаружения аналита в режиме реального времени с хорошей специфичностью и воспроизводимостью [4], исследований молекулярных механизмов действия лекарственных препаратов [5] и т.д. Безметочные методики представляют особую ценность для выбора рас-

познающих рецепторов для направленной доставки нанопрепаратов, в частности, для активного нацеливания наночастиц на опухоли — одного из наиболее быстро развивающихся направлений в наномедицине [6], а также при выборе антител для разработки разнообразных форматов иммуноанализа [7–9]. Необходимо выбирать антитела, обеспечивающие быстрое и специфичное образование прочного иммунного комплекса с антигеном, т.е. обладающие наилучшими равновесными и кинетическими константами ассоциации/диссоциации [8–10]. Безметочные методы в настоящее время являются золотым стандартом для количественной оценки кинетических параметров взаимодействия антител с антигенами, поскольку присутствие меток на каком-либо из иммунореагентов может существенно исказить исследуемое взаимодействие и даже воспрепятствовать его осуществлению.

Оптические подходы, используемые в безметочных регистраторах, разнообразны: от отража-

¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова
Российской академии наук, Москва, Россия

²Национальный исследовательский ядерный
университет “МИФИ”, Москва, Россия

*E-mail: alexey.orlov@kapella.gpi.ru

**E-mail: petr.nikitin@nsc.gpi.ru

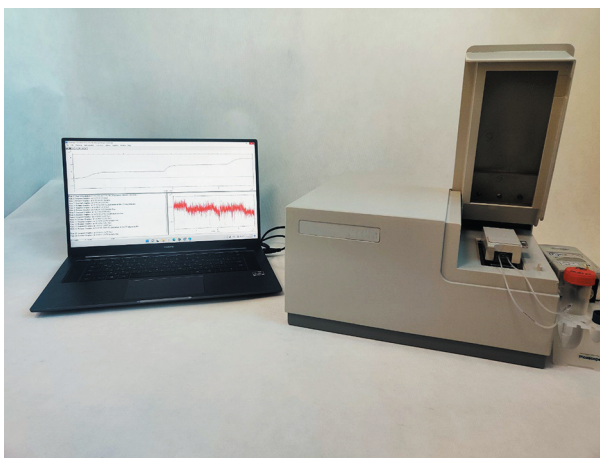


Рис. 1. Фотография разработанного биосенсорного устройства на основе низкокогерентной интерферометрии с электропитанием и управлением через USB-порт ноутбука.

тельной интерференционной спектроскопии [11] и различных волноводных методик (например, “резонансного зеркала” [12], планарного интерферометра Маха–Цандера [13]) до эллипсометрии [14] и флуоресценции с полным внутренним отражением [15]. В настоящее время наибольшее распространение получили устройства на основе поверхностного плазмонного резонанса (ППР) [16–18].

ППР обладает высокой чувствительностью, однако не позволяет в полной мере реализовать высокопроизводительный режим анализа путем многоканальной регистрации с использованием микрочипов [19]. Кроме того, зависимость ППР от объемного показателя преломления анализируемого раствора, который варьирует на 10^{-4} при изменении температуры на 1°C , ограничивает динамический диапазон ППР-устройств, а также тип используемых реагентов. Компенсация температурных дрейфов достигается либо различными схемными решениями, которые ограничивают портативность биосенсоров, либо за счет организации референсного канала в многоканальных вариантах. Кроме того, высокая стоимость сенсорных чипов на основе прецизионно напыленных пленок золота является серьезным препятствием для применения ППР-биосенсоров в задачах, где приоритетны одноразовые расходные материалы.

Избавиться от указанных выше недостатков при сохранении всех достоинств безметочного принципа прямой оптической регистрации межмолекулярных взаимодействий позволило появление подходов на основе низкокогерентной интерферометрии (НКИ), таких как методы спектрально-фазовой [20] и спектрально-корреляционной [21] интерферометрии, а также соответствующих биосенсоров.

Цель настоящей работы состояла в разработке и демонстрации компактных биосенсорных

НКИ-устройств нового поколения (рис. 1), обладающих высокой энергоэффективностью (питание от USB-порта персонального компьютера), пассивной термоизоляцией и обеспечивающих сверхчувствительные измерения в реальном времени изменений толщины биослоя на поверхности сенсорного чипа. В основе разработанных НКИ-биосенсоров лежит использование одной из поверхностей тонкой (100 мкм) плоскопараллельной стеклянной пластины в качестве опорной. Относительно нее с высокой чувствительностью и метрологической точностью в реальном времени регистрируется изменение высоты рельефа на противоположной поверхности. Такая пластина используется в качестве двухлучевого интерферометра, освещаемого широкополосным низкокогерентным излучением суперлюминесцентных диодов, и одновременно выполняет функцию сенсорного чипа для исследования молекулярных взаимодействий. На поверхности такого чипа, функционализированного моноклональными антителами, происходят реакции ассоциации и диссоциации молекул антигенов из контактирующего раствора. Для регистрации изменений толщины биослоя на поверхности используется интерференция между опорным лучом, отраженным от нижней поверхности пластины, и зондирующим лучом, отраженным от границы раздела “жидкость – поверхность стекла с биомолекулами”, где существует скачок показателя преломления. Результат интерференции зависит от фазовой толщины суммарного слоя стекла и биомолекул, изменение которой фиксируется по изменению фазы основной гармоники в спектре отраженного излучения. Регулируемые режимы смены растворов вдоль поверхности сенсорного чипа осуществляются за счет применения прижимных микрофлюидных кювет, обеспе-

чивающих либо пассивное (за счет гравитации) протекание растворов, либо их прокачку с варьируемой скоростью потока для минимизации расходов реагентов, с одной стороны, и обеспечения постоянства концентраций реагентов при измерении кинетических параметров межмолекулярных взаимодействий, с другой стороны.

Функционал разработанного биосенсора продемонстрирован в данной работе на примере кинетической характеристики различных моноклональных антител с целью выбора наиболее эффективных из них с точки зрения рациональной разработки иммуноанализов для определения концентрации мозгового натрийуретического пептида (МНП, *англ.* NT-proBNP) – молекулярного биомаркера острого инфаркта миокарда. МНП локализуется в кардиомиоцитах желудочков сердца и участвует в регуляции сердечных сокращений [22]. При повреждении сердечной мышцы МНП попадает в кровь, поэтому его количественное определение является одним из перспективных подходов к дифференциальной диагностике острого инфаркта миокарда. Кроме того, по уровню данного биомаркера можно судить о риске возникновения сердечно-сосудистых заболеваний у здоровых людей и осложненных в постинфарктный период.

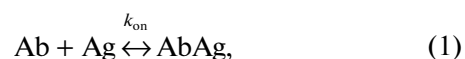
Исследуемые антитела ковалентно иммобилизуются на предварительно эпоксилированную поверхность покровного стекла, которая изготавливается по следующей методике. Трижды промытые метанолом покровные стекла помещаются в смесь 30%-й перекиси водорода и 95%-й серной кислоты (1 : 3) и инкубируются 40 мин при 70°C. После этого смесь охлаждается до комнатной температуры, и покровные стекла трижды промываются дистиллированной и деионизованной водой, дважды метанолом и высушиваются. Микроскопные покровные стекла с образованными на их поверхности силанольными группами помещаются в 3%-й раствор (3-глицидоксипропил)триметоксилана в метаноле и инкубируются в течение ночи при комнатной температуре, после чего трижды промываются изопропанолом и высушиваются. Подготовленные таким образом сенсорные чипы могут храниться до использования при комнатной температуре без ухудшения качества, обеспечивая прочную ковалентную сорбцию распознающих биомолекул и не требуют предварительной активации. Следует отметить, что благодаря совместимости с высокопроизводительным микроматричным форматом на стеклянных сенсорных чипах НКИ обладает значительным потенциалом для мультиплексирования и характеристики большого количества различных антител одновременно.

Для регистрации в реальном времени биохимических реакций сенсорный чип помещается в

Таблица 1. Равновесные и кинетические константы, рассчитанные для различных клонов антител к МНП

Клон	$k_{\text{on}} \times 10^{-4}$, М ⁻¹ с ⁻¹	$k_{\text{off}} \times 10^4$, с ⁻¹	$K_A \times 10^{-7}$, М ⁻¹	$K_D \times 10^8$, М
50B7	6.71 ± 0.97	28.3 ± 2.1	2.37 ± 0.52	4.22 ± 0.92
50E1	5.73 ± 0.63	16.2 ± 1.3	3.54 ± 0.67	2.83 ± 0.54
24C5	3.56 ± 0.33	8.35 ± 1.02	4.26 ± 0.92	2.35 ± 0.50

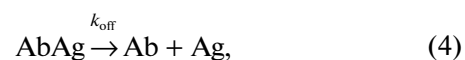
проточную ячейку НКИ-биосенсора. В процессе регистрации биосенсор записывает сенсограмму – зависимость от времени толщины биослоя на поверхности сенсорного чипа. На этапе ассоциации вдоль поверхности сенсорного чипа пропускается раствор антигена. Затем пропускается буферный раствор, не содержащий антигена, чтобы зарегистрировать реакцию диссоциации. Зарегистрированные зависимости толщины биослоя от времени аппроксимировались экспоненциальными зависимостями, которые на этапе ассоциации определялись из следующих соотношений [23]:



$$R = R_{\text{max}} \cdot (1 - e^{-k_{\text{ob}} \cdot t}), \quad (2)$$

$$k_{\text{ob}} = k_{\text{off}} + k_{\text{on}} \cdot [\text{Ag}], \quad (3)$$

где k_{on} и k_{off} – кинетические константы ассоциации и диссоциации соответственно. Поскольку на этапе диссоциации не происходит взаимодействия антитела с антигеном из раствора, то реакция взаимодействия и соответствующая аппроксимирующая функция описываются следующими выражениями:



$$R = R_{\text{max}} \cdot e^{-k_{\text{off}} \cdot t}. \quad (5)$$

С помощью метода наименьших квадратов, наилучшим образом аппроксимирующего нарастающие и спадающие ветви экспериментально зарегистрированных сенсограмм (рис. 2), на основе приведенных соотношений (1)–(5) рассчитывались кинетические константы ассоциации и диссоциации, а затем вычислялись соответствующие равновесные константы K_D и K_A :

$$K_D = \frac{k_{\text{off}}}{k_{\text{on}}}, \quad (6)$$

$$K_A = \frac{k_{\text{on}}}{k_{\text{off}}}. \quad (7)$$

Кинетическая характеристика с помощью разработанного биосенсора проводилась для трех различных коммерчески доступных клонов антител, специфичных к МНП: 50B7, 50E1, 24C5. На

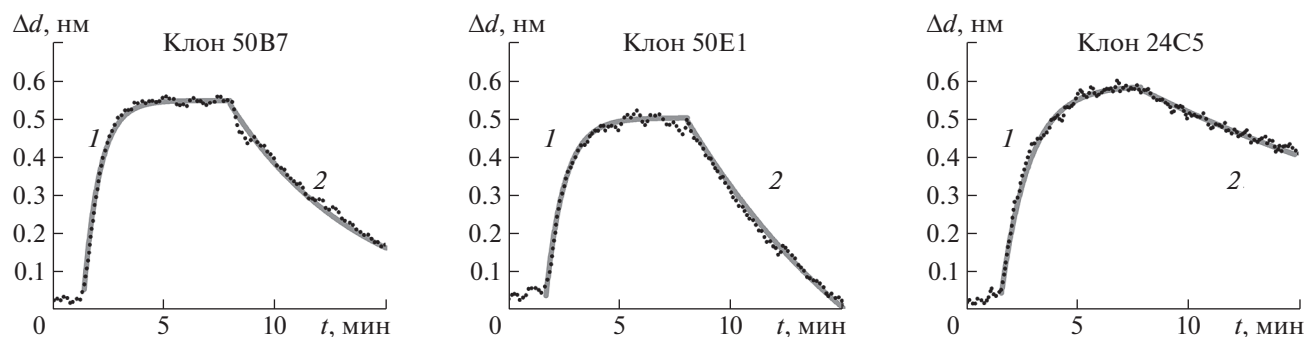


Рис. 2. Сенсограммы, зарегистрированные с помощью разработанного НКИ-биосенсора для различных клонов антител к МНП, демонстрирующие этапы ассоциации (1) и диссоциации (2) антигена.

рис. 2 для каждого антитела представлены сенсограммы, зарегистрированные на этапах ассоциации и диссоциации, а в табл. 1 – результаты вычисления по соотношениям (6) и (7) кинетических и равновесных констант их взаимодействия с антигеном.

Как видно из табл. 1, моноклональные антитела 24С5 демонстрируют минимальное значение равновесной константы диссоциации ($K_D = 2.35 \times 10^{-8} \text{ М}$), определенной с помощью разработанного биосенсора. Это свидетельствует о том, что из исследованного набора именно эти антитела являются самыми перспективными для разработки высокочувствительных иммуноанализов для определения МНП. Следует отметить, что выбор оптимального антитела на основе представленных в табл. 1 значений кинетических констант может существенно зависеть от типа и формата разрабатываемого иммуноанализа. Так, при схожих равновесных константах антитела могут характеризоваться существенно различными кинетическими константами. Это указывает на то, что при одинаковых условиях одно из антител будет быстрее образовывать комплекс с антигеном. В то же время этот комплекс будет быстрее диссоциировать в отсутствие антигена в окружении. Таким образом, для создания сверхбыстрых одностадийных анализов предпочтительно выбирать клоны, обладающие самыми высокими значениями кинетической константы ассоциации, что обеспечит короткое время образования связи антитело – антиген. При этом для конструирования ультрачувствительных многостадийных систем, включающих этапы отмывок и относительно длительные инкубации, приоритетным является достижение низких значений кинетической константы диссоциации. Такое антитело позволит сохранить максимальное количество захваченного антигена к моменту его детектирования на последнем этапе анализа.

Таким образом, разработаны энергоэффективные и компактные НКИ-биосенсорные устройства

с пассивной термоизоляция для прямой безметочной регистрации в реальном времени биохимических реакций, и их возможности продемонстрированы на примере кинетической характеристики различных антител. Разработанные устройства, сенсорные чипы и методы позволяют эффективно и рационально создавать новые биосенсорные системы на основе различных биораспознающих рецепторов для *in vitro* диагностики, ветеринарии, мониторинга окружающей среды и контроля качества продуктов питания [24], исследования лекарственных препаратов, а также выбора распознающих рецепторов для направленной доставки наноагентов к адресным мишеням *in vivo* [6, 25].

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят И.Л. Никитину за плодотворные дискуссии и помощь при подготовке рукописи.

ИСТОЧНИКИ ФИНАНСИРОВАНИЯ

Различные аспекты данного междисциплинарного исследования были частично поддержаны грантами Российского научного фонда: № 19-73-10205 (безметочная кинетическая характеристика моноклональных антител, оптимизация аналитической системы для определения молекулярных сердечных биомаркеров) и № 21-12-00407 (разработка методов выбора распознающих молекул, функционализации поверхности и экспериментальных прототипов).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Altug H. et al. Advances and applications of nanophotonic biosensors // Nat. Nanotechnol. 2022. V. 17 (1). P. 5–16. <https://doi.org/10.1038/s41565-021-01045-5>
2. Zanchetta G. et al. Emerging applications of label-free optical biosensors // Nanophotonics. 2017. V. 6 (4). P. 627–645. <https://doi.org/10.1515/nanoph-2016-0158>

3. *Kaur B. et al.* Recent advancements in optical biosensors for cancer detection // *Biosensors and Bioelectronics*. 2022. V. 197. P. 113805. <https://doi.org/10.1016/j.bios.2021.113805>
4. *Soltermann F. et al.* Label-free methods for optical in vitro characterization of protein–protein interactions // *Physical Chemistry Chemical Physics*. 2021. V. 23 (31). P. 16488–16500. <https://doi.org/10.1039/d1cp01072g>
5. *Красникова Т.Л. и др.* Влияние пептидного фрагмента (65–76) с-концевого домена моноцитарного хемотаксического белка-1 (мср-1) на взаимодействие мср-1 с гепарином // *ДАН*. 2010. Т. 433. № 4. С. 559–562. <https://doi.org/10.1134/S0012496610040150>
6. *Drozdov A.S. et al.* Systematic review of cancer targeting by nanoparticles revealed a global association between accumulation in tumors and spleen // *International Journal of Molecular Sciences*. 2021. V. 22 (23). P. 13011. <https://doi.org/10.3390/ijms222313011>
7. *Bragina V.A. et al.* Nanobiosensing based on optically selected antibodies and superparamagnetic labels for rapid and highly sensitive quantification of polyvalent hepatitis B surface antigen // *Analytical Methods*. 2021. V. 13 (21). P. 2424–2433. <https://doi.org/10.1039/d1ay00354b>
8. *Yang D. et al.* Comparison of biosensor platforms in the evaluation of high affinity antibody-antigen binding kinetics // *Anal. Biochem*. 2016. V. 508. P. 78–96. <https://doi.org/10.1016/j.ab.2016.06.024>
9. *Kamat V. et al.* High affinity human Fc specific monoclonal antibodies for capture kinetic analyses of antibody-antigen interactions // *Analytical Biochemistry*. 2022. V. 640. P. 114455. <https://doi.org/10.1016/j.ab.2021.114455>
10. *Orlov A.V. et al.* Express high-sensitive detection of ochratoxin A in food by a lateral flow immunoassay based on magnetic biolabels // *Food Chemistry*. 2022. V. 383. P. 132427. <https://doi.org/10.1016/j.foodchem.2022.132427>
11. *Ghiasi Tarzi M. et al.* Real-time biosensing of growth hormone on porous silicon by reflectometric interference Fourier transform spectroscopy // *Applied Physics A*. 2022. V. 128 (1). P. 1–8. <https://doi.org/10.1007/s00339-021-05208-y>
12. *Zourob M. et al.* Label-free detection with the resonant mirror biosensor // *Biosensors and Biodetection*. 2009. V. 503. P. 89–138. https://doi.org/10.1007/978-1-60327-567-5_6
13. *Ren M. et al.* Optimization of the classical interference visibility of an asymmetric Mach–Zehnder interferometer based on planar lightwave circuit technology // *Applied Optics*. 2019. V. 58 (28). P. 7817–7822. <https://doi.org/10.1364/ao.58.007817>
14. *Sohrabi F. et al.* Plasmonic structures for phase-sensitive ellipsometry biosensing: a review // *Optical and Quantum Electronics*. 2021. V. 53 (12). P. 1–30. <https://doi.org/10.1007/s11082-021-03356-2>
15. *Song D. et al.* Development of dual-color total internal reflection fluorescence biosensor for simultaneous quantitation of two small molecules and their affinity constants with antibodies // *Biosensors and Bioelectronics*. 2019. V. 126. P. 824–830. <https://doi.org/10.1016/j.bios.2018.12.010>
16. *Firdous S. et al.* Development of surface plasmon resonance (SPR) biosensors for use in the diagnostics of malignant and infectious diseases // *Laser Physics Letters*. 2018. V. 15(6). P. 65602. <https://doi.org/10.1088/1612-202X/aab43f>
17. *Wang Q. et al.* Research advances on surface plasmon resonance biosensors // *Nanoscale*. 2022. V. 14. P. 564–591. <https://doi.org/10.1039/D1NR05400G>
18. *Park J.-H. et al.* Recent Advances in Surface Plasmon Resonance Sensors for Sensitive Optical Detection of Pathogens // *Biosensors (Basel)*. 2022. V. 12 (3). P. 180. <https://doi.org/10.3390/bios12030180>
19. *Wang D. et al.* Recent Advances in Surface Plasmon Resonance Imaging Sensors. // *Sensors*. 2019. V. 19 (6). P. 1266. <https://doi.org/10.3390/s19061266>
20. *Nikitin P.I. et al.* Spectral-phase interference method for detecting biochemical reactions on a surface // *Quantum Electronics*. 2000. V. 30 (12). P. 1099–1104. <https://doi.org/10.1070/QE2000v030n12ABEH001876>
21. *Nikitin P.I. et al.* New direct optical biosensors for multi-analyte detection. *Sensors and Actuators B: Chemical*. 2003. V. 90 (1–3). P. 46–51. [https://doi.org/10.1016/S0925-4005\(03\)00020-0](https://doi.org/10.1016/S0925-4005(03)00020-0)
22. *Goryacheva O.A. et al.* Heart failure biomarkers BNP and NT-proBNP detection using optical labels // *TrAC Trends in Analytical Chemistry*. 2022. V. 146. P. 116477. <https://doi.org/10.1016/j.trac.2021.116477>
23. *Pushkarev A.V. et al.* Rapid and easy-to-use method for accurate characterization of target binding and kinetics of magnetic particle bioconjugates for biosensing // *Sensors*. 2021. V. 21 (8). P. 2802. <https://doi.org/10.3390/s21082802>
24. *Nekrasov N. et al.* Real-time detection of ochratoxin A in wine through insight of aptamer conformation in conjunction with graphene field-effect transistor // *Biosensors and Bioelectronics*. 2021. V. 200. P. 113890. <https://doi.org/10.1016/j.bios.2021.113890>
25. *Котельникова П.А. и др.* Синтез магнитных наночастиц, стабилизированных магнетитсвязывающим белком, для адресной доставки к раковым клеткам // *ДАН*. 2018. Т. 481. № 2. С. 219–221. <https://doi.org/10.1134/S1607672918040051>

REGISTRATION OF INTERACTION KINETICS OF MOLECULES USING LOW-COHERENT INTERFEROMETRY FOR DEVELOPING IMMUNOASSAYS FOR BIOMARKERS OF CARDIAC DISEASES

A. V. Orlov^a, D. O. Novichikhin^{a,b}, A. V. Pushkarev^a, Yu. A. Malkerov^{a,b}, S. L. Znoyko^a, N. V. Guteneva^a,
N. N. Orlova^a, B. G. Gorshkov^a, and P. I. Nikitin^{a,b}

^a*Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

^b*National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia*

Presented by Academician of the RAS I.A. Scherbakov

Quantitative monitoring of kinetic parameters of interactions between biomolecules is highly demanded in many areas of basic and applied research. In this work, compact biosensing devices have been developed based on low-coherent interferometry. They are highly power-efficient and provide ultra-sensitive real-time detection of changes in the thickness of biomolecular complexes on widely available disposable sensor chips. These electrically and optically safe devices are powered and controlled via a laptop USB port, and have passive thermal insulation for drift suppression. The functionality of the instruments has been demonstrated by kinetic characterization of antibodies to select the most effective ones for immunoassays of detection of brain natriuretic peptide, which is a marker of cardiovascular diseases. The developed devices and techniques enable effective selection of optimal biorecognition agents for *in vitro* diagnostics, targeted delivery of nano-preparations, etc.

Keywords: low-coherence interferometry, spectral-phase interferometry, spectral-correlation interferometry, label-free biosensors, surface plasmon resonance, registration of inter-molecular interactions, markers of cardiac diseases, brain natriuretic peptide

ГАЗОСТРУЙНЫЙ СИНТЕЗ АЛМАЗНЫХ ПОКРЫТИЙ ИЗ СМЕСИ H_2+CH_4+Ar , АКТИВИРОВАННОЙ В СВЧ-РАЗРЯДЕ

© 2022 г. Академик РАН А. К. Ребров^{1,*}, А. А. Емельянов¹, В. А. Пинаев¹,
М. Ю. Плотников¹, Н. И. Тимошенко¹, И. Б. Юдин¹

Поступило 09.03.2022 г.

После доработки 08.04.2022 г.

Принято к публикации 12.04.2022 г.

В работе развивается газоструйный метод синтеза алмаза, использующий высокоскоростную струю для транспортировки активированных в СВЧ-плазме газов к подложке. Алмаз синтезировался из смеси водорода, метана и аргона. Скорость синтеза алмаза (130 мкм/ч) превысила достигнутую ранее в газоструйных экспериментах с активацией в СВЧ-плазме без добавлений аргона.

Ключевые слова: алмаз, газофазный синтез, СВЧ-плазма, газоструйное осаждение

DOI: 10.31857/S2686740022040113

Микроволновое излучение для активации газовых смесей, содержащих водород и углерод, широко используется при газофазном синтезе алмазных покрытий [1, 2]. Исследованию особенностей этого метода синтеза алмаза (в англоязычной литературе – MPCVD) посвящено большое количество работ [3–5]. Из облака плазмы активные компоненты, из которых на поверхности подложки синтезируются алмазные кристаллы, транспортируются (диффундируют) к подложке под влиянием градиента концентрации и температуры при слабом или несущественном влиянии конвекции. Найдено множество конструктивных решений для реализации способов создания “облака” плазмы над подложкой путем концентрации микроволнового излучения.

В настоящее время развивается газоструйная модификация этого метода [6–8], основанная на использовании сверхзвуковой струи для доставки активированных компонент к подложке. Конструктивной особенностью такого подхода является использование двух камер: для активации газов (разрядная камера) и для размещения подложки (камера осаждения). Использование такого подхода обеспечивает ряд новых возможностей в проведении исследований:

активация газа в разрядной камере в широком диапазоне давлений, не зависящих от давления в

камере осаждения при сверхзвуковом истечении из разрядной камеры;

синтез алмазных структур в широком диапазоне потоков газов к подложке;

возможность “заморозки” состояния смеси на выходе из разрядной камеры в условиях низкого давления в камере осаждения.

В [7] показана возможность достижения больших скоростей синтеза алмаза при использовании этого метода. В [9] представлены результаты численного анализа течений смесей газов, формирующихся в условиях газоструйного осаждения, в [6, 10] с помощью численных методов изучается процесс формирования микроволновой плазмы в используемой конфигурации.

К настоящему времени известно, что процесс синтеза алмаза определяется концентрацией атомарного водорода и продуктов разложения метана (прежде всего, метила) у поверхности подложки [1, 2]. Образование данных компонент происходит при возбуждении смеси газов в СВЧ-разряде и термическом разложении водорода и метана. Добавление аргона в рабочую смесь при использовании “классического” метода MPCVD позволяет увеличить скорость синтеза алмаза (см., например, [4, 5]). Так, А.П. Большаков с соавт. [5] отмечают, что в их экспериментах при добавлении 20% Ar скорость роста систематически повышалась в 2–4 раза. Одно из объяснений роста скорости – увеличение температуры смеси (на ~500 К [4, 5]), способствующее большей диссоциации водорода. Отметим, что проведенные численно-экспериментальные исследования [11] показали, что условия в горячей плазме с темпе-

¹Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе
Сибирского отделения Российской академии наук,
Новосибирск, Россия

*E-mail: rebrov@itp.nsc.ru

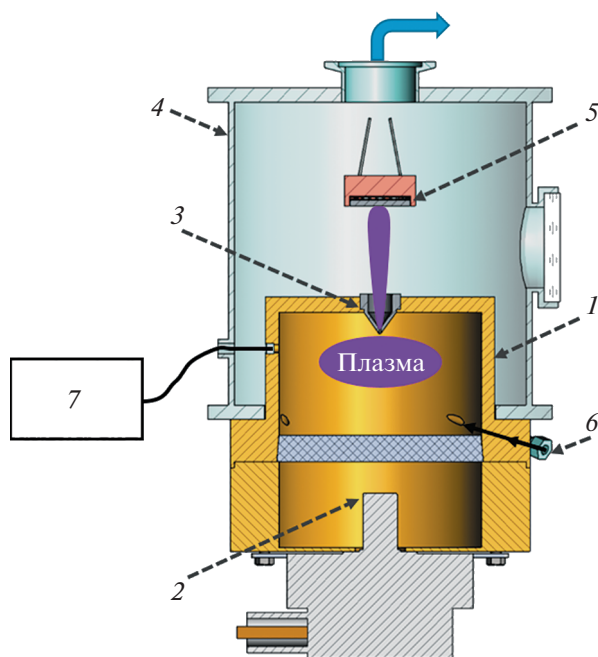


Рис. 1. Схема установки: 1 – разрядная камера, 2 – антенна магнетрона, 3 – сопло, 4 – камера осаждения, 5 – водоохлаждаемая подложка, 6 – канал для подачи газов, 7 – спектрометр.

ратурой газа $T \sim 2900\text{--}3000$ К являются перегретыми для образования метила, а более оптимальными для его формирования являются области с $T \sim 2000$ К вблизи подложки. В силу существенного отличия доставки активированных компонент к подложке в газоструйном методе эти данные являлись дополнительным стимулом к проведению исследования.

В данной работе представлены результаты исследования влияния добавления аргона на синтез алмаза в условиях газоструйного осаждения. Расход подаваемого водорода в предварительных экспериментах варировался от 7000 до 12000 ссст. Расход метана составлял 1% от расхода водорода. Расход подаваемого аргона составлял 1000 ссст. В соответствии с паспортными данными газам содержание в используемых газах составляло: водород – 99.99%, аргон – 99.998%, метан – 99.9%. Полученные образцы алмазных покрытий исследовались методами сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) и спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС). Метод оптической эмиссионной спектроскопии был использован для исследования плазмы СВЧ-разряда в разрядной камере.

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Смесь газов-предшественников поступает через канал 6 в разрядную камеру 1, где под действием излучения от антенны магнетрона 2 формируется плазменное облако над вхо-

дом в звуковое сопло 3. Активированный в плазменном облаке газ через сопло 3 диаметром 2 мм истекает в камеру осаждения 4 к подложке 5, где происходит синтез алмазных структур из активированных компонентов смеси. В данной схеме использован магнетрон (3 кВт, 2.45 ГГц). В ходе проведения эксперимента измерялось давление в разрядной камере и в камере осаждения. Для измерения температуры подложки использовались термопара и пирометр. В качестве подложки использовался шлифованный молибденовый диск толщиной 3.5 мм, диаметром 25 мм. Отдельные кристаллы алмаза наблюдались на всей площади диска. Диаметр ярко выраженного сплошного покрытия составлял около 6 мм. До начала эксперимента поверхность подложки обрабатывалась активированной СВЧ-разрядом струей смеси атомарного и молекулярного водорода. Стимуляция зародышеобразования алмаза с помощью нанесенных на подложку дополнительных центров нуклеации не проводилась. Давление в камере осаждения поддерживалось на уровне 80 торр. Более подробно методика проведения экспериментов описана в [8].

Для исследования плазмы СВЧ-разряда использовался метод оптической эмиссионной спектроскопии. Регистрация излучения разряда вблизи входа в сопло 3 осуществлялась через кварцевое окно в разрядной камере 1 с помощью оптического световода, соединенного со спектрометром 7 Avantes AvaSpec 2048 FT, имеющего дифракционную решетку 1200 шт/мм и разрешение 0.18 нм в спектральном диапазоне 350–600 нм и дифракционную решетку 600 шт/мм и разрешение 0.4 нм в спектральном диапазоне 600–1000 нм. Проведены спектроскопические измерения температуры смеси и интенсивностей спектральных линий атомарного водорода H, CN и C₂. Измерение температуры газа в разрядной камере осуществлялось по спектру излучения вращательной структуры полосы (0–0) перехода $d^3\Pi_g \rightarrow a^3\Pi_u$ молекулы C₂. Для этого были рассчитаны длины волн и соответствующие интенсивности излучения линий трех подветвей P, R и Q ветвей. Необходимые константы для расчета тонкой структуры были взяты из работы [12]. Рассчитанный линейчатый спектр излучения корректировался в соответствии с предварительно найденной аппаратной функцией используемого в работе спектрального прибора. Измеренный спектр излучения (0–0) полосы Свана аппроксимировался методом наименьших квадратов. Варьируя величину вращательной температуры, мы достигали лучшей аппроксимации и таким образом определяли температуру состояния $d^3\Pi_g$, считая, что она близка к температуре газа [13]. Точность измерения абсолютного значения температуры газа составляла 10%. Более подробное описание используемого в работе ме-

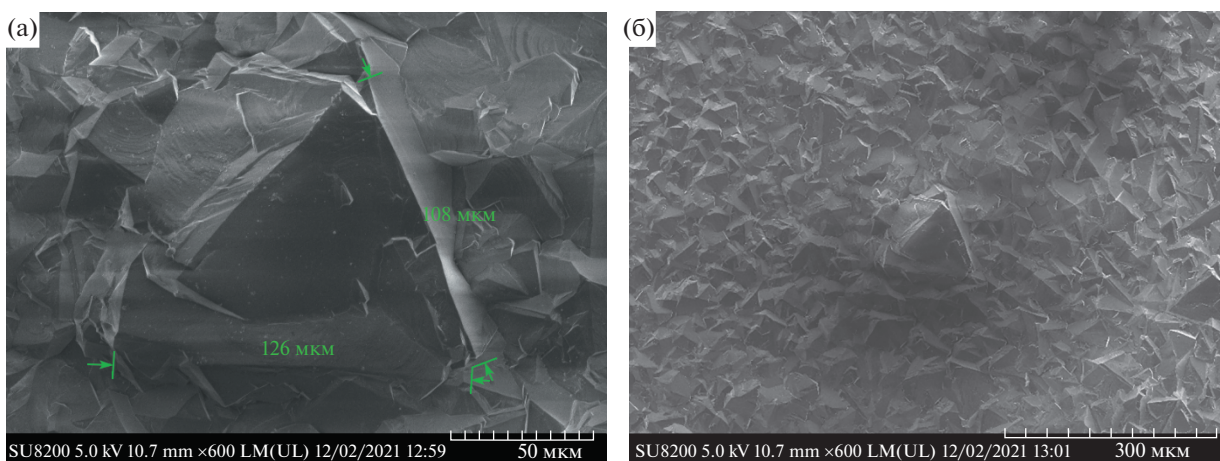


Рис. 2. СЭМ-фотография осажденной пленки. Время осаждения – 1 ч. Температура подложки – 1250 К.

тогда определения температуры газа можно найти в работе [8].

В ходе предварительных экспериментов установлено, что подача 8000 ссст водорода обеспечивает оптимальные условия для проводимого исследования. Поэтому далее данные приведены для этого расхода водорода. Добавление аргона в подаваемую смесь привело к увеличению давления в разрядной камере со 180 до 340 торр, что обусловлено, в том числе, повышением температуры смеси. Оптические измерения показали, что температура в разрядной камере увеличилась с 3175 К до 3850 К. Интенсивность линий атомарного водорода H_{β} увеличилась в 2.7 раза.

Для рассматриваемых условий в разрядной камере (180 торр, 3175 К и 340 торр, 3850 К) оценки степени равновесной диссоциации водорода на основе данных [14] дают значения 25 и 67%. Соответственно растет в 3 раза и числовая плотность атомарного водорода. Полученные значения степени диссоциации водорода приведены как оценки, поскольку не учитывается вклад метана и аргона в давление в разрядной камере. Тем не менее изменения рассчитанной концентрации атомарного водорода близки к измеренным по интенсивностям линий атомарного водорода. Оценки изменений свидетельствуют о значительном росте количества атомарного водорода для режимов с добавлением в смесь аргона.

В работах [15, 16] сделано предположение, что радикалы CH_x чаще образуют sp^3 -связи, чем радикалы C_2H_x , в реакциях газ–поверхность. Следовательно, увеличение отношения содержания радикала C_2 к CH в смеси может приводить к большему образованию неалмазной фазы в осажденных структурах. Для анализа воспользуемся данными об интенсивностях излучения I_0 линий молекул CH (434.1 нм) и C_2 (516 нм), отражающих содержание данных молекул в плазме [17, 18]. Добавле-

ние аргона привело к увеличению интенсивностей излучения линий CH и C_2 в 4.8 раза и в 6 раз соответственно. Это позволяет судить о достаточно небольшом смещении переработки метана в сторону C_2 . Таким образом, полученные методом оптической эмиссионной спектроскопии данные свидетельствуют о возможности существенного увеличения скорости синтеза алмаза при использовании аргона в условиях газоструйного осаждения.

Проведен газоструйный синтез алмазных структур из смеси водорода, метана и аргона. Эксперименты были выполнены с использованием оборудования УНУ ВГК ИТ СО РАН. На рис. 2 представлена СЭМ-фотография осажденной пленки, полученная на электронном микроскопе Hitachi SU8220 в Центре коллективного пользования при Институте физики полупроводников им. А.В. Ржанова. В центральной части подложки представленного образца сформировался кристалл, размер грани которого составил 126 мкм.

На рис. 3 приведен спектр комбинационного рассеяния поверхности образца, который свидетельствует о хорошем качестве алмазного покрытия. В спектре присутствует только одна линия на частоте 1334 см^{-1} , ширина линии на полувысоте составляет 8.5 обратных сантиметров. Спектр получен на оборудовании центра коллективного пользования НГУ (спектрометр с тройным монохроматором T64000 производства Horiba Jobin Yvon).

Толщина осажденного за 1 ч покрытия составила около 130 мкм. Измерение толщины алмазного слоя проведено толщинометром “TESA DIGICO 10”, имеющим погрешность 2 мкм. Отметим, что скорость роста грани алмаза составила около 126 мкм/ч (рис. 2а). Достигнутая скорость синтеза значительно превышает скорость [7], полученную газоструйным методом в близких условиях из смеси водорода с метаном. Таким обра-

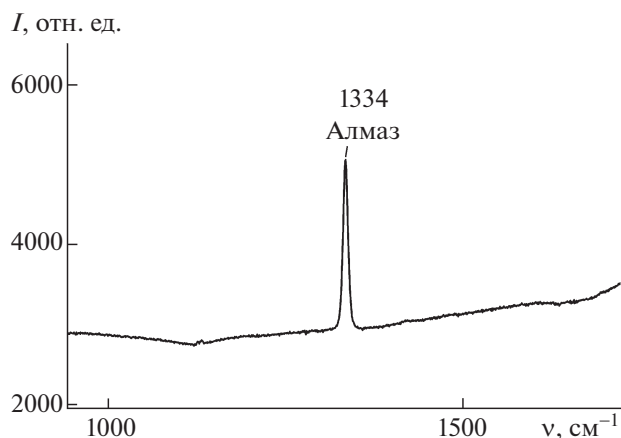


Рис. 3. Спектр комбинационного рассеяния поверхности осажденной пленки.

зом, добавление аргона приводит к заметному увеличению скорости осаждения. Отметим, что в настоящей работе и работе [7] чистота газов и, соответственно, содержание примесей было одинаково.

Известно, что примеси азота также могут способствовать увеличению скорости осаждения алмаза [19, 20]. В частности, получены скорости осаждения 165 мкм/ч при давлении 300 торр [20]. При этом в [20] отмечают существенный рост скорости синтеза из метановодородной смеси с добавлением азота при увеличении давления. В частности, это объясняется увеличением плотности микроволновой мощности. Также было продемонстрировано, что в условиях [20] атомарный водород не является ключевым фактором, повышающим скорость роста при высоких давлениях синтеза. В нашем случае мы считаем, что именно увеличение количества атомарного водорода способствовало увеличению скорости роста.

Достигнутая скорость осаждения превосходит значение, полученное “классическим” MPCVD-методом (например, из смеси $\text{CH}_4/\text{H}_2/20\%\text{Ar}$ в [5] получены скорости синтеза 20 мкм/ч при 4% концентрации метана и 105 мкм/ч при 15% концентрации метана). При этом в [5] используется более мощный магнетрон (5 кВт), что обеспечило увеличение плотности микроволновой мощности и соответственно ускорение синтеза алмазов [4, 5]. Отметим, что работа [5] ориентирована на выращивание монокристаллического алмаза и при этом особое внимание в ней уделено чистоте используемых газов.

Присутствие аргона в смеси газов-предшественников приводит к росту температуры в плазменном облаке в обеих реализациях метода MPCVD, а более высокие скорости зарождения и роста алмазных кристаллов в газоструйном методе достигаются, в частности, за счет струйной, более на-

правленной, подачи активированной смеси к подложке. Полученный результат является стимулом для расширения исследований газоструйного метода синтеза алмаза.

ИСТОЧНИКИ ФИНАНСИРОВАНИЯ

Работа выполнена в рамках государственного задания (бюджетный грант № 121031800218-5) и при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 18-29-19069).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хмельницкий Р.А. Перспективы выращивания монокристаллического алмаза большого размера // Успехи физ. наук. 2015. Т. 185. № 2. С. 143–159. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0185.201502b.0143>
2. Сергейчев К.Ф. Алмазные CVD-покрытия режущих инструментов (обзор) // Успехи прикл. физики. 2015. Т. 3. № 4. С. 342–376.
3. Butler J.E., Mankelevich Y.A., Cheesman A., et al. Understanding the chemical vapor deposition of diamond: recent progress // J. Phys.: Condens. Matter. 2009. V. 21. P. 364201:1–20. <https://doi.org/10.1088/0953-8984/21/36/364201>
4. Tallaire A., Achard J., Silva F., et al. Growth of large size diamond single crystals by plasma assisted chemical vapour deposition: Recent achievements and remaining challenges // C.R. Physique. 2013. V. 14. P. 169–184. <https://doi.org/10.1016/j.crhy.2012.10.008>
5. Bolshakov A.P., Ralchenko V.G., Yurov V.Y., et al. High-rate growth of single crystal diamond in microwave plasma in CH_4/H_2 and $\text{CH}_4/\text{H}_2/\text{Ar}$ gas mixtures in presence of intensive soot formation // Diamond & Related Materials. 2016. V. 62. P. 49–57. <https://doi.org/10.1016/j.diamond.2015.12.001>
6. Rebrov A.K., Bobrov M.S., Emelyanov A.A., et al. Experience in the synthesis of diamond from a supersonic microwave plasma jet // Interfacial Phenomena and Heat Transfer. 2019. V. 7. № 2. P. 131–137. <https://doi.org/10.1615/InterfacPhenomHeatTransfer.2019031315>
7. Ребров А.К., Емельянов А.А., Плотников М.Ю. и др. Синтез алмаза из высокоскоростного потока СВЧ-плазмы // Доклады РАН. Физика, техн. науки. 2020. Т. 490. № 1. С. 48–51. <https://doi.org/10.31857/S2686740020010198>
8. Emelyanov A.A., Pinaev V.A., Plotnikov M.Yu., et al. Effect of methane flow rate on gas-jet MPCVD diamond synthesis // J. Phys. D: Appl. Phys. 2022. V. 55. P. 205202: 1–11. <https://doi.org/10.1088/1361-6463/ac526e>
9. Емельянов А.А., Плотников М.Ю., Ребров А.К. и др. Использование сверхзвуковой струи газа, активированного в микроволновом разряде, для осаждения алмаза // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2021. № 1. С. 106–114. <https://doi.org/10.31857/S0568528121010035>
10. Hrebtov M.Yu. and Bobrov M.S. Numerical optimization of hydrogen microwave plasma reactor for diamond film deposition // J. Phys: Conf. Ser. 2019.

- V. 1359. P. 012010: 1–6.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1382/1/012010>
11. *Mankelevich Yu.A., Ashfold M.N.R., Ma J.*, Plasma-chemical processes in microwave plasma enhanced chemical vapor deposition reactors operating with C/H/Ar gas mixtures // *J. Appl. Phys.* 2008. V. 104. P. 113304: 1–11.
<https://doi.org/10.1063/1.3035850>
 12. *Bai B., Sawin H.H., Cruden B.A.* Neutral gas temperature measurements of high-power-density fluorocarbon plasmas by fitting swan bands of C₂ molecules // *J. Appl. Phys.* 2006. V. 99. P. 013308: 1–11.
<https://doi.org/10.1063/1.2159545>
 13. *Lombardi G., Benedic F., Mohasseb F., et al.* Determination of gas temperature and C₂ absolute density in Ar/H₂/CH₄ microwave discharges used for nanocrystalline diamond deposition from the C₂ Mulliken system // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2004. V. 13. P. 375–386.
<https://doi.org/10.1088/0963-0252/13/3/003>
 14. *Варгафтик Н.Б.* Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. 2-е изд. М.: Наука; 1972.
 15. *Johnson C.E., Weimer W.A. and Cerio F.M.* Efficiency of methane and acetylene in forming diamond by microwave plasma assisted chemical vapor deposition // *J. Mater. Res.* 1992. V. 7. P. 1427–1431.
<https://doi.org/10.1557/JMR.1992.1427>
 16. *Han Y.-S., Kim Y.-K. and Lee J.-Y.* Effect of argon and oxygen addition to the CH₄-H₂ feed gas on diamond synthesis by microwave plasma enhanced chemical vapor deposition // *Thin Solid Films.* 1997. V. 310. P. 39–46.
[https://doi.org/10.1016/S0040-6090\(97\)00339-8](https://doi.org/10.1016/S0040-6090(97)00339-8)
 17. *Ma J., Ashfold M.N.R., Mankelevich Y.A.* Validating optical emission spectroscopy as a diagnostic of microwave activated CH₄/Ar/H₂ plasmas used for diamond chemical vapor deposition // *J. Appl. Phys.* 2009. V. 105. P. 043302: 1–12.
<https://doi.org/10.1063/1.3078032>
 18. *Goyette A.N., Lawler J.E., Anderson L.W., et al.* C₂ Swan band emission intensity as a function of density // *Plasma Sources Sci. Technol.* 1998. V. 7. P. 149–153.
<https://doi.org/10.1088/0963-0252/7/2/009>
 19. *Tallaire A., Achard J., Silva F., Brinza O. and Gicquel A.* Growth of large size diamond single crystals by plasma assisted chemical vapour deposition: Recent achievements and remaining challenges // *C. R. Physique.* 2013. V. 14. P. 169–184.
<https://doi.org/10.1016/j.crhy.2012.10.008>
 20. *Liang Q., Chin C.Y., Lai J., Yan C.S, Meng Y., Mao H.K., and Hemley R.J.* Enhanced growth of high quality single crystal diamond by microwave plasma assisted chemical vapor deposition at high gas pressures // *Appl. Phys. Lett.* 2009. V. 94. P. 024103: 1–4.
<https://doi.org/10.1063/1.3072352>

GAS-JET SYNTHESIS OF DIAMOND STRUCTURES FROM A MIXTURE OF H₂+CH₄+AR, ACTIVATED IN A MICROWAVE DISCHARGE

**Academician of the RAS A. K. Rebrov^a, A. A. Emelyanov^a, V. A. Pinaev^a,
M. Yu. Plotnikov^a, N. I. Timoshenko^a, and I. B. Yudin^a**

^a*Kutateladze Institute of Thermophysics of Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, Russia*

A gas-jet method of diamond synthesis using a high-speed jet to transport gases activated in microwave plasma to the substrate is developed. Diamond was synthesized from a mixture of hydrogen, methane and argon. The rate of diamond synthesis (130 μm/h) exceeds that achieved earlier in experiments with activation in microwave plasma without the addition of argon.

Keywords: diamond, gas-phase synthesis, microwave plasma, gas-jet deposition

РАЗРЫВ СПАДАЮЩЕГО ВСПЛЕСКА – ДИНАМИЧЕСКОГО СЛЕДА СЛИЯНИЯ СВОБОДНО ПАДАЮЩЕЙ КАПЛИ С ПОКОЯЩЕЙСЯ ПРИНИМАЮЩЕЙ ЖИДКОСТЬЮ

© 2022 г. Ю. Д. Чашечкин^{1,*}, А. Ю. Ильных^{1,**}

Представлено академиком РАН Д.М. Климовым 10.01.2022 г.

Поступило 11.01.2022 г.

После доработки 11.02.2022 г.

Принято к публикации 12.02.2022 г.

Методом скоростной видеорегистрации прослежена эволюция формы спадающего всплеска свободно падающей капли (диаметр $D = 0.42$ см, контактная скорость $U = 3.1$ м/с) в режиме активной генерации звуковых пакетов. В процессе растекания форма всплеска непрерывно трансформируется. В ходе формирования второй каверны основание всплеска истончается и отрывается от быстро опускающегося дна впадины деформированной поверхности принимающей жидкости. Третья каверна образуется при погружении вершины всплеска. Четвертую каверну формирует возвращающаяся капля, ранее вылетевшая с вершины всплеска, которая соприкасается боковой поверхностью со стенками остатка третьей каверны. Форму последней каверны искажают тонкие течения, которые ускоряются процессами быстрой конверсии доступной потенциальной поверхностной энергии при уничтожении свободных поверхностей сливающихся жидкостей. Разрыв основания спадающего всплеска наблюдался во всех опытах данной серии.

Ключевые слова: капля, каверна, всплеск, волны, газовые пузырьки

DOI: 10.31857/S268674002203004X

Среди наблюдаемой с доисторических времен последовательности быстро сменяющихся компонентов течений импакта свободно падающей капли, включающих брызги, каверну, венец, всплеск, стример, захваченные газовые пузырьки, которые начали систематически регистрироваться с конца XIX века с появлением искровых источников света [1, 2], наименее изученным остается всплеск – центральная восходящая струйка, с вершины которой вылетает капля(и), сравнимая или превосходящая по размеру первичную [3, 4]. Неполноту описания подчеркивает терминологическая неоднозначность современной научной литературы. Наряду с обозначением “всплеск” встречается “струйка Рэля” [5] или Вортингтона [3, 6], кумулятивная [7], “центральный водяной столбик” (central water column) [8] и просто струя (струйка) [9].

Научный интерес к изучению всплеска объясняется поиском физических механизмов формирования быстро сменяющихся, изменчивых, и в

то же время воспроизводимых структурных компонентов течений [10], позволяющих изучать тонкие механизмы переноса энергии, импульса и вещества в широком диапазоне масштабов от размера молекулярного кластера $\delta_0 \sim 10^{-6}$ см до диаметра капли $D \sim 0.5$ см [11]. Обширная область практических приложений результатов исследований импакта капли включает многие разделы гидроаэродинамики и акустики атмосферы и океана, медицины, промышленных технологий.

Вместе с каплями из гидросферы в атмосферу выносятся минеральные и органические вещества. Обезвоженные остатки капель служат центрами конденсации влаги в верхней атмосфере, образования отдельных капель, туманов и облаков [12]. Ветер переносит аэрозоли вместе с захваченными микробами и вирусами, вызывающими болезни растений, животных и человека [13]. Актуальность исследований переноса биообъектов в целом, и их отдельных компонентов, выросла в последние годы в связи с расширяющимся распространением вирусных инфекций [14]. Внимание уделяется переносу и сравнительно крупных капель с вершины всплеска [4], и более мелких, вылетающих в начальных стадиях импакта капли [15].

¹Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского
Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: chakin@ipmnet.ru

**E-mail: ilynykh@ipmnet.ru

Появление каждого из структурных компонентов – венца, всплеска, следов падения вылетевших капелек, сопровождается генерацией капиллярно-гравитационных волн. Сравнительно длинные кольцевые волны охватывают всю область течения [16]. Короткие (высокочастотные) волны, на распространение которых заметно влияют эффекты нелинейности и диссипации [17], образуются вокруг областей падения мелких капелек, растущего всплеска [18], при отрыве вторичных капелек от вершины и разрыве всплеска [4].

Создание микрофонов и гидрофонов позволило изучать акустические сигналы импакта капли в атмосфере, а позднее – и в гидросфере. В акустическом сигнале отдельной капли выделены первичный высокочастотный, так называемый ударный, импульс и запаздывающий – один или несколько более низкочастотных пакетов [19]. Монохроматическая структура вторичного пакета, излучаемого осциллирующими газовыми пузырьками, стимулировала определение условий и поиск механизмов их формирования [20]. В качестве основного источника газовых полостей рассматривается деформация газовой каверны сложной формы и образование выступов, отрывающихся с образованием пузырька [18].

Одновременно рассматриваются и другие механизмы формирования газовых пузырьков, в частности при быстром заполнении газовой полости сформированной погружением основания всплеска [21] и разрыве больших газовых пузырей [22]. Формирование тонких течений связывается с ускоряющим действием быстрой конверсии доступной потенциальной поверхностной энергии (ДППЭ) при уничтожении свободной поверхности сливающихся жидкостей [11, 18]. На размеры, форму и частоту образования газовых полостей влияют осцилляции капли падающей жидкости и свободной поверхности принимающей жидкости [18].

В целом геометрия сложных трехмерных течений в основании погружающегося всплеска изучена недостаточно полно, сценарии процесса формирования “облака пузырьков” при “запаковке” [21] или “заполнении” [23] вторичной каверны заметно различаются. Ни теоретически, ни экспериментально не изучена роль тонких компонентов течений, создающих микрорельеф на вершине формирующегося всплеска [4] и дне каверны [23], как и быстрой конверсии потенциальной энергии, проходящей в тонком приповерхностном слое [11].

Большинство экспериментальных работ, посвященных изучению геометрии и динамики всплеска, выполнены в технике “на просвет” и ориентированы на регистрацию движения вершины струйки и вылетающей капли [5, 22]. Интерпретация данных традиционных методик визуализации течений прозрачных жидкостей со

свободными поверхностями сложной формы затрудняется влиянием каустик, потерей контрастности, переналожением и затенением части изображения [4]. Цель данной работы – проведение высокоразрешающей планарной визуализации картины течения в области контакта основания погружающегося всплеска с независимо движущейся деформируемой свободной поверхностью. В картине течения впервые идентифицирован разрыв спадающего всплеска, сопровождающийся генерацией коротких капиллярных волн на дне вторичной каверны и последующим захватом газовых пузырьков.

Методика эксперимента разрабатывалась с учетом свойств системы фундаментальных уравнений механики жидкостей [11], которая здесь для краткости не приводится. Рассматриваются макроскопические механизмы переноса энергии течением со скоростью u и волнами с групповой скоростью c_g , а также микроскопический атомно-молекулярный перенос, как медленный диссипативно-диффузионный, так и быстрый, при уничтожении свободных поверхностей сливающихся жидкостей и конверсии ДППЭ в другие формы [18]. Выделившаяся энергия сохраняется в толще жидкости в окрестности исчезнувшей контактной поверхности. Возникающие градиенты давления и температуры порождают быстрые тонкие струйки, которые наблюдаются в течение всего процесса слияния капли с принимающей жидкостью [15], начиная с первичного контакта [24]. Как показывают наблюдения, скорость первых тонких струек в пелене сливающихся жидкостей превышает на порядок скорость капли и медленно уменьшается по мере роста их толщины и размеров брызг (мелких капелек) вылетающих с вершин шипов – продолжений струек за кромкой пелены [15].

В число физических параметров, характеризующих изучаемые явления, входят плотности воздуха ρ_a и жидкости ρ_d (в данных опытах – воды и слабого водного раствора чернил), динамическая $\mu_{a,d}$ и кинематическая $\nu_{a,d} = \frac{\mu_{a,d}}{\rho_{a,d}}$ вязкости, полный σ_d^a и нормированный на плотность жидкости $\gamma_d^a = \frac{\sigma_d^a}{\rho_d}$ коэффициент поверхностного натяжения, ускорение свободного падения g ; диаметр D , площадь поверхности S_d , объем V_d , масса капли M и ее скорость U в момент контакта с принимающей жидкостью. Экстенсивная величина – энергия падающей капли, включает кинетическую $E_k = \frac{MU^2}{2}$ и ДППЭ $E_\sigma = \sigma_d^a S_d$, заключенную в приповерхностном слое толщиной порядка размера моле-

кулярного кластера δ_σ объемом $V_\sigma \approx 4\pi R^2 \delta_\sigma$, что объясняет большое различие плотностей энергий

$W_k = \frac{E_k}{V}$, $W_\sigma = \frac{E_\sigma}{V_\sigma}$. Для описания условий эксперимента обычно используются безразмерные комбинации, включающие отношения компонентов

энергий $E_R = \frac{E_\sigma}{E_k}$, их плотностей $W_R = \frac{E_\sigma V_d}{E_k V_\sigma}$ и числа

Рейнольдса $Re = \frac{UD}{\nu}$, Фруда $Fr = \frac{U^2}{gD}$, Вебера

$We = \frac{U^2 D}{\gamma}$, Онезорге $Oh = \frac{\nu}{\sqrt{\gamma D}}$, Бонда $Bo = \frac{U^2 D}{\gamma}$.

Опыты выполнены на стенде ТБП, входящем в состав УИУ “ГФК ИПМех РАН” [25]. Капли воды, разбавленных чернил или 16%-го раствора хлорного железа свободно падали с высоты $h = 53$ см (26 серий) и 60 см (6 серий) в бассейн глубиной 5 см и площадью 10×10 см² (28 серий опытов) или 30×30 см² (4 серии) с различными принимающими жидкостями – водой, разбавленными чернилами в концентрации 1 : 10, 1 : 20, 1 : 50, 1 : 1000 или 20%-м водным раствором роданида аммония (NH₄SCN). Значения физических параметров сред взяты из известных таблиц или измерены с помощью тензиометра Lauda TC-1 и вискозиметра ВПЖ-3.

Картина течения освещалась прожекторами Reylab Xenos-1000 и Optronis MultiLED, оптоволоконными источниками Schott KL2500LCD и регистрировалась видеокамерой Optronis CR300x2. Угол наклона линии наблюдения к горизонту в разных опытах составлял $\alpha = 30^\circ, 35^\circ, 40^\circ, 60^\circ, 65^\circ$ и 70° , скорость съемки – 1000, 1250, 2000, 4000 (большая часть опытов) и 10000 кадров/с.

Выборка из видеоряда, иллюстрирующая основные структурные особенности картины течений, приведена на рис. 1. Первичный контакт падающей капли с принимающей жидкостью сопровождается выбросом тонкой пелены, которую пронизывает семейство струек, выступающих в форме шипов с ее кромки (более детально течение визуализировано в [15], а на ранней стадии, в диапазоне первых микросекунд слияния – в [24]). С вершин шипов выбрасываются мелкие капельки, которые не визуализируются в данной технике эксперимента.

В течение первых $t = 47$ мс успевает сформироваться и сжаться каверна, осесть венец и появиться вершина восходящей струйки – всплеска (рис. 1). Максимальная концентрация неравномерно распределенных чернил наблюдается на вершине всплеска. В картине течения прослеживаются несколько характерных типов волокнистых структур. Наиболее плотные радиальные волокна прилегают к плотно окрашенной вершине диаметром

$d_s = 5.3$ мм (структура поверхности растущего всплеска визуализирована в [4]). Замкнутая яркая линия неправильной формы вокруг основания всплеска – каустика.

По мере роста высоты основание всплеска расширяется и достигает диаметра $d_s = 15.6$ мм. Чернила собираются в вытянутых тонких полосках, состоящих из еще более тонких волокон ($t = 81$ мс). Здесь в картине течения выделены две яркие каустики: одна сложной формы на расстоянии $h = 5$ мм от верхней части кадра, вторая тонкая, нерегулярной формы – в основании всплеска. Изменения структуры распределения чернил позволяют считать каустики границей раздела жидкости, вовлеченной в всплеск (возможно взятой из приповерхностных слоев), и деформированной поверхности принимающей жидкости.

Когда возвышение всплеска сменяется спаданием, его основание начинает деформировать (продавливать) поверхность жидкости. Нижняя каустика при $t = 114.25$ мс визуализирует контур новой впадины диаметром $d_t = 9.4$ мм (диаметр всплеска на каустике $d_s = 3.9$ мм), которая формируется согласованным действием погружающегося всплеска и собственной динамикой свободной поверхности, которую определяет воздействие внутренних течений.

Боковая поверхность всплеска между каустиками покрыта мелкими кольцевыми капиллярными волнами длиной $\lambda_c \sim 0.1$ мм. Верхняя каустика смещается и при $t = 114.25$ мс отстоит на расстоянии $h = 4$ мм от верхней кромки кадра. Сохраняющаяся нижняя каустика, которая очерчивает область контакта основания всплеска с принимающей жидкостью, постепенно стягивается. Пьедестал в основании всплеска трансформируется в цилиндрический и далее в конический с заостренной вершиной. При $t = 126.75$ мс диаметр каустики составляет $d_c = 2.55$ мм, а скорость ее опускания – $u_c = 0.27$ м/с.

Нижняя часть всплеска, примыкающая к конической впадине, постепенно заостряется ($t = 138$ мс). Следы каустик прослеживаются и в области контакта заостренного основания всплеска с окружающей конической впадиной на поверхности жидкости. Всплеск отрывается от падающей капли $t = 138.5$ мс. Разрыв сопровождается образованием группы коротких капиллярных волн $\lambda = 0.45$ мм, которые сбегает вниз от верхней кромки по боковой поверхности. Диаметр центральной части несколько увеличивается и составляет $d_v = 3.32$ мм.

Тщательное рассмотрение изображений показывает, что следующая группа структурных изменений, сопровождающих отделение всплеска от дна каверны и переприсоединение, происходит в интервале $138.5 < t < 139.5$ мс. Индикатором от-

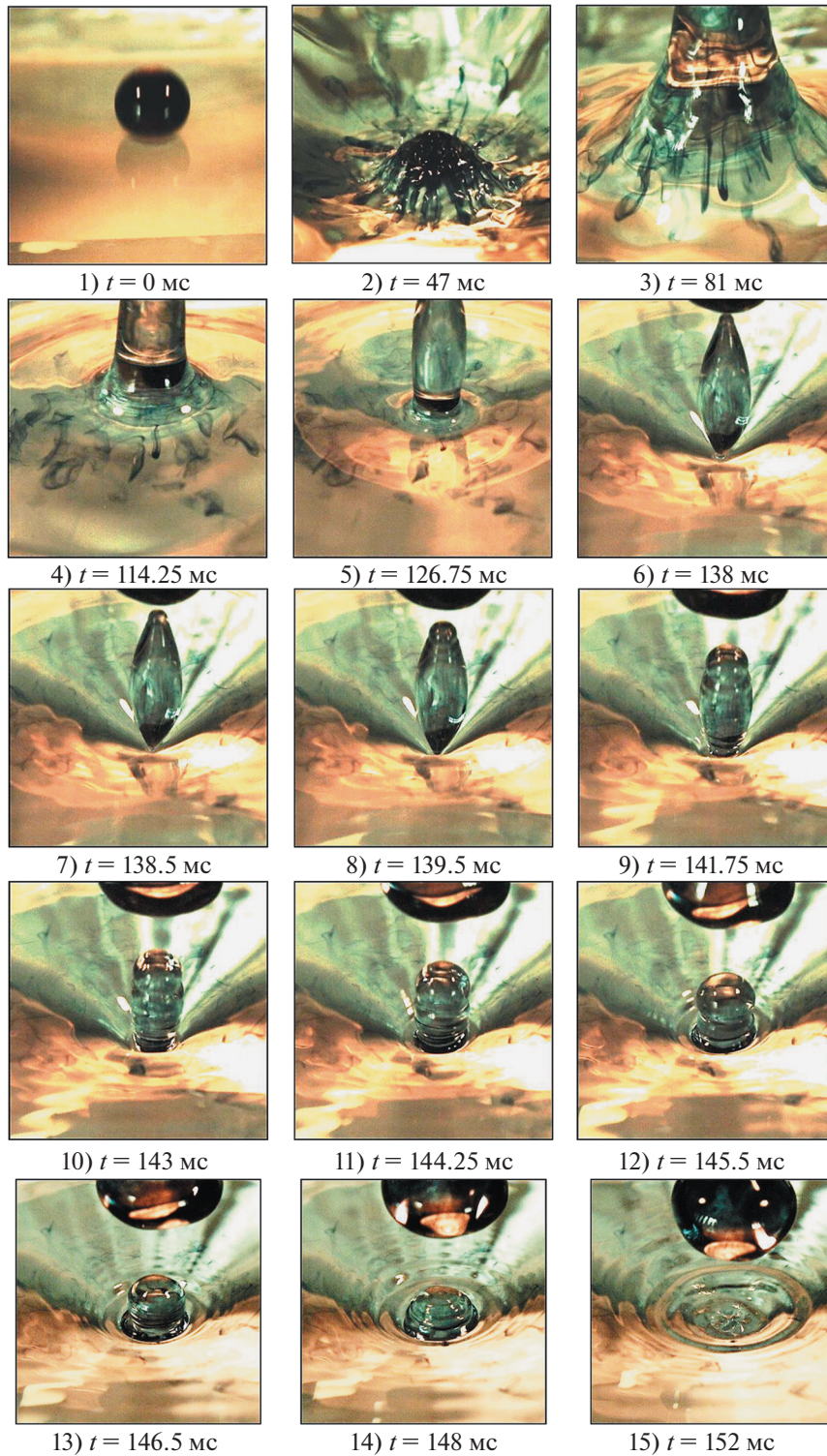


Рис. 1. Эволюция формы спадающего всплеска капли разбавленных чернил (концентрация 1 : 50) в бассейне 10×10 см² с водой глубиной $h = 3$ см ($D = 0.42$ см, $U = 3.1$ м/с, $E_{\sigma} = 4$ мкДж, $W_{\sigma} = 2.9$ мкДж/м³, $E_k = 200$ мкДж, $E_R = 48$, $W_R = 1.7 \cdot 10^{-3}$, $Re = 13300$, $Fr = 228$, $Bo = 2.5$, $Oh = 0.0018$, $We = 570$), угол визирования $\alpha = 30^\circ$ к горизонту, скорость съемки 4000 к/с: 1–15) – $t = 0.0, 47, 81, 114.25, 126.75, 138, 138.5, 139.5, 141.75, 143, 144.25, 145.5, 146.5, 148, 152$ мс.

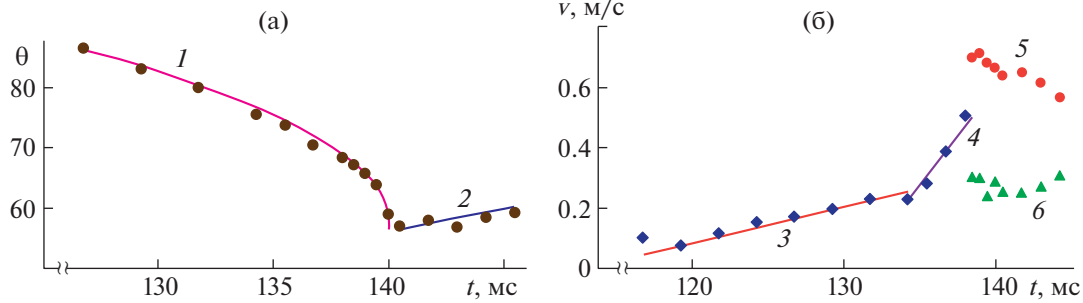


Рис. 2. Геометрия течения в основании спадающего всплеска: а – изменение полуугла раствора каверны со временем, дна каверны отрывается от всплеска при $t = 139.5$ мс, б – скорости компонентов течений: кривые 1, 2 – полуугол при вершине конической каверны в стадии разрыва и присоединения всплеска, 3, 4 – скорость опускания контактной перемычки, 5, 6 – скорости вершины всплеска и вторичной капли.

рыва его основания от поверхности жидкости служит погашение каустики и ее слияние с фоном. Одновременно на нижней кромке всплеска появляются короткие капиллярные волны. Верхняя кромка всплеска выглаживается и приобретает сферическую форму диаметром $d_s = 1.57$ мм. От основной части всплеска она отделена перемычкой – впадиной бегущей капиллярной волны.

Сравнение кадров при $t = 143.0; 144.25; 145.5$ мс показывает, что форма сливающегося всплеска продолжает усложняться – его нижняя часть переходит в расширяющееся основание. Диаметры остатка всплеска и внешней границы области слияния увеличиваются, растут и амплитуды кольцевых волн длиной $\lambda_c \approx 0.5$ и 0.51 мм на его поверхности.

По поверхности конической каверны вверх от области слияния всплеска распространяется группа кольцевых капиллярных волн длиной $\lambda_c \approx 0.54, 0.62$ и 0.74 мм, которая занимает основную часть конической впадины ($t = 145.5$ мс).

Постепенно волны деформируют первоначально гладкую поверхность всплеска и всю поверхность внешней конической каверны в поле наблюдения ($t = 148$ мс). Изменчивость формы возвращающейся капли (сплюсненной при $t = 143$ мс, нерегулярная при $t = 145.5$ мс и грушевидной при $t = 152$ мс) – свидетельство выраженности высоких номеров мод рэлеевских осцилляций, образовавшихся при отрыве капли.

Изменения динамики течения иллюстрируют следующие особенности его геометрии. В стадии погружения всплеска окружающая коническая каверна углубляется, полуугол при ее вершине монотонно убывает со временем $\theta^\circ(t) = 7.8(140 - t)^{0.5} + 58$, $[t] = \text{мс}$, в интервале $126 < \Delta t < 140$ мс (рис. 2, кривая 1).

После отрыва всплеска от дна каверны форма свободной поверхности резко меняется. Углубление каверны прекращается, а полуугол при вер-

шине начинает монотонно расти со временем $\theta^\circ(t) = 0.73t - 46$, $[t] = \text{мс}$, $\Delta t = 141 \dots 147$ мс (рис. 2, кривая 2). Диаметр восстановившейся области контакта остатка всплеска и конической поверхности жидкости начинает быстро увеличиваться. Нижняя часть всплеска покрывается короткими капиллярными волнами, при $t = 141.75$ мс их длина составляет $\lambda_c \approx 0.66$ и 0.78 мм. Волны в верхней части всплеска под сферическим оголовком более длинные $\lambda_c \approx 0.98$ и 2.13 мм.

Изменение диаметра области контакта утончающегося всплеска с принимающей жидкостью, приведенное на рис. 3 (кривая 7), аппроксимируется формулой $d_v(t) = 0.8(138.5 - t)^{0.5}$, $[d_v] = \text{мм}$, $[t] = \text{мс}$, в интервале $113 < t < 138.5$ мс.

Остаток всплеска, от которого при $t = 137$ мс оторвалась капля, а при $t = 138.5$ мс отсоединилась погружающаяся свободная поверхность жидкости, начинает стягиваться, при этом его высота линейно уменьшается $h(t) = -0.54(t - 138.5) + 9$, $[h] = \text{мм}$, $[t] = \text{мс}$, в интервале $138.5 < t < 145$ мс (рис. 3, кривая 8).

Следует подчеркнуть, что скорость собственного движения поверхности жидкости в отдельных областях контакта с основанием всплеска заметно превышает скорость движения его нижней

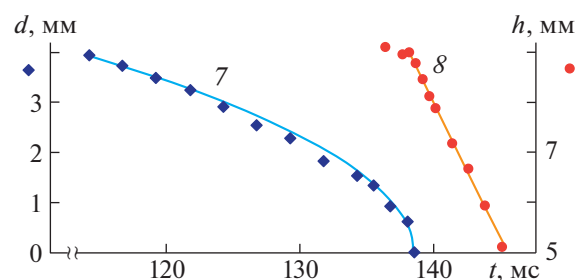


Рис. 3. Изменение диаметра контактного перешейка (7) и высоты всплеска со временем (8).

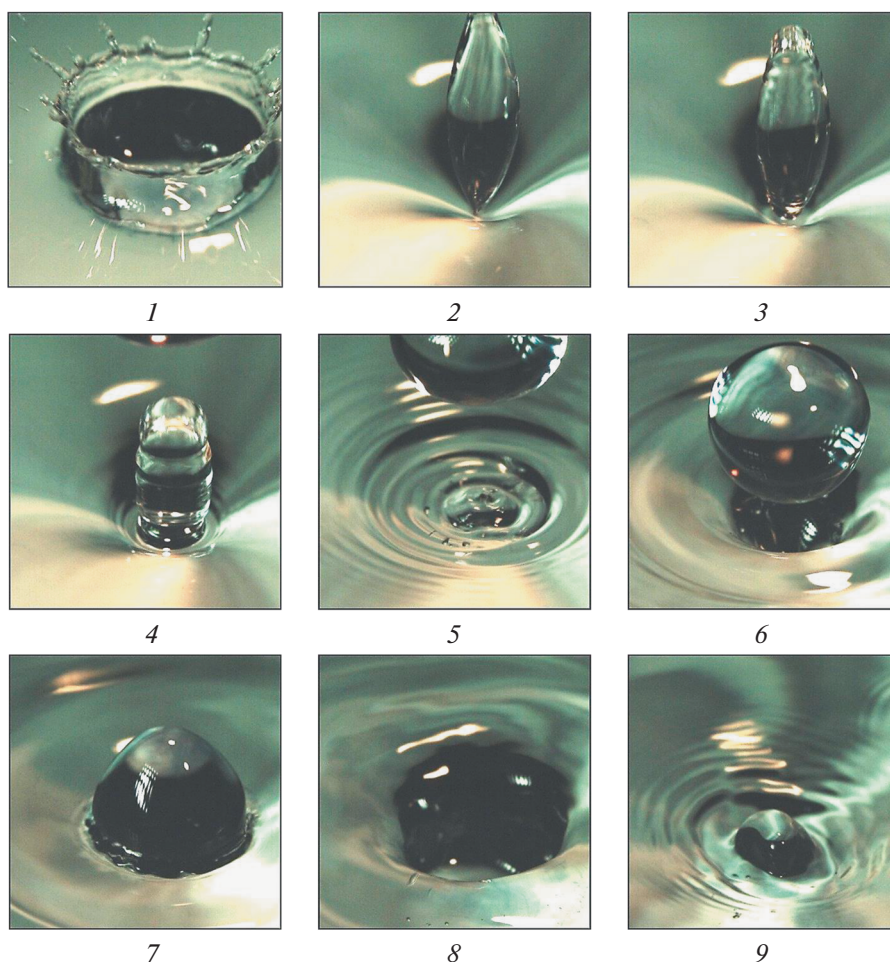


Рис. 4. Отрыв спадающего всплеска от осциллирующей свободной поверхности принимающей жидкости в бассейне $30 \times 30 \text{ см}^2$ с водой глубиной $h_w = 5.0 \text{ см}$ (угол визирования $\alpha = 35^\circ$ к горизонту, скорость съемки 4000 к/с, условия опытов приведены на рис. 1, кадры 1–9): $t = 2.5, 138, 142, 146, 154, 165, 171, 188, 210 \text{ мс}$.

кромки. Неоднородность движения поверхности подчеркивают формирующиеся на данной стадии течения быстрые короткоживущие впадины и тонкие выступающие струйки (шипы) в центре впадины.

На фоне изменчивости отдельных элементов картины течения, отражающей влияние таких неконтролируемых факторов, как вариабельность формы подлетающей капли, зависящей от модального состава осцилляций или волн на ее поверхности и взаимодействия с воздушной средой, состояния поверхности принимающей жидкости, на которой формируется сетчатый микроузор оседающей лабораторной пыли, общий характер течения сохраняется от опыта к опыту.

В качестве примера повторяемости компонентов течений на рис. 4 приводится выборка кадров погружения всплеска в бассейне большего размера $30 \times 30 \text{ см}^2$ со слоем воды глубиной $h_w = 5.0 \text{ см}$

(остальные условия опытов те же, что и на рис. 2). Линия визирования наклонена под углом $\alpha = 35^\circ$ к горизонту, расположение светильников выбиралось из условия минимизации контрастности фантомных изображений (тень всплеска можно разглядеть в центре кадров на рис. 1 в интервале $126.75 < t < 144.25 \text{ мс}$).

В стадии формирования и схлопывания первичной каверны визуализируется венец с бочкообразной боковой поверхностью и постепенно утолщающейся кромкой, капиллярные волны, тонкие вылетающие струйки – шипы и брызги с их вершин (на передней части рисунка им соответствуют светлые штрихи). Дно каверны и боковые поверхности венца на первой фотографии на рис. 4, $t = 2.5 \text{ мс}$ затенены.

На двух следующих кадрах показана форма свободной поверхности в стадии эволюции вторичной каверны конической формы, образующейся при погружении основания деформирующей

шегося всплеска. Заостренное основание всплеска с кольцевыми капиллярными волнами длиной $\lambda_c = 0.1$ и 0.15 мм касается вершины конической каверны при $t = 138$ мс. Несколько миллисекунд, в течение которых всплеск не касается поверхности жидкости, глубина каверны практически не меняется.

При $t = 142$ мс, когда основание всплеска вновь соприкасается с поверхностью жидкости, глубина каверны начинает быстро убывать, дно уплощается: диаметр диска составляет $d_c = 2$ мм. Диаметр расплывающегося заостренного основания всплеска в кадре составляет $d_s = 1.4$ мм. Длина капиллярных волн, бегущих по его поверхности вверх от области слияния, равна $\lambda_c = 0.15$ и 0.14 мм. Волны у вершины остатка всплеска части более длинные – $\lambda_c = 0.46, 0.51, 0.52$ мм. Вершина всплеска начинает скругляться, здесь радиус кривизны $R_s = 0.92$ мм. Значения высоты и максимального диаметра всплеска d_s^m после его отрыва перед началом повторного слияния приведены в табл. 1.

На данной стадии растекание всплеска происходит на фоне уменьшения глубины вторичной каверны, плоское дно которой продолжает расширяться: при $t = 146$ мс диаметр каверны составляет $d_c = 4.2$ мм, диаметр всплеска в области слияния $d_s = 3.0$ мм. Вверх по внутренней конической поверхности каверны бегут капиллярные волны длиной $\lambda_c = 0.32, 0.42$ мм. Волны на поверхности остатка всплеска становятся существенно нелинейными с плавными гребнями и заостренными впадинами (перетяжками). Длина волн в верхней части всплеска $\lambda_c = 0.85$ и 0.76 мм, в центре – $\lambda_c = 0.53$ и 0.45 мм, самые короткие – у основания всплеска $\lambda_c = 0.43$ и 0.26 мм.

С завершением полного погружения всплеска, когда вся поверхность жидкости покрывается капиллярными волнами различной длины $\lambda_c = 0.73, 0.76, 0.76, 0.82, 0.71, 0.94, 0.46$ мм, при $t = 154$ мс, в центре течения выделена окружность диаметром $d_s = 3.4$ мм, в центре которой наблюдается тонкая струйка, окруженная мелкой впадиной диаметром $d_c = 1.48$ мм. На расстоянии $\Delta R = 2.3$ мм от центра всплеска находится группа из четырех газовых пузырьков. Еще несколько групп более мелких пузырьков располагаются ближе к центру течения.

Полное погружение всплеска сопровождается формированием новой каверны. Энергичные вертикальные движения поверхности жидкости приводят к формированию глубокой узкой каверны, диаметр которой составляет $d_c = 9.6$ мм при $t = 165$ мс. Светлые пятна на темном фоне дна каверны – газовые пузырьки. Передняя часть стен-

Таблица 1

t , мс	138	140	142	144	146	148
h_s , мм	11	10.42	9.8	8	6.9	5.54
d_s^m , мм	3.22	3.25	3.33	3.38	3.5	3.6

ки каверны выглядит гладкой, поскольку распространяющиеся капиллярные волны выходят из области наблюдения. Несколько вытянутая к нижней кромке капля играет роль линзы, и в левой верхней части ее изображения видна группа полос, визуализирующая капиллярные волны на конической стенке каверны. Под каплей располагается глубокая впадина, которой соответствует темное пятно.

Поверхность жидкости не успевает выровняться к приходу возвращающейся капли, которая принимает вытянутую форму под действием собственных осцилляций. Соприкосновение капли с деформированной поверхностью принимающей жидкости происходит в окрестности ее главного диаметра при $t = 171$ мс. Совместное действие кинетической энергии капли и освобождающаяся при слиянии жидкостей ДППЭ порождает интенсивные мелкомасштабные возмущения в слое шириной 0.5 мм с неоднородностями масштабом $\delta \sim 1$ мм. По поверхности каверны бегут кольцевые капиллярные волны длиной $\lambda_c = 0.19, 0.17$ и 0.13 мм.

Со временем течение теряет регулярность, форма конической впадины заметно искажается. Во всем поле наблюдения при $t = 188$ мс визуализируются газовые пузырьки. В течении выражены мелкомасштабные возмущения. В центре конической впадины при $t = 210$ мс наблюдается стример – короткая центральная струйка диаметром $d_s = 3.7$ мм и высотой $h_s = 2$ мм. Стенки каверны покрыты капиллярными волнами длиной $\lambda_c = 0.85, 0.66, 0.54, 0.54, 0.5, 0.42$ мм.

Совмещение данных планарной (рис. 4) и боковой визуализации (рис. 3 [23]), приведенных на рис. 5, иллюстрирует влияние процессов быстрой передачи энергии [11] на структуру и динамику течений импакта капли. При первоначальном контакте капли с жидкостью освобождающаяся при уничтожении свободных поверхностей ДППЭ способствует растеканию капли по поверхности каверны с формированием быстрых тонких струек, шипов и групп капель [15].

Освобождающаяся ДППЭ при погружении всплеска и формировании второй конической каверны вызывает образование быстрых радиально расходящихся приповерхностных течений, которые истончают всплеск и вызывают отрыв его основания от дна каверны. На несколько миллисекунд глубина каверны стабилизируется, а затем

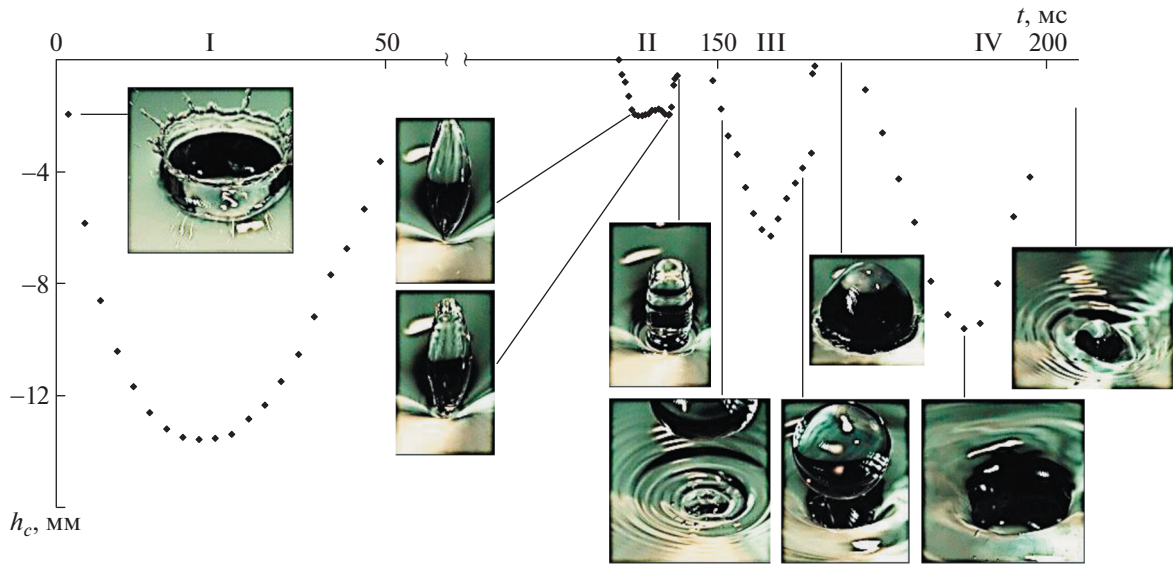


Рис. 5. График изменения глубины каверны [23, рис. 3], совмещенный с планарными фотографиями картины течения на рис. 4.

начинает резко убывать в течение ~ 700 микросекунд.

Слившийся с деформированной поверхностью принимающей жидкости всплеск продолжает растекаться и формировать новую каверну, достигающую максимальной глубины 6.3 мм при $t = 158$ мс. Возвращающаяся капля касается боковой поверхностью стенок спадающей каверны и порождает новую группу активных течений, искажающих форму растущей каверны. Стадии быстрой перестройки структуры течений сопровождаются генерацией групп капиллярных волн на дне и стенках каверны, перекрытие впадин которых спадающим всплеском возвращающейся каплей порождает газовые полости сложной формы [18]. Пустоты могут и трансформироваться в гладкие газовые пузыри, и разрываться быстрыми течениями с образованием тонких перемычек и возбуждением акустических волн.

Отрыв погружающегося всплеска и бегущие вверх по стенке конической каверны деформированной поверхности жидкости сопутствующие капиллярные волны наблюдались во всех проведенных опытах в данной постановке.

БЛАГОДАРНОСТИ

Эксперименты проведены на стендах УИУ “ГФК ИПМех РАН”.

ИСТОЧНИК ФИНАНСИРОВАНИЯ

Работа выполнена по теме государственного задания (№ госрегистрации АААА-А20-120011690131-7).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Thomson J.J., Newall H.F. On the formation of vortex rings by drops falling into liquids, and some allied phenomena // Proc. R. Soc. London. 1885. V. 29. P. 417–436. <https://doi.org/10.1098/rspl.1885.0034>
2. Worthington A.M., Cole R.S. Impact with a liquid surface, studied by the aid of instantaneous photography // Phil. Trans. R. Soc. Lond. A. 1897. V. 189. P. 137–148. <https://doi.org/10.1098/rsta.1897.0005>
3. Shin J., McMahon T.A. The tuning of a splash // Physics of Fluids A. 1990. V. 2. P. 1312–1317. <https://doi.org/10.1063/1.857581>
4. Чапечкин Ю.Д. Визуализация тонкой структуры возмущений поверхности жидкости течениями, вызванными упавшей каплей // Прикладная математика и механика. 2019. Т. 83. № 3. С. 403–412. <https://doi.org/10.1134/S0032823519030032>
5. Castillo-Orozco E, Davanlou A., Choudhury P.K., Kumar R. Droplet impact on deep liquid pools: Rayleigh jet to formation of secondary droplets // Phys. Rev. 2015. E92, 053022. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.92.053022>
6. Ogawa A., Utsuno K., Mutou M., Kouzen S., Shimotake Y., Satou Y. Morphological study of cavity and Worthington jet formations for newtonian and non-newtonian liquids // Particulate Science and Technology, 2006. V. 24. P. 181–225. <https://doi.org/10.1080/02726350500544224>
7. Майер В.В. Кумулятивный эффект в простых опытах. 1989. М.: Наука, 194 с.
8. Cai Y.K. Phenomena of a liquid drop falling to a liquid surface // Experiments in Fluids 1989. V. 7. P. 388–394. <https://doi.org/10.1007/BF00193420>

9. Michon G.-J., Josserand C., Séon T. Jet dynamics post drop impact on a deep pool // *Phys. Rev. Fluids*. 2017. 023601. <https://doi.org/10.1103/PhysRevFluids.2.023601>
10. Ray B., Biswas G., Sharma A. Regimes during liquid drop impact on a liquid pool // *J. Fluid Mech.* 2015. V. 768. P. 492–523. <https://doi.org/10.1017/jfm.2015.108>
11. Chashechkin Y.D. Foundations of engineering mathematics applied for fluid flows // *Axioms*. 2021. V. 10. P. 286. <https://doi.org/10.286.10.3390/axioms10040286>
12. Veron F. Ocean Spray // *Annual Review of Fluid Mechanics*. 2015. V. 47. P. 507–538. <https://doi.org/10.1146/annurev-fluid-010814-014651>
13. Bourouiba L. The fluid dynamics of disease transmission // *Annu. Rev. Fluid Mech.* 2021. V. 53. P. 473–508. <https://doi.org/10.1146/annurev-fluid-060220-113712>
14. Bhagat R.B., Wykes M.S.D., Dalziel S.B., Linden P.F. Effects of ventilation on the indoor spread of COVID-19 // *J. Fluid Mech.* 2020. V. 903. F1. <https://doi.org/10.1017/jfm.2020.720>
15. Чашечкин Ю.Д., Ильиных А.Ю. Множественные выбросы брызг при ударе капли // Доклады РАН. Физика, технические науки. 2020. Т. 494. С. 42–46. <https://doi.org/10.31857/S2686740020050181>
16. Zhu G.Z., Li Z.H., Fu D.Y. Experiments on ring wave packet generated by water drop // *Chin. Sci. Bull.* 2008. V. 53. P. 1634–1638. <https://doi.org/10.1007/s11434-008-0246>
17. Руденко О.В. Разрушение сингулярности профиля сильно нелинейной волны в диссипативной среде // Доклады РАН. Физика, технические науки. 2020. Т. 492. № 1. С. 63–67.
18. Чашечкин Ю.Д. Пакеты капиллярных и акустических волн импакта капли // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки. 2021. № 1 (94). С. 73–92. <https://doi.org/10.18698/1812-3368-2021-1-73-92>
19. Prosperetti A., Oguz H.N. The impact of drops on liquid surfaces and the underwater noise of rain // *Annu. Rev. Fluid Mech.* 1993. V. 25. P. 577–602. <https://doi.org/10.1146/annurev.fl.25.010193.003045>
20. Чашечкин Ю.Д., Прохоров В.Е. Тонкая структура акустических сигналов, вызванных падением капли на водную поверхность // ДАН. 2015. Т. 463. № 5. С. 538–542.
21. Gillot G., Derec C., Genevaux J.-M., Simon L., Benyahia L. A new insight on a mechanism of airborne and underwater sound of a drop impacting a liquid surface // *Phys. Fluids*. 2020. V. 32. 062004. <https://doi.org/10.1063/5.0010464>
22. Wang A., Kuan C., Tsai P. Do we understand the bubble formation by a single drop impacting upon liquid surface? // *Physics of Fluids*. 2013. V. 25. 101702. <https://doi.org/10.1063/1.482248>
23. Чашечкин Ю.Д., Ильиных А.Ю. Эволюция формы последовательных каверн импакта свободно падающей капли // Доклады РАН. Физика, технические науки. 2022. Т. 502. С. 25–33. <https://doi.org/10.31857/S2686740021060055>
24. Li E.Q., Thoraval M.-J., Marston J.O., Thoroddsen S.T. Early azimuthal instability during drop impact // *J. Fluid Mech.* 2018. V. 848. P. 821–835. <https://doi.org/10.1017/jfm.2018.383>
25. УИУ “ГФК ИПМех РАН”: Гидрофизический комплекс для моделирования гидродинамических процессов в окружающей среде и их воздействия на подводные технические объекты, а также распространения примесей в океане и атмосфере. <http://www.ipmnet.ru/uniquequip/gfk/#equip>.

RUPTURE OF A FALLING SPLASH—A DYNAMIC TRACE OF THE FREE FALLING DROP MERGING WITH A TARGET FLUID AT REST

Yu. D. Chashechkin^a and A. Yu. Ilyikh^a

^a*Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

Presented by Academician of the RAS D.M. Klimov

The evolution of a falling splash shape of a free falling drop (diameter $D = 0.42$ cm, contact velocity $U = 3.1$ m/s) in the mode of active generation of sound packets was traced by the method of high-speed video recording. In the process of spreading, the shape of the splash is continuously transformed. During the formation of the second cavity, the splash base is detached from the bottom of the depression of the deformed surface of the target fluid. The third cavity is formed when the splash tip is submerged. The fourth cavity is formed by a returning drop that had previously escaped from the top of the splash, which touches with the walls of the remnant of the third cavity by the side surface. The shape of the last cavity is distorted by fine flows, which are accelerated by the processes of rapid conversion of the available potential surface energy (APSE) during the elimination of the free surfaces of the merging fluids. The rupture of the base of the falling splash was observed in all experiments of this series.

Keywords: drop, cavity, splash, waves, gas bubbles

УДК 621.454.3.01:539.371

ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС ТРЕХСЛОЙНОЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ КОМПОЗИТНОЙ ОБОЛОЧКИ, ПОДКРЕПЛЕННОЙ ПРОДОЛЬНЫМИ РЕБРАМИ И ЦИЛИНДРОМ, ПРИ ДЕЙСТВИИ ИЗМЕНЯЮЩЕЙСЯ ВО ВРЕМЕНИ ОСЕВОЙ СИЛЫ

© 2022 г. В. Н. Бакулин^{1,*}, А. Я. Недбай²

Представлено академиком РАН А.М. Липановым 30.12.2021 г.

Поступило 30.12.2021 г.

После доработки 30.12.2021 г.

Принято к публикации 28.01.2022 г.

Предложена модель для исследования параметрического резонанса подкрепленной продольными ребрами трехслойной композитной цилиндрической оболочки с несимметричным пакетом слоев, по внутренней поверхности скрепленной с упругим пустотелым цилиндром, при действии внешнего давления и изменяющихся во времени осевых сил. Получены уравнения и рассмотрены основные этапы решения задачи с помощью предложенной комбинации методов. Впервые построены зависимости критических частот главных областей неустойчивости и исследовано влияние на них жесткости внутреннего цилиндра, количества продольных ребер, жесткости заполнителя трехслойной цилиндрической оболочки. Разработанная математическая модель значительно расширяет круг решаемых актуальных научных и прикладных задач и позволяет впервые провести исследования одновременного влияния продольных ребер и внутреннего цилиндра на границы областей неустойчивости для трехслойных цилиндрических оболочек, являющихся перспективными элементами конструкций ракетно-космической и другой современной техники.

Ключевые слова: трехслойная цилиндрическая оболочка, несимметричный пакет слоев, продольные ребра, параметрический резонанс, изменяющиеся во времени осевые силы

DOI: 10.31857/S2686740022030026

ВВЕДЕНИЕ. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Трехслойные композитные оболочки являются перспективными элементами конструкций ракетно-космической техники (РКТ), в том числе твердотопливных двигателей (РДТТ) [1–3]. Это объясняется высокими показателями весовой эффективности, изгибной жесткости, тепловой защиты, а также возможностями регулирования этих и многих других важных характеристик.

На трехслойный корпус воздействуют осевые силы (в виде тяги двигателей, лобового сопротивления воздуха и инерционных сил), изменяющиеся во времени, а также внешнее давление воздушных потоков [4]. При определенных значениях и сочетаниях этих нагрузок возможно возникновение параметрического резонанса [5] и разрушение конструкции.

Три вида потери устойчивости трехслойных оболочек в зависимости от жесткости заполнителя при действии осевой сжимающей силы рассмотрено в работе [6].

Для повышения критической нагрузки потери устойчивости трехслойные оболочки могут быть усилены продольными ребрами (стрингерами).

Установка в трехслойной оболочке продольных ребер позволяет решить сразу несколько следующих важных задач:

- дает возможность использовать широкий класс легких заполнителей, что приводит к уменьшению массы конструкции;
- допускает установку бортовой кабельной сети внутри ребер, что значительно повышает устойчивость этой сети к электромагнитному и рентгеновскому излучению;
- значительно увеличить критическую силу потери устойчивости при незначительном увеличении массы;
- в случае повреждения наружной оболочки твердыми частицами или мощным тепловым из-

¹Институт прикладной механики
Российской академии наук, Москва, Россия

²АО Корпорация “Московский институт
теплотехники”, Москва, Россия

*E-mail: vbak@yandex.ru

лучением продольные ребра принимают на себя действие осевой силы.

Проблеме динамической устойчивости посвящен ряд работ [7–9 и др.], в том числе для гладких [10–12] и подкрепленных [7, 13–15] оболочек. Однако параметрический резонанс трехслойных оболочек, подкрепленных продольными ребрами жесткости, остается практически не исследованным.

В представленном сообщении предложена математическая модель, впервые получены уравнения и рассмотрены основные этапы решения задачи с помощью предложенной комбинации методов для исследования параметрического резонанса подкрепленной продольными ребрами трехслойной композитной цилиндрической оболочки с несимметричным пакетом слоев, по внутренней поверхности скрепленной с упругим пустотелым цилиндром, при действии внешнего давления и изменяющихся во времени осевых сил.

На численном примере впервые построены зависимости критических частот главных областей неустойчивости и исследовано влияние на эти частоты жесткости внутреннего цилиндра, количества продольных ребер, жесткости заполнителя трехслойной цилиндрической оболочки.

С помощью разработанной математической модели определяется возникновение параметрического резонанса, который может привести к разрушению конструкции.

Рассматриваемая математическая модель значительно расширяет круг решаемых актуальных научных и прикладных задач и позволяет впервые провести исследования одновременного влияния продольных ребер и внутреннего цилиндра на границы областей неустойчивости трехслойных цилиндрических оболочек, являющихся перспективными элементами конструкций ракетно-космической и другой современной техники.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Рассмотрим трехслойную цилиндрическую оболочку с несимметричным пакетом слоев и легким заполнителем, подкрепленную продольными ребрами и упругим пустотелым цилиндром, при действии внешнего давления и осевой силы, изменяющейся во времени по гармоническому закону. Торцы оболочки шарнирно оперты, а внешняя поверхность нагружена постоянным давлением. Будем считать, что ребра связывают оба несущих слоя в осевом и радиальном направлениях и расположены сравнительно редко. При этом взаимным влиянием тангенциальных контактных усилий и радиальных инерционных сил можно пренебречь. Цилиндр представляется безинерционным упругим основанием Винклера,

коэффициент постели которого определяется из уравнений трехмерной теории упругости [15].

Введем безразмерную систему цилиндрических координат, в которой за координатную поверхность принята срединная поверхность заполнителя. Тогда уравнения движения оболочки можно представить в виде [15]

$$L_{i1}u_{\alpha} + L_{i2}v_{\alpha} + L_{i3}w + L_{i4}u_{\beta} + L_{i5}v_{\beta} + (\delta_{i1} + \delta_{i3} + \delta_{i4}) \times \sum_{j=1}^M [l_{i1}^{(j)}u_{\alpha j} + l_{i3}^{(j)}w_j + l_{i4}^{(j)}u_{\beta j}] \delta(\beta - \beta_j) = 0 \quad (1)$$

$$(i = 1, 2, \dots, 5),$$

где $u_{\alpha} = \frac{u_1 + u_2}{2}$, $u_{\beta} = \frac{u_1 - u_2}{2}$, $v_{\alpha} = \frac{v_1 + v_2}{2}$, $v_{\beta} = \frac{v_1 - v_2}{2}$, u_1, u_2, v_1, v_2 – осевые и тангенциальные перемещения срединных поверхностей верхнего (индекс 1) и нижнего (индекс 2) несущих слоев соответственно, w – прогиб трехслойной оболочки; L_{ij}, l_{ij} – дифференциальные операторы, имеющие вид (вид других операторов и обозначений аналогичен приведенным в работе [15])

$$L_{33} = \frac{D_{11}}{R^2} \frac{\partial^4}{\partial \alpha^4} + \frac{2(D_{12} + D_{33})}{R^2} \frac{\partial^4}{\partial \alpha^2 \partial \beta^2} + \frac{D_{22}}{R^2} \frac{\partial^4}{\partial \beta^4} - \frac{h_0^2}{h} \left(G_{13} \frac{\partial^2}{\partial \alpha^2} + G_{23} \frac{\partial^2}{\partial \beta^2} \right) + \theta_1 (T_0 + T_1 \cos \omega t) \frac{\partial^2}{\partial \alpha^2} + \Pi R^2 + B_{22} + F_0 R^2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} + PR \frac{\partial^2}{\partial \beta^2};$$

$$l_{11}^{(j)} = \frac{E_j F_j}{R} \frac{\partial^2}{\partial \alpha^2}; \quad l_{13}^{(j)} = l_{31}^{(j)} = 0;$$

$$l_{14}^{(j)} = l_{41}^{(j)} = -2 \frac{\epsilon_j E_j F_j}{R h_0} \frac{\partial^2}{\partial \alpha^2};$$

$$l_{33}^{(j)} = -\frac{a_j}{R} \frac{\partial^2}{\partial \alpha^2} + \rho_j F_j R \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{\theta_2}{R} (T_0 + T_1 \cos \omega t) \frac{\partial^2}{\partial \alpha^2};$$

$$l_{34}^{(j)} = l_{43}^{(j)} = -\frac{2a_j}{h_0} \frac{\partial}{\partial \alpha};$$

$$l_{44}^{(j)} = -\frac{4}{R h_0^2} \left[a_j R^2 - E_j (\epsilon_j^2 F_j + I_j) \frac{\partial^2}{\partial \alpha^2} \right];$$

$$\theta_1 = \frac{E_1^B h_1 + E_1^H h_2}{2\pi R (E_1^B h_1 + E_1^H h_2) + \sum_{j=1}^M E_j F_j};$$

$$\theta_2 = \frac{\sum_{j=1}^M E_j F_j}{2\pi R(E_1^B h_1 + E_1^H h_2) + \sum_{j=1}^M E_j F_j};$$

$$B_{ss} = B_s^B + B_s^H; \quad D_{ss} = D_s^B + D_s^H \quad (s = 1, 2, 3);$$

$$B_1^B = \frac{E_1^B h_1}{\eta^B}; \quad B_2^B = E_2^B h_1 / \eta^B;$$

$$B_3^B = G_{12}^B h_1; \quad D_{12} = D_1^B v_2^B + D_1^H v_2^H;$$

$$D_1^B = E_1^B h_1^3 / (12\eta^B); \quad D_2^B = E_2^B h_1^3 / (12\eta^B);$$

$$D_3^B = G_{12}^B h_1^3 / 6; \quad z_0 = R_0 / R;$$

$$a_i = 5G_j F_j / 6; \quad F_0 = \rho^B h_1 + \rho^H h_2 + h\rho_0;$$

$$\eta^B = 1 - v_1^B v_2^B;$$

$$h_0 = h + (h_1 + h_2) / 2; \quad 2\epsilon_i = r_j^B + r_j^H;$$

α, β – безразмерные координаты вдоль образующей и в окружном направлении срединной поверхности заполнителя, принятой за координатную поверхность; R, R_0 – радиусы срединной поверхности заполнителя и внутренний радиус цилиндра (радиус канала цилиндра) соответственно; h_1, h_2, h – соответственно толщина верхнего, нижнего и среднего слоев; $E_1^B, E_2^B, G_{12}^B, v_1^B, v_2^B$ – соответственно осевой и окружной модули упругости, модуль сдвига и коэффициенты Пуассона верхнего слоя (обозначения для нижнего слоя с индексом “H” имеют аналогичный смысл); G_{13}, G_{23} – модули поперечного сдвига заполнителя; ρ^B, ρ^H, ρ_0 – плотности материалов верхнего, нижнего и среднего слоев; E_j, G_j, ρ_j – модуль упругости, модуль сдвига и плотность материала j -го ребра; F_j, I_j – площадь и момент инерции ребра; M – количество ребер; Π – коэффициент постели; T_0 – постоянная составляющая осевой силы; T_1 – амплитуда переменной составляющей осевой силы; $\delta(\beta)$ – дельта-функция; δ_{kj} – символ Кронекера; r_j^B, r_j^H – соответственно расстояния от оси ребра до срединной поверхности верхнего и нижнего слоев, причем эта величина считается положительной, если ось ребра лежит ниже срединной поверхности несущего слоя; P – внешнее давление.

Решение уравнений (1) будем искать в виде

$$\{u_\alpha, u_\beta\} = \cos \gamma \alpha \sum_{n=0}^{\infty} \{f_{1n}(t), f_{4n}(t)\} \cos n\beta;$$

$$\{v_\alpha, v_\beta\} = \sin \gamma \alpha \sum_{n=0}^{\infty} \{f_{2n}(t), f_{5n}(t)\} \sin n\beta;$$

$$w = \sin \gamma \alpha \sum_{n=0}^{\infty} f_{3n}(t) \cos n\beta, \quad (2)$$

где $\gamma = m\pi/\alpha_0$; $\alpha_0 = L/R$; L – длина оболочки; $f_{jn}(t)$ – неизвестные функции времени (в дальнейшем аргумент t опускается); m – количество полу-волн в осевом направлении; n – количество волн в окружном направлении.

Раскладывая дельта-функцию в тригонометрический ряд

$$\delta(\beta - \beta_j) = \frac{1}{\pi} \left[\frac{1}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} \cos n(\beta - \beta_j) \right]$$

и подставляя (2) в (1), получим неоднородную систему дифференциальных уравнений типа Маттье–Хилла:

$$a_{11}f_{1n} + a_{12}f_{2n} + a_{13}f_{3n} + a_{14}f_{4n} + a_{15}f_{5n} =$$

$$= -\frac{2 - \delta_{0n}}{2\pi} \sum_{j=1}^M (b_{11}f_{1j} + b_{14}f_{4j}) \cos n\beta_j;$$

$$a_{21}f_{1n} + a_{22}f_{2n} + a_{23}f_{3n} + a_{24}f_{4n} + a_{25}f_{5n} = 0;$$

$$a_{31}f_{1n} + a_{32}f_{2n} + a_{33}^0 f_{3n} - \theta_1 \gamma^2 T_1 \cos \omega t f_{3n} +$$

$$+ R^2 F_0 \frac{d^2 f_{3n}}{dt^2} + a_{34}f_{4n} + a_{35}f_{5n} =$$

$$= -\frac{2 - \delta_{0n}}{2\pi} \sum_{j=1}^M \left(b_{33}^0 f_{3j} + \rho_j F_j R \frac{d^2 f_{3j}}{dt^2} -$$

$$- \theta_2 T_1 \gamma^2 \cos \omega t f_{3j} + b_{34}f_{4j} \right) \cos n\beta_j;$$

$$a_{41}f_{1n} + a_{42}f_{2n} + a_{43}f_{3n} + a_{44}f_{4n} + a_{45}f_{5n} =$$

$$= -\frac{2 - \delta_{0n}}{2\pi} \sum_{j=1}^M (b_{41}f_{1j} + b_{43}f_{3j} + b_{44}f_{4j}) \cos n\beta_j;$$

$$a_{51}f_{1n} + a_{52}f_{2n} + a_{53}f_{3n} + a_{54}f_{4n} + a_{55}f_{5n} = 0, \quad (3)$$

где

$$a_{11} = -B_{11}\gamma^2 - B_{33}n^2; \quad a_{12} = a_{21} = (B_{12} + B_{33})\gamma n;$$

$$a_{13} = -a_{31} = B_{12}\gamma; \quad a_{14} = a_{41} = -\bar{B}_{11}\gamma^2 - \bar{B}_{33}n^2;$$

$$a_{15} = a_{51} = (\bar{B}_{12} + \bar{B}_{33})\gamma n; \quad a_{22} = -B_{33}\gamma^2 - B_{22}n^2;$$

$$a_{23} = -B_{22}n;$$

$$a_{24} = a_{42} = (\bar{B}_{12} + \bar{B}_{33})\gamma n; \quad a_{25} = a_{52} = -\bar{B}_{33}\gamma^2 - \bar{B}_{22}n^2;$$

$$a_{32} = B_{22}n; \quad a_{33}^0 = \frac{D_{11}}{R^2} \gamma^4 + \frac{2(D_{12} + D_{33})}{R^2} \gamma^2 n^2 + \frac{D_{22}}{R^2} n^4 +$$

$$+ \frac{h_0^2}{h} (G_{13}\gamma^2 + G_{33}n^2) - PRn^2 - \theta_1 T_0 \gamma^2 + B_{22} + R^2 \Pi_n;$$

$$a_{34} = -a_{43} = -\left(\bar{B}_{12} - \frac{2Rh_0}{h} G_{13} \right) \gamma;$$

$$\begin{aligned}
a_{35} &= \left(\bar{B}_{22} - \frac{2Rh_0}{h} G_{23} \right) n; \\
a_{44} &= -B_{11}\gamma_2 - B_{33}n^2 - \frac{4R^2}{h} G_{13}; \\
a_{45} = a_{54} &= (B_{12} + B_{33})\gamma n; \quad a_{53} = -\left(\bar{B}_{22} - \frac{2Rh_0}{h} G_{23} \right) n; \\
a_{55} &= -B_{33}\gamma_2 - B_{22}n^2 - \frac{4R^2}{h} G_{23}; \quad b_{11} = -E_j F_j \gamma^2 / R; \\
b_{14} = b_{41} &= \frac{2E_j}{Rh_0} E_j F_j \gamma^2; \quad b_{33}^0 = (a_j \gamma^2 - \theta_2 T_0 \gamma^2) / R; \\
b_{34} &= -b_{43} = 2a_j \gamma / h_0; \\
b_{44} &= -\frac{4}{Rh_0^2} [a_j R^2 + E_j (\epsilon_j^2 F_j + I_j) \gamma^2].
\end{aligned}$$

Коэффициент постели Π_n будет иметь вид

$$\begin{aligned}
\Pi_n &= \frac{2\mu \Delta_n}{R \Psi}; \quad \Psi = \sum_{j=1}^6 \Phi_j D_{6j}^{(n)}; \quad \xi = \gamma; \quad x = z_0 \gamma; \\
\Phi_1 &= -\frac{n^2}{\xi} I_n(\xi); \\
\Phi_3 &= -\frac{(\lambda + \mu)}{2(\lambda + 2\mu)} \xi \left(\frac{n^2}{\xi^2} + 1 \right) I_n(\xi); \quad \Phi_5 = -I_n'(\xi);
\end{aligned}$$

$D_{6j}^{(n)}$, Δ_n – соответственно дополнение и определитель матрицы [15].

Решение уравнений (3) будем искать в виде

$$\begin{aligned}
&\{f_{1n}, f_{2n}, f_{3n}, f_{4n}, f_{5n}, f_{1j}, f_{3j}, f_{4j}\} = \\
&= \sum_{q=1,3,\dots}^{\infty} \left\{ \left[A_{1n}^{(q)}, A_{2n}^{(q)}, A_{3n}^{(q)}, A_{4n}^{(q)}, A_{5n}^{(q)}, A_{1j}^{(q)}, A_{3j}^{(q)}, A_{4j}^{(q)} \right] \sin \frac{q\omega t}{2} \right\} + \\
&+ \sum_{q=1,3,\dots}^{\infty} \left\{ \left[H_{1n}^{(q)}, H_{2n}^{(q)}, H_{3n}^{(q)}, H_{4n}^{(q)} \right. \right. \\
&\left. \left. H_{5n}^{(q)}, H_{1j}^{(q)}, H_{3j}^{(q)}, H_{4j}^{(q)} \right] \cos \frac{q\omega t}{2} \right\}. \quad (4)
\end{aligned}$$

Подставляя первую сумму из (4) в (3) и приравнявая коэффициенты при одинаковых $\sin(q\omega t/2)$, получим систему неоднородных алгебраических уравнений. Ограничимся первым членом ряда $q=1$, который определяет границу главной области неустойчивости и, согласно [8], в большинстве случаев его достаточно для практических расчетов. В результате получим (индекс q в дальнейшем опускается)

$$\sum_{i=1}^5 a_{2i} A_{in} = 0; \quad \sum_{i=1}^5 a_{5i} A_{in} = 0;$$

$$\sum_{i=1}^5 a_{4i} A_{in} = -\frac{2 - \delta_{0n}}{2\pi} \sum_{j=1}^M (b_{11} A_{1j} + b_{14} A_{4j}) \cos n\beta_j;$$

$$\begin{aligned}
\sum_{i=1}^5 a_{3i} A_{in} &= -\frac{2 - \delta_{0n}}{2\pi} \sum_{j=1}^M (b_{33} A_{3j} + b_{34} A_{4j}) \cos n\beta_j; \\
\sum_{i=1}^5 a_{4i} A_{in} &= \\
&= -\frac{2 - \delta_{0n}}{2\pi} \sum_{j=1}^M (b_{41} A_{1j} + b_{43} A_{3j} + b_{44} A_{4j}) \cos n\beta_j, \quad (5)
\end{aligned}$$

где

$$a_{33} = a_{33}^0 - R^2 F_0 \omega^2 / 4 \mp \theta_1 T_1 \gamma^2 / 2;$$

$$b_{33} = b_{33}^0 - \rho_j F_j R \omega^2 / 4 \mp \theta_2 T_1 \gamma^2 / 2R.$$

Решая систему (5), получим

$$\begin{aligned}
A_{kn} &= -\frac{2 - \delta_{0n}}{2\pi} \sum_{j=1}^M (B_{k1} A_{1j} + B_{k2} A_{3j} + B_{k3} A_{4j}) \cos n\beta_j \\
&\quad (k = 1, 2, \dots, 5), \quad (6)
\end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
B_{k1} &= (b_{11} D_{1k} + b_{41} D_{4k}) / \Delta; \quad B_{k2} = (b_{33} D_{3k} + b_{43} D_{4k}) / \Delta; \\
B_{k3} &= (b_{14} D_{1k} + b_{34} D_{3k} + b_{44} D_{4k}) / \Delta;
\end{aligned}$$

Δ, D_{jk} – определитель и дополнение элемента a_{jk} матрицы (5).

Так как в местах расположения продольных ребер справедливы соотношения

$$(A_{1r}, A_{3r}, A_{4r}) = \sum_{n=0}^{\infty} (A_{1n}, A_{3n}, A_{4n}) \cos n\beta_r,$$

то, подставив в них выражение (6), получим систему 3M уравнений относительно A_{ij} :

$$\begin{aligned}
A_{1r} &= -\sum_{n=0}^{\infty} \sum_{j=1}^M \frac{2 - \delta_{0n}}{2\pi} (B_{11} A_{1j} + B_{12} A_{3j} + B_{13} A_{4j}) \times \\
&\quad \times \cos n\beta_j \cos n\beta_r; \\
A_{3r} &= -\sum_{n=0}^{\infty} \sum_{j=1}^M \frac{2 - \delta_{0n}}{2\pi} (B_{31} A_{1j} + B_{32} A_{3j} + B_{33} A_{4j}) \times \\
&\quad \times \cos n\beta_j \cos n\beta_r; \\
A_{4r} &= -\sum_{n=0}^{\infty} \sum_{j=1}^M \frac{2 - \delta_{0n}}{2\pi} (B_{41} A_{1j} + B_{42} A_{3j} + B_{43} A_{4j}) \times \\
&\quad \times \cos n\beta_j \cos n\beta_r, \quad (r = 1, 2, \dots, M). \quad (7)
\end{aligned}$$

Равенство нулю определителя системы (7) представляет характеристическое уравнение критических частот.

Подставляя вторую сумму из (4) в (3), получим характеристическое уравнение типа (7), в котором коэффициенты A_{jr} необходимо заменить на

H_{jr} соответственно, а в коэффициентах a_{33} и b_{33} принять знак “+”.

Для случая равномерно расположенных продольных ребер ($\beta_j = 2\pi j/M$) коэффициенты перед A_{ij} не будут зависеть от индекса j и решение системы (7) можно представить в виде

$$\{A_{1j}, A_{3j}, A_{4j}\} = \{A_1, A_3, A_4\} \cos \frac{2\pi j N}{M}, \quad (8)$$

$$0 \leq N \leq \frac{M}{2},$$

где N – целое число, характеризующее форму потери устойчивости.

Подставляя (8) в уравнение (7), получим однородную систему трех алгебраических уравнений

$$\frac{M}{2\pi} \sum_k (B_{1l} A_1 + B_{l2} A_3 + B_{l3} A_4) - A_l = 0 \quad (l = 1, 3, 4), \quad (9)$$

где суммирование производится по k , принимающим значения

$$k = Ms + N \quad (s = 0, 1, 2, \dots),$$

$$k = Ms - N \quad (s = 1, 2, 3, \dots).$$

Характеристическое уравнение получим из условия равенства нулю определителя системы (9). Придавая m и N различные целочисленные значения, находим критическое значение частоты.

ЧИСЛЕННЫЙ ПРИМЕР

В качестве примера с помощью разработанной математической модели проведены исследования и анализ полученных критических частот колебаний трехслойных оболочек симметричной структуры, подкрепленных четырьмя равномерно расположенными одинаковыми продольными ребрами и внутренним цилиндром, при нагружении внешним давлением и осевой силой, изменяющейся во времени по гармоническому закону. Базовые параметры трехслойных оболочек, продольных ребер и цилиндра были следующие:

$$L/R = 6; \quad (h_1, h_2)/R = 0.004; \quad h/R = 0.01;$$

$$(E_1^B, E_1^H)/E_0 = 1.5 \cdot 10^4;$$

$$(E_2^B, E_2^H)/E_0 = 2.3 \cdot 10^4; \quad (G_{12}^B, G_{12}^H)/E_0 = 2.4 \cdot 10^3;$$

$$(G_{13}, G_{23})/E_0 = 30;$$

$$E_j/E_0 = 2.3 \cdot 10^4; \quad G_j/E_0 = 2.4 \cdot 10^3;$$

$$v_1^B = v_1^H = 0.15; \quad v_2^B = v_2^H = 0.23;$$

$$v_0 = 0.49; \quad (\rho^B, \rho^H, \rho_j)/\rho_0 = 5;$$

$$F_j/R^2 = 8 \cdot 10^{-4}; \quad P_0/E_0 = 0.05; \quad z_0 = 0.6;$$

$$r_j^B/R = -0.006; \quad r_j^H/R = -0.02;$$

$$I/FR^2 = 1.4 \cdot 10^{-4}; \quad M = 4; \quad T_0/E_0 R^2 = 5.$$

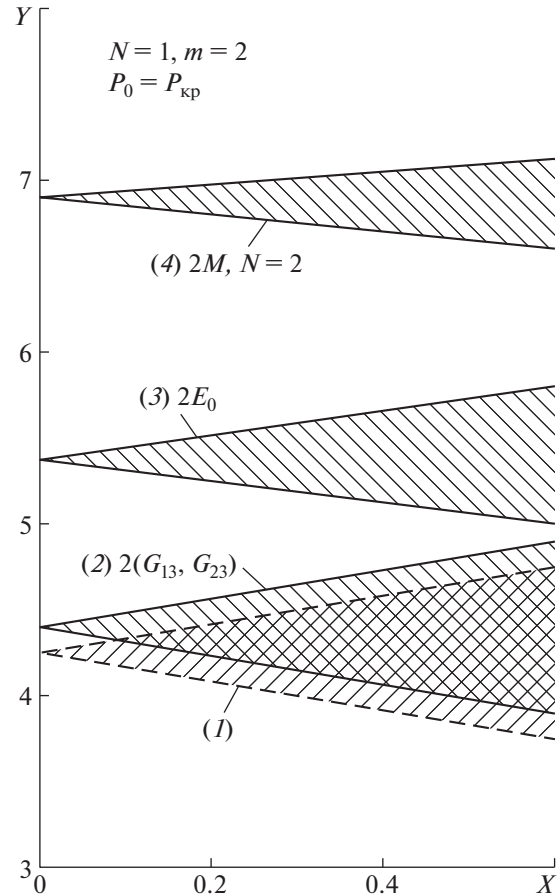


Рис. 1. Области неустойчивости трехслойной подкрепленной оболочки с базовыми параметрами (1) ($z_0 = 0.6$) (m – количество полуволн по оси; N – число, характеризующее форму потери устойчивости); при увеличенных в два раза: жесткостях заполнителя (2), цилиндра (3) и количестве ребер (4).

На рис. 1 показаны области неустойчивости для подкрепленных продольными ребрами трехслойных цилиндрических оболочек:

- имеющих базовые параметры (область 1),
- с увеличенной в два раза жесткостью заполнителя трехслойной оболочки (область 2),
- с увеличенным в два раза модулем упругости внутреннего цилиндра (область 3),
- с увеличенным в два раза количеством продольных ребер (область 4).

По оси ординат $Y = \omega/\omega_0$ откладывается отношение критической частоты колебаний к собственной частоте неподкрепленной трехслойной оболочки без внутреннего цилиндра, а по оси абсцисс $X = T_1/T_0$ – отношение амплитуды переменной составляющей к постоянной составляющей осевой силы, величина которой равна критической силе потери устойчивости трехслойной оболочки без подкрепления продольными ребрами и внутренним цилиндром.

Из анализа полученных результатов проведенных исследований трехслойных цилиндрических оболочек, подкрепленных продольными ребрами и внутренним цилиндром, при нагружении внешним давлением и осевой силой, изменяющейся во времени по гармоническому закону, следует, что:

– увеличение в два раза жесткости заполнителя рассматриваемой трехслойной цилиндрической оболочки увеличивает критическую частоту этой оболочки на 5%;

– увеличение модуля упругости внутреннего цилиндра в два раза увеличивает критическую частоту для трехслойной подкрепленной цилиндрической оболочки на 27% и снижает площадь области неустойчивости на 25%;

– увеличение количества продольных ребер в два раза увеличивает критическую частоту на 60% для трехслойной подкрепленной цилиндрической оболочки и уменьшает площадь области неустойчивости в 1.9 раза.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые представлена математическая модель для исследования параметрического резонанса подкрепленной продольными ребрами трехслойной цилиндрической оболочки с несимметричным пакетом слоев и легким заполнителем, по внутренней поверхности скрепленной с упругим пустотелым цилиндром, при действии внешнего давления и изменяющихся во времени осевых сил. Рассмотрены основные этапы решения указанной задачи с помощью предложенной комбинации методов.

На численном примере впервые построены зависимости критических частот главных областей неустойчивости и исследовано влияние на эти частоты жесткости внутреннего цилиндра, количества продольных ребер, жесткости заполнителя трехслойной цилиндрической оболочки. Разработанная математическая модель значительно расширяет круг решаемых актуальных научных и прикладных задач и позволяет впервые провести исследования одновременного влияния продольных ребер и внутреннего цилиндра на границы областей неустойчивости для трехслойных цилиндрических оболочек, являющихся перспективными элементами конструкций ракетно-космической и другой современной техники.

Получены приоритетные научные результаты, заключающиеся в разработке математической модели для исследования параметрического резонанса трехслойных цилиндрических оболочек и впервые построенных с помощью этой модели зависимостей, определяющих возникновение параметрического резонанса, который может привести к разрушению конструкции.

ИСТОЧНИК ФИНАНСИРОВАНИЯ

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПРИМ РАН (номер гос. регистрации 121112200126-5).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bakulin V. N.* Investigation of the Influence of the Cut-out Dimensions on the Stress-strain State of Three-layer Shells with Load-bearing Layers of Composite Materials // *Journal of Physics: Conference Series: Materials Science and Engineering*. 2020. P. 714. 012002.
2. *Бакулин В.Н., Недбай А.Я.* Динамическая устойчивость трехслойной цилиндрической оболочки, подкрепленной кольцевыми ребрами и пустотелым цилиндром, при действии внешнего пульсирующего давления // *Доклады РАН. Физика, технические науки*. 2021. Т. 498. С. 46–52.
3. *Bakulin V. N., Boitsova D. A., Nedbay A. Ya.* Parametric Resonance of a Three-Layered Cylindrical Composite Rib-Stiffened Shell // *Mechanics of Composite Materials*. 2021. V. 57. № 5. P. 623–634.
4. *Лунанов А.М., Карсканов С.А., Чернышев С.Л., Лунатов И.И.* Теоретическое исследование условий возникновения скоростного бафтинга // *Вестн. Удмурт. ун-та. Матем., мех., компьют. науки*. 2019. Т. 29. № 3. С. 382–395.
5. *Вольмир А.С.* Оболочки в потоке жидкости и газа. Задачи аэроупругости. М.: Физматлит, 1976. 416 с.
6. *Суханин С.Н.* Прикладные задачи устойчивости многослойных композитных оболочек. М.: Физматлит, 2010. 248 с.
7. *Bakulin V.N., Volkov E.N., Nedbai A. Ya.* Dynamic Stability of a Cylindrical Shell Reinforced by Longitudinal Ribs and a Hollow Cylinder Under the Action of Axial Forces // *J. Engineering Physics and Thermophysics*. 2016. V. 89. № 3. P. 747–753.
8. *Болотин В.В.* Динамическая устойчивость упругих систем. М.: ГИТТЛ, 1956. 600 с.
9. *Майлыбаев А.А., Сейранян А.П.* Многопараметрические задачи устойчивости. Теория и приложения в механике. М.: Физматлит, 2009. 400 с.
10. *Bakulin V.N., Volkov E.N., Simonov A.I.* Dynamic Stability of a Cylindrical Shell under Alternating Axial External Pressure // *Russian Aeronautics*. 2017. V. 60. № 4. P. 508–513.
11. *Bakulin V.N., Nedbai A. Ya.* Dynamic Stability of Composite Cylindrical Shell of Linear-Variable Thickness under the Action Pulsed External Pressure // *J. Engineering Physics and Thermophysics*. 2021. V. 93. № 2. P. 537–543.
12. *Огибалов П.М., Колтунов М.А.* Оболочки и пластины. М.: ГИТТЛ, 1971. 696 с.
13. *Багдасарян В.В., Кузнецов О.В., Малютин И.С.* О параметрическом резонансе цилиндрической оболочки, подкрепленной продольными ребрами // *Вопросы мат. физики и теории колебаний*. 1975. Вып. 3. С. 89–96.
14. *Bakulin V.N., Nedbai A. Ya., Shepeleva I.O.* Dynamic Stability of an Orthotropic Cylindrical Shell of Piecewise Constant Thickness under the Action of External Pulsating Pressure. *Russian Aeronautics*. 2019. V. 62. № 2. P. 192–198.
15. *Соломонов Ю.С., Георгиевский В.П., Недбай А.Я., Андришин В.А.* Прикладные задачи механики композитных цилиндрических оболочек. М.: Физматлит, 2014. 408 с.

PARAMETRIC RESONANCE OF A THREE-LAYER CYLINDRICAL COMPOSITE SHELL, SUPPORTED BY LONGITUDINAL RIBS AND A CYLINDER, UNDER THE ACTION OF A TIME-VARYING AXIAL FORCE

V. N. Bakulin^a and A. Ya. Nedbay^b

^a*Institute of Applied Mechanics, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

^b*Corporation Moscow Institute of Heat Technology, Moscow, Russia*

Presented by Academician of the RAS A.M. Lipanov

A model is proposed for studying the parametric resonance of a three-layer composite cylindrical shell supported by longitudinal ribs with an asymmetric package of layers, bonded to an elastic hollow cylinder on the inner surface, under the action of external pressure and time-varying axial forces. The equations are obtained and the main stages of solving the problem are considered using the proposed combination of methods. For the first time, the dependences of the critical frequencies of the main instability regions are constructed and the influence of the channel radius and the stiffness of the inner cylinder, the number of longitudinal ribs, and the stiffness of the filler of a three-layer cylindrical shell on them is studied. The developed mathematical model significantly expands the range of actual scientific and applied problems to be solved and allows for the first time to conduct studies of the simultaneous influence of longitudinal edges and the inner cylinder on the boundaries of the instability regions for three-layer cylindrical shells, which are promising structural elements of rocket-space and other modern equipment.

Keywords: parametric resonance, three-layer cylindrical shell, reinforcements, frames, hollow isotropic cylinder, axial forces, time-varying pressure

УДК 620.9

ГЛАЗГО-2021: ТРУДНАЯ ДОРОГА К ЦЕЛИ В 1.5°C

© 2022 г. Академик РАН В. В. Клименко^{1,2,*}, О. В. Микушина^{1,2}, А. Г. Терешин^{1,2,**}

Поступило 17.03.2022 г.

После доработки 17.03.2022 г.

Принято к публикации 30.05.2022 г.

Исследованы возможные последствия решений 26-й Конференции сторон Рамочной конвенции ООН по изменению климата (Глазго, 2021) для мировой энергетики и антропогенных изменений климата. Предложена группа сценариев антропогенного воздействия на глобальную климатическую систему, включающая реализацию решений Глазго в области декарбонизации мировой экономики, снижения выбросов метана и восстановления лесов. Показано, что существует технический потенциал для выполнения решений Глазго, однако требуемые темпы реформации мировой энергетики и всей экономики носят беспрецедентный в историческом масштабе характер. С помощью разработанных в МЭИ моделей глобального углеродного цикла и климата рассчитаны изменения химического состава и теплового радиационного баланса атмосферы Земли, а также среднеглобальной температуры воздуха для каждого из сценариев. Показано, что реализация всего спектра предложенных в Глазго мероприятий по снижению антропогенного воздействия на климатическую систему планеты способно удержать потепление в рамках 1.5°C от доиндустриального уровня, однако существуют серьезные сомнения в практическом выполнении предложенной программы декарбонизации мировой экономики.

Ключевые слова: энергетика, декарбонизация, эмиссия метана, леса, изменения климата, модели, сценарии

DOI: 10.31857/S2686740022040046

С 31 октября по 13 ноября 2021 г. в Глазго проходила очередная 26-я Конференция сторон Рамочной конвенции ООН по изменению климата (РКИК ООН), в которой приняли участие представители почти 200 государств [1]. Участники конференции выразили крайнюю озабоченность продолжающимся потеплением климата и приняли ряд важных инициатив, призванных замедлить, а затем и остановить дальнейшее повышение температуры. Важнейшими решениями, принятыми в результате конференции, являются следующие:

1. Обязательства большинства стран, включая все крупнейшие страны-эмитенты парниковых газов, достичь так называемой климатической нейтральности, т.е. нулевой нетто-эмиссии в промежуток времени между 2050 и 2070 г. (США и ЕС – к 2050, Россия и Китай – к 2060, Индия – к 2070 г.).

2. Обязательства группы из 109 стран снизить антропогенную эмиссию метана, второго по значению парникового компонента атмосферы, на 30% к 2030 г. (Глобальное обязательство по метану). Четыре крупнейших эмитента – Австралия, Индия, Китай и Россия, ответственные за 38% глобальной эмиссии, пока не присоединились к этим обязательствам.

3. Обязательства 140 стран остановить утрату лесов к 2030 г. и в дальнейшем приступить к их восстановлению.

Настоящая работа представляет собой попытку оценить эффективность предлагаемых мер, а также возможность их осуществления с точки зрения достижения главной цели – ограничения повышения среднеглобальной температуры (СГТ) в 2 (1.5)°C по сравнению с доиндустриальным (1850–1900 гг.) периодом.

Разработаны сценарии антропогенной эмиссии основных парниковых газов (диоксида углерода и метана), соответствующие принятым на конференции решениям, для которых выполнены модельные оценки изменения их атмосферных концентраций и вызванные этим изменения радиационно-теплового баланса атмосферы.

¹Национальный исследовательский университет “МЭИ”, Москва, Россия

²Институт энергетических исследований Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: nilgpe@mpei.ru

**E-mail: TereshinAG@mpei.ru

Таблица 1. Группы стран и их показатели

Группа	P , млрд чел.	E , млрд т у.т.	V_C , млрд т С	V_m , млн т	T_{\max}	$V_{C_{\max}}$, млрд т С
“2050”	1.33 (17%)	7.4 (39%)	2.9 (34%)	71 (19%)	2020	7.4
“2060”	2.01 (26%)	7.1 (37%)	3.5 (40%)	112 (30%)	2030	3.6
“2070”	1.38 (18%)	1.1 (6%)	0.6 (7%)	30 (8%)	2030–2040	0.7
“2080”	3.09 (39%)	3.4 (18%)	1.7 (19%)	160 (43%)	2030–2050	1.9
Мир в целом	7.80	19.0	8.8	375	2019	9.7

Население P , энергопотребление E , масса выбросов диоксида углерода V_C и метана V_m в 2020 г., а также величина $V_{C_{\max}}$ и год достижения пика эмиссии CO_2 T_{\max} для групп стран (в скобках указана доля от мировых величин).

Источники данных: OOH, BP, CDIAC, EDGAR, расчеты авторов.

ЭМИССИЯ

Для формирования возможного сценария выбросов диоксида углерода в секторах мировой экономики, охваченных соглашениями конференции в Глазго, все страны мира были поделены на несколько групп в зависимости от уровня их экономического развития и во многом связанной с ним степени амбициозности национальных долгосрочных программ снижения антропогенного воздействия на климат (табл. 1).

В первую группу “2050” вошли страны ОЭСР (Организации экономического сотрудничества и развития) и ЕС, добровольные обязательства которых предусматривают достижение углеродной нейтральности не позднее 2050 г. Во вторую (“2060”) и третью (“2070”) – крупнейшие развивающиеся экономики мира, национальные программы которых предполагают прекращение нетто-эмиссии парниковых газов к 2060 г. (Россия, Китай, Бразилия, Аргентина, Иран и Турция) и 2070 г. (Индия) соответственно. Беднейшие страны Азии и Африки, не имеющие в настоящее время собственных планов по радикальному сокращению парниковых выбросов, сведены в четвертую группу “2080”, для которой ожидается, что с финансовой и технологической помощью ведущих экономик мира она сможет достичь углеродной нейтральности к 2080 г.

Полученные оценки ожидаемых выбросов и углеродных коэффициентов представлены на рис. 1 вместе со сценариями из работ [2, 3], написанных по результатам Парижской конференции сторон РКИК ООН (2015 г.). Здесь углеродный коэффициент суть отношение эмиссии углекислого газа (в углеродных единицах) к величине коммерческого потребления энергии (в единицах условного топлива).

Выполнение Парижских договоренностей приводило к снижению выбросов CO_2 на 5% к 2050 г., на 10% к 2070 г. и на 30% к 2100 г. по сравнению с историческим сценарием. Как было показано в работах [2, 3], такие объемы выбросов не обеспечива-

ли удержание роста СГТ в пределах $2^\circ C$ по сравнению с доиндустриальным периодом.

Существенно более радикальные ограничения на выбросы углерода, предлагаемые решениями конференции сторон РКИК ООН в Глазго (2021 г.), должны привести к гораздо более значительному снижению выбросов (по сравнению с историческим сценарием [2, 3]) – почти на 20% уже к 2030 г., более чем в 2 раза к 2050 г. и практически в 4 раза – к 2100 г.

Еще один важнейший результат встречи в Глазго – решение снизить антропогенные выбросы метана к 2030 г. на 30%. В отличие от углекислого газа, основным антропогенным источником которого является сжигание органического топлива, более половины метана поступает в атмосферу из сельскохозяйственных источников, в то время как на энергетику и обращение с отходами приходится 30 и 20% соответственно. Вследствие этого более половины мировых антропогенных выбросов приходится на наиболее густонаселенные Индию, Китай и беднейшие страны Азии и Африки.

И, наконец, впервые на международном уровне на конференции в Глазго были приняты обязательства по сохранению и восстановлению лесов на планете – важнейшего управляемого резервуара стока углерода. Реализация этого решения приведет к прекращению многовековой утраты лесного покрова Земли и переходу к росту площадей лесов – к сценарию, чрезвычайно близкому к предложенному авторами еще в 1999 г. [4] биотическому варианту снижения антропогенного давления на углеродный баланс GEP L’99, предполагающему возвращение площади лесов планеты к доиндустриальному (до 1800 г.) уровню. Альтернативой этому Глазго-сценарию для лесов является вариант FAOSTAT из нашей недавней работы [5], согласно которому сохраняются тенденции последних десятилетий в сфере мирового лесопользования.

Декларированные Пактом Глазго изменения являются беспрецедентными в истории, в связи с чем возникает резонный вопрос – а возможны ли

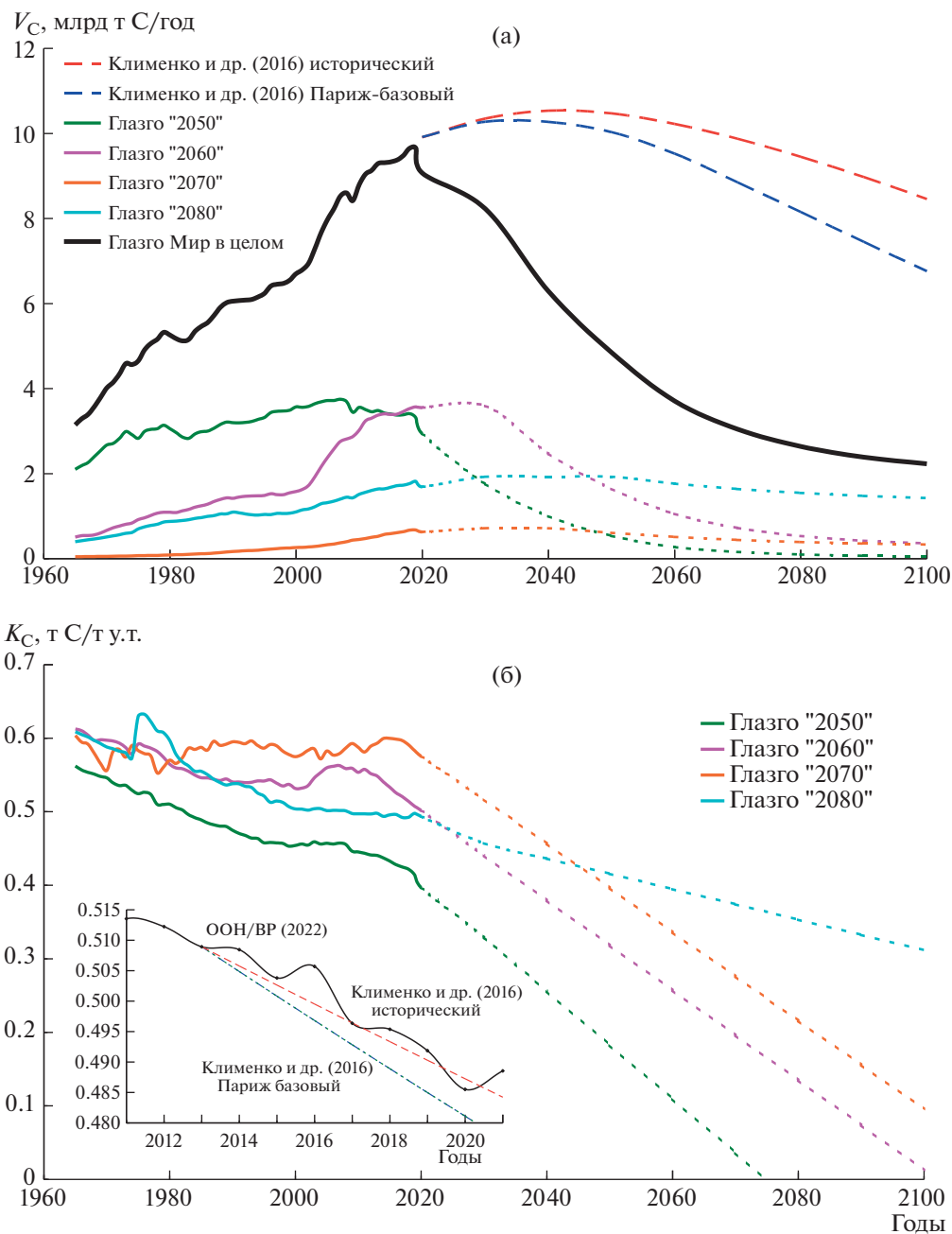


Рис. 1. Эмиссия диоксида углерода V_C (а) и изменения углеродного коэффициента K_C (б) по сценарию настоящей работы (“Глазго”) для различных групп стран и мира в целом и глобальные сценарии из [2, 3]. На врезке показаны мировые данные ООН/ВР за 2010–2021 гг.

теоретически и технически такие масштабные преобразования в мировой экономике? В первую очередь этот вопрос должен быть адресован к ее ключевому сектору – энергетике, – ответственному за 90% выбросов углерода и вовлеченному в последние десятилетия в масштабные реформы, получившие название “глобального энергоперехода” [6].

Анализ многочисленных публикаций ведущих научных организаций в этой области [7–11] пока-

зывает, что технический потенциал снижения выбросов парниковых газов в мире к 2030 г. составляет более 7 Гт $C_{\text{экв}}$ /год и может быть реализован широким спектром технологических и институциональных инструментов, примерно половина из которых относится к сфере энергетики и транспорта, причем возобновляемая энергетика может обеспечить около четверти снижения выбросов (рис. 2).



Рис. 2. Вклад различных мероприятий в сокращение эмиссии парниковых газов (расчеты авторов по данным [7]).

КОНЦЕНТРАЦИИ И РАДИАЦИОННЫЙ ФОРСИНГ ПАРНИКОВЫХ ГАЗОВ

Расчеты атмосферных концентраций диоксида углерода по предложенным в настоящей работе сценариям индустриальной эмиссии углекислого газа и биотическим потокам углерода за счет изменения площади лесов выполнены на модели глобального углеродного цикла, разработанной в МЭИ [5].

Концентрации метана были рассчитаны по общепринятой балансовой модели, используемой Межправительственной группой экспертов по изменению климата (МГЭИК) [12], согласно предложенному Глазго-сценарию его антропогенной эмиссии. Радиационные форсинги CO₂ и CH₄ рассчитаны по стандартным соотношениям, также рекомендованным МГЭИК [12].

Для оценки климатического эффекта каждого из рассмотренных в настоящем сообщении решений конференции в Глазго были сформированы четыре варианта антропогенного воздействия на

глобальную климатическую систему, представляющих собой различные комбинации реализаций этих решений (табл. 2). В качестве базовых (не учитывающих решений Глазго) сценариев были использованы оценки глобальных индустриальных выбросов парниковых газов в атмосферу из [3] (“Париж базовый”) и консервативный вариант мирового лесопользования “FAOSTAT” из работы [5], предполагающий дальнейшую утрату лесов со средней скоростью примерно в 1.5 млн га в год.

Суммарные радиационные форсинги для каждого из вариантов приведены на рис. 3.

Из представленных на рис. 3 данных видно, что эффект от снижения выбросов метана в долгосрочной перспективе примерно соответствует результатам мероприятий по сохранению лесов, но в ближайшие десятилетия будет почти вдвое превышать последний. Результаты же закрепленных решениями конференции в Глазго политики по снижению индустриальных выбросов диокси-

Таблица 2. Варианты антропогенного воздействия на глобальную климатическую систему как комбинации сценариев реализации решений конференции в Глазго

Вариант (комбинация сценариев)	Сценарии		
	Индустриальная эмиссия CO ₂	Антропогенная эмиссия CH ₄	Биопоток CO ₂ за счет лесов
1 – “Париж”	“Париж” базовый [3]	“Париж” базовый [3]	FAOSTAT [5]
2 – Глазго – метан	“Париж” базовый [3]	“Глазго” (настоящая работа)	FAOSTAT [5]
3 – Глазго – леса	“Париж” базовый [3]	“Париж” базовый [3]	GEPL’99 [5]
4 – Глазго – леса + метан	“Париж” базовый [3]	“Глазго” (настоящая работа)	GEPL’99 [5]
5 – Глазго – полный	“Глазго” (настоящая работа)	“Глазго” (настоящая работа)	GEPL’99 [5]

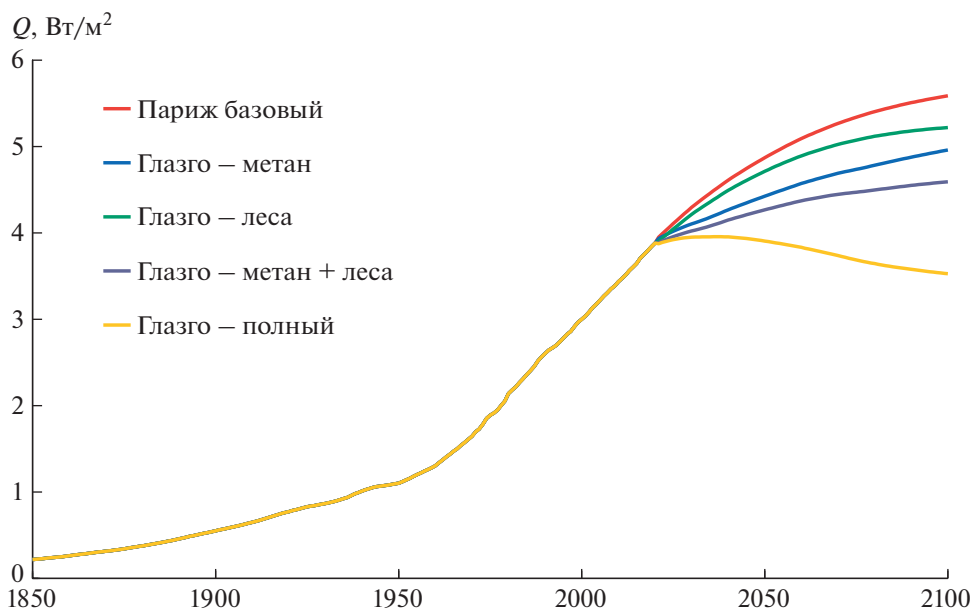


Рис. 3. Изменения радиационного форсинга парниковых газов Q согласно рассмотренным в настоящей работе сценариям антропогенного воздействия на атмосферу.

да углерода должны дать примерно такой же результат, как “метановый” и “лесной” компоненты, вместе взятые.

ТЕМПЕРАТУРА

Расчеты СГТ по предложенным в настоящей работе сценариям антропогенного воздействия на атмосферу и климат проведены на комбинированной климатической модели, разработанной в МЭИ [13], представляющей собой сочетание энергобалансовой и статистической моделей на базе множественной регрессии (рис. 4). В качестве входных данных использованы ряды радиационных форсингов парниковых газов (рис. 3), а также основных естественных климатических факторов — солнечной и вулканической активности (рассчитанные в соответствии с [12] по данным о полном солнечном излучении и оптической плотности атмосферы соответственно). Для учета циркуляционных процессов в глобальной климатической системе в качестве предиктора статистического блока климатической модели был использован индекс Атлантического мультисекадного колебания [14].

Сейчас в развитии глобального потепления наступила продолжительная пауза, обусловленная сдерживающим влиянием естественных факторов климата, в первую очередь — снижающейся солнечной активностью и изменением циркуляционных процессов в океане. Этот эффект был предсказан нами ранее [14] и теперь реализуется в течение последних восьми лет, когда СГТ фактически стабилизировалась на уровне 1.2°C выше

доиндустриальной. Эта пауза продлится до конца текущего десятилетия, после чего СГТ во всех сценариях, кроме 5, возобновит свой рост, причем в базовом сценарии 1 она достигает рубежа в 1.5°C уже в начале 2040-х, 2°C — в конце 2060-х гг. и, наконец, 2.3°C к концу столетия, лишь тогда обнаруживая явную тенденцию к стабилизации. Осуществление мероприятий Пакта Глазго позволяет снизить величину потепления относительно базового сценария в 2100 г. на 0.9°C , из которых 0.45°C приходится на программы энергоперехода и декарбонизации, 0.25°C — на сокращение эмиссии метана и около 0.2°C — на программы восстановления лесов. Сценарий 5 является единственным, при котором повышение СГТ проходит через максимум на уровне в 1.5°C в 2070-е гг. с последующим снижением.

В ближайшей перспективе снижение эмиссии метана оказывается наиболее радикальным инструментом, позволяющим остановить рост СГТ на два десятилетия, а в случае присоединения к Глобальным обязательствам по метану остающихся крупнейших эмитентов — и на более продолжительный срок. Такой довольно неожиданный результат обусловлен тем, что атмосферное время жизни метана (около 12 лет) гораздо короче времени жизни углекислого газа (более столетия) [12]. Это означает, что снижение эмиссии метана приводит к значительно более быстрому снижению его концентрации, а с ней и его радиационного форсинга. Однако при всей очевидной привлекательности задача снижения эмиссии метана может оказаться трудноразрешимой, поскольку затрагивает такие чувствительные для мирового

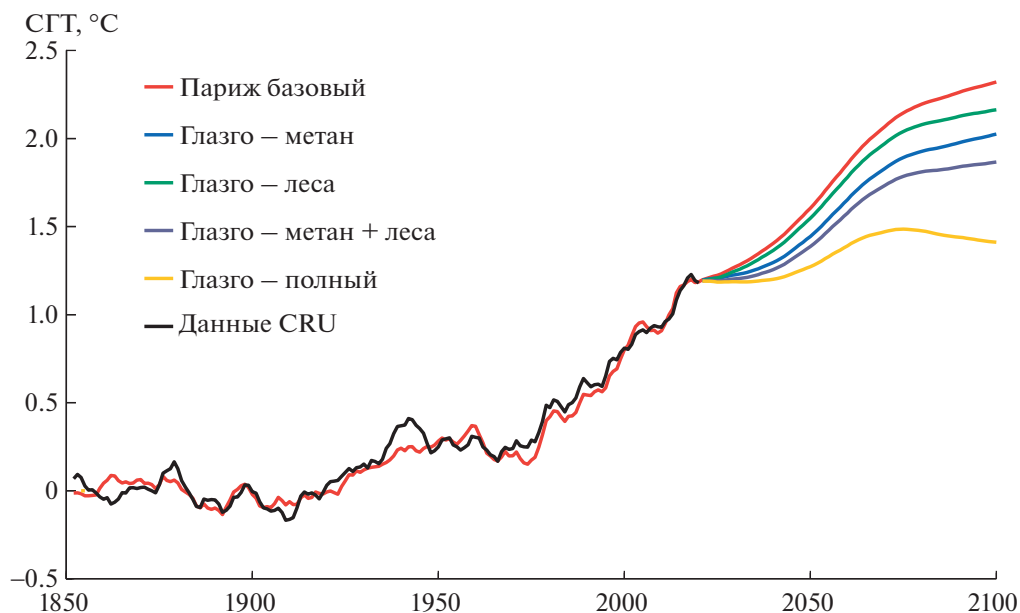


Рис. 4. Изменения СГТ по предложенным в настоящей работе сценариям антропогенного воздействия на атмосферу и историческим данным CRU, усредненным за пятилетия.

сообщества сферы, как производство продуктов питания и неизбежное в условиях декарбонизации энергетики расширенное использование природного газа.

И все же, с точки зрения решения главной задачи Парижского соглашения, основным инструментом является сокращение эмиссии углекислого газа, связанной со сжиганием ископаемого топлива. Однако, как выяснилось в последние десять лет, с момента принятия Варшавской декларации (2013), впервые призвавшей страны мира к “максимально быстрому” сокращению эмиссии, мировому сообществу ни на шаг не удалось приблизиться к необходимой скорости декарбонизации мировой энергетики (врезка на рис. 16). Более того, дистанция между достигнутыми и необходимыми скоростями декарбонизации возрастает с каждым годом. На наш взгляд, этот результат — суть проявление консервативности мировой энергетической системы, жесткая конструкция которой препятствует ее неоправданно быстрому реформированию [3, 15]. Отсюда следует, что обозначенная Пактом Глазго программа декарбонизации не может быть выполнена в срок и возделенная цель 1.5°C не может быть достигнута, по крайней мере в течение нынешнего столетия.

ВЫВОДЫ

1. Точное и неукоснительное исполнение мероприятий по охране климата, предусмотренных пактом Глазго, позволяет удержать повышение среднеглобальной температуры в пределах 1.5°C.

2. Реально достигнутая в последние десять лет скорость декарбонизации в 1.5 раза ниже предусмотренной Парижским соглашением и на порядок ниже требуемой Пактом Глазго. С точки зрения исторического опыта эволюции мировой энергетики осуществление Пакта Глазго невозможно.

3. Сегодня мир находится на траектории, ведущей к повышению температуры на 2.3°C к концу столетия, но даже при современных скоростях декарбонизации эффективные мероприятия в неэнергетических секторах (сокращение эмиссии метана и переход от сведения к восстановлению лесов) способны удержать повышение температуры в пределах 2°C до конца столетия.

БЛАГОДАРНОСТИ

В работе использованы данные Статистической и Демографической служб ООН (UN, <https://data.un.org/>), компании British Petroleum (BP, <https://www.bp.com/>), базы данных для глобальных исследований атмосферы Европейской Комиссии EDGAR (<https://edgar.jrc.ec.europa.eu/>), Информационно-аналитического центра по диоксиду углерода США (CDIAC, <http://cdiac.ornl.gov/>), МГЭИК (<http://www.ipcc.ch/>), Национальной службы по атмосфере и океану США (NOAA/ESRL, <ftp://aftr.cmdl.noaa.gov/products/trends/>), Центра климатических исследований Университета Восточной Англии (CRU, <http://www.cru.uea.ac.uk/cru/data/temperature/>), Всемирного института улавливания и захоронения углерода (GCCSI, <http://www.globalccsinstitute.com/>), Организации ООН по лесному и сельскому хозяйству (FAO, <http://www.fao.org/faostat/>), Европейского бан-

ка данных для климатических исследований ВМО (KNMI, <https://climexp.knmi.nl>).

ИСТОЧНИКИ ФИНАНСИРОВАНИЯ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 20-19-00721) в части климатических исследований и Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 20-08-00320) в части исследования энергетики России.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Michaelowa A.* The Glasgow Climate Pact: A Robust Basis for the International Climate Regime in the 2020s // *Intereconomics*. 2021. V. 56. P. 302–303. <https://doi.org/10.1007/s10272-021-1004-7>
2. *Клименко В.В., Микушина О.В., Терешин А.Г.* Парижская конференция по климату – поворотный пункт в истории мировой энергетики // *ДАН*. 2016. Т. 468. № 5. С. 521–524. <https://doi.org/10.7868/S0869565216170102>
3. *Клименко В.В., Клименко А.В., Микушина О.В., Терешин А.Г.* Избежать потепления на 2°C – миссия невыполнима // *Теплоэнергетика*. 2016. № 9. С. 3–8. <https://doi.org/10.1134/S0040363616090022>
4. *Klimenko V.V., Mikushina O.V., Tereshin A.G.* Do we really need a carbon tax? // *Applied Energy*. 1999. V. 64. № 1–4. P. 311–316.
5. *Клименко В.В., Микушина О.В., Терешин А.Г.* Динамика биотических потоков углерода при различных сценариях изменения площади лесов // *Известия РАН. Физика атмосферы и океана*. 2020. Т. 56. № 4. С. 462–472. <https://doi.org/10.31857/S0002351520040033>
6. *Клименко В.В., Клименко А.В., Терешин А.Г., Микушина О.В.* Сможет ли энергопереход остановить глобальное потепление и почему так сильно ошибаются климатические прогнозы? // *Теплоэнергетика*. 2022. № 3. С. 5–19. <https://doi.org/10.1134/S0040363622030067>
7. *Falk J., Gaffney O., Bhowmik A.K., Borgström-Hansson C., Pountney C., Lundén D., Pihl E., Malmodin J., Lenhart J., Jónás K., Höjer M., Bergmark P., Sareen S., Widforss S., Henningsson S., Plitt S., Shalit T.* Exponential Climate Action Roadmap. Stockholm, Sweden: Future Earth, 2018. 108 p.
8. *Energy Technology Perspectives 2020*. Paris: IEA, 2020.
9. *Makarov A.A., Mitrova T.A., Kulagin V.A.* Long-term development of the global energy sector under the influence of energy policies and technological progress // *Russian J. of Economics*. 2020. V. 6. № 4. P. 347–357. <https://doi.org/10.32609/j.ruje.6.55196>
10. *Vatalis K.I., Avlogiaris G., Tsalis T.A.* Just transition pathways of energy decarbonization under the global environmental changes // *J. Environmental Management*. 2022. V. 309. Id. 114713. <https://doi.org/10.1016/j.jenvman.2022.114713>
11. *Olabi A.G., Abdelkareem M.A.* Renewable energy and climate change // *Renewable and Sustainable Energy Reviews*. 2022. V. 158. Id. 112111.
12. *Climate Change 2013. The Physical Science Basis. Contribution of Working Group 1 to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change / Edited by T.F. Stocker, D. Qin, G.-K. Plattner, M.M.B. Tignor, S.K. Allen, J. Boschung, A. Nauels, Y. Xia, V. Bex, P.M. Midgley.* Cambridge, UK and New York, NY, USA: Cambridge University Press, 2013.
13. *Klimenko V.V., Mikushina O.V., Tereshin A.G.* A combined model for analysis and projection of the regional air temperature dynamics // *Proc. SPIE*. 2017. 23rd International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics: Atmospheric Physics; Id. 10466. <https://doi.org/10.1117/12.2287753>
14. *Клименко В.В.* Почему замедляется глобальное потепление? // *ДАН*. 2011. Т. 440. № 4. С. 536–539.
15. *Smil V.* The long slow rise of solar and wind // *Scientific American*. 2014. V. 282. № 1. P. 52–57. <https://doi.org/10.1038/SCIENTIFICAMERICAN0114-52>

GLASGOW-2021: A DIFFICULT ROAD TO 1.5°C GOAL

Academician of the RAS V. V. Klimenko^{a,b}, O. V. Mikushina^{a,b}, and A. G. Tereshin^{a,b}

^aNational Research University “MPEI”, Moscow, Russia

^bEnergy Research Institute of RAS, Moscow, Russia

The possible consequences of the decisions of the 26th Conference of the Parties to the UN Framework Convention on Climate Change (Glasgow, 2021) for the world energy and anthropogenic climate change were studied. A group of scenarios of anthropogenic impact on the global climate system is proposed, including the implementation of Glasgow solutions in the field of decarbonisation of the world economy, reduction of methane emissions and reforestation. It is shown that there is a technical potential to implement the Glasgow decisions, but the required pace of reformation of the world energy and the entire economy is unprecedented on a historical scale. Using the global carbon cycle and climate models developed at MPEI, changes in the chemical composition and thermal radiative balance of the Earth’s atmosphere, as well as the global average air temperature for each of the scenarios, were calculated. It is shown that the implementation of the entire range of measures proposed in Glasgow to reduce the anthropogenic impact on the planet’s climate system can limit warming within 1.5°C of the pre-industrial level, but there are serious doubts about the practical implementation of the proposed program of decarbonisation of the world economy.

Keywords: energy, decarbonization, methane emission, forests, climate change, models, scenarios

УДК 539.3

ОПТИМАЛЬНОЕ ОБЪЕМНОЕ СОДЕРЖАНИЕ ЯЧЕИСТЫХ ЗАПОЛНИТЕЛЕЙ ДЛЯ УДАРОПРОЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ КОНСТРУКЦИЙ, ПОЛУЧАЕМЫХ ПО ТЕХНОЛОГИИ FDM

© 2022 г. Член-корреспондент РАН Е. В. Ломакин^{1,*}, Л. Н. Рабинский²,
А. В. Бабайцев², Ю. О. Соляев²

Поступило 29.04.2022 г.

После доработки 29.04.2022 г.

Принято к публикации 04.05.2022 г.

Представлены результаты экспериментальных исследований ударной вязкости образцов полимерных материалов с облегченными ячеистыми заполнителями сетчатой структуры, получаемыми по технологии трехмерной печати Fused deposition modelling (FDM). Установлено, что существует оптимальное объемное содержание (коэффициент заполнения), при котором ударопрочность образца с заполнителем оказывается наиболее высокой и, в том числе, превосходит ударную вязкость сплошного материала с коэффициентом заполнения, равным единице.

Ключевые слова: трехмерная печать, полилактид, ударная вязкость, коэффициент заполнения, оптимальные свойства

DOI: 10.31857/S268674002204006X

ВВЕДЕНИЕ

Технологии трехмерной печати в последнее время находят все большее применение в различных отраслях промышленности, так как позволяют получать изделия сложной формы, изготовление которых традиционными технологиями, зачастую, оказывается невозможным или затруднительным [1].

Одним из актуальных современных направлений исследований в области 3D-печати пластиков является разработка облегченных сетчатых структур и мета-материалов, обладающих специфическими механическими свойствами, такими как чрезвычайно высокая удельная жесткость и прочность [2], отрицательный коэффициент Пуассона [3], высокая ударопрочность [4], нарушение классических симметрий упругих материалов (на уровне эффективных свойств) [5], обеспечение запрещенных частотных диапазонов вибраций [6], наличие чрезвычайно больших обратимых линейных деформаций и высокой стойкости к развитию повреждений [7, 8, 12] и др.

В настоящей работе рассматривается вариант сетчатых структур, которые используются в качестве заполнителей при изготовлении облегченных элементов конструкций по технологии наплавления (Fused deposition modelling, FDM) из полимерного материала – полилактида (PLA). Программное обеспечение для подготовки моделей позволяет выбирать коэффициент заполнения внутренней объема изготавливаемой детали для снижения расхода сырья и получения облегченных конструкций [13]. Материалы типа PLA не используются для изготовления высоконагруженных элементов конструкций, однако они могут быть полезны при изготовлении элементов ударопрочной упаковки, оснастки для механических испытаний, отдельных декоративных элементов [9]. В связи с этим к таким материалам также предъявляются определенные требования по механическим свойствам [9], а характеристики ударопрочности могут являться важным параметром, определяющим функциональные возможности изготавливаемого изделия.

Представлены результаты проведенных экспериментов по исследованию влияния коэффициента заполнения образцов из PLA на их ударную вязкость. Рассмотрен диапазон значений от 10 до 100% заполнения (объемного содержания). Показана возможность получения изделий с повышенными показателями ударной вязкости и сниженной массы. Предложено обоснование наблюдаемых явлений, основанное на изменении

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

²Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), Москва, Россия

*E-mail: evlomakin@yandex.ru

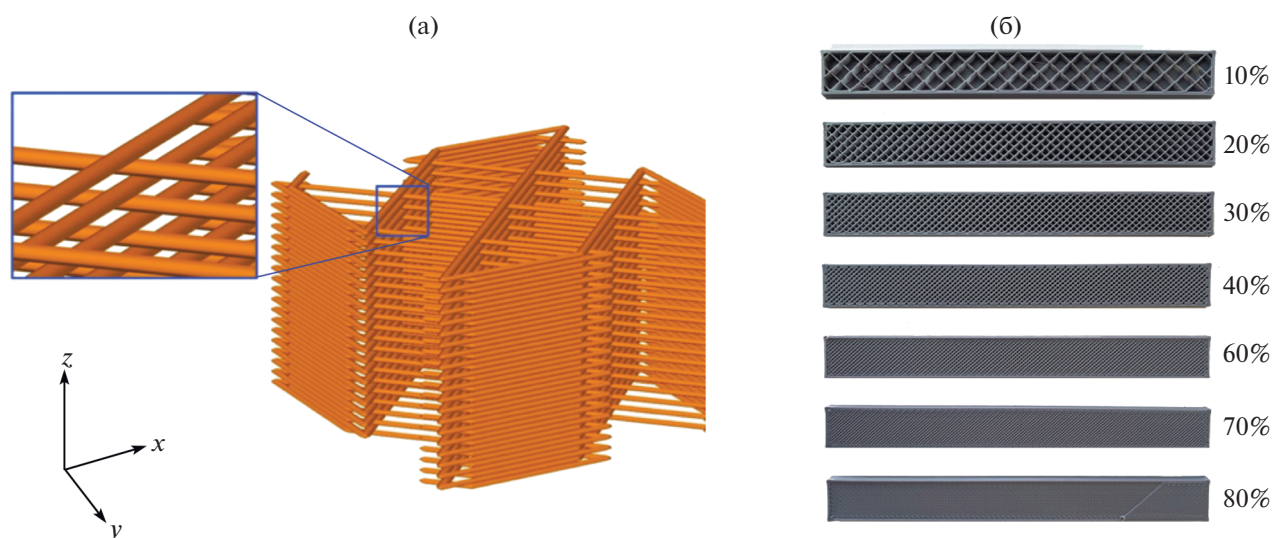


Рис. 1. Геометрия ячеистого сетчатого заполнителя (а) и фотографии изготовленных образцов с различным коэффициентом заполнения (б). Наибольший размер грани изготовленных образцов – 120 мм.

характера концентрации напряжений и образования повреждений в материале с ячеистой структурой.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ ИСПЫТАНИЙ

Для проведения испытаний были изготовлены образцы материала призматической формы с размерами $120 \times 10 \times 15$ мм. Образцы имели наружную сплошную оболочку толщиной 0.8 мм, а внутри содержали облегченную ячеистую структуру. Геометрия внутренней ячеистой структуры выбиралась из доступных стандартных вариантов в программном обеспечении для подготовки моделей для 3D-печати Ultimaker Cura 4.6.1. В частности, был использован заполнитель типа “линии” (другие возможные варианты: “кубическая”, “зигзаг” и т.д.). Такой заполнитель представляет собой перекрестно расположенные протяженные упругие нити, спаянные в зонах контакта (рис. 1а). Получаемый вариант геометрии заполнителя можно характеризовать как пантографический [8, 4]. Диаметр нитей составлял 0.2 мм. Угол наклона нитей по отношению к оси образца составлял 45 градусов. При изготовлении образцов задавался различный коэффициент заполнения внутреннего объема образцов в диапазоне 10–100%. Этот коэффициент определяет объемное содержание сплошного материала, располагаемого внутри модели. Повышение объемного содержания приводит к уменьшению размера квадратных ячеек,

которые образованы нитями заполнителя. Размер грани ячейки заполнителя для рассмотренных вариантов объемного содержания представлен в табл. 1.

Образцы были изготовлены из материала PLA марки ESun Grey на принтере Original Prusa 3MKX с коэффициентом экструзии 98% (заметим, что этот параметр, определяющий расход материала через сопло 3D-принтера, является существенным для получения качественных изделий, и, в частности, его снижение до значения 96% приводит к существенному снижению механических свойств образцов и увеличению разброса результатов испытаний в 3–4 раза). Образцы выращивались таким образом, чтобы нити заполнителя располагались в плоскости печати (XY). Для каждого варианта объемного содержания было изготовлено не менее 5 образцов. Фотографии внутренней структуры изготовленных вариантов образцов представлены на рис. 1б.

Исследование ударпрочности образцов проводилось в направлениях, перпендикулярных к плоскости печати. Испытания проводились на ударный трехточечный изгиб по схеме Шарпи. Исследовались направления удара вдоль оси X и вдоль оси Z (см. систему координат на рис. 1а). Испытания проводились на маятниковом копре модели КМ-0.5. Расстояние между опорами составляло 38 мм, радиус закругления опор составлял 10 мм. Образец помещался на опоры маятни-

Таблица 1. Размер грани ячейки в структурах с различным объемным содержанием материала

Объемное содержание, %	10	20	25	30	35	40	50	60	70	80
Размер грани ячейки, мм	4.54	2.24	1.6	1.4	1.28	1.03	0.74	0.58	0.64	0.39

кового копра так, чтобы удар молота маятника приходился на середину образца. Удар наносился молотом весом 0.91 кг с фиксированным начальным углом замаха, равным 147 градусов. Энергия удара составляла 10.3 Дж. Проверялось, чтобы на разрушение было израсходовано не менее 10% и не более 80% запаса энергии маятника. После разрушения образца фиксировался угол отклонения маятника, и на основе стандартных соотношений определялась энергия удара, поглощенная при разрушении образца. Вычислялись значения ударной вязкости, которая является сравнительной характеристикой для материалов с разной структурой. Результаты испытаний, при которых образцы оказывались не до конца разрушенными или разрушались с застреванием маятника между опорами (блокируя его в нижнем положении), исключались из рассмотрения.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Фотографии разрушенных образцов с различным объемным содержанием заполнителя показаны на рис. 2. Структура заполнителя не видна на этих фотографиях, так как образцы, подвергаемые испытаниям, были покрыты оболочкой сплошного материала со всех сторон. На рис. 2 видно, что при повышении объемного содержания изменяется характер разрушения образцов от “вязкого” с образованием большого количества расслоений и разрывов фрагментов заполнителя вдоль длины образца до характерного “хрупкого” с образованием единственной сквозной поперечной трещины.

Значения ударной вязкости образцов при ударе в двух направлениях представлены на рис. 3. Здесь показаны найденные относительные значения ударной вязкости образцов, нормированные на значение ударной вязкости сплошного материала, которая составила $4.1 (\pm 0.2)$ кДж/м². Установлено, что наиболее высокие значения ударной вязкости реализуются для образцов с коэффициентом заполнения 40% при ударе поперек пересечений нитей заполнителя (направление X, рис. 3а) и с заполнением 30% при ударе поперек слоев заполнителя (направление Z, рис. 3б). При этом ударопрочность образца с заполнителем оказывается выше, чем у сплошного материала, на 20–40%. Существенным также является тот факт, что уменьшение объемного содержания приводит к резкому снижению ударопрочности материала в направлении X, а оптимальное значение соответствует образцам, характер разрушения которых относится к “вязкому” с образованием разрывов заполнителя (см. рис. 2, образец 40%). Таким образом, наиболее прочные образцы характеризуются вязким характером разрушения при наибольшем объемном содержании заполнителя.

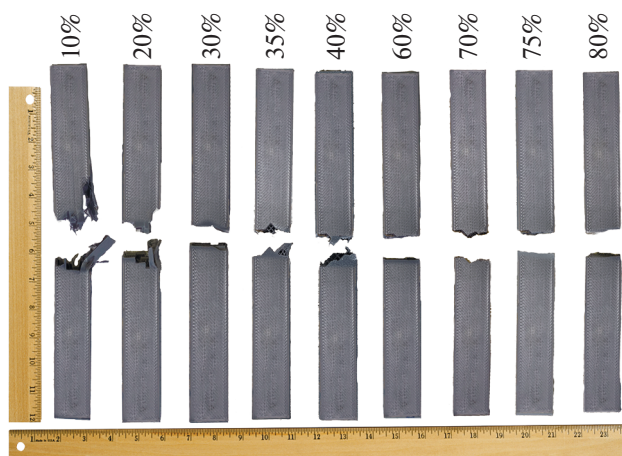


Рис. 2. Образцы с различным коэффициентом заполнения, испытанные на ударный трехточечный изгиб с направлением удара вдоль оси X.

Полученный результат может быть обоснован следующим образом. За счет сетчатой структуры заполнителя в нем при ударе происходят процессы множественного развития дефектов с образованием разрывов нитей и разрушений их контактов. Такой вид разрушения характеризуется высокими энергетическими затратами. Поверхность разрушения на микроуровне оказывается достаточно большой, при этом уровень концентрации напряжений и уровень триаксиальности напряженного состояния в зонах пересечения элементов заполнителя оказывается достаточно низким с преобладанием деформаций сдвига (аналогичные эффекты были исследованы в [4]). В результате рассматриваемые сетчатые структуры при достаточно высокой собственной плотности будут обладать хорошей ударопрочностью. Снижение объемного содержания приводит к образованию разреженной структуры заполнителя. Преимущественный вид разрушения такой структуры оказывается связан с собственным разрушением нитей заполнителя (но не зон контакта), которые, являясь тонкими и низкопрочными, плохо сопротивляются внешней поперечной нагрузке. Оптимальное значение объемного содержания, по всей видимости, в первую очередь определяется соотношением собственной прочности нитей и прочности их соединений.

Установленный эффект можно трактовать и с использованием стандартных представлений, при которых предполагается изменение типа структуры ячеистого материала от “bending-dominated” (с высокой ударопрочностью) к “stretching-dominated” (с высокой жесткостью и статической прочностью) при повышении относительной плотности материала [10]. В таком подходе оптимальная плотность материала обычно составляет менее 20% [10, 11], что соответствует полученным в дан-

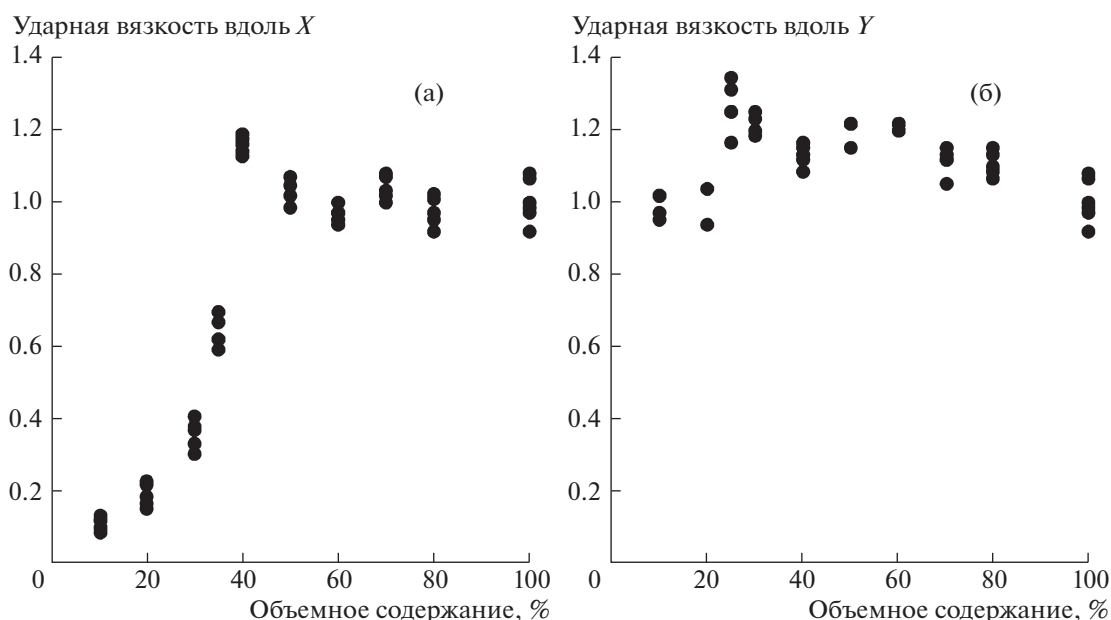


Рис. 3. Зависимость относительных значений ударной вязкости образцов от объемного содержания заполнителя при ударе в направлении X (а) и в направлении Z (б), определенные по результатам испытаний не менее 5 однотипных образцов.

ной работе результатам испытаний на удар поперек плоскости расположения нитей заполнителя (рис. 3б). Однако оптимальное объемное содержание заполнителей при ударе поперек пересечений нитей (при котором они работают как элементы пантографической структуры [4, 8]), оказывается в два раза выше. Для типичной оптимальной относительной плотности 20% рассматриваемая структура оказывается сильно разупрочненной (рис. 3а).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены результаты экспериментальных исследований ударной прочности полимерных образцов с ячеистыми сетчатыми заполнителями различной плотности. Показано, что оптимальным объемным содержанием заполнителя, которое можно рекомендовать к использованию в ударопрочных конструкциях, является содержание, порядка 40%, при котором материал обладает повышенной ударной вязкостью при различных направлениях удара.

ИСТОЧНИК ФИНАНСИРОВАНИЯ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (код проекта FSFF-2020-0017).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Goh G.D. et al. Process–structure–properties in polymer additive manufacturing via material extrusion: A review // *Critical Reviews in Solid State and Materials Sciences*. 2020. V. 45. № 2. P. 113–133.
2. Askari M. et al. Additive manufacturing of metamaterials: A review // *Additive Manufacturing*. 2020. V. 36. P. 101562.
3. Joseph A., Mahesh V., Harursampath D. On the application of additive manufacturing methods for auxetic structures: a review // *Advances in Manufacturing*. 2021. V. 9. № 3. P. 342–368.
4. Solyaev Y. et al. Static and dynamic response of sandwich beams with lattice and pantographic cores // *Journal of Sandwich Structures & Materials*. 2022. V. 24. Iss: 2. P. 1076–1098.
5. Frenzel T., Kadic M., Wegener M. Three-dimensional mechanical metamaterials with a twist // *Science*. 2017. V. 358. № 6366. P. 1072–1074.
6. El Sherbiny M.G., Placidi L. Discrete and continuous aspects of some metamaterial elastic structures with band gaps // *Archive of Applied Mechanics*. 2018. V. 88. № 10. P. 1725–1742.
7. dell'Isola F. et al. Large deformations of planar extensible beams and pantographic lattices: heuristic homogenization, experimental and numerical examples of equilibrium // *Proc. Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. 2016. V. 472. № 2185. P. 20150790.
8. Seppecher P. et al. Pantographic metamaterials: an example of mathematically driven design and of its technological challenges // *Continuum Mechanics and Thermodynamics*. 2019. V. 31. № 4. P. 851–884.

9. *Lanzotti A., Grasso M., Staiano G., Martorelli M.* The impact of process parameters on mechanical properties of parts fabricated in PLA with an open-source 3-D printer // *Rapid Prototyping Journal*. 2015. V. 21/5. P. 604–617.
<https://doi.org/10.1108/RPJ-09-2014-0135>
10. *Gibson I.J., Ashby M.F.* The mechanics of three-dimensional cellular materials // *Proc/ Royal Society of London. A. Mathematical and physical sciences*. 1982. V. 382. № 1782. P. 43–59.
11. *Bauer J. et al.* Nanolattices: an emerging class of mechanical metamaterials // *Advanced Materials*. 2017. V. 29. № 40. P. 1701850.
12. *Lomakin E.V. et al.* Mechanical characteristics of reinforced and three-layer shells based on metamaterials, taking into account operational damage // *Mechanics of Solids*. 2021. V. 56. № 6. P. 922–929.
13. *Yodo N., Dey A.* Multi-Objective Optimization for FDM Process Parameters with Evolutionary Algorithms // *Fused Deposition Modeling Based 3D Printing*. Cham: Springer, 2021. P. 419–444.

OPTIMAL DENSITY OF THE LATTICE CORES FOR IMPACT-RESISTANT STRUCTURAL ELEMENTS PRODUCED BY FDM TECHNOLOGY

Corresponding Member of the RAS **E. V. Lomakin^a, L. N. Rabinskiy^b,
A. V. Babaytsev^b, and Y. O. Solyaev^b**

^a*Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

^b*Moscow Aviation Institute (National Research University), Moscow, Russia*

The paper presents the results of experimental studies of impact toughness of polymer samples with lightweight lattice cores obtained by Fused deposition modelling (FDM) three-dimensional printing technology. It has been established that there is an optimum volume fraction (infill percentage) at which the impact strength of the sample with the lattice core is the highest and, even, exceeds the impact strength of the fully dense material with volume fraction equals to one.

Keywords: 3D printing, polylactide, impact toughness, infill percentage, optimal properties

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ВЕРТИКАЛЬНОЙ ПРИЕМНОЙ АНТЕННЫ ДЛЯ ГЕОАКУСТИЧЕСКОЙ ИНВЕРСИИ В МЕЛКОВОДНОМ ВОЛНОВОДЕ С ЛЕДОВЫМ ПОКРОВОМ

© 2022 г. А. А. Луньков^{1,*}, В. Г. Петников^{1,**}

Представлено академиком РАН О. В. Руденко 12.04.2022 г.

Поступило 13.04.2022 г.

После доработки 13.04.2022 г.

Принято к публикации 19.04.2022 г.

В работе развит метод решения обратной задачи, состоящей в одновременной оценке донного рельефа и эффективных акустических параметров дна для мелководной акватории, покрытой льдом, которая представляет собой волновод переменного сечения. Метод основан на приеме и обработке широкополосных (импульсных) сигналов, возбуждаемых одиночным источником звука и регистрируемых удаленной вертикальной цепочкой гидрофонов (антенной). Измерения рельефа дна осуществляются при сравнении времен распространения сигналов, отраженных от нижней границы волновода и пришедших на различные гидрофоны антенны. Определение эффективных параметров (скорости звука, плотности, коэффициента затухания акустических волн) производится при анализе угловой зависимости коэффициента отражения, вычисляемого как отношение амплитуды отраженного от дна импульса к амплитуде прямого сигнала с учетом сферического расхождения фронта волны. Эксперименты по апробации предложенного подхода проведены в прибрежной зоне озера Байкал в зимне-весенний период.

Ключевые слова: вертикальная приемная антенна, геоакустическая инверсия, ледовый покров

DOI: 10.31857/S2686740022040071

Активное освоение Арктического шельфа требует разработки методов акустического мониторинга и диагностики, адаптированных для акваторий, покрытых льдом. Одной из целей акустической диагностики является дистанционное неразрушающее определение характеристик верхнего слоя донных осадков (геоакустическая инверсия), что при наличии ледового покрова представляется сложной задачей. В недавней работе [1] для решения такой задачи нами была предложена методика оценки эффективных параметров дна (скорости звука, плотности, коэффициента затухания акустических волн), которая основана на анализе вертикального разреза звукового поля, возбуждаемого точечным тональным источником и регистрируемого вертикальной приемной антенной, перегораживающей весь водный слой по глубине. При этом расстояние между излучателем и антенной должно быть много больше средней глубины волновода вдоль

акустической трассы, а изменение глубины не должно быть резким. Отметим, что при использовании импульсного сигнала геоакустическая инверсия в мелком море с неоднородной батиметрией может быть реализована и с одиночным приемником, если эта батиметрия известна [2]. Однако в ряде случаев, например, при наличии ледового покрова, подробная карта глубин, получаемая с помощью эхолота, может быть недоступна, и для решения обратной задачи потребуются предварительная оценка профиля дна.

Настоящая работа посвящена решению вопроса дистанционной оценки как акустических характеристик, так и профиля дна в условиях ледового покрова на стационарной трассе, организованной между широкополосным излучателем и вертикальной приемной антенной в области резкого изменения глубины. (Акустическая трасса ориентирована вдоль берегового клина.) Развиваемый новый подход в отличие от работы [1] не имеет ограничения на величину производной глубины акватории по расстоянию на трассе распространения звука. Как и в работе [1], апробация развиваемой методики проводится на основе натуральных данных, полученных в ходе эксперимента в прибрежной области озера Байкал. Здесь

¹Институт общей физики им. А. М. Прохорова
Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: lunkov@kapella.gpi.ru

**E-mail: petniko@kapella.gpi.ru

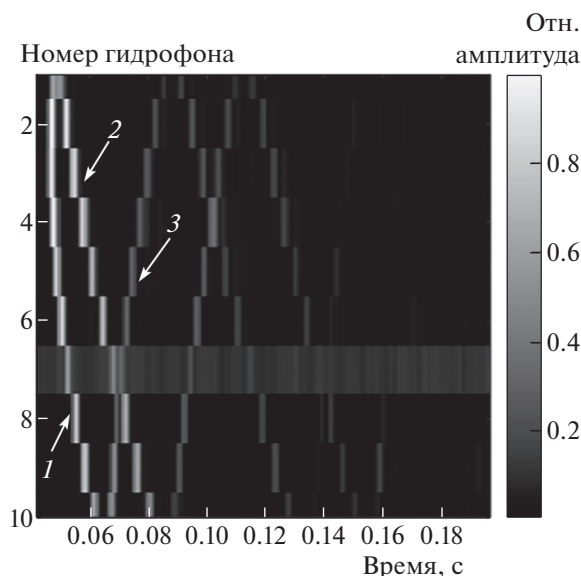


Рис. 1. Пространственно-временная структура принятого сигнала на вертикальной антенне после корреляционной обработки: 1 – прямой сигнал, 2 – отраженный от поверхности, 3 – отраженный от дна. Амплитуда сигнала нормирована на максимальное значение. На гидрофоне № 7 было низкое отношение сигнал / шум.

использовались данные, зарегистрированные с помощью другой более длинной антенны, расположенной в более глубокой части акватории. Эта же антенна, в частности, использовалась и для приема информационных сигналов при звукоподводной связи подо льдом [3].

Эксперимент на озере Байкал [1, 3] был проведен в конце марта 2019 г. Толщина сплошного ледового покрова (припая) составляла около 66 см. Температура в воде слабо зависела от глубины и составляла примерно 1°C , что соответствует скорости звука [4] $c = 1409$ м/с. Излучающая пьезокерамическая сфера диаметра 80 мм находилась на глубине $z_s = 18$ м при глубине места 55 м (по данным эхолота, опущенного в лунку в ледовом покрове). Приемная антенна длиной 72 м, состоящая из 10 гидрофонов, была расположена в 66 м от излучателя в направлении от берега. Глубина верхнего гидрофона равнялась $z_1 = 6.7$ м. Расстояние между гидрофонами составляло $\Delta z = 7.5$ м. Глубина в месте расположения антенны была 86 м. Излучатель звука и антенна были соответственно закреплены на вертикально ориентированных и растянутых между донным якорем и ледовой поверхностью фалах. В результате положения излучателя и гидрофонов не изменялись с течением времени.

Источник звука излучал ЛЧМ-сигнал в полосе 400–1400 Гц длительностью 10 с, который регистрировался антенной и обрабатывался для каждого гидрофона по алгоритмам оптимального корреляционного приема. Результат такой обработки показан на рис. 1, где приведена нормированная пространственно-временная структура

принимаемых импульсов, из которой можно выделить приходы до 8 лучей (первые три типа лучей отмечены на рис. 1 цифрами, $i = 1, 2, 3$). Нулевое время здесь отвечает времени излучения сигнала. Всего было проведено 18 циклов излучения ЛЧМ-сигнала.

Зная глубину расположения источника звука z_s и приемных гидрофонов $z_j = z_1 + (j - 1)\Delta z$ ($j = 1, 2, \dots, 10$ – номер гидрофона), скорость звука c в водном слое, а также экспериментальные времена прихода τ_{ij} сигналов вдоль разных лучей, можно оценить профили верхней и нижней границы волновода. Время распространения прямого сигнала τ_{1j} позволяет вычислить расстояние между излучателем и j -м гидрофоном $r_{1j} = \tau_{1j}c$.

Для начала оценим профиль верхней границы волновода и убедимся, что нижняя поверхность льда была достаточно ровной. Рассмотрим первое отражение от границы раздела вода–лед. Будем полагать, что для каждого гидрофона существует лишь одна единственная точка, в которой сигнал отразился от указанной границы. Тогда расстояние, которое проходит однократно отраженный ото льда сигнал, можно найти как $r_{2j} = \tau_{2j}c$. Таким образом, мы имеем две точки (источник и приемник) с известными координатами и неизвестную точку отражения, которая лежит таким образом, что суммарное расстояние от нее до источника и приемника равно расстоянию, пройденному сигналом r_{2j} . Интересующая нас точка отражения находится на эллипсе (в трехмерном случае – на эллипсоиде) с одним фокусом в источнике сигнала

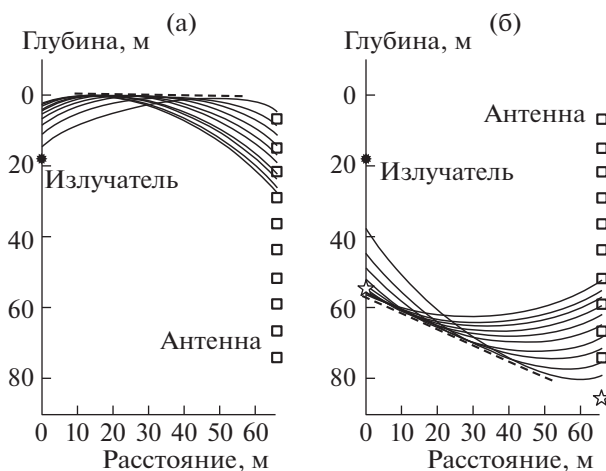


Рис. 2. а – Оценка профиля нижней границы льда; б – оценка профиля дна. Сплошными линиями показаны элементы эллипсов, штриховыми – общие огибающие. Звездочками отмечены глубины, полученные с помощью эхолота.

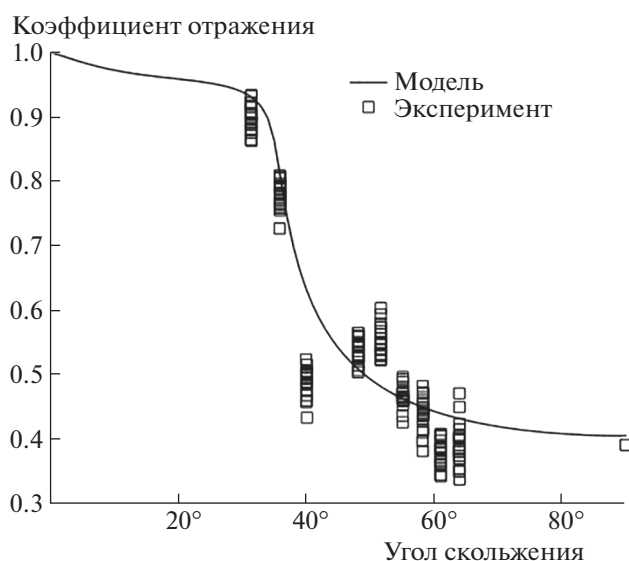


Рис. 3. Экспериментальные значения и модельная угловая зависимость модуля коэффициента отражения от дна.

ла, а другим – в месте расположения гидрофона. Соответственно для 10 приемников можно построить 10 эллипсов, элементы которых изображены на рис. 2а. Нижняя поверхность льда будет соответствовать общей огибающей этих эллипсов, которая показана штриховой линией на том же рисунке. Как видно, нижняя граница льда является достаточно ровной, что свойственно для однолетнего льда. Действуя аналогичным образом, можно оценить профиль дна. В этом случае будут использоваться времена прохождения однократно отраженного от дна сигнала τ_{3j} (без отражения от льда) и соответствующие расстояния $r_{3j} = \tau_{3j}c$. Результат такой оценки приведен на рис. 2б, где явно видно, что дно в этой части аква-

тории имеет значительный, но близкий к постоянному уклон 25° . Звездочками на этом же рисунке отмечены глубины, измеренные с помощью эхолота. В условиях ровной верхней границы волновода для оценки профиля дна также возможно использование времен прихода лучей, два или три раза отраженных от границ и отвечающих однократно отражению от дна и однократно или двукратно отражению от ледовой поверхности. Точность такого метода определения профиля границ при оценке сверху примерно равна длине звуковой волны, т.е. ≈ 1 м.

Имея уточненный профиль донной поверхности, проведем оценку эффективных акустических параметров дна (скорости звука, плотности и коэффициента затухания), используя информацию

об относительной амплитуде A_j зарегистрированных на антенне импульсов. Указанная оценка может быть осуществлена путем анализа угловой зависимости модуля коэффициента отражения от границы вода / дно. Коэффициент отражения для j -го гидрофона вычисляется с учетом сферического расхождения фронта волны как

$$R_j = \frac{A_{3j} r_{3j}}{A_{1j} r_{1j}}. \quad (1)$$

Соответствующие углы скольжения α_j вычисляются из геометрических соображений. Результаты экспериментальной оценки коэффициента отражения от дна $R_j(\alpha_j)$ показаны на рис. 3 квадратиками. Каждый квадратик соответствует значению $R_j(\alpha_j)$, полученному для одного цикла измерений (для одного из 18 излучаемых импульсов). Разброс в значениях коэффициента отражения для каждого вертикального набора квадратиков связан с ошибкой измерений, которая, в свою очередь, была обусловлена присутствием акустических шумов. На этой кривой точка, отвечающая углу 90° , была получена по данным с контрольного гидрофона, расположенного в двух метрах над излучателем. Отметим, что с помощью данного подхода была получена угловая зависимость модуля коэффициента отражения от верхней границы, значение которого почти не отличалось от единицы.

Выполним геоакустическую инверсию параметров дна, сравнивая экспериментальную угловую зависимость $R_j(\alpha_j)$ и теоретические зависимости (2), рассчитанные для различных значений параметров дна, с помощью метода наименьших квадратов:

$$R_j(\alpha_j) = \frac{m \sin \alpha_j - \sqrt{n^2 - (\cos \alpha_j)^2}}{m \sin \alpha_j + \sqrt{n^2 - (\cos \alpha_j)^2}}, \quad (2)$$

где $m = \frac{\rho_b}{\rho}$ — отношение плотности дна к плотности воды, $n = \frac{c}{c_b} \left(1 + i \frac{\alpha_b}{2}\right)$ — отношение скорости звука в воде c к скорости звука в дне c_b с учетом затухания.

Комбинацию параметров (c_b, ρ_b, α_b) , которая дает минимальную невязку между теоретической и экспериментальной зависимостями, будем считать искомой и отвечающей эффективным параметрам дна. При этом под экспериментальной зависимостью здесь будем понимать зависимость, построенную по средним значениям $R_j(\alpha_j)$ для каждого вертикального набора квадратиков на рис. 3. Отметим, что при моделировании коэффициента отражения дно предполагается однородным полупространством без сдвиговых волн.

Результат оценки эффективных акустических параметров дна:

скорость звука в дне c_b : 1730 м/с,

плотность дна ρ_b : 1920 кг/м³,

коэффициент затухания звука в дне β_b , отнесенный к длине волны λ ($\beta_b = 27.3\alpha_b$): 0.82 дБ/λ.

Соответствующая этим значениям теоретическая угловая зависимость модуля коэффициента отражения показана на рис. 3 сплошной линией.

Некоторое отличие найденных значений от величин, полученных в [1], может быть обусловлено тем, что в цитируемой работе была выбрана другая акустическая трасса, которая была в 5 раз длиннее. Регистрируемые в работе [1] звуковые лучи падали на границу раздела вода—дно под малыми углами скольжения, соответствующими углам полного внутреннего отражения. Эффективные параметры дна, зависящие от глубины проникновения звука в дно, в этой ситуации могут быть другими, что обусловлено неоднородностью по глубине реальных параметров.

В настоящей работе предложен подход, позволяющий последовательно оценивать профиль и параметры дна на стационарной акустической трассе между одиночным источником и вертикальной приемной антенной, расположенными подо льдом.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность М.М. Макарову, К.М. Кучеру и А.В. Шатравину за помощь в проведении натуральных экспериментов.

ИСТОЧНИК ФИНАНСИРОВАНИЯ

Работа поддержана РНФ, проект № 22-72-10121.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Григорьев В.А., Кучер К.М., Луньков А.А., Макаров М.М., Петников В.Г. Акустические характеристики дна озера Байкал // Акуст. журн. 2020. Т. 66. № 5. С. 517–526.
2. Фершалов М.Ю., Петров П.С., Манульчев Д.С., Захаренко А.Д.. Обобщение метода геоакустической инверсии по записи импульсного сигнала одиночным гидрофоном с учетом неоднородностей батиметрии // Подводные исследования и робототехника. 2021. № 1 (35). С. 51–57.
3. Волков М.В., Луньков А.А., Макаров М.М., Петников В.Г., Шатравин А.В. Применение вертикальных приемных антенн для звукоподводной связи в неоднородном волноводе с ледовым покровом // ДАН. 2021. Т. 496. № 4. С. 65–68.
4. Куимова Л.Н., Иванов В.Г. О скорости звука в Байкале // ДАН. 2002. Т. 386. № 1. С. 103–107.

USING A VERTICAL RECEIVING ARRAY FOR GEOACOUSTIC INVERSION IN A SHALLOW-WATER WAVEGUIDE WITH AN ICE COVER

A. A. Lunkov^a and V. G. Petnikov^a

^a*Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

Presented by Academician of the RAS O.V. Rudenko

The paper develops a method for solving the inverse problem, which consists in the simultaneous assessment of the bottom topography and its effective acoustic parameters for a shallow water area covered with ice. This area is a plane waveguide of variable cross section. The method is based on the reception and processing of broadband (pulse) signals excited by a single sound source and recorded by a remote vertical chain of hydrophones (array). The bottom topography measurements are carried out by comparing the propagation times of signals reflected from the lower boundary of the waveguide and arriving at different array hydrophones. The effective parameters (sound speed, density, attenuation coefficient of acoustic waves) are determined by analyzing the angular dependence of the reflection coefficient, calculated as the ratio of the amplitude of the pulse reflected from the bottom to the amplitude of the direct signal, taking into account the spherical spreading of the wave front. Experiments to test the proposed approach were carried out in the coastal zone of Lake Baikal in the winter-spring period.

Keywords: vertical receiving array, geoacoustic inversion, ice cover