

## ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ В НЕОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ

|   |    |
|---|----|
| <b>Винтовые пучки в информационных системах с открытыми каналами распространения излучения</b>  |    |
| <i>А.В. Аверченко, А.М. Зотов, П.В. Короленко, Н.Н. Павлов</i> .....  | 3  |
| <b>Энергообмен между направляемыми оптическими модами тонкой лево-ориентированной пленки на нелинейной подложке</b>   |    |
| <i>А.С. Буллер, Н.Р. Литвинова, Д.А. Маурер, Р.В. Литвинов</i> .....  | 6  |
| <b>Дистанционное сейсмоакустическое зондирование структуры дна покрытого льдом моря</b>   |    |
| <i>Р.А. Жостков</i> .....   | 10 |
| <b>Повышение эффективности сейсмических вибраторов с помощью барьеров в грунте</b>  |    |
| <i>В.А. Макеев, Р.А. Жостков</i> .....  | 12 |
| <b>Интерференционная рефлектометрия взволнованной морской поверхности по сигналам спутниковых радионавигационных систем</b>   |    |
| <i>Я.А. Илюшин, А.М. Падохин</i> .....  | 14 |
| <b>Волноводный жидкокристаллический разветвитель планарного типа с управляемым количеством включаемых оптических каналов</b>  |    |
| <i>О.С. Кабанова, Е.А. Мельникова, О.Г. Романов, И.И. Рушинова, А.Л. Толстик</i> .....  | 18 |
| <b>Особенности закона дисперсии плазменных волн в двумерной сверхрешетке с неаддитивным энергетическим спектром в присутствии сильного статического электрического поля</b> |    |
| <i>С.Ю. Глазов, А.А. Ковалев, С.В. Крючков</i> .....  | 22 |
| <b>Исследование связи амплитуды фонового сейсмического шума с параметрами среды (на примере грязевого вулкана Джау-Тепе)</b>  |    |
| <i>А.Н. Котов, Р.А. Жостков, Д.А. Преснов</i> .....   | 26 |
| <b>Влияние траектории движения фокуса ультразвукового излучателя на степень механического разрушения сгустка крови при импульсном ударноволновом воздействии</b>            |    |
| <i>А.В. Кунтурова, С.А. Цысарь, П.Б. Росницкий, Е.М. Пономарчук, К.Д. Топчу, С.В. Буравков, О.А. Сапожников, В.А. Хохлова</i> .....   | 28 |
| <b>Оценка особенностей распространения и затухания объемных волн на территории Северного Кавказа</b>  |    |
| <i>Д.В. Лиходеев, А.С. Зверева</i> .....  | 31 |
| <b>Численное моделирование сейсмоакустических методов контроля качества свай</b>  |    |
| <i>И.Н. Лозовский, А.А. Чуркин, Р.А. Жостков</i> .....  | 34 |
| <b>Восстановление скоростных неоднородностей среды с использованием метода обратимой волны</b>  |    |
| <i>А.С. Нумалов, Д.В. Лиходеев, Д.А. Преснов</i> .....  | 37 |

|   |    |
|---|----|
| <b>О дрейфовых свойствах волнового пакета Стокса, распространяющегося по электрически заряженной границе раздела жидких сред</b>                |    |
| <i>А.А. Очиров, Д.Ф. Белоношко</i> .....  | 39 |
| <b>Оценка критических частот гидроакустических мод по фазе функции взаимной корреляции шумового поля мелкого моря</b>                           |    |
| <i>И.Р. Сабиров, А.С. Шуруп</i> .....   | 41 |
| <b>Обсерваторские наблюдения аномальных гравитомангнитных возмущений, сейсмогравитационных и тепловых процессов в геофизических полях Земли</b> |    |
| <i>Л.Е. Собисевич, Д.В. Лиходеев</i> .....  | 44 |
| <b>Новые топологические законы и физические явления в рассеянии волны Рэлея поверхностной шероховатостью твёрдого тела</b>                      |    |
| <i>В.Н. Чуков</i> .....   | 48 |
| <b>Локализация дефектов в физической модели железобетонной сваи методом межскважинной ультразвуковой томографии</b>                             |    |
| <i>А.А. Чуркин, И.Н. Лозовский, Р.А. Жостков</i> .....  | 53 |
| <b>Волновые технологии коррекции кристаллической текстуры тонких медных пленок на основе магнетронного распыления</b>                           |    |
| <i>И.И. Попов</i> .....   | 57 |

## Винтовые пучки в информационных системах с открытыми каналами распространения излучения

А.В. Аверченко<sup>1</sup>, А.М. Зотов<sup>1</sup>, П.В. Короленко<sup>1,2</sup>, Н.Н. Павлов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физический факультет Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва

<sup>2</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, Москва

[pvkorolenko@rambler.ru](mailto:pvkorolenko@rambler.ru)

В последнее время возросла актуальность проблемы улучшения характеристик атмосферных систем связи, посредством использования для передачи информации винтовых трубчатых пучков. Несмотря на освещение этой проблемы в различных публикациях (см., например, [1-3]), ряд важных вопросов ожидает своего решения. К ним следует отнести оценку эффективности мультиплексирования пучков в условиях их разъюстировки и влияния турбулентной атмосферы. Необходимо также выяснить, какие существуют возможности разработки новых способов генерирования трубчатых пучков для лазерных систем связи. Решение указанных вопросов определило цель данной работы.

Винтовые пучки в начальной плоскости  $z = 0$  могут быть описаны с использованием выражений для мод Лагерра – Гаусса [4]:

$$E_{p,l}(r, \varphi) = \sqrt{\frac{2p!}{\pi(p+l)!}} \frac{1}{w_0} \left[ \frac{r\sqrt{2}}{w_0} \right]^{|l|} \exp\left(\frac{-r^2}{w_0^2}\right) L_p^{|l|}\left(\frac{2r^2}{w_0^2}\right) e^{il\varphi}, \quad (1)$$

здесь  $r, \varphi$  – полярные координаты,  $L_p^{|l|}\left(\frac{2r^2}{w_0^2}\right)$  – обобщенный полином Лагерра с азимутальным индексом  $l$  и радиальным индексом  $p$ ,  $w_0$  – параметр ширины моды. В системах связи чаще используются поля со значением  $p = 0$ . Для них вблизи центра справедливо разложение  $E_{p,l}(r, \varphi) = Cr^{|l|} \exp(il\varphi)$ , где  $C = \sqrt{\frac{1}{\pi|l|!}} \left[ \frac{\sqrt{2}}{w_0} \right]^{|l|+1}$ . Эта формула описывает винтовые пучки вблизи оси с однолиственным волновым фронтом, принципиально отличающиеся от обычных волн с многолиственными фазовыми поверхностями. На рис. 1 показана структура волнового фронта винтового пучка.

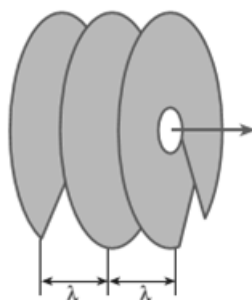


Рис. 1. Структура волнового фронта винтового пучка.

На первом этапе работы было исследовано влияние разъюстировки винтовых пучков на процесс их мультиплексирования. Определялись потери мощности пучка при изменении угла прихода на приемную апертуру и при параллельном смещении его оси относительно оси системы. На рис. 2 графически представлен эффект уменьшения мощности волн с разными топологическими зарядами при увеличении угла прихода. Видно, что при угле прихода, составляющего одну десятую от угла  $\theta_0$  расходимости

основной моды свободного пространства, потери при изменении  $l$  от 0 до 5 увеличиваются от 5 до 30%. Потери увеличиваются и при смещении пучка. Так, смещение, равное половине радиуса основной моды, может уменьшить регистрируемую мощность  $W$  примерно на 20%. При этом увеличение топологического заряда приводит к некоторому увеличению (на 5-10%) теряемой мощности.

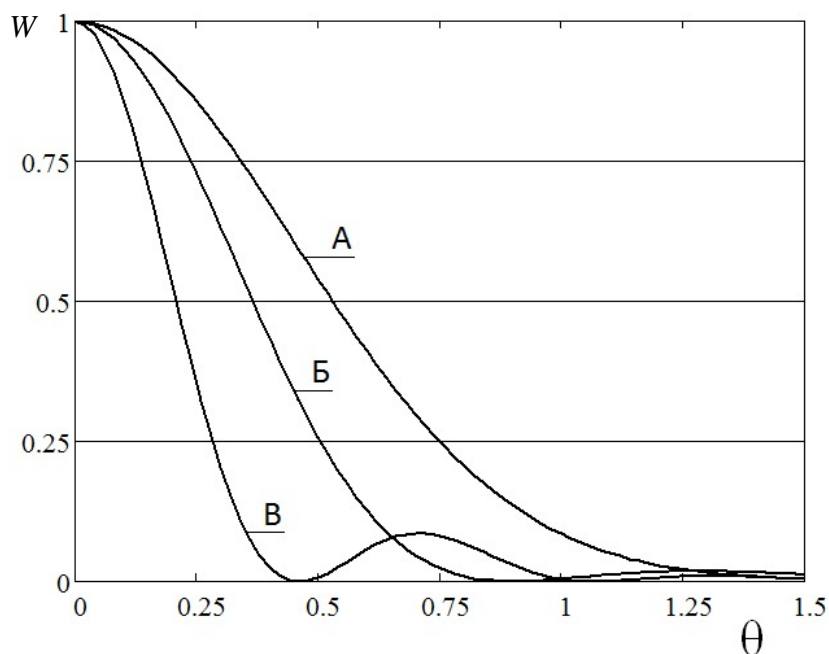


Рис. 2. Влияние изменения угла прихода винтового пучка на падение его мощности. А –  $l=0$ , Б –  $l=1$ , В –  $l=5$ .  $\theta$  – угол прихода, нормированный на угол расходимости  $\theta_0$  основной моды,  $W$  – регистрируемая мощность, нормированная на мощность при  $\theta = 0$ .

Важным фактором, влияющим на уровень потерь винтового пучка, является воздействие на него турбулентной атмосферы. Моделирование воздействия атмосферных неоднородностей на пучок осуществлялось использованием метода фазовых экранов. Характеристики фазовых экранов выбирались в соответствии со следующими параметрами атмосферной турбулентности  $C_n^2 = 10^{-14}-10^{-16} \text{ см}^{-2/3}$ , внутренний масштаб турбулентности  $l_0 = 2 \text{ мм}$ , внешний масштаб турбулентности  $L_0 = 1 \text{ м}$ . Длина атмосферной трассы  $L = 100 \text{ м}$ . Параметр  $w_0$  Лагерр-Гауссовых мод имел значение  $w_0 = 10 \text{ мм}$ . Длина волны излучения  $\lambda = 500 \text{ нм}$ .

Расчеты показали, что ослабление винтовых пучков в турбулентной среде возрастает с увеличением топологического заряда. Например, увеличение  $l$  от значения  $l=0$  до значения  $l=6$  приводит к снижению принимаемой мощности на 10%. Помимо ослабления излучения турбулентность вызывает случайные смещения “центра тяжести” пучков. Было установлено, что у винтовых пучков колебания центра являются более слабыми по сравнению с колебаниями центра гауссовых пучков. Указанное различие не является существенным, стандартные отклонения пучков от равновесного положения отличаются в зависимости от величины топологического заряда на 5-10%. Дополнительный анализ показал, что графики смещения пучков обладают свойствами случайных фракталов.

Большое внимание в работе уделено анализу характеристик трубчатых пучков, сформированных многопучковым лазерным излучением [5,6]. При определенном выборе конфигурации резонатора лазера выходное излучение может представлять собой систему парциальных пучков, оси которых будут параллельны между собой. На рис. 3а

показана возможная конфигурация световых пятен на выходном плоском зеркале. Световые колебания в пучках могут осуществляться либо в фазе, либо с определенным фазовым сдвигом. В случае синфазных пучков, в области их перекрытия будет формироваться излучение, близкое по структуре к моде  $TEM_{00}$ . Если фазовый сдвиг колебаний в соседних пятнах составляет  $2\pi/N$ , где  $N$  – число пятен на зеркале, то в зоне перекрытия пучков образуется световое поле с винтовой структурой волнового фронта. Расстояние до перекрытия пучков  $z_{кр}$  определяется формулой  $z_{кр} = 2,96 D$ , где  $D$ - диаметр окружности, на которой располагаются световые пятна ( $z_{кр}$  и  $D$  нормированы на величину  $z_0 = kw_0^2$ ,  $k$  – волновое число,  $w_0$  - минимальный радиус образующего пучка). На рис. 3 А,Б для частного случая, когда  $N=8$ , показана структура поля на выходе лазера и структура волнового фронта на расстояниях  $z > z_{кр}$ .

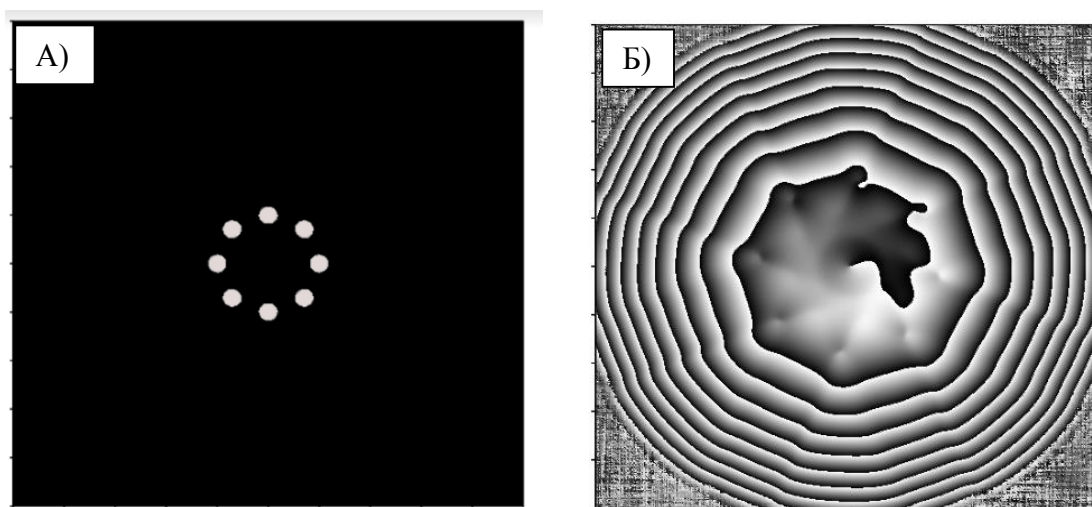


Рис. 3. А - расположение световых пятен на выходном зеркале; Б - структура волнового фронта в дальней зоне.

Моделирование процессов распространения и трансформации волн со сложной структурой требует обработки и преобразования большого объема данных. Это существенно удлинит процесс вычислений. Поэтому в рамках данной работы в виде приложения к вычислительному пакету MathCad была разработана программа ускоренных расчетов, основанная на использовании технологии вычислений CUDA на видеокарте. Разработанная программа позволяла на порядок повысить скорость выполнения необходимых математических операций.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. C. Yangjian and H. Sailing // Optic Express. 2006. V. 14. No 4. P. 1353-1367.
2. X. Wang et al. // Nanophotonics. 2018. V. 7. No 9. P. 1533–1556.
3. V.P. Aksenov, Ch.E. Pogutsa // Atmospheric and Oceanic Optics. 2013. V. 26, No 1. P. 13–17.
4. П.В. Короленко “Оптика когерентного излучения” М.: Издательство МГУ, 1998.
5. A. Ramsay, J.J. Degnan // Applied Optics. 1970. V. 9. No 2. P. 385-398.
6. А.Б. Васильев et al. // Оптика и спектроскопия. 1987. том 63. No 1. с. 214-216.

## Энергообмен между направляемыми оптическими модами тонкой лево-ориентированной пленки на нелинейной подложке

А.С. Буллер<sup>1</sup>, Н.Р. Литвинова<sup>1</sup>, Д.А. Маурер<sup>1</sup>, Р.В. Литвинов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

<sup>2</sup>Национальный исследовательский Томский политехнический университет

[albertbullaer@yandex.ru](mailto:albertbullaer@yandex.ru)

Хорошо известно, что внутримодовое самовоздействие в оптических планарных волноводах на основе обычных право-ориентированных материалов, обладающих нелинейным оптическим откликом керровского типа, приводит к фазовой самомодуляции двух мод, распространяющихся вперед и назад с одинаковой величиной фазовой скорости, и фазовой кросс-модуляции между ними [1]. Такое самовоздействие не приводит к обмену энергией между модами. В линейных и нелинейных планарных волноводах на основе лево-ориентированных метаматериалов (см. рис. 1а) на одной и той же частоте могут распространяться четыре моды одного типа, две – вперед и две – назад [2]. При этом величина фазовой скорости одной пары мод отличается от величины этой скорости у другой пары мод, что создает условия для энергообмена между модами при самовоздействии за счет эффекта Керра.

Из результатов расчета дисперсионных зависимостей  $\beta(\omega)$  для  $TE$ -мод тонкой лево-ориентированной пленки на линейной подложке, представленных в работе [2], следует, что одномодовый режим, аналогичный одномодовому режиму для право-ориентированной пленки, может быть реализован для трех мод низшего порядка ( $TE_0$ ,  $TE_1$  и  $TE_2$ ). При этом непрерывные зависимости  $\beta(\omega)$  для  $TE_0$ - и  $TE_1$ -мод являются монотонными, также как зависимости  $\beta(\omega)$  для обычных право-ориентированных волноводов. В свою очередь зависимость  $\beta(\omega)$  для  $TE_2$ -моды немонотонна. На рисунке 1б представлен фрагмент дисперсионной зависимости  $TE_2$ -моды, рассчитанной в работе [2]. Из этого рисунка видно, что немонотонная в рассматриваемом диапазоне частот зависимость  $\beta(\omega)$  делится на две монотонных ветви точкой с координатами  $\omega_0 \approx 1,751 \cdot 10^{15}$  рад/с и  $\beta_0 \approx 10,178 \cdot 10^6$  м<sup>-1</sup> ( $\beta_0 = \beta(\omega_0)$ ), в которой групповая скорость моды обращается в ноль.

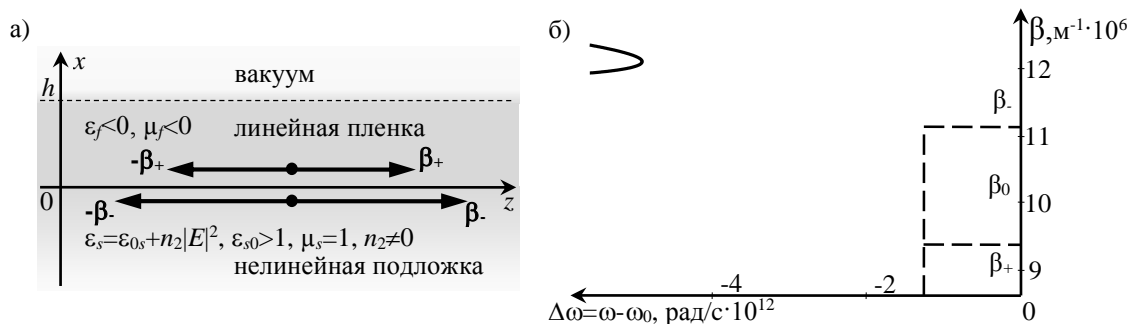


Рис. 1. Планарная волноведущая структура (а),  $\beta_{\pm}$  и  $-\beta_{\pm}$  – волновые векторы вперед и назад распространяющихся мод, соответственно. Дисперсионная зависимость  $TE_2$ -моды вблизи точки нуля групповой скорости (б).

Моды с постоянными распространения, соответствующими нижней ветви ( $\beta_+$ ) дисперсионной зависимости на рисунке 2, имеют положительную групповую скорость, совпадающую по направлению с фазовой скоростью, что характерно для электромагнитных волн в обычных право-ориентированных средах [3, 4]. При этом моды с постоянными распространения, соответствующими верхней ветви ( $\beta_-$ ) этой

дисперсионной зависимости, имеют отрицательную групповую скорость, направленную противоположно фазовой скорости, что характерно для электромагнитных волн в леворентированных метаматериалах [4]. Поэтому в такой волноведущей структуре на частоте  $\omega$  вблизи частоты нуля групповой скорости могут распространяться четыре  $TE_2$ -моды. Наличие нелинейного оптического отклика у подложки приводит к взаимодействию этих мод. Тогда  $y$ -компоненту электрической напряженности суммарного светового поля, образованного этими модами, можно описать следующим соотношением:

$$E = \frac{\sqrt{I_0}}{2} [C_+^f(z)\Psi_+(x)\exp(-i\beta_+z) + C_+^b(z)\Psi_+(x)\exp(i\beta_+z) + C_-^f(z)\Psi_-(x)\exp(-i\beta_-z) + C_-^b(z)\Psi_-(x)\exp(i\beta_-z)] \exp(i\omega t) + \text{к.с.}, \quad (1)$$

где  $I_0$  – интенсивность света, вводимого в волновод;  $C_{+,-}^{f,b}(z)$  – медленно меняющиеся на длине световой волны амплитуды, описывающие изменение за счет взаимодействия вперед ( $f$ ) и назад ( $b$ ) распространяющихся мод;  $\Psi_{+,-}(x)$  – функции, описывающие поперечное распределение электрической напряженности, которые могут быть рассчитаны на основе соотношений, приведенных в [2]; «к.с.» означает комплексно-сопряженную часть. Функции  $C_{+,-}^{f,b}(z)$  нормализованы таким образом, что сумма квадратов их абсолютных значений равна единице при  $z = 0$ :

$$|C_+^f(0)|^2 + |C_+^b(0)|^2 + |C_-^f(0)|^2 + |C_-^b(0)|^2 = 1, \quad (2)$$

На основе уравнений связанных мод, полученных из уравнений Максвелла в рамках метода медленно меняющихся амплитуд, можно показать, что исходные функции  $C_{+,-}^{f,b}$  удовлетворяют следующим элементарным законам сохранения:

$$|C_+^f(z)|^2 + |C_+^b(z)|^2 = I_+, \quad (3)$$

$$|C_-^f(z)|^2 + |C_-^b(z)|^2 = I_-, \quad (4)$$

$$|C_+^f(z)|^2 + |C_-^b(z)|^2 - |C_+^b(z)|^2 - |C_-^f(z)|^2 = I_\Delta, \quad (5)$$

где  $I_+$  и  $I_-$  – интенсивности мод с положительными и отрицательными групповыми скоростями, соответственно;  $I_\Delta$  – суммарный поток мощности, переносимый вдоль волновода [2, 4]. Все сохраняющиеся в процессе взаимодействия величины (инварианты) могут быть вычислены по значениям медленно-меняющихся амплитуд  $C_{+,-}^{f,b}(0)$  при  $z = 0$ .

Для упрощения аналитических вычислений введем в рассмотрение новые неизвестные функции:

$$c_+^f = C_+^f \exp[i(I_+ + 2I_-)\zeta], \quad (6)$$

$$c_+^b = C_+^b \exp[-i(I_+ + 2I_-)\zeta], \quad (7)$$

$$c_-^f = C_-^f \exp[-i(2I_+ + I_-)\zeta], \quad (8)$$

$$c_-^b = C_-^b \exp[i(2I_+ + I_-)\zeta], \quad (9)$$

зависящие от безразмерной координаты  $\zeta = \Gamma z$ , нормированной на постоянную связи:

$$\Gamma = (3\pi n_2 I_0 J \omega) / (8\pi c n N), \quad (10)$$

где  $n_2$  – нелинейно-оптический коэффициент подложки;  $c$  – скорость света; эффективный показатель преломления моды  $n$ , интеграл перекрытия  $J$  и нормировочный интеграл  $N$  определяются следующими соотношениями:

$$n = \beta_+ c / \omega, \quad (11)$$

$$J = \int_{-\infty}^0 \Psi^4(x) dx, \quad (12)$$

$$N = \int_{-\infty}^{\infty} \mu^{-1}(x) \Psi^2(x) dx, \quad (13)$$

где  $\mu(x)$  – зависимость относительной магнитной проницаемости от координаты  $x$  (см. рис. 1а). Уравнения для новых функций можно получить в приближении  $\Psi_+(x) = \Psi_-(x) = \Psi(x)$ , справедливом вблизи частоты нуля групповой скорости моды, в следующем виде:

$$\frac{dc_+^f}{d\zeta} = -i(c_+^f c_+^b + 2c_-^f c_-^b) c_+^{b*}, \quad (14)$$

$$\frac{dc_+^b}{d\zeta} = i(c_+^f c_+^b + 2c_-^f c_-^b) c_+^{f*}, \quad (15)$$

$$\frac{dc_-^f}{d\zeta} = i(2c_+^f c_+^b + c_-^f c_-^b) c_-^{b*}, \quad (16)$$

$$\frac{dc_-^b}{d\zeta} = -i(2c_+^f c_+^b + c_-^f c_-^b) c_-^{f*}. \quad (17)$$

Два следующих дополнительных закона сохранения для рассматриваемого взаимодействия могут быть найдены на основе уравнений связанных мод (6-9):

$$32 \operatorname{Re}(c_+^f c_+^b c_-^{f*} c_-^{b*}) - P^2 = W, \quad (18)$$

$$3P^4 - 2(8(I_+^2 + I_-^2) + 4I_\Delta^2 + W)P^2 - 32(I_+^2 - I_-^2)I_\Delta P - 1024 \operatorname{Im}(c_+^f c_+^b c_-^{f*} c_-^{b*}) = Q, \quad (19)$$

где  $P$  – функция от координаты  $\zeta$ , определяемая как:

$$P(\zeta) = |c_+^f|^2 + |c_-^f|^2 - |c_+^b|^2 - |c_-^b|^2. \quad (20)$$

Очевидно, что функция  $P(\zeta)$  может быть интерпретирована как разность интенсивностей вперед и назад распространяющихся мод.

Законы сохранения (3-5) и (18-19) позволяют следующим образом выразить интенсивности взаимодействующих мод  $I_\pm^f = |c_\pm^f|^2$  и  $I_\pm^b = |c_\pm^b|^2$  через функцию  $P(\zeta)$ :

$$I_\pm^f(\zeta) = \frac{\pm I_\Delta + P(\zeta)}{4} + \frac{I_\pm}{2}, \quad I_\pm^b(\zeta) = \frac{\mp I_\Delta - P(\zeta)}{4} + \frac{I_\pm}{2}. \quad (21)$$

Решение для  $P(\zeta)$  может быть найдено с использованием всех найденных законов сохранения (3-5) и (18-19) на интервале  $j\Lambda \leq \zeta < (j+1)\Lambda$  ( $j = 0, 1, 2, \dots$ ), равном полупериоду осцилляций, описано следующими квадратурными формулами:

$$\zeta = 2 \int_{(-1)^j P}^{P_0} H(q)^{-\frac{1}{2}} dq + j\Lambda, \quad (22)$$

$$\Lambda = 2 \int_{q_{\min}}^{q_{\max}} H(q)^{-\frac{1}{2}} dq, \quad (23)$$



где  $P_0$  – значение функции при  $\zeta = 0$  ( $z = 0$ ), а подынтегральная функция имеет вид полинома четвертой степени:

$$H(q) = 3q^4 - 2(8(I_+^2 + I_-^2) + 4I_\Delta^2 + W)q^2 - 32(I_+^2 - I_-^2)I_\Delta q - Q. \quad (24)$$

В формуле для полупериода (23) верхний и нижний предел интеграла,  $q_{min}$  и  $q_{max}$ , есть нули полинома  $H(q)$ , между которыми он принимает положительные значения.

Инварианты  $W$  и  $Q$  можно вычислить с помощью начальных условий, заданных в точке  $z = 0$ . Ниже рассмотрим случай начальных условий, для которых справедливо равенство  $\text{Im}(c_+^f c_+^b c_-^{f*} c_-^{b*}) = 0$ .

Формулы (21) показывают, что энергообмен между модами описывается с использованием только одной периодической функции  $P(\zeta)$  с пространственным периодом  $2\Lambda$ . Зависимости  $P(\zeta)$ , рассчитанные для случая  $I_+ = I_-$  и  $I_\Delta = 0$  при различных значениях  $P_0$ , представлены на рисунке 2. Отметим, что амплитуда кривых на этом рисунке равна  $P_0$ . Чем больше амплитуда этой функции, тем эффективнее энергообмен. Энергообмен отсутствует при  $P_0 = 0$  ( $P_0 \equiv P(\zeta) = 0$ ). Низкой эффективности энергообмена ( $P_0 \rightarrow 0$ ) соответствует косинусоидальный вид функции  $P(\zeta)$  с полупериодом осцилляций  $\Lambda$ , стремящимся к пределу  $3^{-1/2}\pi \approx 1.81$ . При значениях амплитуды  $P_0 = \pm 1$  энергообмен также отсутствует, т.к. в этих случаях значение полупериода стремится к бесконечности ( $\Lambda = \infty$ ). Но при небольшом отклонении  $P_0$  от  $\pm 1$  эффективность энергообмена значительна и  $P(\zeta)$  изменяется вдоль  $\zeta$ -координаты от максимального до минимального значения (или наоборот) по закону гиперболического тангенса.

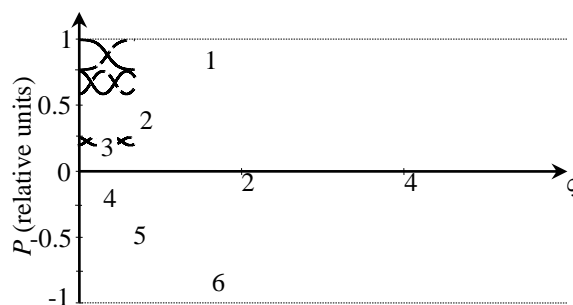


Рис. 2. Зависимости  $P(\zeta)$  при разных амплитудах  $P_0$

Таким образом, вырожденное по частоте взаимодействие четырех направляемых оптических  $TE_2$ -мод в тонкой лево-ориентированной пленке на подложке, обладающей эффектом Керра, приводит к энергообмену между модами. Изменение его эффективности по длине взаимодействия является периодическим с амплитудой, пространственной формой и частотой, величины которых сильно зависят от разности интенсивностей вперед и назад распространяющихся полей.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Г.П. Агравал “Нелинейная волоконная оптика” М.: Мир, 1996.
2. Д.А. Конкин, Р.В. Литвинов, Е.С. Парфенова, Р.А.А. Рахим, О.В. Стукач // Квантовая электроника. 2016. V. 46. No 11. P. 1040-1046.
3. А. Снайдер, Дж. Лав “Теория оптических волноводов” М.: Радио и связь, 1987.
4. О.Д. Вольпян, А.И.Кузьмичев “Отрицательное преломление волн” К.-М.: Аверс, 2012.

## Дистанционное сейсмоакустическое зондирование структуры дна покрытого льдом моря

Р.А. Жостков

Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН

[shageraxcom@yandex.ru](mailto:shageraxcom@yandex.ru)

Обычно сейсморазведка на акваториях сводится к двум вариантам: либо к использованию буксируемых гидроакустических антенн, регистрирующих сигналы от активного источника, либо сейсмических станций, устанавливаемых на морское дно. При наличии ледового покрова эти технологии практически неприменимы. Поэтому необходима разработка методов зондирования покрытых льдом акваторий.

Аналитически предсказано [1] и экспериментально подтверждено [2, 3], что в системе «атмосфера – ледовый покров – водный слой – морское дно» могут существовать два типа поверхностных волн: фундаментальная мода, несущая информацию о структуре дна и изгибная, влияние на которую в большей степени оказывают параметры ледового покрова. Показано [4], что фундаментальную моду возможно использовать для зондирования морского дна.

В рамках настоящей работы в среде COMSOL Multiphysics 5.4 [5] создана оптимизированная программа для численного моделирования распространения поверхностных волн, распространяющихся в вышеупомянутой среде [6]. В модели использована нестандартная геометрия (рис. 1), выбранная таким образом для того, чтобы быстрая фундаментальная мода при распространении в закругленной части рассеивалась в объем с последующим поглощением на границе модели с помощью слабоотражающего условия. Для возбуждения поверхностных волн использовался импульс Рикера. Модель была верифицирована и исследована на сходимость – ошибка вычислений составляет не более 0,5%.

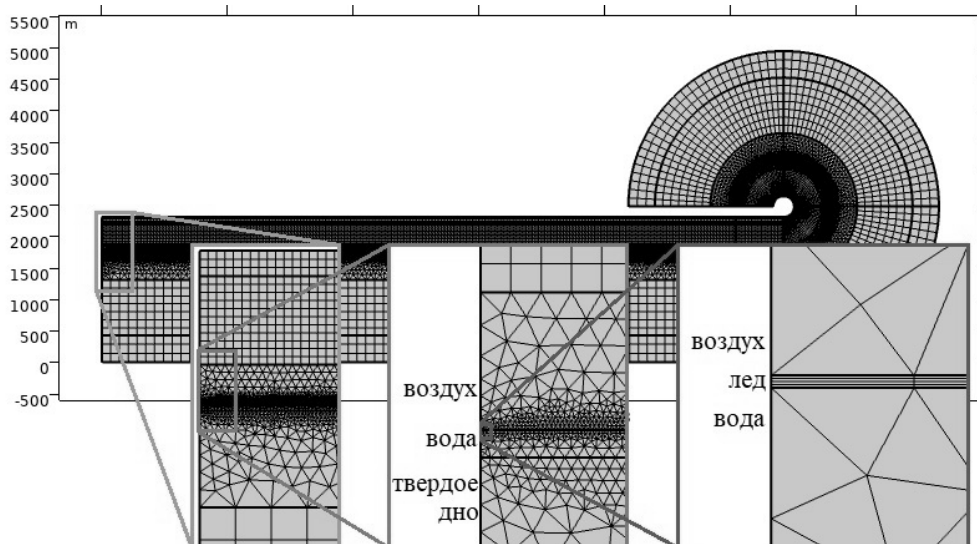


Рис. 1. Геометрия численной модели и используемая сетка конечных элементов.

Анализ колебаний ледового покрова в широком частотном диапазоне в соответствии с методом микросейсмического зондирования [7], используемый для определения субвертикальных неоднородностей среды по данным относительной интенсивности микросейсмического шума, показывает, что результаты локализации включения по данным ледовых и донных сейсмометров практически идентичны, что

доказывает широкие перспективы для амплитудных методов зондирования морского дна с помощью датчиков на льду.

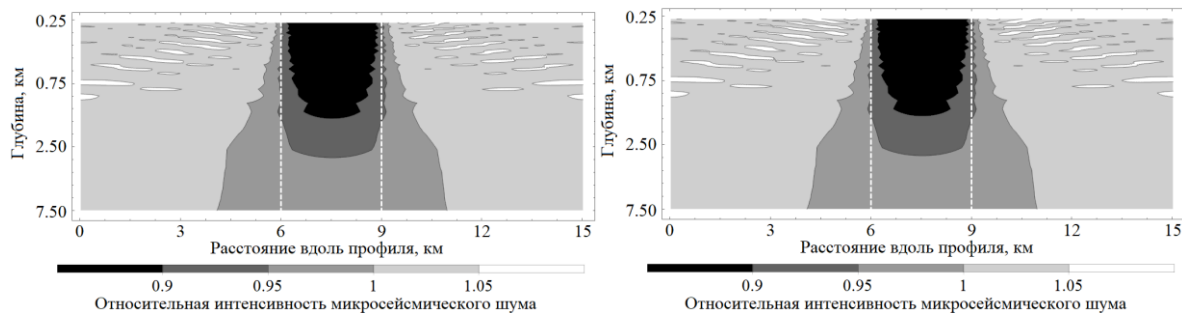


Рис. 2. Локализация контрастного включения в морском дне (границы отмечены пунктиром) при микросейсмическом зондировании по данным ледовых датчиков (слева) и донных (справа).

Важным вопросом является необходимое время накопления фонового сигнала на льду. В случае использования технологии микросейсмического зондирования на суше за многолетнюю практику показано, что это время составляет около 2 часов. В случае же наличия ледового покрова — это время значительно возрастает. Необходимое время накопления сигнала возможно определить с помощью обработки части получаемых экспериментальных данных — для этого необходимо определить лишь за какое время систематическая ошибка регистрируемых данных достигнет требуемого уровня.

При ледовых измерениях изгибная мода, локализованная вблизи ледового покрова, является серьезной помехой, поскольку ее амплитуда зачастую гораздо больше, чем у фундаментальной моды. В силу того, что скорость изгибной меньше скорости звука в воздухе (для параметров, соответствующих льду северных акваторий), она не излучает в атмосферу боковую волну, в отличие от фундаментальной моды. Поэтому дополнительная регистрация акустического сигнала в атмосфере над ледовым покровом может оказаться эффективной для зондирования морского дна из-за более высокого отношения сигнал/помеха.

Для реальных акваторий свойственно наличие слоя мягких осадков, покрывающих морское дно. Такой случай также был рассмотрен в рамках настоящего исследования, и было показано, что слой осадков не приводит к появлению существенных ошибок при локализации контрастного включения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 18-05-70034) и гранта Президента Российской Федерации для поддержки научных школ № НШ 5545.2018.5.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Д.А. Преснов и др. // Акуст. журн. 2014. Т. 6. № 4. С. 426-436.
2. Д.А. Преснов и др. // УЗФФ. 2016. № 6. С. 166704-1-166704-4.
3. Д.А. Преснов и др. // Изв. РАН. Сер. физическая. 2017. Т. 81. № 1. С. 76-80.
4. А.Л. Собисевич и др.// НТР. 2017. Т. 96. № 3. С. 31-46.
5. COMSOL Multiphysics 5.4 Лицензия №9600341.
6. Р.А. Жостков // Программа для ЭВМ 2018665671. 2018. Бюл. 12.
7. А.В. Горбатиков Пат. РФ № 2271554. 2006. Бюл. 7.

## Повышение эффективности сейсмических вибраторов с помощью барьеров в грунте

В.А. Макеев<sup>1</sup>, Р.А. Жостков<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ГБОУ "Школа на Юго-Востоке имени Маршала В. И. Чуйкова"

<sup>2</sup>Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН

[shageraxcom@yandex.ru](mailto:shageraxcom@yandex.ru)

Глобальное зондирование Земли с использованием контролируемых активных вибрационных источников представляет собой сложную и амбициозную задачу, требующую повышения их относительной эффективности помимо увеличения абсолютной мощности.

Известно [1], что около 70% энергии сейсмических вибраторов излучается в виде поверхностных волн, что полезно для многих геофизических задач, особенно при инженерных исследованиях. Однако для глобального зондирования Земли это представляется нерациональным, поскольку в этом случае используются объемные волны. Заманчивой идеей выглядит перераспределение излучаемой сейсмическим вибратором энергии от поверхностных волн к объемным.

Это возможно реализовать с помощью сейсмических барьеров. Изначально подобные сооружения разрабатывались для защиты объектов инфраструктуры от разрушающего воздействия поверхностных волн, вызванных землетрясениями [2]. Однако экранирующий эффект можно использовать и противоположным способом – вместо того, чтобы не допустить проникновение поверхностных волн внутрь защищаемой зоны, можно ограничить ее излучение вне этой зоны сейсмическим вибратором, расположенном внутри нее.

В настоящем исследовании с помощью численного моделирования в программном пакете COMSOL Multiphysics 5.4 [3], используя подход, предложенный в [4], исследованы различные конфигурации сейсмических барьеров.

Геометрия модели, а именно концентрическое расположение кольцевого сейсмического барьера вокруг круглого излучателя, позволила использовать ось симметрии и решать трехмерную задачу в плоской постановке. Области, в которых рассчитывается усредненный поток волновой энергии, находятся в дальней зоне и соответствуют шаровым секторам с вертикальной осью для набора центральных углов. С внешней стороны модель окружена идеально согласованным поглощающим слоем, что практически полностью исключает отражения от ее границы. Дневная поверхность свободная за исключением области приложения вертикальной гармонической силы, соответствующей сейсмическому вибратору. Размер конечных элементов обеспечивает ошибку не более 0.5%. Линейные размеры в исследуемой модели нормированы на длину волны Рэлея с частотой 7 Гц, которая для используемых параметров вмещающей среды составляет 23.6 м.

Параметрическое решение данной задачи проводилось для различных линейных размеров барьера в пространстве частот. Показатели эффективности фокусировки объемных волн и экранирования поверхностных были рассчитаны для наиболее распространенной частоты вынуждающей силы сейсмических вибраторов в 7 Гц [1].

Показано, что существуют конфигурации, реализуемые на практике, способные значительно повысить эффективность излучения объемных волн сейсмическими вибраторами за счет почти полного рассеяния поверхностных волн. Пример результата при расстоянии 1.3 длины волны Рэлея между сейсмическим вибратором и барьером для излучения в шаровой сектор с вертикальной осью и центральным углом 27.6° (такой выбор угла обусловлен тем, что продольные волны, вышедшие под этим или меньшим

углом, проходят через ядро Земли, позволяя провести его зондирование), приведенный на рис. 1, показывает, что рассмотренный барьер может повысить эффективность излучения сейсмического вибратора почти на два порядка. Если же ограничиться барьером с технически реализуемыми параметрами, то можно ожидать усиление излучения в 20 раз при ослаблении поверхностных волн в 3 раза (по энергии).

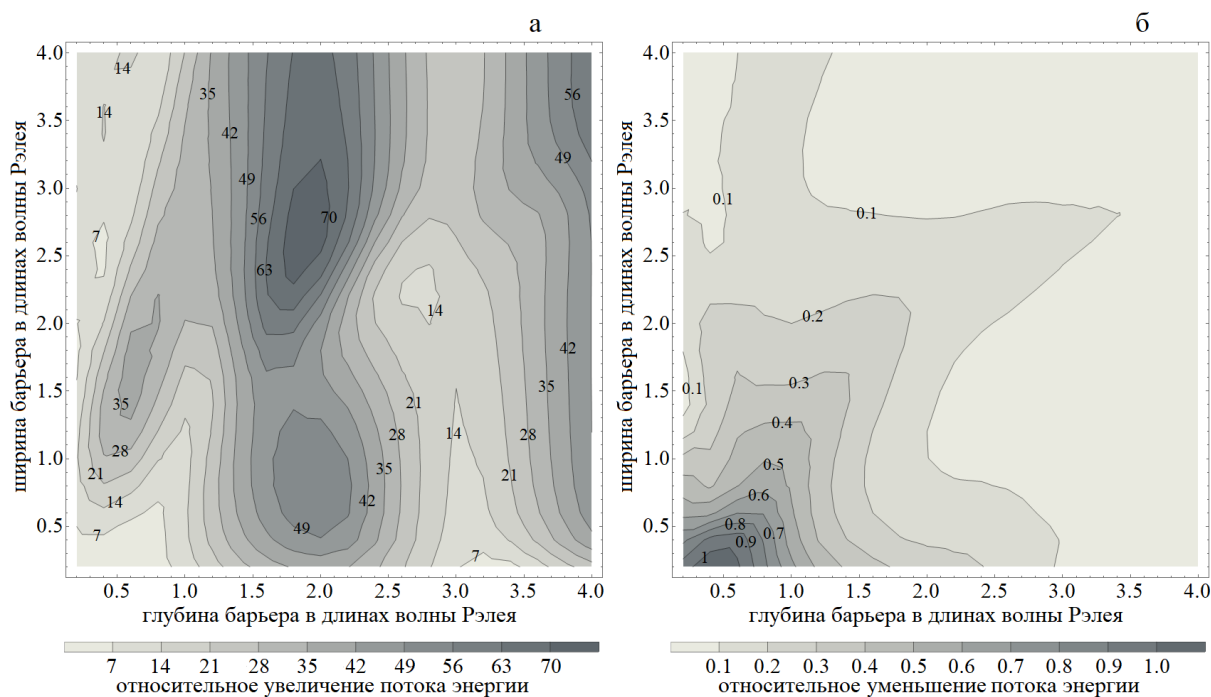


Рис. 1. Зависимость относительного изменения потока энергии от геометрических размеров сейсмического барьера: (а) – для объемных волн, распространяющихся в шаровом секторе с вертикальной осью и центральным углом  $27.6^\circ$  (б) для поверхностной волны Рэлея. Данные нормированы на соответствующие величины для случая без использования барьера.

Подтверждены прежние результаты, что наиболее эффективно экранируют поверхностными волны барьеры с характерным размером около одной длины волны Рэлея [2]. Новым же является то, что использование горизонтальных барьеров может быть более выгодным, чем вертикальных, во-первых, из-за того, что их изготовление проще технологически, а, во-вторых, что для достижения того же уровня защиты в ряде случаев, требуется меньший по размеру барьер, тем не менее необходимо учитывать, что при одинаковом сечении горизонтальный барьер может иметь больший объем.

Полученные результаты демонстрируют существенно нелинейный характер зависимости эффективности барьера от его параметров, поэтому необходимо проведение крупного параметрического исследования с варьированием как геометрических, так и физических параметров модели.

Работа выполнена при поддержке РФФ (проект № 17-77-10162).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А.С. Алексеев и др. «Активная сейсмология с мощными вибрационными источниками» ИВМиМГ СО РАН, 2004.
2. S.V. Kuznetsov // Acoustical Physics. 2011. V. 57. №3. P. 420-426.
3. COMSOL Multiphysics 5.4 Лицензия №9600341.
4. Р.А. Жостков // Изв. РАН Сер. физическая. 2018. Т. 82. № 11. С. 1555–1559.

## **Интерференционная рефлектометрия взволнованной морской поверхности по сигналам спутниковых радионавигационных систем.**

Я.А. Илюшин<sup>1,2</sup>, А.М. Падохин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова

<sup>2</sup>Институт радиотехники и электроники В.А. Котельникова РАН

[ilyushin@phys.msu.ru](mailto:ilyushin@phys.msu.ru)

По мере роста антропогенной нагрузки на окружающую среду глобальные изменения в природе и климате, связанные с хозяйственной деятельностью человечества, становятся всё более и более заметными на фоне естественных природных процессов. Систематический мониторинг этих изменений критически важен для обнаружения длиннопериодных вариаций климата и долгосрочных климатических трендов, таких как глобальное потепление, таяние полярных льдов, подъем уровня океана и т.д. Интенсивное развитие технологий оперативного мониторинга Земли из космоса к настоящему времени обеспечило широкие возможности для непрерывного регулярного наблюдения ключевых физических параметров атмосферы, океана и поверхности земной суши в глобальном масштабе. Интерференционная рефлектометрия сигналов спутников глобальных навигационных систем (ГНСС) [1] представляет собой относительно дешевый метод для местных измерений уровня морской поверхности, пригодный для применения как на береговых станциях сетей наземного геодезического обеспечения (СНГО), так и в специально организованных обсерваториях глобального мониторинга окружающей среды. Метод основан на наблюдении интерференции падающей и отраженной волны и оценке высоты точки наблюдения над уровнем отражающей поверхности по разности фаз падающей и отраженной волн (рис. 1). При известных с высокой точностью координатах радиоприемного устройства это позволяет определять уровень моря в моменты заходов или восходов спутников над горизонтом. Этот метод, однако, подвержен влиянию ошибок, связанных с мелкомасштабными возмущениями уровня моря, в т.ч. ветровым волнением. Эти возмущения могут вносить в результаты измерений не только случайные, но и систематические ошибки.

На рис. 1 показано схематическое изображение геометрии эксперимента по интерференционной рефлектометрии сигналов ГНСС. Отраженный сигнал поступает на приемную антенну с запаздыванием относительно прямого сигнала в результате прохождения по более длинной трассе. Это можно проиллюстрировать также с помощью принципа отражений. Очевидно что вариации запаздывания отраженного сигнала определяются динамическими изменениями морской поверхности. Соответственно, также будет претерпевать изменения пространственно положение отражения антенны. Математическое соотношение между высотой антенны над поверхностью моря и запаздыванием распространения отраженного сигнала выражается простой формулой

$$\Delta\rho = 2H \sin(e) \quad , \quad (1)$$

где  $\rho$  - разность длин фазовых путей прямой и отраженной волн,  $H$  - высота приемной антенны над уровнем отражающей (морской) поверхности,  $e$  - угол возвышения спутника ГНСС над горизонтом.

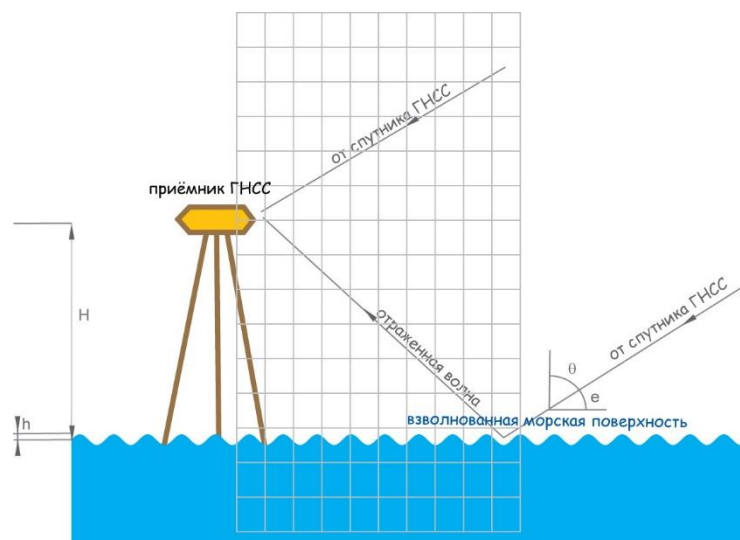


Рис. 1. Схематическое изображение эксперимента по интерференционной рефлектометрии уровня морской поверхности. Область численного расчета поля методом FDTD условно показана сеткой.

Численное моделирование отражения электромагнитной волны от шероховатой поверхности в общем случае представляет собой достаточно сложную расчетную задачу. В общем случае, такое моделирование должно также учитывать поляризацию электромагнитной волны, что особенно существенно при наклонном падении.

В спутниковой интерференционной альтиметрии уровня моря интерес представляют отражения электромагнитной волны от поверхности морского волнения в общем случае не малой по сравнению с длиной волны высоты. Кроме того, отражение происходит при малых углах скольжения, т.е. в направлениях, близких к горизонтали. В такой ситуации известные приближенные подходы к расчету отражения работают плохо, причем в значительной степени выражено затенение профиля поверхности. Наиболее надежным подходом в этом случае являются точные решения электромагнитных уравнений для объекта заданной геометрической формы.

**Целью данной работы является исследование влияния морского волнения на точность определения уровня морской поверхности по данным интерференционной ГНСС-рефлектометрии.** Для решения поставленной задачи в настоящем исследовании проводится компьютерное моделирование отражения от возмущенной морской поверхности сигналов спутниковых навигационных радиомаяков, в первую очередь спутников глобальной навигационной системы GPS на основной рабочей частоте L1 (1575.42 МГц). Исследуется влияние поверхностных волн на оценку среднего уровня моря, в том числе случайных и систематических ошибок, в первую очередь вызванных частичным затенением профиля возмущенной морской поверхности при малых углах скольжения падающей волны. Прорабатываются подходы к учету и компенсации ошибок наблюдения на основе ассимиляции данных вспомогательных измерений, включая записи спектров местного ветрового волнения, контекстной фото/видеосъемки окружающей акватории, местных погодных условий (скорости ветра и др.) и так далее.

Численное моделирование методом FDTD [2] проводилось для периодического гармонического профиля ветрового волнения. Геометрия расчетной области показана на рис. 1. Комплексная диэлектрическая проницаемость морской воды рассчитывалась по формуле

$$\varepsilon = \varepsilon' + \frac{i\sigma}{\omega\varepsilon_0} \quad , \quad (2)$$

где  $\epsilon'$  - действительная часть комплексной проницаемости среды,  $\sigma$  - проводимость среды,  $\omega = 2\pi f$  - циклическая частота, и  $\epsilon_0$  - диэлектрическая проницаемость вакуума. Проницаемость и проводимость морской воды соответственно равны 80 и 4 См/м.

На верхней и нижней границах расчетной области размещены идеально согласованные слои, обеспечивающие реализацию граничного условия, соответствующего отсутствию отражения от открытой области среды. На боковых границах области расчета поставлено периодическое граничное условие, соответствующее углу падения волны, приходящей от спутникового радиомаяка. Расчет проводился для линейно-поляризованной падающей волны с вектором напряженности электрического поля, перпендикулярной плоскости падения волны (s-поляризация). Плоскость падения волны совпадает с плоскостью двумерной расчетной области. Хотя практически излучение спутниковых радиомаяков ГНСС имеет, как правило, круговую поляризацию, при отражении от проводящей поверхности происходит значительная деполяризация падающего излучения. В отраженной волне преобладает линейно поляризованная компонента с вектором напряженности электрического поля, перпендикулярным плоскости падения. Таким образом, расчет с линейно поляризованной падающей волной обеспечивает высокую достоверность результатов моделирования при значительной экономии вычислительных ресурсов.

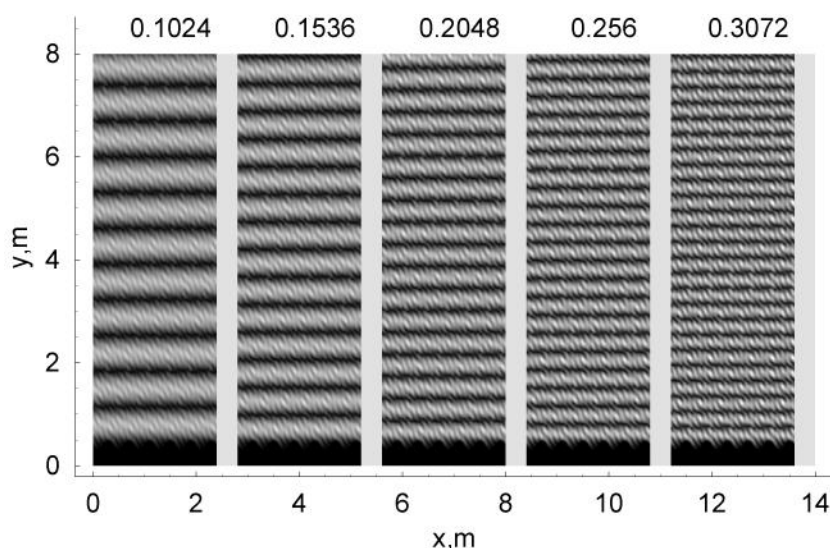


Рис. 2. Интерференционные картины поля спутникового радиомаяка над взволнованной морской поверхностью при различных косинусах зенитного угла спутника.

На уровне предполагаемого размещения приемной антенны станции наблюдения вычислялась средняя интенсивность излучения. Практически в реальном эксперименте изменения профиля взволнованной морской поверхности являются быстрыми по сравнению с изменениями условий падения электромагнитной волны (угла возвышения спутника ГНСС над горизонтом). Поэтому, в эксперименте в действительности происходит эффективное усреднение интенсивности принятого сигнала по множеству конфигураций вертикального профиля морского волнения водной поверхности. В работе проведено несколько циклов расчетов на высокопроизводительном вычислительном оборудовании с периодом поверхностного волнения 0.4 м для амплитуд вертикального профиля волны в интервале 0 - 0.2 м и с периодом 0.8 м с диапазоном амплитуд вертикального профиля 0 - 0.8 м. Интерференционные картины (интенсивность поля в расчетной области) при различных значениях косинуса угла падения волны  $\cos\theta$  показаны на рис. 2. Горизонтальный период морского волнения – 0.8 м, высота профиля волнения – 0.4 м. Можно заметить осложнение интерференционной картины с



увеличением высоты профиля волны и косинуса угла падения, связанное с усилением побочных дифракционных максимумов рассеяния электромагнитного излучения на периодическом профиле морской волны.

Соответствующие высотные спектры интерференционных картин приведены на рис. 3. Смещение максимума спектра, являющегося индикатором измеряемого уровня, и систематическая ошибка измерения растет с ростом высоты волнения. Горизонтальный период морского волнения – 0.8 м.

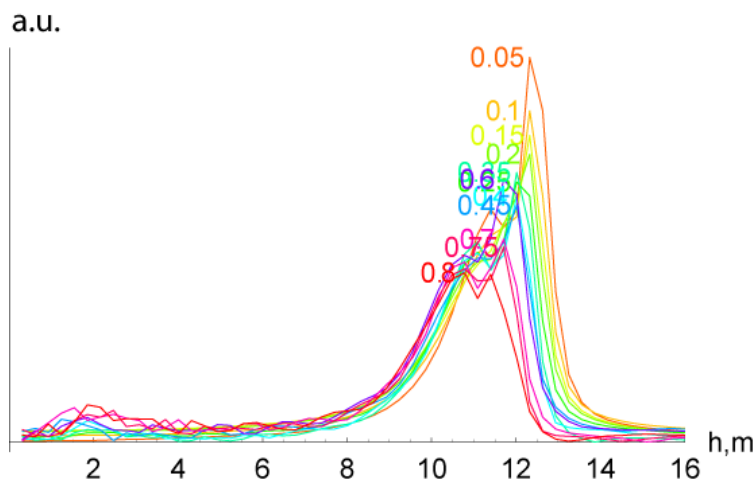


Рис. 3. Высотные спектры интерференционных картин в зависимости от высоты профиля морского волнения (указаны цифрами при каждой кривой).

Работа выполнена с использованием оборудования Центра коллективного пользования сверхвысокопроизводительными вычислительными ресурсами МГУ имени М.В. Ломоносова [3]. Исследование поддержано грантом Российского Научного Фонда (РНФ) №17-77-20087.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. W. Liu et al // IEEE Trans. Geosci. Rem. Sens. 2017. V.55. No 10. P.5625
2. K. Yee // IEEE Trans. Ant. Propag. 1966. V. 14. P.302–307.
3. Вл. В. Воеводин и др. // Открытые системы. 2012. No 7. С. 36-39.

## Волноводный жидкокристаллический разветвитель планарного типа с управляемым количеством включаемых оптических каналов

О.С. Кабанова, Е.А. Мельникова, О.Г. Романов, И.И. Рушнова, А.Л. Толстик

Белорусский государственный университет

[Kabanovaos@bsu.by](mailto:Kabanovaos@bsu.by)

Изучение особенностей проявления линейных и нелинейных оптических эффектов в периодических (дискретных) структурах, характеризующихся пространственной модуляцией показателя преломления, привлекает пристальное внимание научно-исследовательских групп на протяжении последнего десятилетия. С целью совершенствования эксплуатационных характеристик, структуры данного типа проектируются на базе функциональных материалов, обладающих специальными оптическими свойствами. В частности, нематические жидкие кристаллы (НЖК) успешно используются для разработки и создания дискретных систем с перестраиваемыми оптическими параметрами [1–5].

Волноводные структуры на основе ЖК-материалов представляют собой превосходный пример дискретных оптических систем с перестраиваемыми параметрами – период решетки, глубина модуляции показателя преломления, нелинейность и др. – управление которыми реализуется при помощи внешних электрических полей (низкочастотных и/или оптических). Формирование волноводного массива в НЖК возможно благодаря выраженному электрооптическому отклику ЖК-среды, что позволяет трансформировать планарно-ориентированный тонкопленочный НЖК-слой в периодическую волноводную структуру. При подключении внешнего пространственно модулированного электрического поля к электродам планарной ЖК-ячейки в объеме НЖК-слоя формируется дискретная периодическая структура с управляемой глубиной модуляции (контрастом) показателя преломления. Для излучения, поляризованного как необыкновенная волна, реализуются направляющие (волноводные) свойства при его распространении в рассматриваемом НЖК-слое с электрически индуцируемым массивом волноводов.

В настоящей работе исследована электрически переключаемая волноводная НЖК-структура, реализующая функции оптического разветвителя с управляемым количеством включаемых каналов.

Предлагаемая дискретная структура представляет собой планарно-ориентированную ЖК-ячейку типа сэндвича, содержащую периодический токопроводящий слой хрома в форме гребня на нижней подложке. Переключение ЖК-ячейки из режима планарного волновода в режим одномерной системы слабо связанных ЖК-волноводов реализуется под действием управляющего низкочастотного напряжения  $U$ . Принцип формирования периодической системы ЖК-волноводов в ячейке проиллюстрирован на рисунке 1.

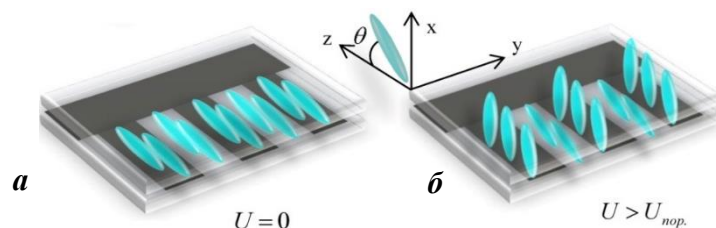


Рис. 1. Принцип формирования дискретной волноводной структуры в НЖК-ячейке с гребнеобразным токопроводящим слоем хрома на нижней подложке: а) –  $U=0$ ; б) –  $U > U_{\text{нор}}$

В качестве сердцевины планарного волновода использовался слой (толщиной 100 мкм) НЖК-материала ЖК-1289 (НИОПИК, Москва) с положительной оптической анизотропией ( $n_e > n_o$ ), находящийся между двух плоскопараллельных стеклянных пластин (подложек). Начальная планарная ориентация директора ЖК вдоль оси  $z$  (т.е. вдоль направления распространения световой волны) на поверхности верхней и нижней подложек реализована при помощи технологии фотостимулированного натирания фотополимерного ориентирующего слоя  $M$ -серии [6]. Для обеспечения визуализации распространения световых пучков в плоскости ЖК-слоя верхняя подложка ячейки равномерно покрывалась прозрачным токопроводящим слоем оксида индия-олова (ITO). Напыление токопроводящего слоя хрома в форме гребня на нижнюю подложку ЖК-ячейки осуществлялось методом лазерной литографии. Ширина электропроводящих полос хрома (20 мкм) устанавливалась равной величине зазора между ними (период структуры  $L=40$  мкм). Главное преимущество рассматриваемой ЖК-структуры – это возможность управления волноводными свойствами при помощи внешнего электрического поля, что, в отличие от твердотельных волноводных массивов, позволяет точно контролировать оптические параметры, как в линейном, так и в нелинейном режимах. При величинах управляющего напряжения, превышающих пороговое значение ( $U > U_{пор}$ ), эффективный показатель преломления НЖК возрастает преимущественно в областях, находящихся над токопроводящими полосами, формируя волноводные структуры и обеспечивая впоследствии каналирование линейно-поляризованных световых пучков.

Для экспериментального изучения пространственных особенностей распространения оптических солитонов в переключаемой волноводной НЖК-структуре производилась фиксация и анализ соответствующих фотографий распространения световых пучков при величинах управляющего напряжения на ячейке в диапазоне от 1,1 до 6,0 В (рисунок 2).

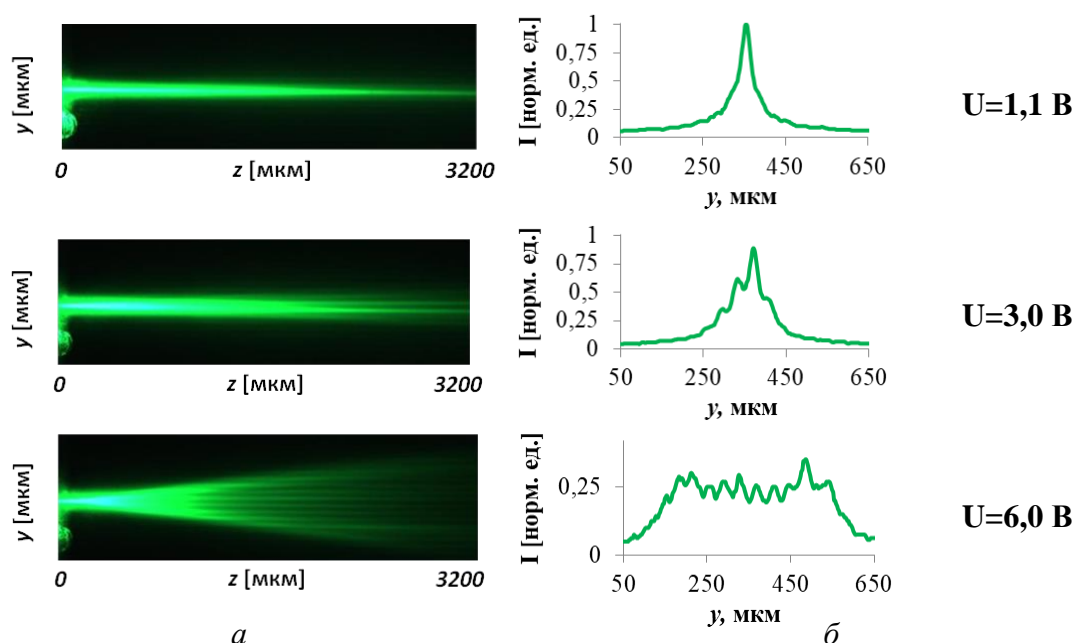
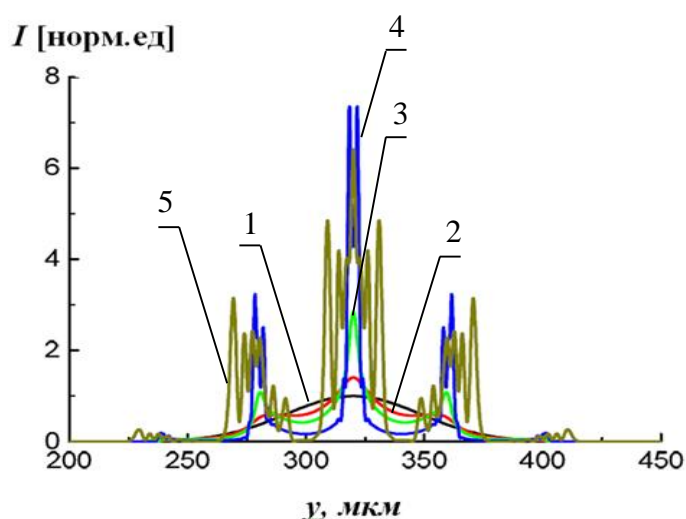


Рис.2. Пространственное управление лазерным излучением с помощью периодической волноводной НЖК-структуры: а) – фотографии распространения лазерного излучения ( $\lambda=532$  нм,  $W=250$  Вт/см<sup>2</sup>,  $E \parallel x$ ) в системе связанных НЖК-волноводов при разных значениях напряжения  $U$ ; б) – соответствующие зависимости профиля распределения интенсивности  $I(y)$  светового поля от напряжения  $U$  для длины распространения  $z=2,0$  мм

В соответствии с экспериментальными данными (рис. 2), при напряжении  $U=1,1$  В, в области токопроводящих полос хрома создается угол преднаклона директора НЖК-молекул в плоскости  $(x, z)$ , что приводит к снижению порогового значения интенсивности светового пучка, обеспечивающего светоиндуцированный переход Фредерикса. Поскольку максимальное значение плотности мощности достигается в центре сечения пучка, то в пределах данной области световое поле самоканализируется благодаря нелинейному ориентационному эффекту и приобретает вид оптического пространственного солитона (нематикона) с энергией, сосредоточенной в пределах уединенного ЖК-канала. При напряжениях, превышающих пороговое значение ( $U \gg U_{пор}$ ), преобладающую роль в процессе переориентации директора ЖК играет внешнее электрическое поле, обуславливающее увеличение эффективного показателя преломления в области сердцевин НЖК-волноводов. В данном случае показатель преломления увеличивается не только в области сердцевин, но также и в области оболочки ЖК-волноводов, что связано с нелокальным откликом НЖК-среды, а также выходом силовых линий электрического поля за пределы электродов. Электрически индуцированное изменение коэффициента связи НЖК-волноводов, отвечающего за процесс перераспределения световой энергии между смежными каналами, сопровождается проявлением дискретной дифракции светового пучка в системе связанных ЖК-волноводов. В соответствии с данными рисунка 2, дискретная дифракция обуславливает перераспределение энергии светового поля в пределах периодической системы ЖК-волноводов.

Для анализа полученных экспериментальных данных проводилось теоретическое моделирование распространения линейно-поляризованного лазерного излучения в периодической системе электрически индуцированных НЖК-волноводов в соответствии с условиями эксперимента [7]. Установлено, что совместное влияние электрически индуцированной модуляции диэлектрической проницаемости, а также нелинейного ориентационного эффекта при распространении линейно поляризованного лазерного излучения в периодической системе НЖК-волноводов ( $l=40$  мкм) обуславливает формирование сложной многомодовой структуры излучения, как показано на рисунке 3.

Рис. 3. Теоретически рассчитанные профили распределения интенсивности светового пучка  $I(y)$  в



периодической системе электрически индуцированных ЖК-волноводов при напряжении  $U=3,0$  В и длинах распространения  $z$ : 1 – 0; 2 – 50 мкм; 3 – 100 мкм; 4 – 150 мкм; 5 – 400 мкм

Характерной особенностью полученной картины распределения светового поля является проявление дискретной дифракции на длине распространения  $z=400-500$  мкм,

что согласуется с полученными экспериментальными результатами, приведенными на рисунке 2. Таким образом, разработанная волноводная ЖК-структура позволяет реализовать функции оптического разветвителя с управляемым числом включаемых волноводных каналов для светового пучка с фиксированной интенсивностью путем варьирования управляющего напряжения в диапазоне от 1,1 до 6,0 В.

Установленные новые закономерности распространения линейно поляризованных световых пучков в переключаемой периодической системе ЖК-волноводов могут быть использованы для создания конкурентоспособных, компактных, надежных фотонных устройств с расширенными функциональными характеристиками, осуществляющих пространственное управление световыми полями.

Работа выполнена при финансовой поддержке БРФФИ (проект №Ф18Р-141).

## ЛИТЕРАТУРА

1. G. Assanto “Nematicons: spatial optical solitons in nematic liquid crystals” Hoboken: John Wiley & Sons, Inc., 2012.
2. K.A Brzdańkiewicz et al. // *Opto-Electronics Rev.* 2005. V. 13. No 2. P. 107.
3. G. Assanto, A. Fratolocchi, M. Peccianti // *Opt. Express.* 2007. V. 15. No 8. P. 5248.
4. K.A. Rutkowska et al. // *Opto-electronics Rev.* 2017. V. 25, No 2. P. 118.
5. О.С. Кабанова, Е.А. Мельникова // *Журнал Белорусского государственного университета. Физика.* 2018. No 1. С. 18.
6. U.V. Mahilny et al. // *Phys. Procedia.* 2015. V. 73. P. 121.
7. O.S. Kabanova et al. // *Nonlinear Phenomena in Complex Systems.* 2017. V. 20. No 4. P. 319.

## Особенности закона дисперсии плазменных волн в двумерной сверхрешетке с неаддитивным энергетическим спектром в присутствии сильного статического электрического поля

С.Ю. Глазов<sup>1,2</sup>, А.А. Ковалев<sup>1</sup>, С.В. Крючков<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Волгоградский государственный социально-педагогический университет

<sup>2</sup>Волгоградский государственный медицинский университет

<sup>3</sup>Волгоградский государственный технический университет

[alexkovalev1861@yandex.ru](mailto:alexkovalev1861@yandex.ru)

Исследовано влияние неаддитивности энергетического спектра двумерной (2D) сверхрешетки (СР) на закон дисперсии плазменных волн в условиях воздействия сильного статического электрического поля. Расчеты выполнены на основе квантовой теории плазменных волн в приближении случайных фаз с учетом процессов переброса.

Теоретическому исследованию закона дисперсии плазменных волн  $\omega(\vec{k})$  в 2D электронном газе одномерной графеновой СР посвящено достаточно большое количество работ [1-4]. В последнее время внимание исследователей сосредотачивается на изучении 2D графеновых СР (ГСР). Энергетический спектр носителей заряда в 2D ГСР на полосчатой подложке в одноминизонном приближении имеет вид [5]

$$\varepsilon(\vec{p}) = \pm \sqrt{\Delta_0^2 + \Delta_1^2(1 - \cos(p_x d_1 / \hbar)) + \Delta_2^2(1 - \cos(p_y d_2 / \hbar))}, \quad (1)$$

где  $p_x, p_y$  – компоненты квазиимпульса электрона,  $d_i = a_i + b_i$  – период ГСР,  $a_i$  и  $b_i$  – ширины полосок бесщелевого и щелевого графена. Разные знаки относятся к минизоне проводимости и валентной минизоне. Энергетический спектр ГСР неаддитивен, поэтому существует зависимость движения носителей заряда вдоль ортогональных направлений, и непараболический, что определяет нелинейную зависимость скорости электрона от квазиимпульса. При малых  $p_y$  выражение (1) переходит в хорошо известное дисперсионное соотношение для одномерной ГСР [6]. Аппроксимация зависимости энергетического спектра электронов первой минизоны проводимости от компоненты квазиимпульса  $p_{\parallel}$  вдоль оси ГСР выбрана в виде

$$\varepsilon_1(p_{\parallel}, 0) = \Delta \sqrt{f_1^2 + f_2^2(1 - \cos(p_{\parallel} d / \hbar))}, \quad (2)$$

где  $\Delta$  – полуширина запрещенной зоны щелевой модификации графена, коэффициенты  $f_i$  подбираются численно на основе непосредственного решения дисперсионного соотношения из [7]. Спектр (2) использовался для описания носителей в ГСР [4,6], но известен еще раньше в теории узкозонных полупроводников и квантовых полупроводниковых сверхрешеток [8]. Удобно для аналитических расчетов использовать разложение (1) в двойной ряд Фурье. В работе [9] показано, что с увеличением периода ГСР уменьшается неаддитивность энергетического спектра и при  $d > 5 \cdot 10^{-6}$  см, можно с хорошей степенью точности аппроксимировать “истинный” спектр структуры аддитивной зависимостью энергии от квазиимпульса. В данном случае, увеличение периода ГСР будет приводить к более быстрому уменьшению значений коэффициентов разложения с ростом индексов.

Рассмотрим пример симметричной ГСР ( $d_1=d_2=d \approx 2 \cdot 10^{-6}$  см,  $\Delta_1=\Delta_2 \approx 0.332 \cdot \Delta_{\text{SiC}}$ ,  $\Delta_{\text{SiC}} = 0.13$  эВ), для которой в разложении спектра в ряд Фурье можно ограничиться первыми слагаемыми

$$\varepsilon(\vec{p}) = \Delta_{\text{SiC}} \left\{ g_1 - \frac{g_2}{2} \left[ \cos\left(\frac{p_x d}{\hbar}\right) + \cos\left(\frac{p_y d}{\hbar}\right) \right] - g_3 \cos\left(\frac{p_x d}{\hbar}\right) \cos\left(\frac{p_y d}{\hbar}\right) \right\}, \quad (3)$$

где  $g_1=0.624475$ ,  $g_2=0.1787$ ,  $g_3=0.01306$ . Для рассматриваемого случая максимальное расхождение спектров составляет 2%.

На основе квантовой теории плазменных волн в приближении случайных фаз с учетом процессов переброса получено выражение для нахождения закона дисперсии плазменных волн в 2D электронном газе ГСР в присутствии сильного ( $\Omega \gg \omega$ ) постоянного электрического поля

$$\frac{2\pi e^2}{\chi} (\Pi(\vec{k}, \omega) - \Pi(\vec{k}, \omega, \xi)) S(\vec{k}) = 1, \quad (4)$$

где  $\Pi(\vec{k}, \omega) = \Pi(\vec{k}, \omega, 1)$ ,  $\Pi(\vec{k}, \omega, \gamma) = J_0^2 \left( \frac{\Delta}{\hbar \Omega_{st}} \sin(k_x d / 2) \right) \sum_{\vec{p}} \gamma \frac{n(\vec{p} + \vec{k}) - n(\vec{p})}{\varepsilon(p_y + k_y) - \varepsilon(p_y) - \hbar \omega}$ ,  $\xi = (\delta / 2\hbar \Omega_{st})^2 [1 - \cos(k_y d)(1 - 2 \cos^2(p_y d / \hbar + k_y d / 2))]$ ,  $\Delta = g_2 \Delta_{\text{SiC}}$ ,  $\delta = g_3 \Delta_{\text{SiC}}$ ,  $\chi$  – диэлектрическая проницаемость,  $\Omega_{st} = eEd / \hbar$  – штарковская частота. Вычисление множителя  $S(\vec{k})$  требует знания конкретного вида потенциальных ям, образующих СР. Использован простой модельный случай (как и в [10]), когда  $\varphi(x) = \text{const}$  при  $0 \leq x \leq d$ , и  $\varphi(x) = 0$  при  $x < 0$ ,  $x > d$  ( $\varphi$  – волновая функция состояния, соответствующего рассматриваемой разрешенной минизоне, в одной из потенциальных ям, образующих СР)

$$S(k_x, k_y) = 4d \sum_n \frac{(1 - \cos(k_x d))(1 - \cos(k_y d))}{(k_x d + 2\pi n)^2 (k_y d + 2\pi n)^2 \sqrt{(k_x d + 2\pi n)^2 + (k_y d + 2\pi n)^2}}. \quad (5)$$

Предполагаем, как и в [10], что в состоянии равновесия носители заряда подчиняются статистике Больцмана  $n(\vec{p}) = A \exp(-\varepsilon(\vec{p}) / k_b T)$ , где  $T$  – температура,  $k_b$  – постоянная Больцмана,  $A$  – постоянная нормировки.

Для полупроводниковых СР с неаддитивным энергетическим спектром из (4) удастся аналитически получить закон дисперсии плазменных волн  $\omega(\vec{k})$  в случае высоких температур ( $\Delta \ll k_b T$ ). Для ГСР такой подход неприменим, по крайней мере для рассматриваемой в работе, так как оно противоречит условию на одноминизонное приближение. Анализ закона дисперсии плазменных волн  $\omega(\vec{k})$  в виду сложности (4) производился численно.

На рис. 1 для сравнения приведены дисперсионные кривые в отсутствии внешнего электрического поля (а, в) и в сильном постоянном электрическом поле (б, г) при условии равенства ширины полос бесщелевой и щелевой модификации графена и разных значениях поверхностной плотности 2D электронного газа  $N_0$ . Влияние сильного статического электрического поля приводит к характерной зависимости  $\omega(k_x)$ : с увеличением компоненты волнового вектора  $k_x$  частота плазменных колебаний уменьшается, в то время как в отсутствии электрического поля увеличение  $k_x$  приводит к росту плазменной частоты. Похожая дисперсионная зависимость  $\omega(k_x)$  наблюдалась и для плазменных волн в 2D электронном газе 2D полупроводниковых СР в присутствии сильного постоянного электрического поля [10] и для одномерных ГСР [3].

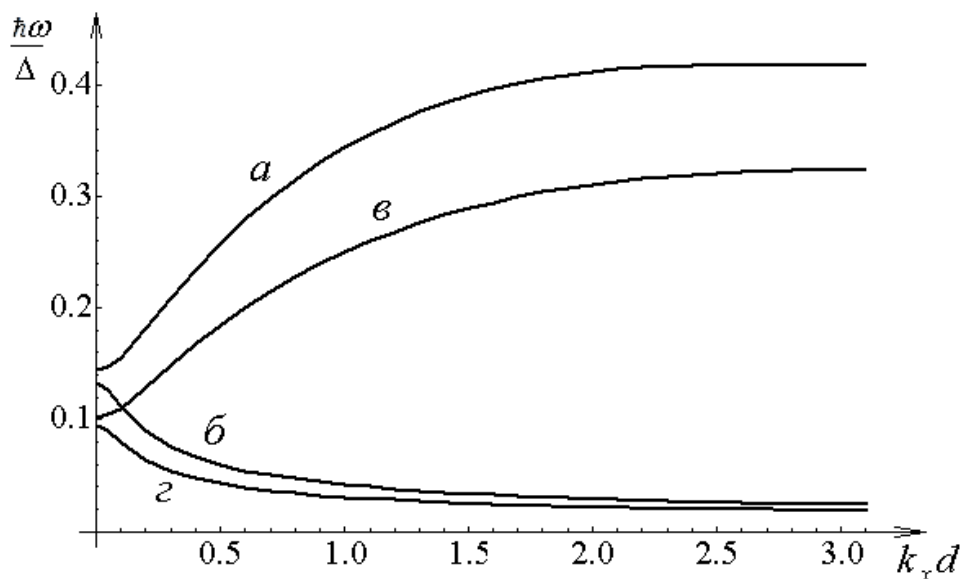


Рис. 1. Закон дисперсии  $\omega(k_x)$  при  $T = 70$  К,  $k_y d = 0.1$ ,  $N_0 = 10^{11}$  см<sup>-2</sup>  
 а)  $\Omega = 0$ , б)  $\Delta / \Omega = 1$ ,  $N_0 = 5 \cdot 10^{10}$  см<sup>-2</sup> в)  $\Omega = 0$ , г)  $\Delta / \Omega = 1$ .

В заключении сформулируем кратко основные выводы из проделанной работы:

1. В случае сильного постоянного электрического поля получено и численно проанализировано выражение для нахождения закона дисперсии плазменных волн в 2D ГСР.

2. Показано, что полученная дисперсионная зависимость  $\omega(\vec{k})$  характерна для систем с искусственно созданным периодическим потенциалом. Присутствие сильного электрического поля приводит к уменьшению частоты плазменных волн.

3. Предложен подход, позволяющий оценить влияние неаддитивности энергетического спектра на физические законы в 2D структурах, и в частности, на закон дисперсии плазменных волн в 2D СР.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-42-340005 и Минобрнауки России на выполнение государственных работ в сфере научной деятельности в рамках проектной части государственного задания, код проекта: 3.2797.2017/4.6.

## ЛИТЕРАТУРА

1. С.Ю. Глазов, А.А. Ковалев, Н.Е. Мещерякова // Изв. РАН. Сер. физ. 2012. Т. 76. № 12. С. 1479.
2. П.В. Ратников, А.П. Силин // Письма в ЖЭТФ. 2015. Т. 102. В. 11. С. 823.
3. С.Ю. Глазов, А.А. Ковалев, Н.Е. Мещерякова // ФТП. 2015. Т. 49. В. 4. С. 515.
4. С.Ю. Глазов, А.А. Ковалев // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 1. С. 105.
5. S.V. Kryuchkov, S.A. Popov // Journal of Nano- and Electronic Physics. 2017. V. 9. № 2. P. 02013.
6. Д.В. Завьялов, В.И. Конченков, С.В. Крючков // ФТП. 2012. Т. 46. В.1. С. 113.
7. П.В. Ратников // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 90. В. 6. С. 515.



8. С.В. Крючков, Г.А Сыродоев // Изв. ВУЗов СССР. Радиофиз. 1990. Т.6. С. 762.
9. П.В. Бадикова, С.Ю. Глазов, Г.А. Сыродоев // ФТП. 2019. Т. 7. В. 53. С. 927.
10. С.Ю. Глазов, С.В. Крючков // ФТП. 2001. Т. 35. В. 4. С.456.

## **Исследование связи амплитуды фонового сейсмического шума с параметрами среды (на примере грязевого вулкана Джау-Тепе)**

А.Н. Котов, Р.А. Жостков, Д.А. Преснов

*Институт Физики Земли РАН*

[and250195@yandex.ru](mailto:and250195@yandex.ru),

Сейсмический шум, сформированный волнами поверхностного типа, всё более активно применяется для изучения строения Земли в различных масштабах. Это обусловлено, тем, что амплитуда поверхностных волн убывает вследствие геометрического расхождения во много раз медленнее, чем у обычных, объёмных волн. По определению амплитуда поверхностных волн быстро уменьшается при удалении точки наблюдения от поверхности, причём их основная энергия сосредоточена в верхней части разреза размером порядка длины волны. Указанное свойство позволяет использовать компоненты микросейсмического шума с различными длинами волн (или с разной частотой) для исследования характеристик среды, расположенных на различной глубине. На сегодняшний день можно считать хорошо обоснованными и достоверными пассивные методы изучения глубинного строения геологической среды основывающиеся на экспериментально измеряемой зависимости скорости пробега поверхностной волны от частоты, то есть дисперсионную кривую [1, 2, 3]. Другим экспериментально определяемым параметром шумового волнового процесса является амплитуда, при этом методы оценки свойств среды на его основе только начинают своё активное развитие и применение. Это обусловлено в первую очередь тем, что динамические параметры сигнала в большей степени определяются параметрами самого источника, а не средой распространения, при этом значительно усложняя процедуру обработки. Главной целью данной работы является выявление достоверных закономерностей между измеряемыми динамическими параметрами шумового сейсмического фона и параметрами геологической среды, расположенными на различной глубине.

Физический принцип, лежащий в основе амплитудных методов, заключается в сохранение потока энергии поверхностной волны, что приводит к локальному увеличению амплитуды при прохождении волны из среды с большей скоростью распространения в среду с меньшей скоростью и наоборот уменьшению амплитуды при прохождении из медленной среды в быструю. В данном исследовании главным оценочным фактором будет являться оценка амплитудных параметров шумового сигнала, не зависящая от природы и пространственного распределения источников..

Обычно при построении геофизического разреза среды в изучаемом регионе используется линейная эмпирическая связь между глубиной расположения неоднородности и длиной волны рассматриваемой волны Рэлея. Однако, как известно из результатов исследования дисперсионных свойств поверхностных волн, эта зависимость совсем не линейная. На это обстоятельство было указано и в работе, где подчеркивалось, что амплитуда поверхностной волны определяется не только неоднородностью среды, расположенной на глубине порядка половины длины волны, но и всеми вышележащими параметрами среды, через которые распространяется поверхностная волна. Амплитудные, как и скоростные, характеристики шумового микросейсмического поля удобно описывать на основе теории поверхностных волн, а именно в рамках математической модели вертикально слоистой среды. Такой подход применяется при инверсии дисперсионных кривых скорости, когда к экспериментально измеренной кривой подбирается рассчитанная теоретически в рамках слоистой модели кривая. Если распространить этот метод и на амплитуды поверхностных волн, то первым этапом

интерпретации данных должна быть численная оценка чувствительности амплитуды поверхностных волн к вариациям параметров слоистой среды, расположенных на различной глубине.

Таким образом, представляет интерес вычисление частных производных амплитуды волны Рэлея на верхней свободной границе слоистой среды по некоторым параметрам, задающих упругие свойства слоёв, расположенных на различной глубине. Такая частная производная показывает насколько сильно изменение упругих параметров на некоторой глубине влияет на измеряемую на поверхности амплитуду поверхностной волны с конкретной частотой. Численная оценка частных производных может быть выполнена только в рамках некоторой априори известной модели среды для заданного региона, поэтому перейдем к рассмотрению конкретного эксперимента.

Измерения в каждой точке велись более 2,5 часов. В результате анализа литературных данных нами была выбрана исходная скоростная модель земной коры Крыма, полученная в результате новой интерпретации данных ГСЗ. На первом этапе настоящего исследования ограничимся рассмотрением только влияния скорости поперечных волн в слоях на амплитуду измеряемого сигнала. Полученный в работе скоростной профиль Феодосия-Керчь был пересчитан в разрез из 64 равномерно распределенных слоёв с шагом ~700 метров (рис. 1а), который использовался в дальнейшем как исходная однородная модель

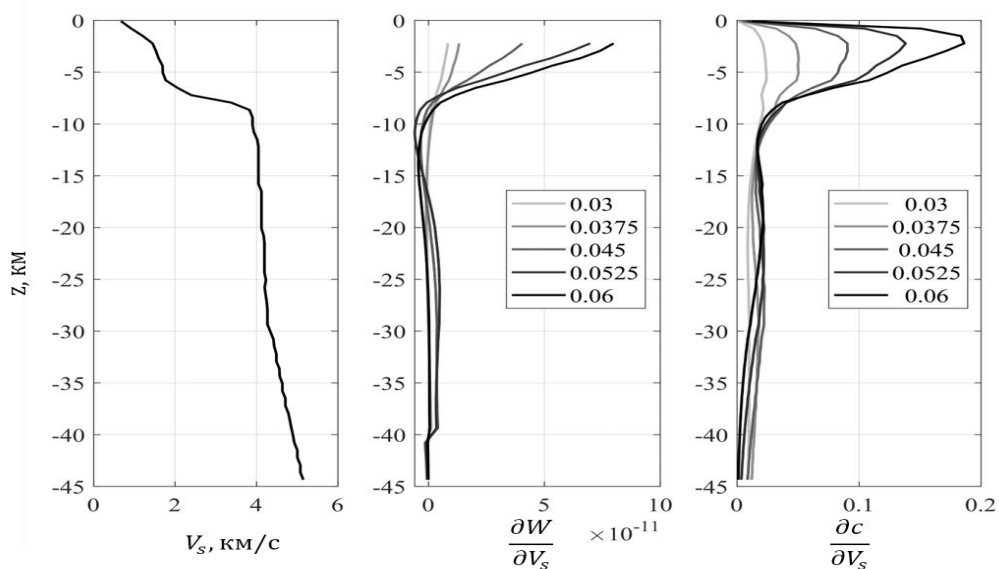


Рис. 1. Схематическое изображение расчётной области.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Shapiro N.M., Campillo M. Emergence of broadband Rayleigh waves from correlations of the ambient seismic noise // *Geophysical Research Letters*. 2004. V. 31. № 7. P. L07614 1-4.
2. Королева Т.Ю., Яновская Т.Б., Патрушева С.С. Использование сейсмического шума для определения структуры верхней толщи Земли // *Физика Земли*. 2009. № 5. С. 3-14.
3. Presnov D.A., Sobisevich A.L., Shurup A.S. Model of the geoacoustic tomography based on surface-type waves // *Physics of Wave Phenomena*. 2015. V. 24. № 3. P. 249-254.

## Влияние траектории движения фокуса ультразвукового излучателя на степень механического разрушения сгустка крови при импульсном ударноволновом воздействии

А.В. Кунтурова<sup>1</sup>, С.А. Цысарь<sup>1</sup>, П.Б. Росницкий<sup>1</sup>, Е.М. Пономарчук<sup>1</sup>, К.Д. Топчу<sup>1</sup>,  
С.В. Буравков<sup>2</sup>, О.А. Сапожников<sup>1</sup>, В.А. Хохлова<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра акустики. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

<sup>2</sup> Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, факультет фундаментальной медицины, кафедра экологической и экстремальной медицины. Россия, 117192, Москва, Ломоносовский просп., 31, корп. 5.

akunturova@mail.ru

Гистотрипсия с кипением (ГК) является одним из методов механического разрушения биологических тканей с помощью мощного импульсного фокусированного ультразвука [1-3]. В этом методе используются нелинейные эффекты, проявляющиеся при распространении акустических волн в биологической ткани, в результате которых в профиле волны образуются ударные фронты. Поглощение энергии волны на таких фронтах вызывает быстрый нагрев и локальное кипение в фокусе в течение нескольких миллисекунд. Это служит причиной образования паровой полости миллиметровых размеров. Взаимодействие ударной волны с этой полостью приводит к образованию акустического фонтана и дроблению биологической ткани на субклеточные фрагменты [2]. Существует возможность контролировать степень проявления эффектов тепловой денатурации ткани путем изменения акустических параметров воздействия: амплитуды и длительности акустических импульсов, а также частоты их повторения [3].

В более ранних работах для отработки протоколов получения объемных разрушений методом гистотрипсии с кипением использовали образцы в виде сгустков бычьей и свиной крови. Свернувшаяся кровь является одним из простейших фантомов биологической ткани и используется также как модель гематом, образующихся в результате травм либо после операционных вмешательств [4]. Исследование возможности механического разрушения сгустков крови с помощью ультразвука представляет клинический интерес как неинвазивный метод разрушения внутренних гематом (рис. 1а).

Целью работы являлся анализ влияния двух различных траекторий движения фокуса ультразвукового источника на степень объемных ГК-разрушений сгустков крови путем их исследования на субмикроскопическом уровне с помощью сканирующей электронной микроскопии (СЭМ), а также с использованием цитологического анализа на световом микроскопе. Контроль процесса облучения проводился с помощью УЗИ-визуализации в реальном времени.

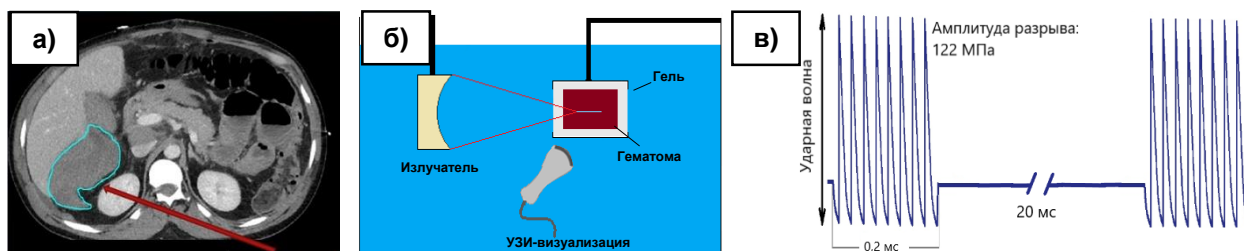


Рис. 1. (а) Внутренняя гематома в теле человека. (б) Схема экспериментальной установки. (в) Схема облучения в виде импульсов в фокусе источника.

При проведении данного эксперимента в качестве образца использовались сгустки человеческой крови, предварительно хранившейся с антикоагулянтом ЦФД и добавочным консервационным раствором САГМ и впоследствии коагулированной раствором хлорида кальция. Облучение осуществлялось с помощью установки (рис.1б), которая состоит из сильно фокусирующего излучателя с фокусной длиной 6 см, диаметром 8 см, частотой 1 МГц и мощного источника [5]. Параметры облучения соответствовали режиму с напряжением на источнике 240В, длительностью импульсов 0.2 мс и коэффициентом заполнения 1% (рис.1в). Объемное разрушение получалось с использованием двух различных траекторий движения фокуса излучателя: шесть слоев на расстоянии 2 мм друг от друга, в каждом из которых траектория изогнута как показано на рис.2(а,б). Исследование и фотографирование полученных образцов проводилось на световом микроскопе Zeiss Axio Imager на базе факультета фундаментальной медицины МГУ и сканирующем электронном микроскопе JEOL JSM-6380LA Analytical Scanning Electron Microscope, находящемся в лаборатории биологического факультета МГУ. Перед тем, как приступить к СЭМ, необходимо было подготовить образец путем нанесения полученных из разрушенного образца капель лизата на тонкое стекло, фиксирования в 2,5% растворе глутаральдегида, обезвоживания в градиентах этилового спирта, пропитывания в гексаметилдисилазане, высушивания на воздухе, монтирования на предметные столики и напыления золотом [7]. Чтобы подготовить образец к световой микроскопии, необходимо было сделать мазок капли лизата на поверхность предметного стекла, зафиксировать в спирте, далее окрасить по Романовскому-Гимзе и заключить под покровное стекло [6].

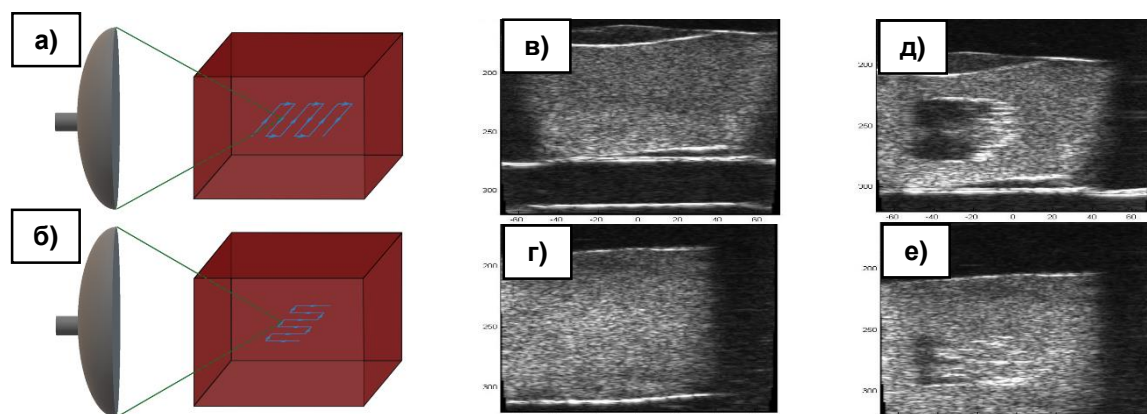


Рис.2. Схема облучения образцов: (а) – в поперечном направлении, (б) – в аксиальном, УЗИ снимок гематомы до облучения в поперечном режиме (в) и в аксиальном (г), снимки после облучения (д) – в продольном режиме, (е) – в аксиальном режиме.

На рис.2(в,г) представлены УЗИ-снимки неразрушенных образцов до облучения. Объем гематомы выглядит однородным. После облучения сгустка таким образом, что фокус источника движется поперечно его оси, на УЗИ можно заметить гипозоногенное пятно на месте воздействия, что объясняется разрушением структуры этой области сгустка до жидкого состояния (рис.2д). При изменении направления движения фокуса на продольное (рис.2е) получить равномерное объемное разрушение не удалось, в каждом слое на УЗИ наблюдаются только три линии разрушения из шести: образец разрушался лишь при движении фокуса в одну сторону (от излучателя). Это, по-видимому, связано с тем, что облако кипения, образующееся при движении фокуса к источнику и одновременном облучении, экранирует области последующего разрушения, и тем самым снижает эффективность ультразвукового воздействия. Следовательно, использование траектории движения фокуса вдоль оси в направлении от источника оказывается

неподходящим для реализации метода гистотрипсии с кипением с целью получения объемных разрушений.

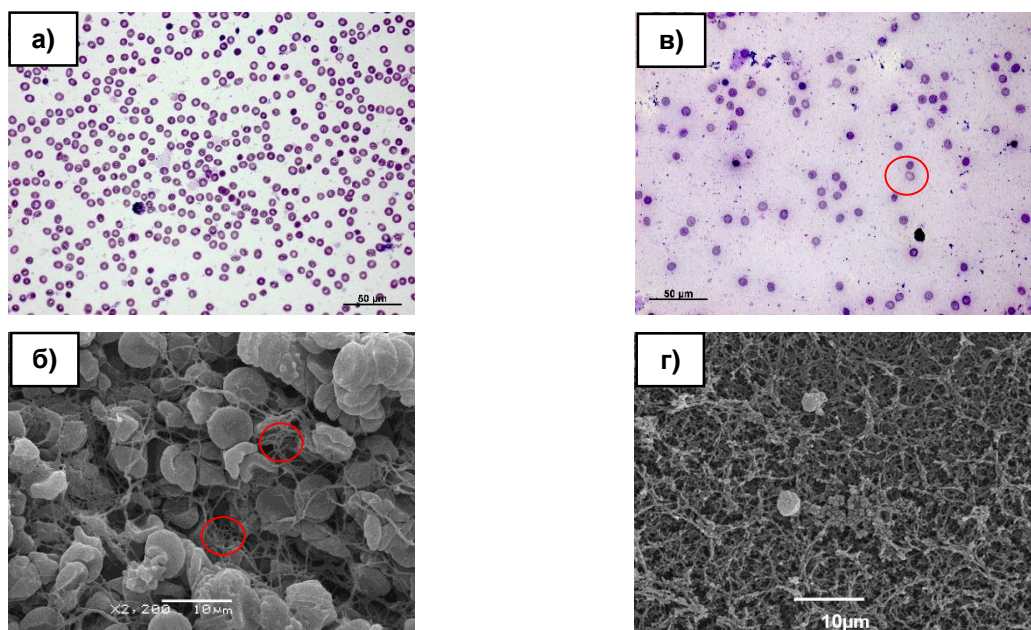


Рис.3. Микроскопические снимки интактной гематомы (контроль): (а) - со световой микроскопии, (б) – СЭМ, содержимого объемного разрушения: (в) - со световой микроскопии, (г) - СЭМ

На рис.3(а,б) представлены обзорные микроскопические снимки контрольного неразрушенного образца. Все пространство изображений заполнено клетками крови (в основном эритроцитами), соединенными фибриновыми нитями, которые обведены окружностями на рис.3(б). Именно фибрин связывает кровь в сгустки.

После облучения сгустка с поперечной траекторией движения фокуса подавляющее большинство клеток крови было разрушено (рис.3(в,г)). На снимках со светового микроскопа (рис.3в) можно заметить остатки оболочек эритроцитов – тени (обведены окружностями). По снимку СЭМ (рис.3г) видна многослойная структура разрушенной фибриновой сетки, однако размер фрагментов определить не удастся.

Таким образом, проведенный в данной работе анализ механических ГК-разрушений сгустка человеческой крови с помощью УЗИ-визуализации, СЭМ и световой микроскопии показал, что режим с поперечным направлением движения фокуса источника по спирали, начиная от более глубоких слоев в гематоме, является предпочтительным. Именно в таком случае было реализовано наиболее равномерное объемное разрушение гематомы с разрушением подавляющего большинства клеток и фибриновой сетки в облучаемом объеме.

## ЛИТЕРАТУРА

1. V.A. Khokhlova, et al. // Intern. J. Hyperthermia. 2015. V. 31. No 2. P. 145-162.
2. M. Hoogenboom, et al. // Ultrasound in Med. & Biol. 2015.V. 41. No. 6. P. 1500–1517.
3. Y.-N. Wang, et al. // Ultrasound in Med. & Biol. 2013. V. 39. No. 3. P.424–438.
4. T.D. Khokhlova, et al. // Ultrasound in Med. & Biol. 2016. 42, 7, 1491–1498.5.
5. A.D. Maxwell, et al. // IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control. 2017. 64, 10, 1542–1557
6. Н.А. Юрина, Радостина А.И. «Гистология» М.: Медицина, 1995.
7. S.V. Buravkov et al. // Bull. Exp. Biology and Medicine. 2011. 151, 3, 378-382

## Оценка особенностей распространения и затухания объемных волн на территории Северного Кавказа

Д.В. Лиходеев<sup>1</sup>, А.С. Зверева<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН

<sup>2</sup> Федеральный исследовательский центр Единая геофизическая служба Российской академии наук  
[dmitry@ifz.ru](mailto:dmitry@ifz.ru)

Северный Кавказ, характеризуется самой высокой сейсмичностью в европейской части России, на его территории располагаются активные вулканические центры, крупнейший и наиболее молодой из которых – Эльбрусский. Исследования природно-техногенных опасностей, обусловленных этими факторами становятся особенно актуальны в свете активно развивающейся в последнее время в регионе туристической инфраструктуры. Уточнение региональных особенностей сейсмических характеристик, требуется, в том числе, и для расчета необходимой сейсмостойкости строящихся сооружений. Геолого-геофизические исследования вулкана Эльбрус свидетельствуют в пользу существования в настоящее время и находящихся в частично расплавленном состоянии элементов магматической питающей системы [1], оказывающих влияние на условия распространения сейсмических волн [2].

В настоящее время активно ведутся исследования различных сейсмических параметров территории Северного Кавказа [3]. Одним из таких параметров является добротность, она необходима для приведения стационарного спектра землетрясения к очаговому, используется при расчете сейсмической энергии, сейсмических моментов и иных очаговых параметров землетрясений, для моделирования возможных сильных движений грунта, построения искусственных сейсмограмм, макросейсмических исследований. В данной работе представлены предварительные результаты картирования добротности изучаемого региона.

Авторами работы были проведены оценки добротности по записям 240 событий произошедших на Северном Кавказе в период с 2013 по 2018 годы по данным трех сейсмических станций (NEY, DOM, GUZR). Все используемые в расчетах события верхнекоровые (глубина очага – менее 40 км) с гипоцентрными расстояниями от 15 до 170 км и значениями локальных магнитуд  $M_L = 1.6-5.5$ .

Существует множество методов проведения оценки добротности по записям локальных землетрясений. Определение  $Q$  из коды волны является одним из наиболее распространенных методов, поскольку достаточно иметь данные с одной станции. Амплитуда коды волны уменьшается только за счет затухания (собственного поглощения) и геометрического расхождения, поскольку считается, что кода волны – это рассеянные волны только S-типа [4]. Затухание амплитуды коды волны можно представить как:

$$A(f, t) = t^{-\beta} A_0 e^{-\pi f k} e^{\frac{-\pi f t}{Q(f)}} \quad (1)$$

где  $\beta$  – геометрическое расхождение, которое для объемных волн равно 1, а для поверхностных – 0.5. Возьмем натуральный логарифм от формулы (1) и запишем ее в виде:

$$\ln(A(f, t)) + \beta \ln t = \ln(A_0) - \pi f k - \frac{t f \pi}{Q(f)} \quad (2)$$

Огибающая кривая  $\ln(A(f,t)) + \beta \ln(t)$  как функция  $t$  от заданной частоты (в соответствии с полосой пропускания фильтра) является прямой линией с наклоном  $-\pi / Q(f)$ , по этому наклону и определяется  $Q(f)$ . [5, 6].

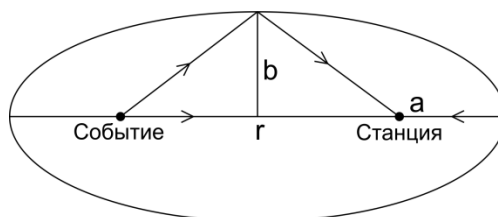


Рис. 1. Проекция на поверхность зоны «просвечивания» объемными волнами.

Когда волна просвечивает участок среды внутри эллипсоида, полуоси которого определяются как:

$$a = \frac{Vt}{2} \quad (3)$$

$$b = \sqrt{\left(\frac{Vt}{2}\right)^2 - \frac{r^2}{4}} \quad (4)$$

где  $t = t_{start} + \frac{W}{2}$  (5)

здесь  $a$  и  $b$  – длины полуосей эллипсоида,  $V$  – скорость S-волн,  $r$  – эпицентральное расстояние,  $W$  – длина временного окна  $t_{start}$  – начало окна определяемое в данном случае как двойное время распространения S-волны. Отнесение рассчитанного значения добротности к области, очерченной данным овалом, позволяет построить площадную карту распределения данного параметра. Были рассчитаны добротности для центральных частот: 1.5, 2.75, 4.5, 6.75, 9.5, 12.75, 16.5, 20.75 Гц и для окон: 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90 секунд. По каждой из пар этих параметров можно построить площадное распределение добротности. На рис. 2 приведена карта, рассчитанная для центральной частоты 1.5 Гц и окна 40 секунд. Для построения изолиний высот использовались данные General Bathymetric Chart of the Oceans (GEBCO) [7].

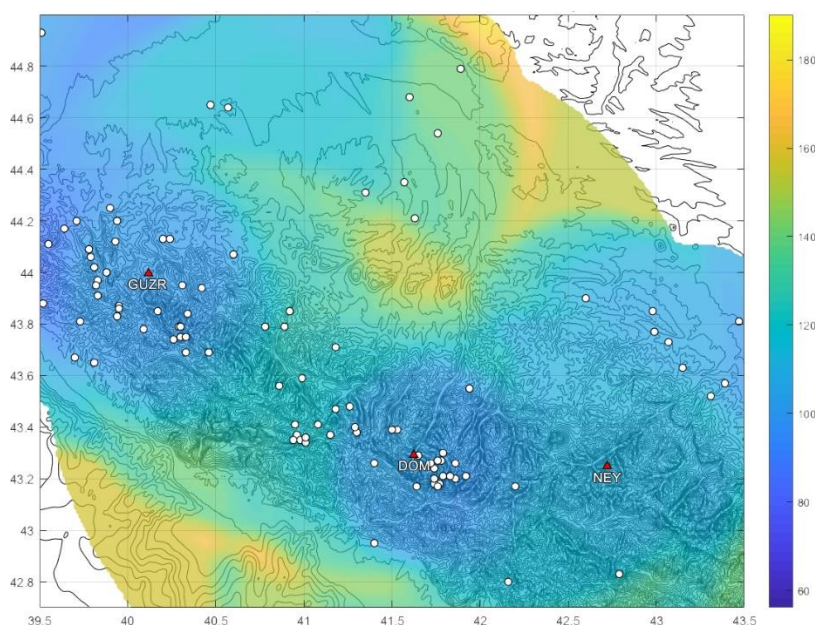




Рис. 2. Карта распределения добротности. Центральная частота 1.5 Гц, окно 40 секунд.

Полученные распределения добротности показывают существенную зависимость величины добротности от частоты и окна. Однако наблюдаются и общие закономерности – горные районы характеризуются меньшей добротностью, чем равнинные территории.

Методом оценки поглощения независимо от расхождения по наблюдениям за изменением формы спектра записей землетрясений с расстоянием [8] были проанализированы частотные зависимости коэффициента поглощения  $\alpha$ . На рис. 3 представлены графики  $\alpha(f)$  для продольных и поперечных групп волн, распространяющихся вдоль профилей для нескольких пар сейсмических станций.

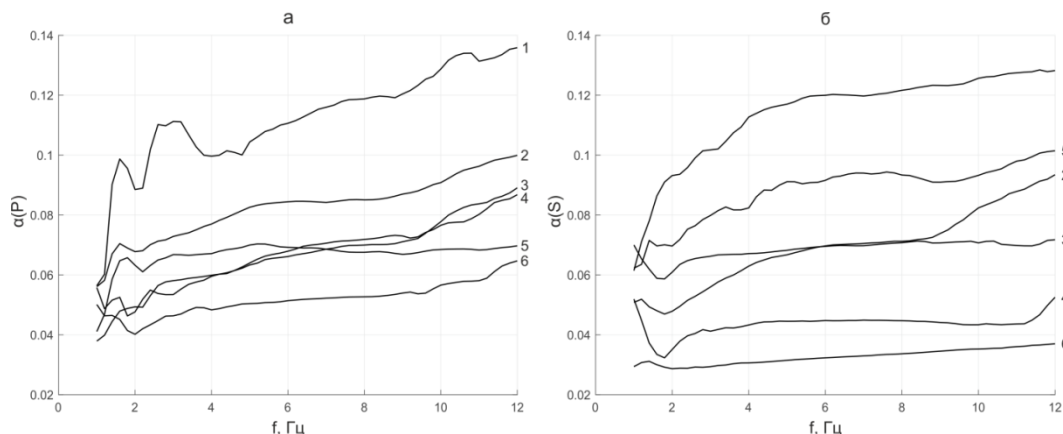


Рис. 3. Зависимость  $\alpha(f)$  для различных пар сейсмических станций: 1 - DOM-RPOR, 2 - DOM-SHA, 3 - ARH-SHA, 4 - NEY-SHA, 5 - DOM-NEY, 6 - RPOR-SHA; а – группа  $P$ -волн, б – группа  $S$ -волн

Можно предположить, что повышенные значения коэффициента затухания для  $S$ -волн на трассе распространения «Домбай – Нейтрино» подтверждают гипотезу о вероятном месте грядущих проявлений флюидно-магматических процессов в Эльбрусской вулканической области.

Для уточнения полученных параметров необходимо провести расчеты по большему числу событий и станций, что позволит более детально выделить неоднородности геологической среды на Северном Кавказе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Лиходеев Д.В. и др. // Вулканология и сейсмология, 2017, № 6, с. 28–32
2. Маловичко А.А. и др. // Сейсмические приборы. 2014. Т. 50, № 4. С. 47-57.
3. Кромский С.Д., Павленко О.В., Габсатарова И.П. // Физика Земли. 2018. № 2. С. 33-44.
4. Aki K., Chouet B. // J. Geophys. Res. – 1975. – V. 80, N 1. – P. 3322–3342.
5. Havskov J., Ottemoller L. Routine Data Processing in Earthquake Seismology: With Sample Data, Exercises and Software / Springer Science & Business Media, 2010, 347 p. DOI: 10.1007/978-90-481-8697-6
6. Раутиан Т.Г., Халтурин М.С., Закиров М.С. Экспериментальные исследования сейсмической коды. – М.: Наука, 1981. – 146 с.
7. Weatherall P., K. et al. // Earth and Space Science, V.2. No 8. P. 331–345. DOI: 10.1002/2015EA000107
8. Халтурин В.И., Урусова Н.В. // Тр. Ин-та физики Земли, АН СССР, № 25 (192), 1962

## Численное моделирование сейсмоакустических методов контроля качества свай

И.Н. Лозовский<sup>1,2</sup>, А.А. Чуркин<sup>1</sup>, Р.А. Жостков<sup>3</sup>

<sup>1</sup>ООО «ЭГЕОС», г. Москва, Россия

<sup>2</sup>Центр геоэлектромагнитных исследований – филиал Института физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Троицк, г. Москва, Россия

<sup>3</sup>Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва, Россия

[piles@aigeos.ru](mailto:piles@aigeos.ru)

С целью определения длины и контроля сплошности железобетонных свай применяют сейсмоакустические геофизические методы, отличающиеся по способу возбуждения и приема упругих волн: на поверхности сваи или в скважине, пробуренной в грунте параллельно оси конструкции.

Сейсмоакустический метод, основанный на возбуждении и приеме акустических волн на оголовке сваи (рис. 1 а, в), предназначен для контроля качества отдельно стоящих свай. Метод позволяет определять длину изучаемой конструкции и наличие в ее теле крупных нарушений сплошности [1, 2].

Параллельный сейсмический метод представляет собой адаптацию методики вертикального сейсмического профилирования и применяется для определения длины свай и других железобетонных конструкций (рис. 1 б, г) [1, 2]. Вблизи конструкции бурится скважина, глубина которой превышает предполагаемую отметку нижнего конца сваи. Возбуждение сигнала производится с поверхности объекта исследований, регистрация – перемещающимся по скважине датчиком.

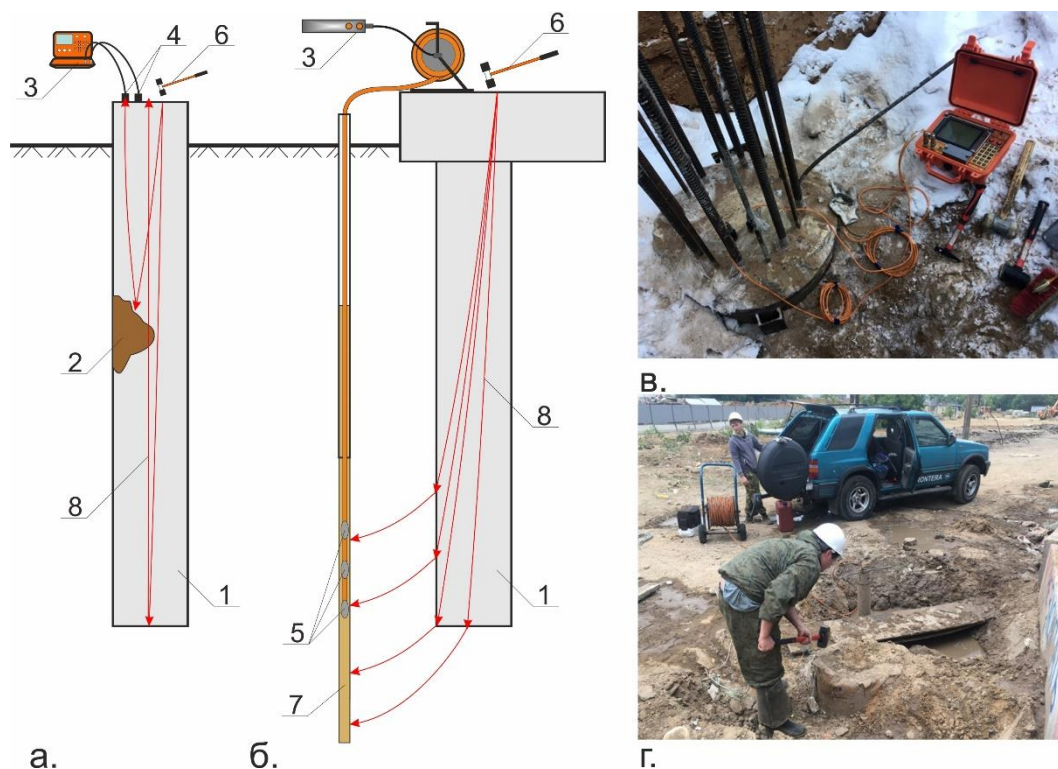


Рис. 1. Сейсмоакустический (а, в) и параллельный сейсмический (б, г) методы. 1 – железобетонная свая, 2 – дефект, 3 – измерительное оборудование, 4 – сейсмоприемники, 5 – скважинные датчики, 6 – ударный источник, 7 – скважина, 8 – траектории распространения упругих волн.

Выполнено численное моделирование в программном комплексе COMSOL Multiphysics 5.4 (лицензия № 9600341) для набора случаев, иллюстрирующих основные возможности и ограничения методов [3, 4]. Физические свойства моделируемых материалов описаны значениями плотности, скорости распространения продольных и поперечных волн, параметрами  $\alpha$  и  $\beta$  рэлеевской модели затухания (Табл. 1).

Табл. 1. Свойства материалов

|  | Бетон                      | Вода | Песок (водонас.)           | Глина                      | Сталь                      |
|--|----------------------------|------|----------------------------|----------------------------|----------------------------|
| <b>Плотность, <math>\rho</math>, кг/м<sup>3</sup></b>                                    | 2400                       | 1000 | 2000                       | 2200                       | 7900                       |
| <b>Скорость продольных (<math>V_p</math>) и поперечных (<math>V_s</math>) волн, м/с</b>  | 4000; 2450                 | 1500 | 1800; 540                  | 2800; 1700                 | 5500; 3200                 |
| <b>Рэлеевская модель затухания, коэффициенты <math>\alpha</math>; <math>\beta</math></b> | $2 \cdot 10^3$ ; $10^{-8}$ | -    | $2 \cdot 10^5$ ; $10^{-6}$ | $2 \cdot 10^5$ ; $10^{-6}$ | $2 \cdot 10^2$ ; $10^{-9}$ |

Базовая модель для сейсмоакустического метода представляет собой бетонную сваю, изготовленную в песках (рис. 2, а). Диаметр сваи – 1 м, длина – 20 м. Для иллюстрации влияния дефекта ствола сваи или значительного изменения акустических свойств вмещающих грунтов (в том числе грунтов с повышенной акустической жесткостью) на регистрируемый сигнал составлены дополнительные модели (рис. 2 б, в). Источник и приемник упругих волн расположены на оголовке сваи.

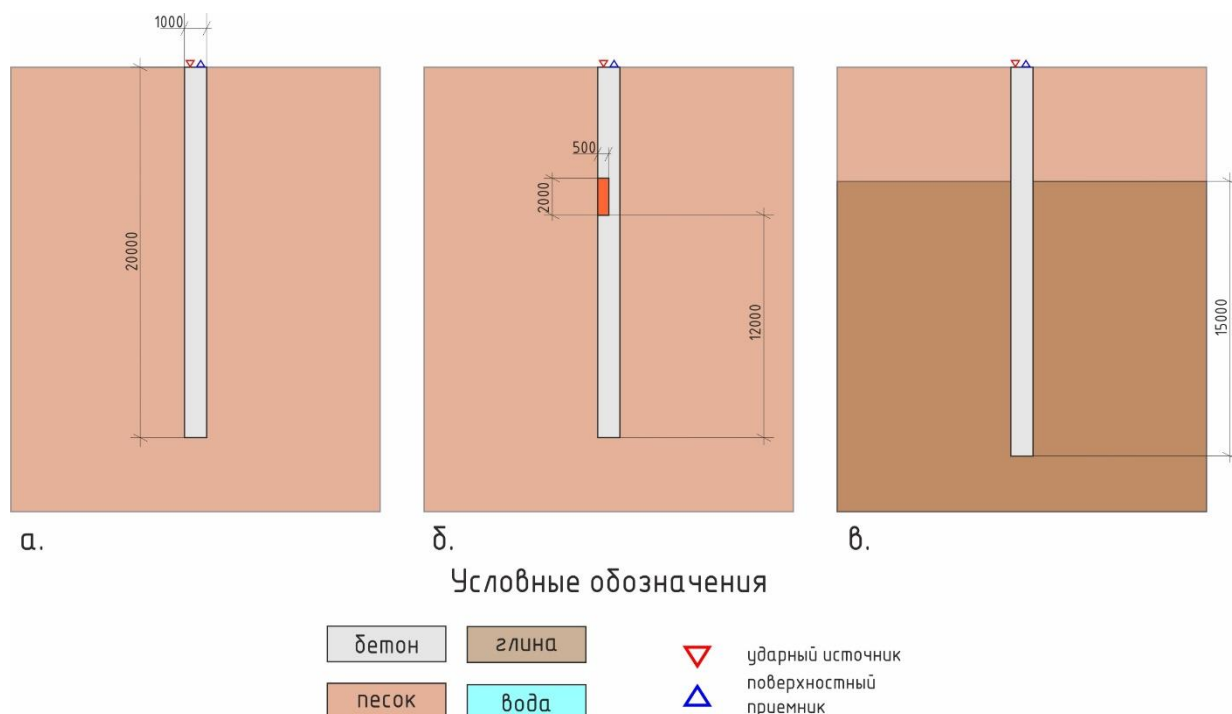


Рис. 2. Численное моделирование сейсмоакустического метода: а – модель сваи без нарушений сплошности, б – модель сваи с нарушением сплошности, в – модель сваи, изготовленной в грунтах с повышенной акустической жесткостью.

Базовая модель для параллельного сейсмического метода представляет собой сваю, которая включена в ростверк. На расстоянии 350 мм от сваи задана скважина диаметром 100 мм, обсаженная стальной трубой и заполненная водой (рис. 3, а). Чтобы показать, как дефект ствола сваи или значительное изменение акустических свойств вмещающих грунтов проявляются на регистрируемых данных составлены дополнительные модели (рис. 3 б, в). Регистрация сигнала производится приемниками, расположенными в скважине на всем её протяжении (шаг между соседними приемниками – 100 мм). Источник расположен на поверхности ростверка, на оси сваи.

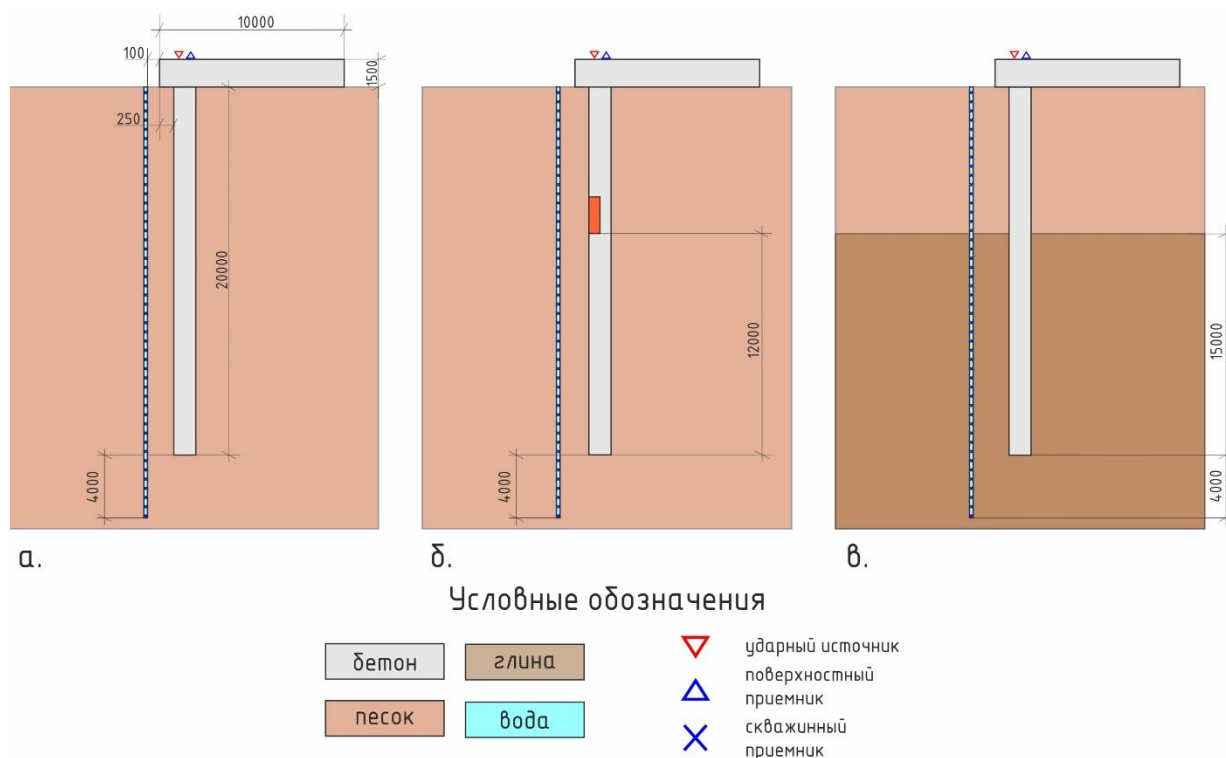


Рис. 3. Моделирование параллельного сейсмического метода: а – модель сваи, включенной в ростверк, без нарушений сплошности, б – модель сваи, включенной в ростверк, с нарушением сплошности, в – модель сваи, включенной в ростверк, изготовленной в грунтах с повышенной акустической жесткостью.

Результаты моделирования близки к данным полевых измерений на сваях с аналогичными характеристиками. Показаны основные возможности и ограничения исследуемых методов. Подготовленные модели будут использованы в качестве основы для дальнейшего уточнения методики сбора, обработки и интерпретации данных. Особый интерес представляет исследование возможности применения методов при испытании конструкций сложной формы, в различных инженерно-геологических условиях.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента Российской Федерации для поддержки научных школ № НШ 5545.2018.5.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В.В. Капустин, и др. // Геотехника. 2018. № 5-6. С. 62-71.
2. В.В. Капустин, А.Ю. Хмельницкий “Проблемы малоглубинной сейсморазведки и георадиолокации <...> Учебное пособие” М.: Университетская книга, 2013.
3. Z. Wang et al. // ТОСІЕJ. 2015. No 9. P. 1-6.
4. E. Niederleithinger // Proceedings of Stresswave, 2008, Lisbon. 2008. P. 315-320.

## Восстановление скоростных неоднородностей среды с использованием метода обратимой волны

А.С. Нумалов, Д.В. Лиходеев, Д.А. Преснов

Институт Физики Земли РАН

[nartems@bk.ru](mailto:nartems@bk.ru),

Современные геодинамические процессы нуждаются в дополнительном изучении. Требуется дополнительная информация, более точная и объёмная, для изучения и прогноза таких явлений, как вулканизм и землетрясения. Современные сейсмические методы, такие как сейсмотомография, позволяют получить некоторую обобщённую информацию о строении коры в зоне землетрясений и их уже недостаточно для предоставления необходимой информации.

Метод обратимой волны начал разрабатываться ещё в 60-х годах прошлого века и получил развитие в работах Славиной Л.Б. и Пивоваровой Н.Б. [1] по восстановлению скоростного поля Камчатки. Данный метод основывается на принципе обратимости волнового поля, то есть: время распространения от источника до приёмника равно времени распространения от приёмника к источнику (в данном случае от станции к гипоцентру землетрясения).

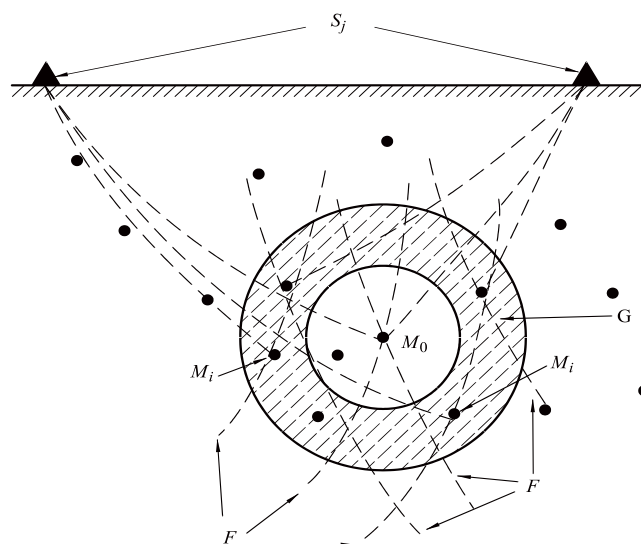


Рис. 1. Схематическое изображение расчётной области.

Сейсмическая станция, в таком случае, считается источником волн, а гипоцентры – приёмниками. Выбирается область вокруг гипоцентра (Рис.1), удовлетворяющая условиям, необходимым для возможности расчёта скорости. При этом фронт волны в выбранном участке на достаточном удалении позволяет его считать и аппроксимировать плоским. Скорость рассчитывается из разности времён прихода волны в точку и расстояния между её изохронами. Расчёт проводится при помощи уравнения, выведенного из уравнения эйконала(1):

$$A(x_i - x_0) + B(y_i - y_0) + C(z_i - z_0) = t_i - t_0 \quad (1)$$

- где, А, В и С - коэффициенты необходимые для расчёта скорости [2].  $x_i, y_i, z_i$  – координаты гипоцентров, попавших в расчётную область,  $x_0, y_0, z_0$  – координаты центрального гипоцентра,  $t_i$  – время прихода волны от гипоцентров, попавших в расчётную область,  $t_0$  – время прихода волны от центрального гипоцентра.

Скорость рассчитывается по следующей формуле (2), используя полученные коэффициенты:

$$V = \frac{1}{\sqrt{A^2 + B^2 + C^2}} \quad (2)$$

Получаемая информация даёт скоростную характеристику среды в непосредственной близости от гипоцентров землетрясений, предоставляя достаточно точную информацию об изучаемой области коры [3], привязанную непосредственно к расположению гипоцентра землетрясения

Метод получил развитие путём исключения событий в непосредственной близости от фронта волны на момент «достижения» центрального гипоцентра – с помощью отсеивания всех гипоцентров, оказавшихся в зоне меньшей  $dt$  – необходимой для исключения ошибки за кривизну реального фронта волны. Кроме того, была введена фильтрация данных по размеру максимальной невязки времён внутри расчётного шара. Эти поправки позволяют более чётко выявить неоднородности среды и исключают экстремальные значения скоростей.

Эффективность метода проверялась в два этапа: на первом рассчитывались скоростные характеристики среды для модельного поля, представляющего собой градиентную среду с неоднородностями в виде шахматных клеток. Для восстановления были использованы координаты реальных гипоцентров землетрясений и рассчитанные времена прихода волн в этой среде на станции.

На втором было рассчитано поле скоростей на основе реальных данных для Азербайджана (Рис.2).

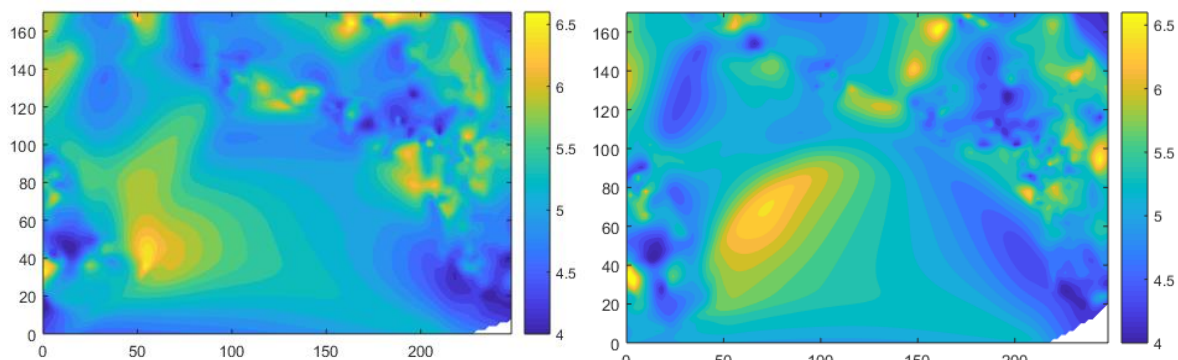


Рис. 2. Сравнение восстановленных полей скоростей Азербайджана на глубине 8 км.

Для восстановления полей были использованные данные о землетрясениях Азербайджана за последние восемь лет и в случайном порядке разделены на две группы. Слева – поле скоростей, восстановленное по первой группе, справа - по второй.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Славина Л.Б., Пивоварова Н.Б. Динамика поля скоростей сейсмических волн в периоды сейсмической и вулканической активизации на Камчатке; Российская акад. наук, Институт физики Земли им. О. Ю. Шмидта. Москва, 2009. 80 с
2. Лиходеев Д.В., Преснов Д.А., Славина Л.Б. Восстановление трёхмерного строения среды по данным о временах пробега объёмных волн от внутренних источников // Известия РАН, серия физическая, 2019, Т. 83, № 1, с. 83-86

## О дрейфовых свойствах волнового пакета Стокса, распространяющегося по электрически заряженной границе раздела жидких сред

А.А. Очиров, Д.Ф. Белоножко

Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова

[otchirov@mail.ru](mailto:otchirov@mail.ru); [belonozhko@mail.ru](mailto:belonozhko@mail.ru)

Известно, что при распространении капиллярно-гравитационной волны по поверхности идеальной жидкости жидкие частицы участвуют не только в круговом, но и в медленном дрейфовом движении в направлении распространения волны. Это явление впервые было теоретически обнаружено в середине позапрошлого столетия Дж.Г. Стоксом и носит название дрейф Стокса. Физика феномена довольно проста: при распространении периодической волны вдоль свободной поверхности жидкости индивидуальные жидкие частицы вовлекаются в почти круговое движение, причем их скорость уменьшается с глубиной, и радиус нижней части траектории (соответствующей более глубокому положению жидкости) оказывается меньше радиуса верхней части. Поэтому жидкая частица через период волнового движения возвращается не в исходную позицию, а в положение, несколько смещенное в сторону распространения волны. С течением времени это смещение накапливается и формирует средний дрейф. Дрейф пропорционален частоте волнового движения: чем чаще жидкая частица совершает круговые движения, тем больше раз в единицу времени происходит ее дрейфовое смещение и, как следствие, - больше будет скорость дрейфа. Помимо частоты, на скорость дрейфа оказывает влияние амплитуда волнового движения: чем больше амплитуда, тем больше разница в радиусе петлеобразной траектории в нижнем и верхнем положении, и тем больше горизонтальное смещение частицы за цикл.

В работе [1] предложена методика расчета скорости дрейфа и траекторий движения индивидуальных жидких частиц в двух движущихся относительно друг друга жидкостей, а в работе [2] представлено ее обобщение на случай, когда граница раздела сред возмущена простейшим волновым пакетом Стокса. В настоящей работе ставится цель обобщить методику расчета на случай, когда в системе существуют факторы, оказывающие дополнительное влияние на частоту волнового движения, в частности поверхностный электрический заряд.

Рассматривались две идеальные полубесконечные несжимаемые жидкости в декартовой системе координат, с вертикальной осью  $Oz$ , направленной противоположно ускорению свободного падения  $\mathbf{g}$ . Считалось, что нижняя идеально проводящая жидкость с плотностью  $\rho$  неподвижна и занимает полупространство  $z < 0$ . Верхняя диэлектрическая жидкость полагалась менее плотной ( $\rho' < \rho$ ), и движущейся поступательно с постоянной скоростью  $U_0$  в положительном направлении оси  $Ox$ . Полагалось, что в том же направлении вдоль электрически заряженной с поверхностной плотностью электрического заряда  $\kappa_0$  распространяется пакет из двух капиллярно-гравитационных волн одинаковой амплитуды  $\zeta$  с волновыми числами  $k_{\pm} = k \pm \Delta k$ , отличающимися на малую величину  $2\Delta k \ll k$ . Учитывалось, что поверхности раздела обладает коэффициентом поверхностного натяжения  $\gamma$ .

Математическая формулировка задачи по определению гидродинамических потенциалов в нижней  $\varphi$  и верхней  $\varphi'$  жидкостях, электрического потенциала  $\Phi$ , давлений  $P$  и  $P'$  в нижней и верхней жидкостях соответственно принимает вид:

$$z > \xi: \quad \Delta\varphi' = 0; \quad P' = p_0 - \rho'gz - \rho'\partial_t\varphi - \frac{\rho'}{2}\left((\partial_x\varphi' + U_0)^2 + \partial_z\varphi'^2\right); \quad \Delta\Phi = 0 \quad (1)$$

$$z = \xi: \quad \partial_t\xi + \partial_x\varphi\partial_x\xi = \partial_z\varphi; \quad \partial_t\xi + (\partial_x\varphi' + U_0)\partial_x\xi = \partial_z\varphi'; \quad (2)$$

$$P - P' + \frac{(\nabla\Phi)^2}{8\pi} = -\frac{\gamma\partial_{xx}\xi}{(1 + \partial_x\xi^2)^{3/2}}; \quad (3)$$

$$z < \xi: \quad \Delta\varphi = 0; \quad P = p_0 - \rho gz - \rho\partial_t\varphi - \frac{\rho}{2}\left((\partial_x\varphi)^2 + (\partial_z\varphi)^2\right); \quad (4)$$

$$z \rightarrow \infty: \quad \nabla\varphi' \rightarrow 0; \quad z \rightarrow -\infty: \quad \nabla\varphi \rightarrow 0; \quad (5)$$

Задача решалась методом разложения по малому параметру, пропорциональному амплитуде волнового движения. Ставилась цель, исследовать асимптотическое приближение для главных составляющих циклической и дрейфовой компонент движения жидких частиц (линейное приближение - для циклических движений и квадратичное – для среднего дрейфа).

Методика, развитая в [1], в принципе, позволяет получить поле скоростей в описании Лагранжа в обеих средах, но привести аналитические выражения для траекторий движения индивидуальных жидких частиц к простому для качественного исследования виду весьма затруднительно. Проще работать с численным интегрированием лагранжевых скоростей, сосредоточив внимание на общих закономерностях движения индивидуальных частиц жидкости.

Обнаружено, что, что увеличение поверхностного электрического заряда замедляет круговые движения жидких частичек в обеих средах. Выяснилось, что частота циклических движений жидких частиц вокруг локального положения равновесия всегда оказывается меньше частоты волнового движения, вызвавшего это вращение. Если скорость поступательного движения верхней жидкости больше фазовой скорости волнового движения, то дрейфовые добавки в контактирующих средах направлены таким образом, чтобы уменьшить тангенциальный скачок скоростей на границе раздела. Анализ решения показывает, что поверхностный электрический заряд и тангенциальный разрыв скоростей усиливают дестабилизирующие свойства друг друга: в присутствии поверхностного электрического заряда критическая скорость реализации неустойчивости по отношению к тангенциальному разрыву скоростей на границе раздела уменьшается и, наоборот, при наличии сдвиговых движений снижается значение критического заряда. В своей значительной части, общие закономерности движения оказались такие же, как и в случае немодулированного простого волнового возмущения поверхности раздела [1]. Модуляция возмущения существенно уменьшает скорость среднего горизонтального дрейфа, к тому же, исключает возможность описанных в [1] нетривиальных состояний системы, в которых циклические движения частиц верхней жидкости полностью прекращаются.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Д. Ф. Белоножко, А. А. Очиров // Журнал технической физики. – 2018. – Т. 88. – №. 5. – С. 675-683.
2. А. А. Очиров // Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та.. — 2018., № 6



## Оценка критических частот гидроакустических мод по фазе функции взаимной корреляции шумового поля мелкого моря

И.Р. Сабиров<sup>1</sup>, А.С. Шуруп<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Московский Государственный университет имени М.В. Ломоносова,  
физический факультет, кафедра акустики

<sup>2</sup>Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН  
sabirov.ir14@physics.msu.ru

Критические частоты мод волновода играют важную роль в решении обратных задач акустического рассеяния, информация о критических частотах требуется при реализации методов обработки регистрируемых полей. Экспериментальную оценку критических частот обычно проводят на основе анализа записей сигналов, генерируемых мощными активными источниками. Сравнительно недавно был предложен метод, позволяющий проводить оценку критических частот на основе анализа функции взаимной корреляции шумового поля, регистрируемого разнесенными в пространстве одиночными приемниками звукового давления. Важной отличительной особенностью этого подхода является отсутствие в его схеме дорогостоящих излучателей. Основой рассматриваемого метода является возможность использования функции взаимной корреляции шумовых полей, зарегистрированных в разнесенных точках океанической акватории, для оценки функции Грина волновода для данных точек [1, 2]. В настоящей работе исследуется фаза функции взаимной корреляции шумов, полученной на основе обработки экспериментальных данных с Баренцева моря, а также анализируется фаза численно промоделированной функции Грина волновода Пекериса. Под фазой подразумевается угловая компонента комплексного спектра  $S(f)$ ,  $f$  – частота, соответствующей функции (либо функции взаимной корреляции сигналов, зарегистрированных в разнесенных точках волновода, либо функции Грина для точек волновода, разнесенных на то же расстояние), которую можно вычислить как обратный тангенс отношения мнимой части спектра к вещественной:  $\arctg [\text{Im } S(f) / \text{Re } S(f)]$ . Значение полученной таким образом величины для фиксированной частоты соответствует разнице фаз распространяющейся на данной частоте волны, между её значениями в начале и конце пройденного рассматриваемой волной пути. Из данного выше определения следует возможность графического представления фазы функции взаимной корреляции шумов, как функции от частоты, область определения которой лежит в полосе, ограниченной сверху частотой Найквиста, а модуль разницы между максимальным и минимальным значениями составляет период тангенса. При работе с экспериментальными данными оказалось, что фаза на некоторых участках, где ожидался монотонный рост обладала выраженными особенностями. Для более наглядного представления наблюдаемых особенностей была применена программная обработка, которая нивелировала разрывы фазы величиной в  $2\pi$ . В результате данной обработки значения полученной функции на графике для каждой частоты начали соответствовать суммарно набежавшей фазе волны, распространяющейся на данной частоты, в результате её прохождения между разнесенными точками акватории. Простейшей интерпретацией полученной функции является зависимость от частоты произведения волнового числа на выступающее в роли параметра расстояние, которое прошла волна с данным волновым числом. В данном представлении фаза корреляционной функции имела особенности, внешне представлявшие собой характерные скачки, локализованные вблизи отдельных частот.

Численное моделирование спектра функции Грина изотропного волновода Пекериса, с изоскоростными водным слоем, лежащем на жидком полупространстве, проводилось в соответствии с выражением из [3]:

$$S(f, r) = \frac{2\pi i}{h} \sum_l \frac{\sin\left(x_l \left(1 - \frac{z_0}{h}\right)\right) \sin\left(x_l \left(1 - \frac{z}{h}\right)\right) H_0^{(1)}(kr \sin \theta_l)}{1 - \left(\frac{khv}{mx_l}\right)^2 \left(\frac{1}{x_l}\right) \operatorname{tg}(x_l) \sin^2(x_l)} \quad (1)$$

где  $k \sin(\theta_l) = 1/h \sqrt{(kh)^2 - x_l^2}$ ,  $l$  – порядковый номер гидроакустической моды,  $k = 2\pi f/c$  – волновое число в воде,  $h$  – глубина волновода,  $z$  и  $z_0$  – расстояния от дна волновода до приёмника и источника соответственно,  $v^2 = 1 - (c/c_1)^2$ ,  $c$  и  $c_1$  – скорости звука в воде и дне волновода соответственно,  $x_l$  – вертикальное волновое число  $l$ -ой моды, домноженное на глубину волновода,  $r$  – расстояние между источником и точкой наблюдения,  $i$  – мнимая единица; для сокращения записи, в (1) указаны не все аргументы функции  $S(f, r)$ .

При анализе экспериментальных данных было установлено, что, при постепенном увеличении расстояния, между гидрофонами, фаза взаимной функции корреляции, зарегистрированных ими шумов, постепенно деформируется вблизи отдельных частот (рис. 1а), впоследствии деформаций образуются ранее упомянутые характерные скачки фазы. При дальнейшем увеличении расстояния, частоты, вблизи которых наблюдаются данные особенности, сохраняются. Примечательно также и то, что имеются расстояния, при котором идентификация скачков фазы не представляется возможной, в силу их недостаточной выраженности.

Сопоставление экспериментальных данных и результатов численного моделирования (рис. 1б) демонстрирует, что скачки фазы функции Грина наблюдаются именно вблизи критических частот гидроакустических мод. Полученные результаты указывают на то, что при помощи предложенного метода обработки корреляционной функции можно оценить критические частоты мод на основе характерных скачков получаемой фазы. В пассивном случае это требует высокого выходного отношения сигнал/помеха (порядка 10, для условий рассматриваемого эксперимента).

Границы применимости рассматриваемого метода оценки критических частот определяется разрешением по частоте спектра функции корреляции. Для достоверности получаемых результатов анализа необходимо, чтобы шаг по фазе за один отсчет по частоте был существенно меньше  $2\pi$ , что приводит к соотношению:  $d\phi \ll 2\pi \Leftrightarrow r \cdot dk(f) \ll 2\pi \Rightarrow r \cdot df/c(f) \ll 1 \Rightarrow k(f) \cdot r \ll f \cdot T$ , где  $T$  – длительность записи коррелируемых сигналов. При больших расстояниях для обнаружения скачков, будет требоваться существенное разрешение по частоте, что в свою очередь приведёт к необходимости более длительного накопления шумового сигнала. Дополнительное увеличение времени накопления является нежелательным, ведь в этом случае растет влияние нестационарности шумового поля, а также становятся существенными вариации характеристик изучаемого волновода (например, в следствии приливо отливных процессов, продолжительность которых составляет порядка суток). Все это приводит к уменьшению как точности, так и достоверности получаемых оценок критических частот. В то же время, на малых расстояниях влияние неоднородных волн будет мешать идентификации скачков фазы. Данным влиянием можно пренебречь в случае выполнения условия  $k(f)r \gg 1$  в соответствии с [3]. В результате приведенных выше

рассуждений, описанный в данной работе метод оценки критических частот может быть применен в случае, если расстояние между приемниками  $r$  такое, что  $1 \ll k(f) \cdot r \ll T \cdot f$ . Важно отметить, что предложенный метод оценки критических частот применим также и в активном режиме. В этом случае длительность накопления функции взаимной корреляции может быть сколь угодно большой, что гарантирует возможность получения необходимого разрешения фазы корреляционной функции по частоте.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 16-29-02097 офи\_м и № 18-05-00737.

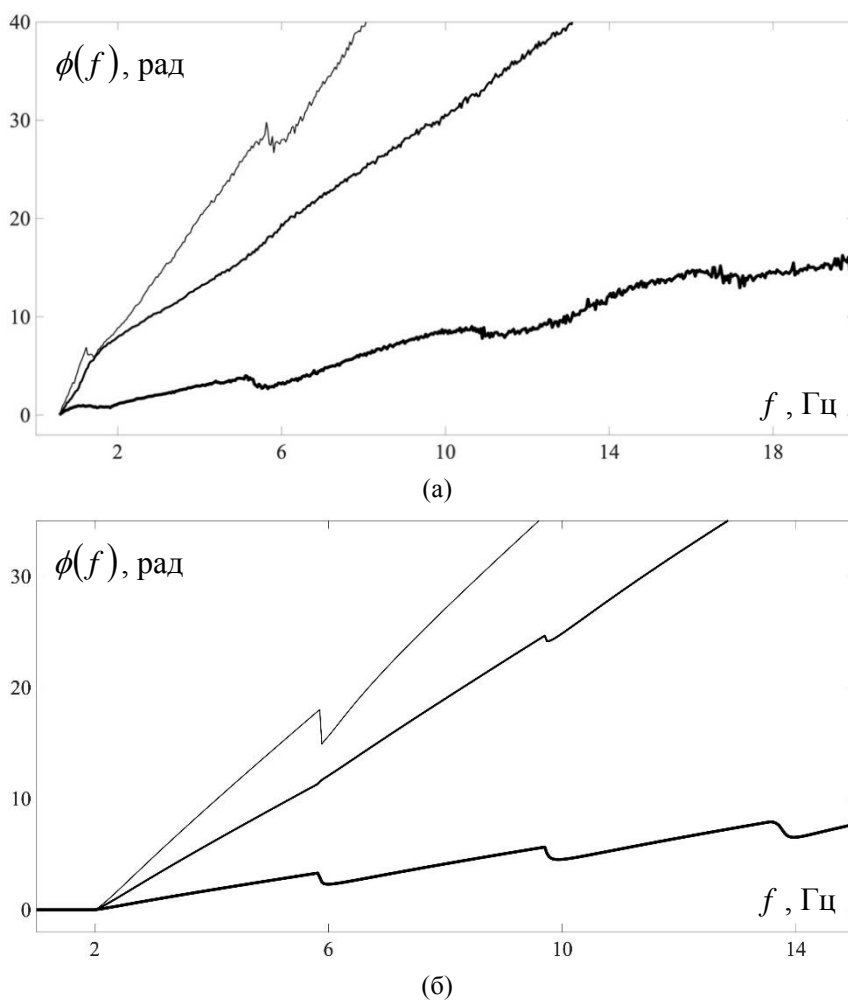


Рис. 1 (а) Фаза функции взаимной корреляции шумовых сигналов, зарегистрированных в эксперименте на Баренцевом море донными гидрофонами, разнесенными на расстояния порядка 240 м (жирная линия), 600 м (полужирная линия) и 1 км (тонкая линия); (б) фаза функции Грина для точек в волноводе Пекериса с параметрами близки к условию эксперимента, разнесенных на те же расстояния, что и на (а).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Буров В.А., Сергеев С.Н., Шуруп А.С. Использование в пассивной томографии океана низкочастотных шумов. // Акуст. журн. 2008. Т. 51, С. 51 – 61.
2. Буров В.А., Гринюк А.В., Кравченко В.Н., Муханов П.Ю. и др. // Акуст. журн. 2014. Т. 60. № 6. С. 611 – 622.
3. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 343 с.

## **Обсерваторские наблюдения аномальных гравитомангнитных возмущений, сейсмогравитационных и тепловых процессов в геофизических полях Земли**

Л.Е. Собисевич, Д.В. Лиходеев  
*Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН*  
[sobis@ifz.ru](mailto:sobis@ifz.ru)

В конце прошлого и в начале нынешнего столетия геофизики и сейсмологи вплотную приступили к анализу магнитных возмущений, сейсмогравитационных и тепловых процессов, предшествующих развитию крупных землетрясений.

Приоритет открытия аномальных магнитных возмущений, зафиксированных перед катастрофическим цунамигенным землетрясением, принадлежит известному ученому Джорджу Муру [1].

Сегодня наибольший интерес для геофизических приложений представляют наведенные низкочастотные гравитомангнитные поля (диапазон периодов 0,002÷600 с и более), т.е. поля, генерируемые тектоническими процессами, связанными с подвижками и деформациями больших объемов горной породы в отдельных локальных образованиях в очаговых структурах.

В известных геофизических технологиях основной интерес представляет изучение сейсмогравитационных процессов, открытых в конце прошлого столетия группой ученых Ленинграда под руководством доктора физико-математических наук, профессора Бориса Михайловича Линькова [2, 3].

Сегодня получены новые инструментальные данные, обобщающие многолетние сезонные закономерности активности гравитационных волн в геосферах Земли, включая и стратосферу. Эти медленные гравитационные процессы могут играть определенную роль в подготовке сейсмических катастроф. Полученные здесь массивы экспериментальных данных вносят важный вклад в понимание медленных гравитационных полей. Они служат в качестве контрольного ориентира для будущих исследований, обеспечивают физическую основу для улучшения характеристик моделей общей циркуляции и, в конечном итоге, помогают в поиске источников постоянных гравитационных волн в верхних слоях атмосферы Земли [4].

В широкой постановке вопрос о природе сейсмогравитационных и тепловых процессов и геомагнитных возмущений в геосферах Земли, их источниках и механизмах является фундаментальным. Здесь только напомним, что затронутая проблема предполагает разделение на постоянные гравитационные поля и возмущения гравитационного поля Земли, связанные с генерацией слабых гравитационных волн.

Новое научное направление получило развитие в процессе функционирования Северокавказской геофизической обсерватории ИФЗ РАН, создание которой завершилось в 2004 году. Развернутые здесь информационно-измерительные комплексы обеспечивают изучение сейсмогравитационных, тепловых и гравитомангнитных возмущений в геосферах Земли, которые успешно регистрируются в процессе подготовки и на этапе активной фазы развития катастрофических землетрясений [5, 6].

Обсерватория развернута в районе Эльбрусского вулканического центра. Сегодня она включает несколько отдельных лабораторий и наблюдательных пунктов на территории Северного Кавказа и в ряде районов европейской части России. Первые две геофизические лаборатории расположены глубоко под землей на базе Нейтринной обсерватории Института ядерных исследований РАН (район Эльбрусского вулканического центра, поселок Нейтрино).

Информационно-измерительные комплексы геофизических лабораторий Северокавказской геофизической обсерватории ИФЗ РАН успешно функционируют и являются основной экспериментальной базой, которая обеспечивает ученых ИФЗ РАН и других заинтересованных организаций РФ новой геофизической информацией. Получаемые здесь научные данные отражают условия зарождения и протекания сложных тектонических, сейсмогравитационных, гравитомагнитных и тепловых процессов в геосферах Земли, включая и развивающиеся очаговые структуры катастрофических землетрясений далеко за пределами Эльбрусской вулканической области [6].

Регистрируемые гравитомагнитные возмущения сейсмогравитационные и тепловые процессы в вариациях магнитного поля Земли, полученные на базе Северокавказской геофизической обсерватории ИФЗ РАН перед цунамигенными и другими масштабными сейсмическими катастрофами, весьма информативны. Они подтверждают, например, что наблюдаемые волновые формы возмущений в вариациях гравитомагнитного поля Земли, имеют характерные отличия, которые отражают условия трансформации геологических отдельностей дилатансного типа в очаговых зонах.

В большинстве наблюдений удавалось установить, что сейсмогравитационный процесс прекращается за несколько часов перед главным ударом. Проведенный анализ тектонических движений с выходом на оценки объемов горной породы, вовлеченной в подготовку очага крупного сейсмического события, позволил сформулировать гипотезу о формировании при этом источников слабых гравитационных волн, которыми «дышит» Земля. Именно об этом геофизическом явлении сообщили ученые из Франции и США в 2017 году. Ими опубликован оригинальный научный результат, отражающий генерацию гравитационных волн в момент главного удара, определившего начало Великого восточного японского землетрясения 2011 г. [7]. Авторскому коллективу удалось показать, что кроме Р-волн, которые были обусловлены главным ударом землетрясения Тохоку, удается выделить и слабое гравитационное возмущение в момент главного удара (активная фаза землетрясения). Это возмущение сигнализирует о начале разрушения горной породы в очаге и опережает известные Р-волны. Первенство здесь принадлежит, по мнению авторов цитируемой статьи, упруго - гравитационным возмущениям (в наших публикациях – сейсмогравитационные возмущения), которые распространяются со скоростью света. Однако эти волновые возмущения оказались очень слабыми, и до сих пор их обнаружение не было достаточно уверенным и точным. Отметим, что научные результаты наших коллег будут проверены нами при изучении других сейсмических событий.

Характеризуя данные обсерваторских наблюдений, отметим, что не каждое землетрясение может выступать в роли источника слабых гравитационных волн. Дело в том, что массивы, вовлеченных в колебательный процесс горных пород, могут трансформироваться по-разному. Здесь встречаются случаи, когда в колебательном процессе, в который вовлечены большие объемы горной породы, предпочтение должно быть отдано локальным структурам, формирующим источники возмущений монопольного или дипольного типа, которые по определению не могут генерировать гравитационные волны. Они являются источниками сейсмических волн в литосфере. В других геологических условиях, развивающиеся одновременно в объеме очаговой области, зоны дилатансии и зоны компактии образуют своеобразные распределенные пространственные геологические образования, которые относятся уже к источникам квадрупольного типа. В таком случае можно ожидать развития гравитационного волнового процесса, зародившегося в отдельно взятом сейсмоопасном районе Земли.

Северокавказская геофизическая обсерватория ИФЗ РАН в период подготовки и

развития землетрясения в Чили зафиксировала характерные краткосрочные аномальные сейсмогравитационные процессы и гравитомангнитные возмущения в вариациях магнитного поля Земли (Н, Е и Z -компоненты), которые отражают масштабные перестройки, как в самой очаговой зоне, так и в прилегающих объемах геологической среды. Эти наблюдения, приведенные на рис. 1-2. Они проявились и в структуре гравитомангнитных возмущений и сейсмогравитационных процессов уже за несколько часов перед главным ударом.

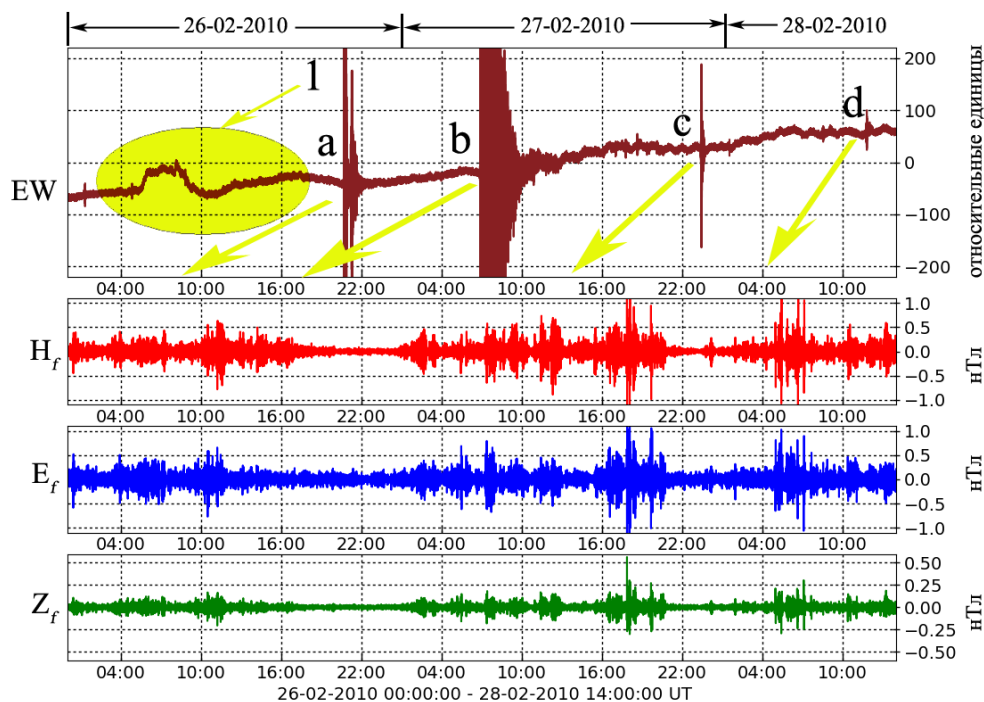


Рис. 3. Записи приборов Северокавказской геофизической обсерватории ИФЗ РАН. Приведены показания накломера EW (a,b,c,d) и данные магнитных вариометров ( $H_f$ ,  $E_f$ ,  $Z_f$ ), отражающие этапы подготовки и развития крупных сейсмических событий в Северном и Южном полушариях Земли.

Здесь: EW – показания накломера, установленного в азимут «восток-запад»; 1-зона формирования сейсмогравитационного процесса; а. – Землетрясение в Японии, о. Рюкю 2010-02-26 20:31:23.8, 26.04° С.Ш., 128.58° В.Д., глубина  $H=15$  км; магнитуда  $m_b$  7.1. б. – Катастрофическое цунамигенное землетрясение у побережья Центрального Чили 2010-02-27 06:34:110, 36.122° Ю.Ш., 7 2.898° З.Д., глубина  $H=22.9$  км; магнитуда  $m_b$ : 8.7. с. – Афганское землетрясение 2010-02-27 23:21:11, 35.92°С.Ш., 70.13°В.Д., глубина  $H=100$  км; магнитуда  $m_b$ : 5.9. д. – Землетрясение у побережья Центрального Чили 2010-02-28 11:25:34, 34.76° Ю.Ш., 71.72° З.Д., глубина  $H=33$  км, магнитуда  $m_b$ : 6.1.

$H_f$ ,  $E_f$ ,  $Z_f$  – Составляющие вариаций магнитного поля Земли, профильтрованные в диапазоне 10-300 секунд. Желтым эллипсом отмечен участок записи, отражающий характерный сейсмогравитационный процесс, наблюдаемый в выделенном временном интервале.

Анализ морфологических признаков в структуре наблюдаемых волновых форм дает представление о том, где развивается очаг. Однако в целом, задача по выделению района и определению места ожидаемого сейсмического события, пока остается нерешенной до конца.

В настоящее время в Обсерватории ИФЗ РАН смонтирована уникальная информационно-измерительная система, позволяющая вести мониторинг тепловых полей Земли [8].

Таким образом, информационно-измерительные геофизические комплексы Северокавказской геофизической обсерватории ИФЗ РАН на этапе подготовки и в процессе развития землетрясения фиксируют наличие УНЧ гравитомангнитных

возмущений и сейсмогравитационные процессы [9]. Получаемые научные данные могут стать той фундаментальной основой, которая в будущем позволит понять глубинную природу сложных наведенных возмущений в литосфере и других геосферах Земли при подготовке крупных землетрясений и других катастрофических событий.

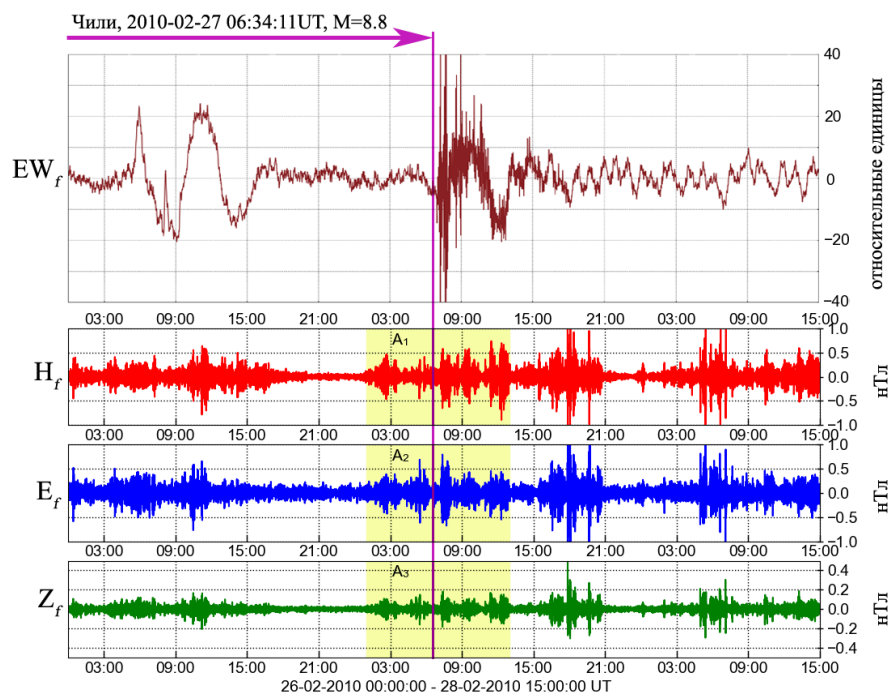


Рис. 5. Записи приборов Северокавказской геофизической обсерватории ИФЗ РАН. Здесь:  $EW_f$  – Зафиксированный сейсмогравитационный процесс в показаниях накломера, установленного в азимут «восток-запад». Сигнал профильтрован в частотном диапазоне 0.04–6мГц.  $H_f$ ,  $E_f$ ,  $Z_f$  - профильтрованные показания магнитного вариометра.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Moore G.W. Magnetic disturbances preceding the 1964 Alaska earthquake // Nature. 1964. Vol. 203. P. 508–509.
2. Линьков Е.М., Петрова Л.Н., Осипов К.Ц. // ДАН СССР, 1990. № 5. С. 1095–1098.
3. Линьков Е.М., и др. // ДАН СССР. 1982. Т. 262. № 2. С. 321–324.
4. Cook, T. (2019), Observations show gravity waves above Antarctica dance in winter, Eos, 100, <https://doi.org/10.1029/2019EO114817>. Published on 05 February 2019.
5. Собисевич А.Л. Избранные задачи математической геофизики, вулканологии и геоэкологии. Т.1. М.: ИФЗ РАН. 2012. 510 с.
6. Собисевич А.Л. Избранные задачи математической геофизики, вулканологии и геоэкологии. Т.2. Северокавказская геофизическая обсерватория. Создание, анализ результатов наблюдений. М.: ИФЗ РАН. 2013. 512 с.
7. Vallée M., et al. // Science. 2017. V. 358. № 6367. P. 1164 – 1168.
8. Лиходеев Д.В., Гравиров В.В., Кислов К.В. // Наука и технологические разработки. 2018. Т. 97. № 1. С. 15-25
9. Собисевич Л.Е., и др. О гравимагнитных возмущениях, предваряющих сейсмические события // ДАН. 2017. Т. 475. № 4. С. 1–4.

## Новые топологические законы и физические явления в рассеянии волны Рэлея поверхностной шероховатостью твёрдого тела

В.Н. Чуков

*Институт Биохимической Физики им. Н.М. Эмануэля РАН*

[vchukov@mail.ru](mailto:vchukov@mail.ru)

Рассеяние поверхностных акустических волн (ПАВ) Рэлея на поверхностных и приповерхностных неоднородностях твёрдого тела широко используется в разных областях науки и техники. Общие новые закономерности рассеяния волн могут быть полезны для оптики, для разнообразных исследований и применения рассеяния рентгеновских X-лучей, обладающих волновыми свойствами, [1-9].

Фундаментальными законами, описывающими рассеяние волн на различных неоднородностях физических сред, является рэлеевский закон рассеяния [1] о пропорциональности сечения рассеяния волны четвёртой степени частоты в рэлеевском пределе рассеяния, когда длина волны много больше характерного размера неоднородной области, и закон Лауэ-Брэгга-Вульфа [1-9] для рассеяния волн на периодических решётках неоднородностей в брэгговском пределе, когда длина рассеиваемой волны много меньше размера элементарной ячейки решётки.

Известен также закон резонансного рассеяния [1], когда длина волны по порядку величины становится равной характерному размеру неоднородной области среды. Монотонно растущая по рэлеевскому закону индикатриса рассеяния при увеличении частоты до резонансной области частот достигает максимума, и начинаются осцилляции индикатрисы, обусловленные интерференцией волн, рассеянных на неоднородности. Этот закон можно отнести к законам комбинационного рассеяния системой, состоящей из многих тел. Его можно также рассматривать как упругий аналог неупругого рамановского рассеяния, так как частота волны достигает резонансного значения, определяемого свойствами рассеивателя. Волна физически чувствует структуру неоднородности.

Рэлеевский закон рассеяния был установлен Рэлеем теоретически как решение задачи рассеяния волн на неоднородностях в первом приближении теории возмущений - приближение Рэлея-Борна - по размеру неоднородной области в сравнении с длиной волны при условии, что среднее значение неоднородности по этой области не равно нулю [10].

Закон Лауэ-Брэгга-Вульфа [9] является феноменологическим законом, который M. Laue, W. Friedrich, P. Knipping и позднее независимо W.L. Bragg и Г.В. Вульф получили на основании опытов по рассеянию рентгеновских X-лучей в кристаллах, имеющих периодическую структуру, с помощью общих качественных физических представлений о распространении гармонических волн. Он не устанавливает связь индикатрисы рассеяния со структурой самих рассеивателей, образующих элементарную ячейку и решётку в целом. Закон Лауэ-Брэгга-Вульфа остаётся неизменным в течение последних 100 лет с момента его экспериментального открытия в 1912-1913 годах.

В то же время, в течение этих 100 лет в физической литературе постоянно отмечается, что из-за несовершенства периодической структуры кристаллов и из-за различия электронной структуры атомов, составляющих кристалл, т.е., из-за структуры самих рассеивателей, закон Лауэ-Брэгга-Вульфа может нарушаться. Например, брэгговские резонансы могут размываться [3-8].

Кроме этого, проводятся теоретические и экспериментальные исследования по обнаружению саббрэгговских максимумов рассеяния, когда пики рассеяния по частоте



волны или направлению рассеяния в лауэграммах лежат вне закона Лауэ-Брэгга-Вульфа [6-8] согласно физической гипотезе о сильном влиянии на рассеяние структуры рассеивателей, не учтённой в законе Лауэ-Брэгга-Вульфа [3-8].

С другой стороны, в экспериментах по рассеянию рентгеновских X-лучей в непериодических аморфных телах [5] получено, что лауэграмма имеет вид периодически расположенных концентрических колец. Это означает, что резонансы рассеяния существуют и для непериодических структур.

Указанные физические явления не имеют последовательного теоретического объяснения, так как, например, кинематическая теория дифракции рентгеновских лучей оперирует феноменологическими величинами - форм-фактором периодической и корреляционной функцией непериодической решётки [3,4].

В представленной работе [10-13] решена задача рассеяния плоской ПАВ Рэлея на цилиндрически симметричной шероховатости, занимающей область конечных размеров на свободной поверхности изотропного твёрдого тела, в приближении Рэлея-Борна теории возмущений по амплитуде шероховатости. Получена формула для поля смещения рассеянной цилиндрической рэлеевской волны на больших расстояниях от шероховатости по сравнению с радиусом шероховатой области  $d$  и асимптотические формулы для этого поля смещения в рэлеевском, т.е., длинноволновом  $\lambda \gg d$ , и в брэгговском, т.е., коротковолновом  $\lambda \ll d$ , пределах, где  $\lambda$  – длина падающей волны.

Получены новые законы рассеяния в рэлеевском и в коротковолновом, т.е. диффузном, пределах рассеяния. Они устанавливают топологическую симметрию для длинноволнового и для коротковолнового рассеяний, то есть, определяют целые множества – топологии [14] – форм шероховатости, соответствующие определённым конкретным законам рассеяния. Классическая теоретическая задача рассеяния волны Рэлея на произвольной, в общем случае непериодической, решётке разрывов цилиндрической шероховатости решена полностью по теории возмущений из первых принципов динамической теории упругости впервые со времени открытия закона рассеяния Лауэ-Брэгга-Вульфа [9]. Хорошо известные фундаментальные законы Рэлея и Лауэ-Брэгга-Вульфа являются частными специальными случаями полученных топологических законов рассеяния. Они соответствуют специальным топологиям поверхностной шероховатости. Установленная топологическая симметрия сама включает нарушение рэлеевского закона и закона Лауэ-Брэгга-Вульфа также, как нарушение фундаментальной физической концепции [1,3,4] что падающая волна не чувствует структуру шероховатости в рэлеевском пределе, так как все точки шероховатости при рассеянии осциллируют с одинаковой фазой. Новые законы расширяют аналогичную концепцию в брэгговском пределе о том, что рассеяние волны происходит на разрывах шероховатости [1], и фазы рассеянных волн сильно чувствительны к взаимному расположению разрывов, новым результатом о сильной модуляции рассеяния структурой шероховатости в окрестности этих разрывов и аналитической зависимостью интенсивности рассеянной волны от амплитуды каждого разрыва в их произвольной решётке, отсутствовавшей в литературе до сих пор.

С математической точки зрения в рэлеевском пределе построен базис линейно независимых по частоте и углу рассеяния амплитуд рассеяния, являющихся амплитудами рассеянной волны Рэлея, неизвестный ранее. Каждый элемент этого базиса соответствует определённому закону рассеяния в рэлеевском пределе – индикатриса рассеяния  $I \sim \omega^{5+4n}$ ,  $n=0,1,2, \dots$ . Закону Рэлея соответствует  $n=0$ . Каждый элемент этого базиса соответствует определённой топологии [14] шероховатости, которая определяется занулением топологических характеристик первого рода – средних по шероховатому участку значений моментов цилиндрической шероховатости порядков

$1, 3, \dots, 2n-1$ , при этом момент порядка  $2n+1$  не равен нулю. Этот базис позволяет моделировать любую форму спектра рассеяния в рэлеевском пределе, например, осцилляции вместо монотонного роста с частотой согласно рэлеевскому закону. Возможно моделирование асимметричного углового спектра рассеяния вместо изотропного рэлеевского [10-13].

В коротковолновом брэгговском пределе построены два базиса рассеяния. Каждый элемент, т.е., амплитуда рассеяния, первого базиса определяет частотную зависимость огибающей индикатрисы рассеяния  $I \sim \omega^{\chi(1-n)}$ ,  $n=0, 1, 2, \dots$ . Классическому [1,9] высокочастотному закону соответствует  $n=0$ . Топология шероховатости, которой соответствует каждый элемент, определяется топологической характеристикой второго рода - наименьшим порядком  $n$  производной шероховатости по координате, отличной от нуля хотя бы в одной точке разрыва. Из этого следует, что рассеяние происходит на разрывах самой шероховатости или её производных. Базис позволяет моделировать произвольный спектр огибающей индикатрисы рассеяния в брэгговском пределе.

Второй базис брэгговского предела – обобщение базиса Шверда-Лауэ [9]. Он связан с наличием решётки разрывов. Каждому узлу решётки соответствует линейно независимая амплитуда рассеяния. Этот базис представляет собой известный базис ряда Фурье как функции параметра Брэгга для периодической решётки и обобщённого параметра Брэгга для непериодической решётки. А суммарная амплитуда рассеяния является разложением по этому базису ряда Фурье. Коэффициентами служат амплитуды разрывов – разница левого и правого предельных значений шероховатости или её производных в точках разрыва. Данное разложение в ряд Фурье получено из первых принципов динамической теории упругости в отличие от феноменологической кинематической теории дифракции рентгеновских лучей [3,4]. Таким образом, полученная зависимость амплитуды рассеяния от амплитуд разрывов как коэффициентов ряда Фурье позволяет моделировать произвольную форму спектра рассеяния, включая произвольный саббрэгговский спектр. Саббрэгговское рассеяние является рядовым явлением полученных новых топологических законов рассеяния. С физической точки зрения этот базис ряда Фурье определяется разностью фаз волн, рассеянных каждым разрывом из решётки.

Полученное представление амплитуды рассеяния на периодической решётке в виде ряда Фурье позволило получить новый физический эффект псевдо-брэгговского рассеяния, когда, например, чисто брэгговский спектр индикатрисы рассеяния на периодической решётке аппроксимируется спектром, т.е., зависимостью от отношения размера элементарной ячейки к длине волны, индикатрисы рассеяния на непериодической решётке разрывов шероховатости с большим числом разрывов, чем у аппроксимируемой брэгговской решётки. Эта аппроксимация производится на конечном отрезке произвольной длины значений параметра Брэгга для аппроксимируемой брэгговской решётки. В результате получена псевдо-брэгговская шероховатость, отношение амплитуды которой к амплитуде оригинальной брэгговской шероховатости находится в пределах одного порядка, в то время, как спектры индикатрисы рассеяния на заданном отрезке параметра Брэгга совпадают полностью. Таким образом, псевдо-брэгговское рассеяние – наблюдаемый физический эффект.

Аналогично псевдо-брэгговской решётке полученный базис амплитуд рассеяния для огибающей индикатрисы рассеяния, определяемый структурой шероховатости в окрестности разрыва, позволил получить псевдо-брэгговское рассеяние для непрерывной шероховатости с единственным разрывом на конце шероховатой области. В этом случае брэгговский спектр рассеяния на периодической решётке для конечного отрезка значений параметра Брэгга аппроксимируется рассеянием на указанной

шероховатости. Получается определённая форма шероховатости. Если её амплитуда по порядку величины близка к амплитуде аппроксимируемой брэгговской шероховатости, то спектр рассеяния на заданном отрезке параметра Брэгга по форме точно совпадает с аппроксимируемым брэгговским, но по абсолютной величине на гигантское число порядков меньше него. Эта разница ещё более увеличивается при увеличении точности аппроксимации. Это значит, что сам псевдо-брэгговский спектр – трудно наблюдаемое явление, но сопровождающее его сильное подавление рассеяния в окрестности отрезка аппроксимации – новый наблюдаемый физический эффект. Таким образом можно полностью подавить, например, одновременно рэлеевское и резонансное рассеяние, передвинув максимум рассеяния далеко в брэгговскую высокочастотную область. Область подавленного рассеяния можно перемещать. При удалении от этой области топологическая симметрия рассеяния, указанная выше, восстанавливается.

Полученный обобщённый закон Лауэ-Брэгга-Вульфа с эффективным параметром Брэгга, дающий условие периодических резонансов как результат интерференции волн, возникших в результате рассеяния ПАВ Рэлея на произвольной непериодической решётке хаотически расположенных разрывов, полностью объясняет наличие периодических концентрических колец в рентгеновских периодических лауэграммах аморфных тел с непериодической структурой [5]. В отличие от феноменологического объяснения кинематической теории дифракции с помощью корреляционной функции волн от хаотических рассеивателей и с отсутствием интерференции между ними [3,4].

Получено новое физическое явление бифуркаций классических и обобщённых брэгговских резонансов для периодической и хаотической решёток соответственно за счёт осцилляций амплитудного форм-фактора решётки - амплитуд разрывов как функции их номера в решётке [10]. Бифуркации являются аналогом пиков-спутников в экспериментах и теориях рассеяния рентгеновских лучей в сверхрешётках, где они рассматриваются как вторичный эффект [4].

Комбинация второго базиса с первым в брэгговском пределе предоставляет дополнительные возможности моделирования спектра рассеяния. Например, огибающая брэгговских, обобщённых брэгговских или саббрэгговских резонансов не растёт с частотой, а остаётся постоянной, или убывает по произвольному новому закону, описанному выше, то есть, эти резонансы стремятся к нулю, как угодно быстро с ростом частоты. Полученные законы позволяют также моделировать зависимость амплитуды резонансов в брэгговском пределе от числа  $N$  элементарных ячеек решётки разрывов. Амплитуда может как возрастать, так и убывать при увеличении  $N$ . Разложение произвольного, наперёд заданного, частотного или углового спектра рассеяния, по полученным базисам как в рэлеевском, так и в брэгговском пределах позволяет получить форму шероховатости, рассеяние на которой приводит к заданному спектру рассеяния. Это – ключевая обратная задача акустоэлектроники [1], физики акустических метаматериалов [2], акустической микроскопии [10].

## ЛИТЕРАТУРА

1. С.В. Бирюков, Ю.В. Гуляев, В.В. Крылов, В.П. Плесский “Поверхностные акустические волны в неоднородных средах” М.: Наука, 1991.
2. P.A. Deumier (Ed.) “Acoustic metamaterials and phononic crystals” Springer, 2013.
3. М.А. Кривоглаз “Теория рассеяния рентгеновских лучей и тепловых нейтронов реальными кристаллами” М.: Наука, 1967. С. 102, 115.
4. Ю.П. Хапачев, А.А. Дышеков “Теория динамической рентгеновской дифракции в сверхрешётках” Нальчик, 2002. С. 16, 17.
5. J.S. Blakemore “Solid State Physics” Cambridge, 1985.
6. A.A. Spikhal'skii // Optics Communications 1986. V. 57. P. 84.
7. S.R. Huisman et al. // Phys.Rev. Lett. 2012. V. 108. P. 083901.
8. A.S. Phani, M.I. Hussein (Eds.) “Dynamics of lattice materials” Wiley, 2017.
9. М. Лауэ “История физики” М.: Гостехтеориздат, 1956.

10. V.N. Chukov “Topological laws of the Rayleigh wave scattering” Omniscryptum, 2018.
11. V.N. Chukov // Solid State Communications 2009. V. 149. P. 2219.
12. V.N. Chukov // Ultrasonics 2012. V. 52. P. 5.
13. V.N. Chukov “The Rayleigh law violation and its influence on the wave scattering” Omniscryptum: Lambert Academic Publishing, 2017.
14. Р.А. Александрян, Э.А. Мирзаханян “Общая топология” М.: Высш. шк., 1979.

## Локализация дефектов в физической модели железобетонной сваи методом межскважинной ультразвуковой томографии

А.А. Чуркин<sup>1</sup>, И.Н. Лозовский<sup>1,2</sup>, Р.А. Жостков<sup>3</sup>

<sup>1</sup>ООО «ЭГЕОС», г. Москва, Россия

<sup>2</sup>Центр геоэлектромагнитных исследований – филиал Института физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Троицк, г. Москва, Россия

<sup>3</sup>Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва, Россия

[piles@ageos.ru](mailto:piles@ageos.ru)

Для обеспечения надежности и безопасности возводимых зданий и сооружений их фундаменты должны соответствовать требованиям проектной документации. С целью определения геометрических размеров, местоположения и физических свойств дефектов в железобетонных сваях проводят измерения методом межскважинной ультразвуковой томографии [1,2]. Метод основан на покрытии изучаемой области сетью заданных направлений распространения упругих волн с использованием встречных веерных систем наблюдений [3,4]. Возбуждение и регистрацию волн в теле сваи выполняют с помощью датчиков, погруженных в установленные в составе арматурного каркаса трубы доступа.

Для уточнения методики сбора, обработки и инверсии данных межскважинной томографии при исследовании фундаментов глубокого заложения было выполнено математическое и физическое моделирование. Изготовлена физическая модель буронабивной сваи (заполненная бетоном стальная бочка диаметром 572 мм и высотой 882 мм) с двумя заложёнными дефектами (рис. 1 а, б). Первый дефект представляет собой картонную коробку 17x19x22 см, второй – пластиковый пакет. Дефекты заполнены песком и бетонной смесью в соотношении 2 к 1. Для проведения измерений в модель было установлено семь труб доступа (материал – пластик, диаметр – 50 мм).

Выполнено численное моделирование в программном комплексе COMSOL Multiphysics 5.4 (лицензия № 9600341) для уточнения методики проведения томографических измерений. Составлены двумерные модели ультразвуковых измерений на профилях между трубами доступа 1-4 и 2-7 (рис. 1, в). Геометрические размеры источника – 50x30 мм. Центральная частота возбуждаемых колебаний – 35 кГц. Приемники заданы точечными. Свойства моделируемых материалов представлены в табл. 1 [5].

Таблица 1. Свойства материалов

|  | Бетон                      | Вода | Дефект                             | Сталь                      | Пластик (ПВХ)                |
|--|----------------------------|------|------------------------------------|----------------------------|------------------------------|
| Плотность, $\rho$ , кг/м <sup>3</sup>  | 2200                       | 1000 | 1500                               | 7900                       | 1500                         |
| Скорость продольных ( $V_p$ ) и поперечных ( $V_s$ ) волн, м/с                     | 3700; 2350                 | 1500 | 2500; 800                          | 5512; 3200                 | 2350; 1125                   |
| Рэлеевская модель затухания. Коэффициенты $\alpha$ , с <sup>-1</sup> ; $\beta$ , с | $2 \cdot 10^3$ ; $10^{-8}$ | -    | $4 \cdot 10^3$ ; $2 \cdot 10^{-8}$ | $2 \cdot 10^2$ ; $10^{-9}$ | $10^3$ ; $0.5 \cdot 10^{-8}$ |

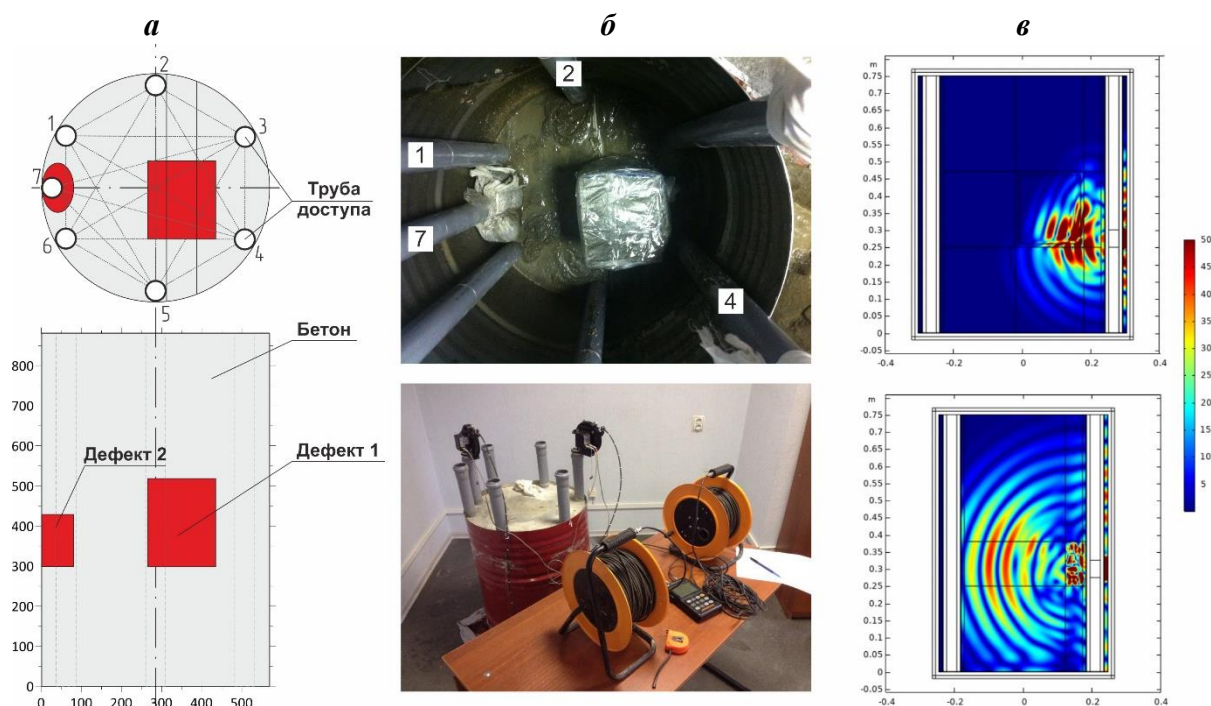


Рис. 1. Физическое и численное моделирование. *a* – проектная схема модели буронабивной сваи; *б* – установка дефектов в физическую модель (сверху) и проведение измерений в готовой модели (снизу); *в* – карты распределения значений смещения (в пм) в математических моделях, имитирующих измерения на профиле 1-4 (сверху, в момент времени 0.1 мс) и на профиле 2-7 (снизу, в момент времени 0.15 мс).

Для фиксированного положения источника осуществлялась регистрация возбужденного сигнала для всех точек приема. Цикл измерений повторялся для набора положений источника, определяемого шагом измерений (50 мм между соседними точками возбуждения, 25 мм между соседними точками регистрации). Для зарегистрированных приемниками сигналов (более 300 шт. в каждой модели) было выполнено определение времени первого вступления волн.

Решение обратной задачи было выполнено в программном комплексе ZondST2D (Zond Software, г. Санкт-Петербург, Россия) по методике двумерной лучевой межскважинной томографии. Область исследований была разделена на ячейки размером 20x23 мм. В качестве стартовой модели использовалась однородная среда со скоростью продольных волн 3700 м/с. Инверсия выполнялась по методу наименьших квадратов с использованием сглаживающего оператора. В качестве схемы распределения скорости в модели был выбран способ, реализующий концепцию расширяющегося с глубиной луча. Соотношение степени сглаживания в горизонтальном и вертикальном направлении – 10. Подбор скорости был ограничен диапазоном 1500–4000 м/с.

Решения обратной задачи для обеих моделей представлены в виде карт распределения значений скорости с рассчитанными лучевыми траекториями и с нанесенными фактическими контурами дефектов (рис. 2). На представленных картах выделяются низкоскоростные аномальные зоны, границы которых с точностью до первых сантиметров восстанавливают положение заданных в моделях дефектов.

Утвержденная на данных математических моделей методика измерений и обработки данных была применена на физической модели. Для сбора данных использовался комплект оборудования Пульсар-2.2 ДБС (НПП «Интерприбор», г. Челябинск, Россия). Схема наблюдений и параметры решения обратной задачи были выбраны идентичными инверсии данных математических моделей.

Результаты физического моделирования представлены на рис. 3. По данным томографии удалось с удовлетворительной точностью локализовать установленные в физической модели дефекты.

Результаты исследований подтвердили корректность выбора методики сбора, обработки и инверсии данных межскважинной томографии. Изготовленная физическая модель буронабивной сваи может быть использована для дальнейшего усовершенствования подходов межскважинной томографии, исследования возможностей других методов и в учебно-методических целях.

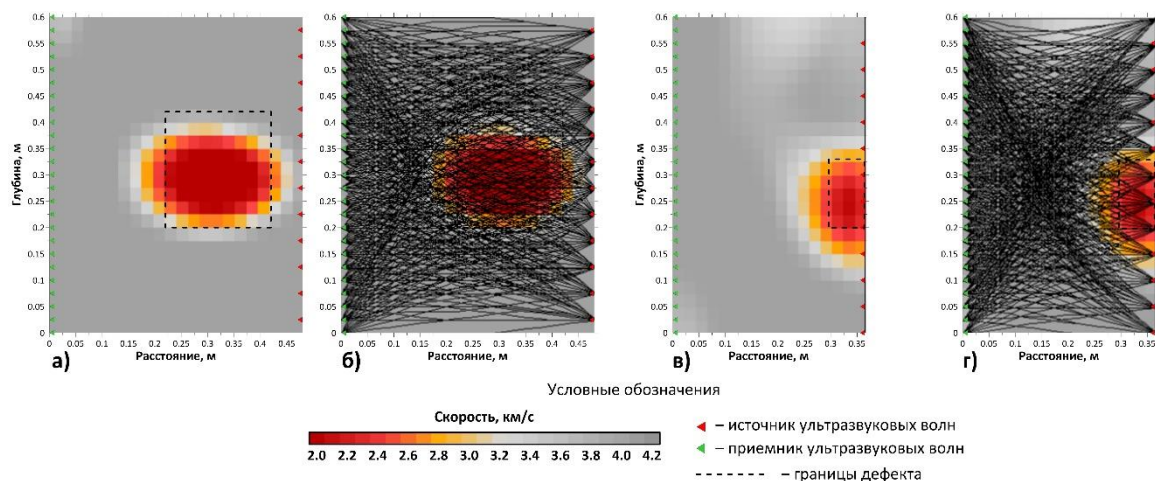


Рис. 2. Результаты решения обратной задачи межскважинной ультразвуковой томографии для массива данных, полученного по данным численного моделирования. Карты распределения значений скорости (*a*–*г*) с нанесенными лучевыми траекториями (*б*, *г*). *a*, *б* – модель 1; *в*, *г* – модель 2.

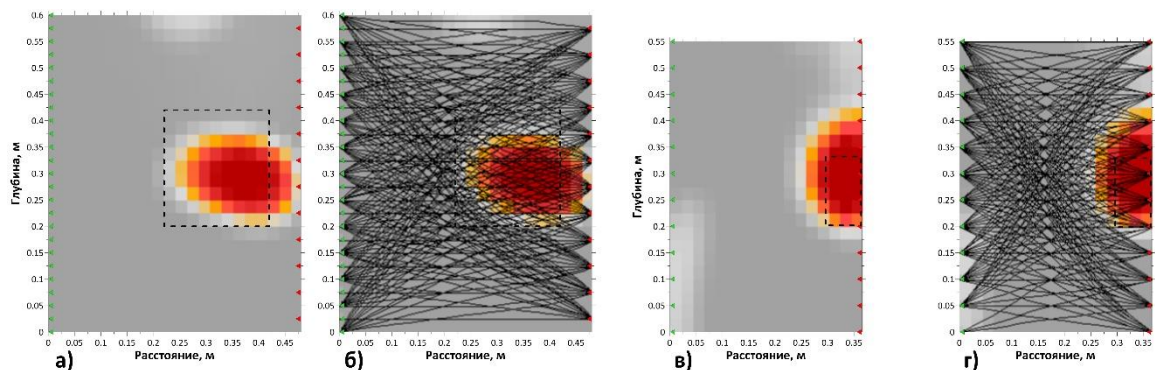


Рис. 3. Результаты решения обратной задачи межскважинной ультразвуковой томографии для массива данных, полученного по измерениям на физической модели. Карты распределения значений скорости (*a*–*г*) с нанесенными лучевыми траекториями (*б*, *г*). *a*, *б* – профиль 1-4; *в*, *г* – профиль 2-7. Условные обозначения – см. рис. 2.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента Российской Федерации для поддержки научных школ № НШ 5545.2018.5.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. J.M. Amir «Pile Testing», 2015.
2. И.Н. Лозовский, А.А. Чуркин // Транспортное строительство. 2018. № 7. С. 6-9.
3. А.Г. Болгаров, Ю.В. Рослов // Техн. сейсмозведки. 2009. № 1. С. 105-112.

4. М.А. Шишкина и др.// Техн. сейсмозведки. 2015. № 1, С. 5-21
5. D. Stojić et al. // Struct Control Health Monit. 2018. V. 25. I. 9. P. 1-19.



## Волновые технологии коррекции кристаллической текстуры тонких медных пленок на основе магнетронного распыления

И.И. Попов

[popov@volgatech.net](mailto:popov@volgatech.net)

В докладе сообщается о формировании различных винтовых форм медной пленки методом магнетронного распыления при воздействии на подложку акустического импульсного сигнала в виде последовательности прямоугольных импульсов с различной скважностью и постоянной частотой повторения.

Применялся стандартный режим магнитного распыления при формировании тонких пленок. Материал подложки – силикатное стекло. При напылении используется мишень меди Cu ГОСТ 859-2001. Условия получения следующие: газ – Ar(100%), давление в вакуумной камере 0,5 Па. Время напыления – 10 минут, подложки предварительно не нагревались. Напряжение разряда магнетрона 480В, ток 10А. При скорости распыления пленки 100нм/мин, толщина покрытия составила до 1 мкм. во время напыления устанавливались напротив магнетрона, перпендикулярно плазменному потоку. Особенностью технологического режима являлось формирование медной пленки в условиях воздействия на нее сверхслабого синусоидального акустического поля на частоте 6,3 кГц, модулированного частотой повторения 30 Гц.

При соотношении паузы между импульсами модуляции  $\Delta P_n$  и его длительности  $\Delta I_n$ , равном 1,9 была обнаружено получение винтовой формы медной пленки, приведенная на рис. 1.

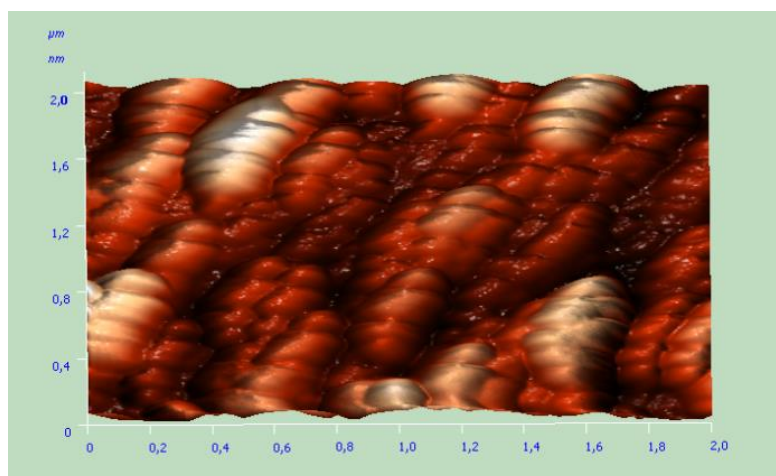


Рис. 1. Сканы тонкой пленки меди, полученные за счет коррекции формы импульсной последовательности, формирующейся в процессе инволюции материальных объектов, путем воздействия сторонним импульсным акустическим сигналом на подложку пленки.

При формировании пленки без воздействия акустического поля (вариант контроля) и при нескольких значениях отношения паузы между импульсами модуляции к длительности импульса,  $\Delta P_n / \Delta I_n$  равных 5.6, 3.14 и 1.9. Сканы этих пленок приведены на рис.2.

Для объяснения процессов, протекающих в момент формирования пленки, предложена модель применения двойной самозамкнутой петли эволюции/инволюции [1]. Во время фазового перехода от раскаленного газового состояния паров меди к ее кристаллическому состоянию происходит движение частиц меди по эволюционной

правой конической спирали Архимеда (рис.3). При этом к частицам меди приложена энергия с силой вращения в правом (эволюционном) и левом (инволюционном) направлении. При чем сила вращения в правом направлении превышает силу – в левом направлении, постепенно выравниваясь по мере подхода к вершине вихря. Движение паров меди по конической спирали Архимеда протекает в форме спектрального пакета, состоящего (для металлов) из 4 вихрей. Фаза возникновения каждого из вихрей сдвинуты на 90 градусов (для полупроводников – на 60 градусов).

Этот сброс происходит в пространство между двумя противофазными вихрями. На рис. 3 (б) время длительности импульса модуляции энергетического эволюционного процесса меньше времени, необходимого для заполнения веществом пространства между двумя противофазными вихрями. Потому наблюдаем заостренные кристаллические волокна по сравнению с контрольным вариантом. Если длительность импульса модуляции равна времени заполнения пространства между противофазными вихрями, то формируются прямоугольные формы волокон в двух ортогонально ориентированных направлениях между вихрями с фазами 0 и 180 градусов и с фазами 90 и 270 градусов (рис. 3, в). Пока фаза вращения энергии в эволюционном направлении меняется на 90 градусов, до достижения совпадения с диаметром конуса, происходит место сброса вещества. Именно по тому ортогонально ориентированные формы волокон сдвинуты относительно друг друга. При превышении длительности импульса модуляции более времени, необходимого для заполнения пространства между противофазными вихрями, после формирования прямоугольной формы волокна происходит дальнейший сброс вещества, то есть зашлаковывание пространства формирования пленки (рис.3, г).

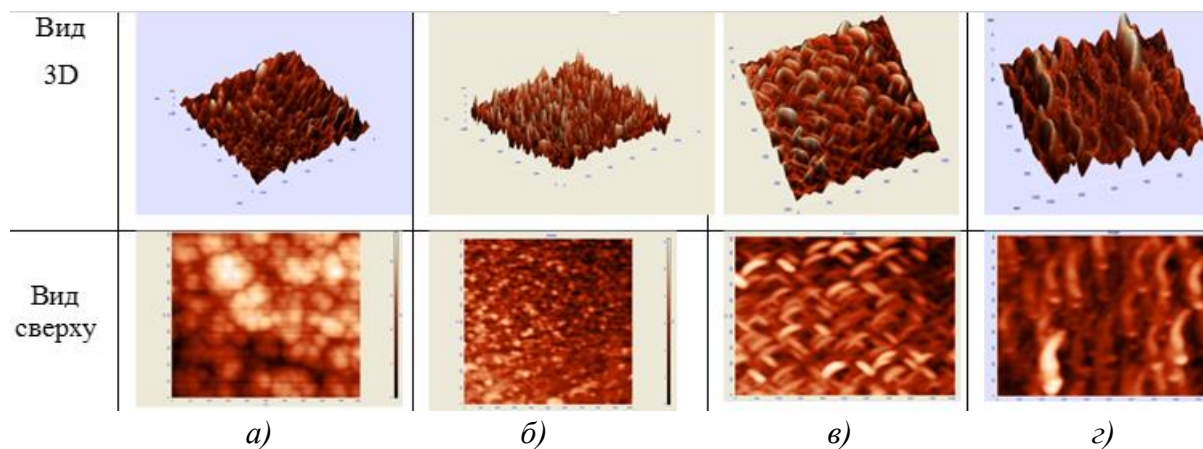


Рис.2. Сканы медных тонких пленок, полученных на основе вихревых технологий, с корректируемой текстурой формообразования: а) – контроль; б) -  $\Delta P_{п} / \Delta I_{и} = 5,6$ ;  $\Delta P_{п} / \Delta I_{и} = 3,14$ ;  $\Delta P_{п} / \Delta I_{и} = 1,9$ .

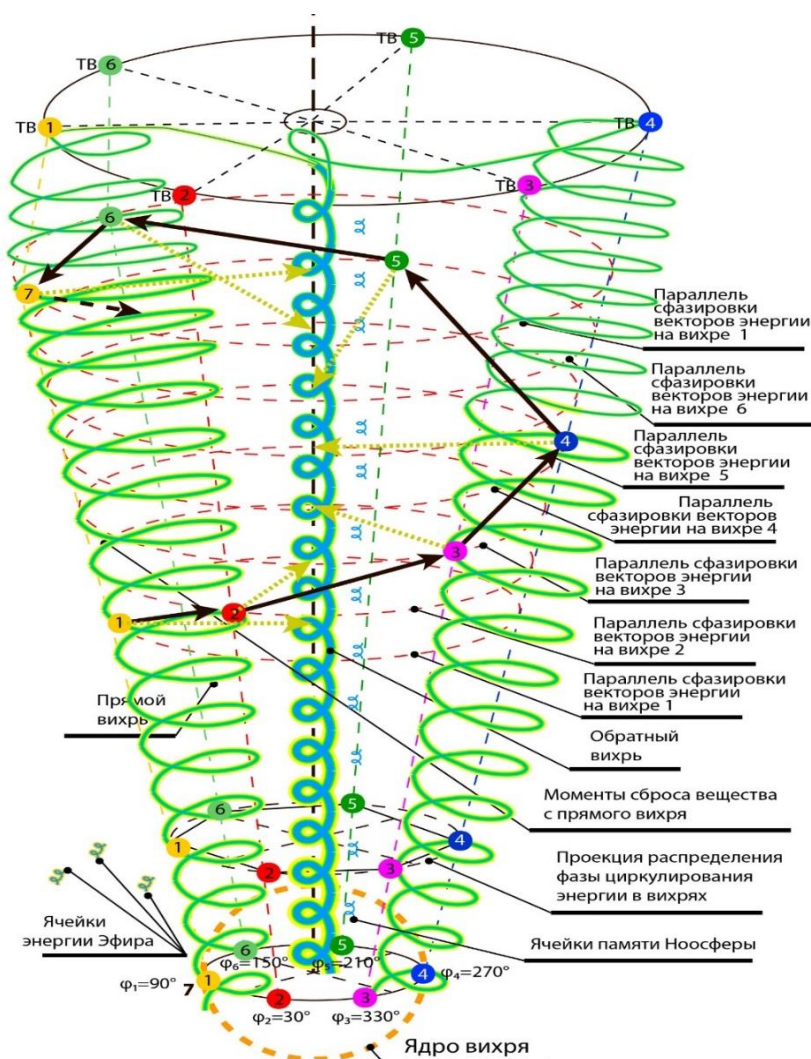


Рис.3. Принцип формирования шестигранной кристаллической структуры вещества от группы из шести прямых (эволюционных) вихрей, исходящих из 6 материальных образований, сформированных на вихревой спирали вихря, выше стоящего во фрактальной структуре иерархии М/М. Очередность вихрей определяется параметрами материнской спирали, обеспечивающими сдвиг фазы вихревого движения энергии каждого из них относительно фазы соседнего вихря на 60 градусов. Здесь: 1 ... 6 – номера вихрей, выходящих из ядра в одном направлении; по углам шестигранника проходят шесть прямых вихрей (сине-зелено-желтый цвет); по оси шестигранника возвращаются в ядро 6 обратных вихрей (синий цвет с маленьким желтым ореолом); черные вектора – границы формирующейся по винтовой траектории шестигранной кристаллической решетки.

## ЛИТЕРАТУРА

[1] Попов И.И. Модель энергоинформационного обмена в Природе// Материалы Тринадцатой международной научной школы «Наука и инновации – 2018» ISS «SI-2018»: / Под ред. И. И. Попова, В. А. Козлова, В. В. Самарцева. – Йошкар-Ола : ПГТУ, 2018.–С.171-197. (см. [www.mani12.ru](http://www.mani12.ru), по кнопке «Наука и инновации 2018»).