

## ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ В НЕОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ

<b>Влияние затухания на уширение дисперсионной кривой поверхностных спиновых волн</b>	
<i>А.Ю. Анненков, С.В. Герус</i> .....	2
<b>Наклонное распространение интенсивных акустических пучков в жидкости с газовыми пузырьками</b>	
<i>В.А. Гусев, А.О. Окунев</i> .....	4
<b>Лазерно-интерференционные системы для изучения природы волновых процессов неоднородных сред</b>	
<i>Г.И. Долгих</i> .....	8
<b>Пространственное управление лазерным излучением в нематическом жидком кристалле</b>	
<i>О.С. Кабанова, Ж. Лю, Е.А. Мельникова, И.И. Оленская, А.Л. Толстик</i> .....	10
<b>Оценка эффективности антенных решеток в подводных звуковых каналах</b>	
<i>М.С. Лабутина, А.И. Малеханов, А.В. Смирнов</i> .....	13
<b>Лазерное возбуждение акустических импульсов в поглощающих средах: численное решение многомерных задач</b>	
<i>О.Г. Романов, Г.И. Желтов, Г.С. Романов</i> .....	16
<b>Особенности фазовой флуктуационной структуры лазерных пучков в турбулентных средах</b>	
<i>П.П. Солопов, А.М. Зотов, Е.Г. Ким, П.В. Короленко</i> .....	19
<b>Методы и подходы на базе непрерывного вейвлетного анализа для исследования явлений когерентности и структурных особенностей зашумленных данных наземной сейсмической разведки на примере участков Саратовского Поволжья</b>	
<i>Н.С. Фролов, А.Е. Руннова, М.О. Журавлев</i> .....	23
<b>Экстремальные волны в океане</b>	
<i>Н.К. Шелковников</i> .....	26

## Влияние затухания на уширение дисперсионной кривой поверхностных спиновых волн

А.Ю. Анненков, С.В. Герус

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова (Фрязинский филиал) Российская академия наук

E-mail: [amts-f@mail.ru](mailto:amts-f@mail.ru)

Магнитостатические спиновые волны описываются уравнениями Максвелла в магнитостатическом приближении [1]. Чтобы учесть наличие затухания, решение надо искать в виде плоской затухающие волны:

$$A \exp \left[ i(\vec{k}\vec{r} - \omega t) - \vec{q}\vec{r} \right],$$

где  $\vec{k}$  – двумерный волновой вектор, расположенный в плоскости плёнки  $YZ$ ;  $\vec{r}$  – двумерный радиус-вектор;  $\omega$  – частота, значение которой зависит от параметров плёнки, поля подмагничивания и волнового вектора;  $\vec{q}$  – двумерный вектор затухания.

Поле подмагничивания  $H_0$  создаёт в плоскости плёнки значительную анизотропию, вследствие чего направления фазовой и групповой скоростей у поверхностных МСВ не совпадают. Если направить поле  $\vec{H}_0$  вдоль оси  $Z$ , а ферритовую пленку расположить перпендикулярно оси  $X$ , то дисперсионное уравнение для поверхностных МСВ будет иметь следующий вид [2]:

$$\frac{(k - \mu k_\mu)^2 - v^2 k_y^2}{(k + \mu k_\mu)^2 - v^2 k_y^2} = e^{2kd}, \quad (1)$$

где  $k_\mu = \sqrt{k_y^2 + k_z^2} / \mu$ ,  $\mu$  и  $v$  – компоненты тензора магнитной проницаемости:  $\mu = 1 + \omega_H \omega_M / (\omega_H^2 - \omega^2)$ ,  $v = -i\omega \omega_M / (\omega_H^2 - \omega^2)$ ,  $\omega_H = \gamma H_0$ ,  $\omega_M = 4\pi M_0$ ,  $M_0$  – намагниченность насыщения;  $d$  – толщина ферритовой плёнки.

Как известно [1], затухание в ферритовой среде можно учесть, если к величине поля подмагничивания  $H_0$  формально прибавить мнимое слагаемое вида  $i\alpha\omega/\gamma$ , в котором  $\alpha$  – коэффициент затухания,  $\gamma$  – гиромагнитное отношение. После замены  $H_0$  на  $H_0 + i\alpha\omega/\gamma$  в решении дисперсионного уравнения появляется вектор  $\vec{q}$ , описывающий затухание волны.

Так как вектор затухания может иметь различное направление, то на фиксированной частоте для выбранного направления волнового вектора мы получаем не единственное значение, а диапазон значений волновых векторов, соответствующих диапазону направлений вектора затухания. В результате дисперсионная кривая превращается из линии в полосу, внутри которой возможно существование МСВ.

На рис. 1 приведен график такой кривой, рассчитанной с учетом затухания для случая, когда МСВ распространяется перпендикулярно направлению поля подмагничивания. Серая полоса ограничивает все возможные значения волнового вектора, а жирная линия соответствует направлению наименьшего затухания. На рис. 2 приведены графики изочастотных кривых, представляющих собой срез дисперсионной поверхности на заданной частоте  $\omega$ , рассчитанные в направлении наименьшего затухания для случаев малого и большого затухания (пунктирная и сплошная линия, соответственно). Сравнение изочастотных кривых для малого и большого затухания показывает, что увеличение затухания оказывает существенное влияние на вид дисперсионной характеристики поверхностных СВ.

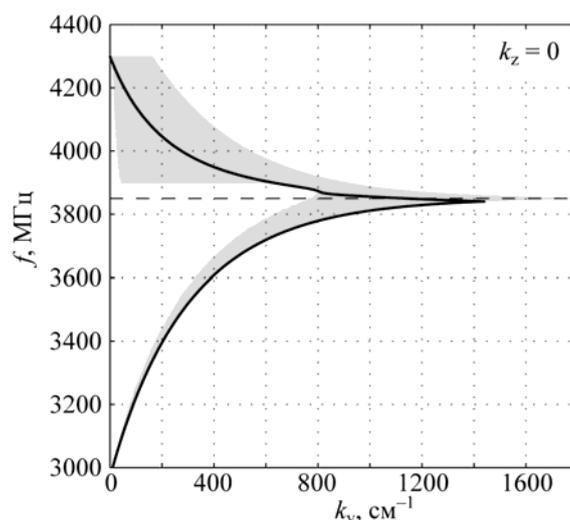


Рис. 1. График дисперсионной кривой поверхностной МСВ с учетом затухания

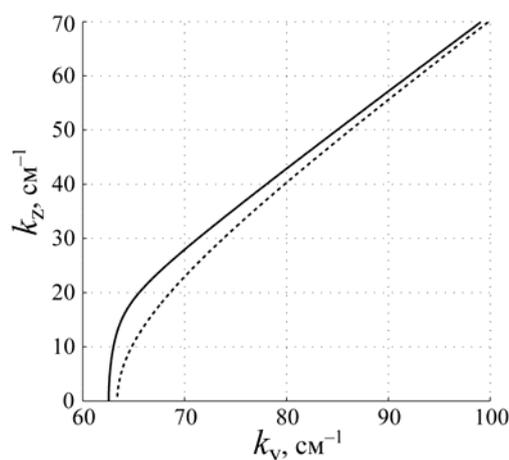


Рис. 2. Изочастотные кривые для малого (пунктирная линия) и большого (сплошная линия) затухания

Проведенные расчеты показали, что в плёнках с малым затуханием направление вектора  $\vec{q}$  совпадает с направлением групповой скорости, вычисляемой по формуле

$$\vec{v} = \partial\omega / \partial\vec{k} . \quad (2)$$

С увеличением затухания эти векторы перестают быть параллельными. Строго говоря, вектор, рассчитанный по формуле (2), при большом затухании перестаёт описывать распространение энергии волнового пакета [3, 4], что отчасти и демонстрируют полученные результаты.

Работа поддержана грантом РФФИ № 14-07-00332.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков «Магнитные колебания и волны». М.: Физматлит, 1994.
2. Ю.И. Беспятых, В.И. Зубков, В.В. Тарасенко // ЖТФ. 1980. Т. 50. № 1. С. 140-146.
3. Л.А. Вайнштейн // ЖТФ. 1957. Т. 27. № 11. С. 2606-2614.
4. В.Л. Гинзбург «Распространение электромагнитных волн в плазме». М.: Наука, 1967.

## Наклонное распространение интенсивных акустических пучков в жидкости с газовыми пузырьками

В.А. Гусев, А.О. Окунев

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет,  
кафедра акустики  
[vgusev@bk.ru](mailto:vgusev@bk.ru)

В работе [1] описан придонный акустический волновод, сформированный неоднородным распределением газовых пузырьков в донном иле, и рассчитано акустическое поле большой интенсивности в нем. Рассмотрено две конфигурации излучателя – излучатель находится в слое или над ним в донной толще. В первом случае требуются дополнительные технические средства для размещения излучателя в слое, однако математическое описание акустического поля можно проводить на основе обычного уравнения Хохлова-Заболотской для интенсивных пучков. Для второй конфигурации приходится рассматривать наклонное падение акустической волны на слой с газовыми пузырьками. Однако в работе [1] для этого случая рассчитано поле только в приближении нелинейной геометрической акустики. Поэтому необходимо вывести адекватные уравнения, описывающие наклонное распространение интенсивных пучков с учетом дифракционных эффектов.

Для описания ограниченных акустических пучков большой интенсивности обычно используются эволюционные уравнения, например уравнение Хохлова-Заболотской, позволяющие упростить математическую модель и построить точные и приближенные аналитические решения. Однако подобные уравнения обычно выводятся при условии распространения, близкого к нормальному по отношению к излучающей плоскости. Предполагается, что волна на начальном этапе распространяется преимущественно по нормали к плоскости, на которой задается граничное условие. При дальнейшем распространении направление может изменяться за счет неоднородности среды.

В данной работе выведено линейное уравнение, учитывающее дифракцию, для случая наклонного распространения через акустическое поле в среде с пузырьками и предложено обобщение уравнения Хохлова-Заболотской.

Рассмотрим жидкую среду, заполненную газовыми пузырьками. Акустическое поле в такой среде описывается уравнениями (см., например, [1,2]):

$$\Delta p - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = -\rho v \frac{\partial^2 w}{\partial t^2}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + 2\delta \frac{\partial w}{\partial t} + \omega_0^2 w (1 - \varepsilon_g w) = -\omega_0^2 \frac{p}{\rho_g c_g^2}. \quad (2)$$

Нелинейное волновое уравнение (1) для акустического давления  $P$  учитывает генерацию поля за счет колебаний пузырьков, а уравнение (2) описывает колебания пузырьков, вызванные внешним акустическим полем. Здесь  $w$  – относительное изменение объема пузырька,  $\omega_0^2 = 3c_g^2 \rho_g / \rho R_0^2$  – собственная частота колебаний пузырька с радиусом  $R_0$ ,  $\varepsilon_g$  – нелинейный параметр газа внутри пузырька соответственно. Выражая из уравнения (2) переменную  $P$  и подставляя в (1), можно записать замкнутое уравнение для функции  $w$ :

$$\Delta w - \frac{1}{c_{\text{eff}}^2} \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + \left( \Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \left[ \frac{1}{\omega_0^2} \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + \frac{2\delta}{\omega_0^2} \frac{\partial w}{\partial t} - \varepsilon_g w^2 \right] = 0. \quad (3)$$

В уравнении (3) формально введена эффективная скорость низкочастотной акустической волны в пузырьковой среде

$$c_{\text{eff}}^2 = \frac{c^2}{1 + \beta v},$$

где  $\beta = \rho c^2 / \rho_g c_g^2$  – отношение сжимаемостей жидкой и газовой сред. Параметр  $\beta$  оказывается большой величиной. Используя приближенное соотношение  $w \approx -p / \rho_g c_g^2$ , следующее из (2) в низкочастотном приближении, можно записать уравнение для акустического давления, аналогичное (3).

В случае нормального распространения уравнение (3) может быть сведено к эволюционному уравнению типа Хохлова-Заболотской:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \left( \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\Delta n(x, z)}{c_{\text{eff}0}} \frac{\partial p}{\partial \tau} - \frac{\varepsilon}{\rho_{\text{eff}0} c_{\text{eff}0}^3} p \frac{\partial p}{\partial \tau} - b \frac{\partial^2 p}{\partial \tau^2} - B \frac{\partial^3 p}{\partial \tau^3} \right) = \frac{c_{\text{eff}0}}{2} \frac{\partial^2 p}{\partial z^2},$$

где  $\Delta n(x, z) = (c_{\text{eff}0}^2 / c_{\text{eff}}^2 - 1) / 2 = \beta (v - v_0) / 2 (1 + \beta v_0)$  – переменная часть показателя преломления,  $\rho_{\text{eff}0} = \rho (1 - v_0) + \rho_g v_0$ , эффективный нелинейный параметр

$$\varepsilon = \frac{1 - (1 - \rho_g / \rho) v_0}{(1 + \beta v_0)^2} \varepsilon_g \beta^2 v_0,$$

параметр дисперсии  $B$  и коэффициент затухания  $b$  задаются выражениями:

$$B = \frac{\beta v_0}{2 \omega_0^2 c \sqrt{1 + \beta v_0}}, \quad b = \frac{\delta \beta v_0}{\omega_0^2 c \sqrt{1 + \beta v_0}}.$$

При наклонном распространении пучка процедуру вывода эволюционного уравнения необходимо модифицировать. Рассмотрим подробнее оператор Даламбера (волновое уравнение) для давления. Вначале рассмотрим линейную задачу и кратко приведем результаты работы [3] для пояснения возникающих трудностей. Пусть на излучающей плоскости  $z = 0$  задано граничное условие для давления  $p|_{z=0} = p_0(t; x, y)$ , где зависимость от поперечных координат  $x, y$  описывает структуру волнового пучка. Для того чтобы волна распространялась под углом  $\theta$  к нормали к излучающей плоскости, нужно ввести линейную по координате временную задержку и задать граничное условие вида

$$p|_{z=0} = p_0 \left( t - \frac{y}{c} \sin \theta; x, y \right) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S_0(\omega; x, y) \exp \left( -i\omega t + i \frac{\omega}{c} y \sin \theta \right), \quad (4)$$

где  $S_0(\omega; x, y)$  – временной спектр исходного сигнала. Распространение волны в полупространстве  $z > 0$  будем описывать линейным волновым уравнением

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0,$$

точное решение которого для граничного условия (4) имеет вид

$$p = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{\infty} S_0(\omega; x', y') dx' dy' \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-i\omega t + i\frac{\omega}{c} y' \sin \theta\right) d\omega \times \times \iint_{\infty} \exp\left(ik_x(x-x') + ik_y(y-y') + iz\sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}\right) dk_x dk_y. \quad (5)$$

Вычислительная сложность состоит в том, что интеграл по пространственным частотам в общем случае точно не вычисляется. Поэтому необходимо прибегать к упрощениям. Одним из часто используемых в теории волн упрощений является переход к рассмотрению квазиплоских ограниченных волновых пучков с узким пространственным спектром. В этом случае продольное волновое число

$$k_z = \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}. \quad (6)$$

можно заменить разложением в ряд Тейлора вблизи направления распространения волны. Акустическое поле, рассчитанное в таком приближении, подчиняется линеаризованному уравнению Хохлова-Заболотской. Аналогичное разложение можно провести и при наклонном распространении вблизи значений  $k_x = 0$ ,  $k_y = k \sin \theta$ . Соответствующее этому разложению уравнение имеет вид [3]

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \left( \frac{\partial p}{\partial z} \cos \theta + \frac{\partial p}{\partial y} \sin \theta \right) = \frac{c}{2} \left( \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{1}{\cos^2 \theta} \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} \right), \quad \tau = t - \frac{y}{c} \sin \theta - \frac{z}{c} \cos \theta.$$

Однако справедливость этого уравнения нарушается при увеличении угла  $\theta$ .

Для формулирования уравнения, применимого при больших значениях угла падения, поставим следующую задачу. Найдем наилучшую аппроксимацию кривой (6) в целом, т.е. кривую, качественно описывающую кривую (6), но, вообще говоря, отличающуюся значениями производных. Рассмотрим возможные варианты аппроксимации дисперсионной кривой (6). Для возможности аналитического расчета необходимо ограничиться параболой, но с неопределенными пока коэффициентами

$$k_z = -\frac{Ak_x^2}{2k} - \frac{Bk_y^2}{2k} + Ck_x k_y + Dk_x + Ek_y + Gk. \quad (7)$$

Здесь сразу положим  $C = 0$ , чтобы искомая поверхность была параболоидом, и  $D = 0$ , поскольку в плоскости  $xz$  волна распространяется вдоль нормали. Для аппроксимации (7) вычисление интегралов в (5) приводит к выражению

$$p = \frac{1}{2\pi cz \sqrt{AB}} \frac{\partial}{\partial \tau} \iint_{\infty} p_0(\tau - \Phi(x', y'); x', y') dx' dy',$$

$$\Phi(x', y') = \frac{1}{2cz} \left[ \frac{(x-x')^2}{A} + \frac{(y-y' - z(B \sin \theta + E))^2}{B} \right],$$

$$\tau = t - \frac{y}{c} \sin \theta - \frac{z}{c} \left( G - \frac{B \sin^2 \theta}{2} - E \sin \theta \right).$$

Это решение удовлетворяет эволюционному уравнению

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \left( \frac{1}{A} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{B \sin \theta - E}{A} \frac{\partial p}{\partial y} \right) = \frac{c}{2} \left( \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{B}{A} \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} \right). \quad (8)$$

Наложим следующие условия. Пусть искомая аппроксимация совпадает с точной в направлении распространения волны, а также совпадают вершины точной кривой (6) и искомой аппроксимации (7). Таким выбором обеспечивается также ограниченность коэффициентов уравнения (8) для любых углов распространения.

Наилучший результат обеспечивает следующая аппроксимация

$$k_z = k - \frac{k_x^2}{2k} - \frac{1 - \cos \theta}{\sin^2 \theta} \frac{k_y^2}{k}.$$

Этой аппроксимации соответствует эволюционное уравнение

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \left( \frac{\partial p}{\partial z} + 2 \frac{1 - \cos \theta}{\sin \theta} \frac{\partial p}{\partial y} \right) = \frac{c}{2} \left( \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + 2 \frac{1 - \cos \theta}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} \right). \quad (9)$$

Достоинством этого уравнения является то, что при  $\theta = 0$  (нормальное распространение) оно сводится к стандартному линеаризованному уравнению Хохлова-Заболотской, а его коэффициенты при  $\theta \rightarrow \pi/2$  остаются конечными. Кроме того, оно позволяет снизить требования на узость пространственного спектра пучка.

Таким образом, согласно предложенному методу оператор Даламбера заменяется на оператор уравнения (9). Этот метод может быть использован и для вывода эволюционного уравнения из линеаризованного уравнения (3). Если дисперсия и диссипация малы, то построение аппроксимации проводится аналогичным образом. В результате получим линейное эволюционное уравнение для наклонного распространения пучка:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \left( \frac{\partial p}{\partial z} + 2 \frac{1 - \cos \theta}{\sin \theta} \frac{\partial p}{\partial y} - b \frac{\partial^2 p}{\partial \tau^2} - B \frac{\partial^3 p}{\partial \tau^3} \right) = \frac{c}{2} \left( \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + 2 \frac{1 - \cos \theta}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} \right).$$

Отметим, что вид членов, ответственных за дисперсию и диссипацию, согласован с методикой медленно изменяющегося профиля. Легко записать очевидное нелинейное обобщение этого уравнения:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \left( \frac{\partial p}{\partial z} + 2 \frac{1 - \cos \theta}{\sin \theta} \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{\varepsilon}{\rho_{\text{эф0}} c_{\text{эф0}}^3} p \frac{\partial p}{\partial \tau} - b \frac{\partial^2 p}{\partial \tau^2} - B \frac{\partial^3 p}{\partial \tau^3} \right) = \frac{c}{2} \left( \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + 2 \frac{1 - \cos \theta}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} \right).$$

Таким образом, в работе выведено нелинейное эволюционное уравнение для наклонного распространения пучков, пригодное при больших отклонениях угла распространения от нормали.

Работа поддержана грантом Российского Научного Фонда № 14-22-00042.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В.А. Гусев, О.В. Руденко. Акуст. журн. 2015. Т. 61. № 2. С. 169-181.
2. О.В. Руденко, С.Н. Гурбатов, К.М. Хедберг. Нелинейная акустика в задачах и примерах. М.: Физматлит, 2007.
3. В.А. Гусев. Известия РАН. Серия Физическая. 2002. Т. 66. №12. С. 1742-1746.

## **Лазерно-интерференционные системы для изучения природы волновых процессов неоднородных сред**

Г.И. Долгих

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Тихоокеанский Океанологический институт им. В.И. Ильичева Дальневосточного отделения Российской академии наук*  
[dolgikh@poi.dvo.ru](mailto:dolgikh@poi.dvo.ru)

На основе современных лазерно-интерференционных методов разработаны лазерные деформографы различных вариантов [1-4], лазерные нанобарографы [1,5], лазерные измерители вариаций давления гидросферы [1,6] и лазерные гидрофоны [1,7]. Лучшие образцы лазерных деформографов способны регистрировать смещения участков земной коры до 10 нм в частотном диапазоне от 0 (условно) до 1000 Гц. Лазерные нанобарографы, лазерные измерители вариаций давления гидросферы и лазерные гидрофоны позволяют регистрировать вариации атмосферного и гидросферного давлений с точностью 1 мПа в частотном диапазоне от 0 (условно) до 1000 Гц. Все лазерные деформографы созданы на основе интерферометра Майкельсона неравноплечего типа с применением частотно стабилизированных гелий-неоновых лазеров, обеспечивающих долговременную стабильность частоты в девятом и одиннадцатом знаках. Лазерные нанобарографы, лазерные измерители вариаций давления гидросферы созданы на основе применения частотно-стабилизированный гелий-неоновых лазеров или полупроводниковых лазеров, а лазерные гидрофоны – на основе полупроводниковых лазеров. Лазерные деформографы, лазерные нанобарографы и лазерные измерители вариаций давления гидросферы (лазерные гидрофоны) составили основу сейсмоакустико-гидрофизических комплексов, основное назначение которых связано с изучением природы возникновения, развития и трансформации колебаний и волн инфразвукового и звукового диапазонов на границе раздела системы «атмосфера-гидросфера-литосфера».

Применение данных комплексов, расположенных на морском полигоне ТОИ ДВО РАН «м. Шульца», позволило исследовать закономерности возникновения и развития колебаний и волн в диапазоне периодов от 1 до 15 мин. При этом установлено, что цуги волн в диапазоне периодов 4-15 мин, которые раньше приписывались короткопериодным морским волн, связаны, в основном, с вариациями атмосферного давления соответствующих периодов. Конечно, в данном диапазоне периодов существуют также короткопериодные морские волны, возбуждённые не только атмосферными, но и гидросферными процессами. Кроме того, в данном диапазоне периодов находятся периоды собственных колебаний геоблоков земной коры, что было установлено при проведении измерений вариаций деформаций земной коры в подземном руднике вблизи г. Краснокаменска. Также установлено, что так называемый «Инфравитационный шум Земли», который раньше связывали либо с атмосферными либо с гидросферными процессами (инфравитационными морскими волнами), обусловлен, в основном, с атмосферными процессами.

При исследовании динамики ветровых волн на шельфе убывающей глубины установлено, что: 1) В процессе взаимодействия ветровых волн с дном их периоды уменьшаются, что связано с процессами оттока энергии ветровых морских волн в энергию верхнего слоя земной коры; 2) Изменение периодов ветровых волн со временем не описывается классическим дисперсионных соотношением для прогрессивных морских волн, что связано не только с нелинейными эффектами, но и с эффектом Доплера и существенным влиянием вариаций величины и направления скорости ветра в источнике ветровых морских волн.

Проведённые первые экспериментальные работы по изучению возможности использования береговых лазерных деформографов для регистрации сложных фазоманипулированных сигналов (М-последовательностей), показали перспективность выполнения данных исследований в интересах решения томографических и инверсионных задач с целью изучения структуры и состава земной коры шельфовых областей морей и океанов, в том числе покрытых льдом. При проведении комплекса экспериментальных работ на шельфе Японского моря уточнена модель верхнего слоя морской земной коры исследуемого полигона. Определены величины затухающих и не затухающих рэлеевских волн, продольных и поперечных волн, волн Стоунли и Лява.

На примере регистрации гидроакустических сигналов корейского паромы, движущегося в Японском море, отработана методика пеленгации двухкоординатным лазерным деформографом, установленным на берегу, источников гидроакустических низкочастотных колебаний, находящихся как в глубоком, так и в мелком море. Обосновано более эффективное применение пространственно разнесённых двух двухкоординатных лазерных деформографов при определении координат точки излучения.

Исходя из анализа обработки записей лазерного деформографа и сопоставления их с гидрологической обстановкой в районе экспериментального полигона ТОИ ДВО РАН «м. Шульца» можно сделать вывод, что величина трансформированной энергии гидроакустических волн на частоте излучённого сигнала 33 Гц в сейсмоакустические на границе геосфер в осенний период больше, чем в начале лета. Данный факт напрямую зависит от сезонных температурных флуктуаций в акватории проведения исследовательских работ. В июне из-за интенсивного нагрева воды в приповерхностном слое образуется звуковой канал. С учётом этого условия и глубины погружения излучателя, большая часть акустической энергии будет концентрироваться в данном канале, верхняя и нижняя границы которого располагаются на глубинах 2, 5 и 16 м, соответственно. В то же время по результатам исследований, проведённых осенью, известно, что в отсутствие активных циклонов в Японском море верхний слой воды еще остаётся достаточно нагретым (характерный слой скачка начинается с глубины 20 м), тем самым при работе излучателя, большая часть акустической энергии захватывается придонным звуковым каналом и, соответственно, большая часть этой энергии уходит в дно.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Г.И. Долгих, В.Е. Привалов “Лазеры. Лазерные системы” Владивосток: Дальнаука. 2009. 202 с.
2. Г.И. Долгих и др. // Физика Земли. 1998. №11. С. 76-81.
3. Г.И. Долгих и др. // Физика Земли. 2002. №8. С. 69-73.
4. Г.И. Долгих и др. // Приборы и техника эксперимента. 2013. № 2. С. 138-139.
5. Г.И. Долгих и др. // Физика Земли. 2004. №8. С.82–90.
6. Г.И. Долгих и др. // Приборы и техника эксперимента. 2005. №6. С.56-57.
7. Г.И. Долгих, А.А. Плотников, В.А. Швец // Приборы и техника эксперимента. 2007. №1. С.159-160.

## Пространственное управление лазерным излучением в нематическом жидком кристалле

О.С. Кабанова, Ж. Лю, Е.А. Мельникова, И.И. Оленская, А.Л. Толстик

Белорусский государственный университет

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

В настоящее время область использования жидких кристаллов (ЖК) выходит далеко за рамки их традиционного применения в дисплейных технологиях. Перспективы исследований в области нематических ЖК определяются возможностью создания на их основе разнообразных функциональных устройств со сложной топологией оптической анизотропии. Устройства такого типа позволяют управлять пространственно-поляризационными характеристиками излучения и отличаются миниатюрностью, надежностью и дешевой изготовлением [1,2].

В работе были разработаны и изготовлены ЖК ячейки с электрически управляемой рефрактивной границей раздела двух областей НЖК с ортогональной ориентацией директора ЖК молекул в смежных областях [1].

На рисунке 1 представлена структурная схема управляемой ЖК ячейки с рефрактивной границей.

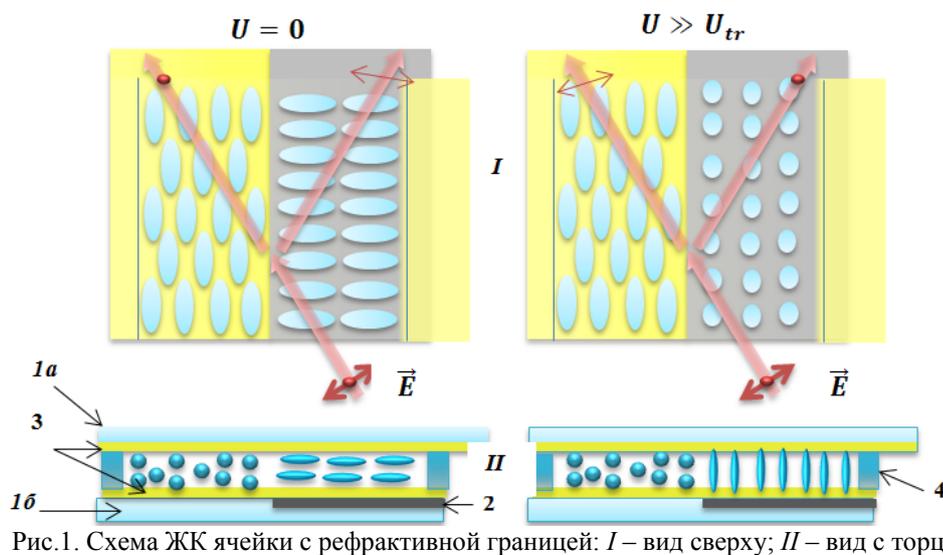


Рис. 1. Схема ЖК ячейки с рефрактивной границей: I – вид сверху; II – вид с торца

Корпус ЖК ячейки составляют две стеклянные подложки, на подложку 1а наносился прозрачный электрод из окисла индия (ITO) для возможности визуального наблюдения распространения излучения в ЖК слое, на подложку 1б методом литографии напылялся тонкий проводящий слой хрома 2. Для реализации управляемой рефрактивной границы производилось частичное травление хрома в присутствии соляной кислоты с поверхности подложки 1б. Для ориентирования ЖК слоя на подложки наносились тонкие пленки азокрасителя 3. Начальная планарная ориентация директора ЖК молекул в двух взаимно ортогональных направлениях в плоскости ячейки осуществлялась бесконтактным методом фотоориентации азокрасителя поляризованным УФ излучением [3]. Преимуществами использования пленок азокрасителя в качестве ориентантов являются высокие энергии сцепления, термостабильность и фотостабильность материала. Толщина ЖК ячейки задавалась спейсерами 4 и составляла **20 мк**. В работе использовался положительный

двулучепреломляющий нематический жидкий кристалл с величиной оптической анизотропии  $\Delta n = 0,18$ .

В условиях отсутствия внешнего электрического поля в ЖК ячейке существует оптически наведенная рефрактивная граница раздела двух областей с взаимно ортогональными ориентациями директора в плоскости элемента. В области ЖК ячейки с планарной горизонтальной ориентацией директора при взаимодействии с горизонтально поляризованным лазерным излучением возбуждается необыкновенная волна, показатель преломления для которой  $n_e = 1,67$ . В смежной области ЖК ячейки для данной геометрии эксперимента возбуждается обыкновенная волна ( $n_o = 1,49$ ), поскольку ориентация директора ЖК молекул перпендикулярна к вектору поляризации световой волны. Таким образом, горизонтально поляризованная компонента лазерного излучения распространяется из области с большим показателем преломления (возбуждена необыкновенная волна) в область с меньшим показателем преломления (возбуждена обыкновенная волна), что сопровождается отражением и преломлением излучения на рефрактивной границе согласно закону Снелиуса. При падении линейно поляризованного излучения на рефрактивную границу под углом  $\alpha$ , превышающим критическое значение ( $\alpha > \alpha_{кр}$ ), происходит полное внутреннее отражение (ПВО) и излучение не проникает в среду с меньшим показателем преломления.

В условиях присутствия внешнего электрического поля в области ЖК ячейки с напыленным хромом происходит переориентация ЖК молекул в результате перехода Фредерикса [4], т.е. планарная ориентация заменяется на гомеотропную, в то время как в смежной области электропроводящий слой отсутствует и, как следствие, ориентация директора ЖК молекул остается исходной (планарной). Таким образом, при приложении напряжения к ЖК ячейке возникает рефрактивная граница раздела двух ЖК областей, индуцированная электрическим полем. Для данной геометрии эксперимента вертикально поляризованная компонента лазерного излучения является необыкновенной волной ( $n_e = 1,67$ ) в области ЖК ячейки с напыленным хромом. В смежной области ячейки ориентация директора ЖК молекул является планарной и показатель преломления для вертикальной поляризационной моды определяется показателем преломления для обыкновенной волны ( $n_o = 1,49$ ). При включенном электрическом поле отражение и преломление на рефрактивной границе испытывает вертикально поляризованная мода и при углах падения излучения на границу, превышающих критический, происходит явление ПВО.

Таким образом, при помощи созданной ЖК ячейки с управляемой рефрактивной границей, работающей в двух экспериментальных геометриях, можно реализовать пространственное и поляризационное разделение ортогональных мод лазерного излучения.

На рисунке 2 представлены экспериментальные результаты по регистрации картины распространения линейно поляризованного лазерного излучения в ЖК слое в условиях присутствия электромагнитного поля. При величине напряжения, превышающей пороговое, и углом падения излучения на границу  $\geq \alpha_{кр}$ , происходит, согласно теории, пространственное и поляризационное разделение мод: для вертикальной компоненты лазерного излучения реализуется эффект ПВО, а горизонтальная компонента распространяется прямолинейно, поскольку является обыкновенной волной в обеих областях ячейки. Анализируя экспериментальные данные, представленные на рис. 2 а, можно заметить, что с ростом величины приложенного напряжения происходит смещение точки отражения вертикально поляризованной моды в область ячейки без электрода, что обуславливается выходом силовых линий напряженности электромагнитного поля за границу напыленного

электрода. Смещение рефрактивной границы под действием напряжения сопровождается изменением траектории отраженного излучения. На рисунке 2 б представлен график зависимости величины отклонения отраженного излучения в зависимости от величины приложенного поля. Таким образом, выбирая величину приложенного напряжения к ЖК ячейке можно осуществлять сдвиг отраженного луча в область ячейки без электрода на величину порядка  $\Delta_{\text{max}} = 196 \mu$ , а также производить микросканирование излучением по оси  $y$  на величину  $70 \mu$ .

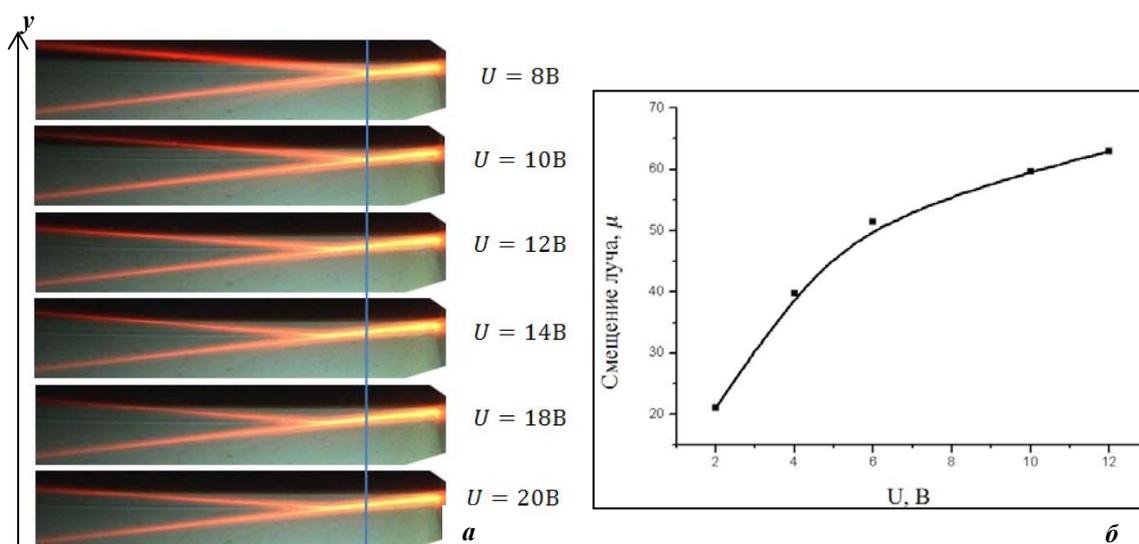


Рис.2. Зависимость смещения отраженного луча от величины приложенного напряжения

В данной работе были спроектированы и изготовлены ЖК ячейки с управляемой рефрактивной границей раздела двух ЖК областей с ортогональными ориентациями директора. Экспериментально исследован эффект полного внутреннего отражения линейно поляризованного лазерного излучения от электрически контролируемой рефрактивной границы. Проведенные исследования демонстрируют возможность создания пространственно-поляризационного ЖК переключателя мод с ортогональной поляризацией. Также, изготовленные ЖК ячейки позволяют осуществлять пространственное микросканирование световым пучком при помощи внешних электрических полей.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1 O.S. Kabanova et al. // Technical Physics Letters. 2014. V. 40. No.7. P. 618-620.
- 2 A.A. Kazak et al. // Сборник трудов XI Международной конференции «Прикладная оптика 2014». Санкт-Петербург: Оптическое общество им. Д.С. Рождественского. 21-24 октября 2014. Том 3. С. 60–63.
- 3 V. Mikulich et al. // Journal of the Society for Information Display. 2014. V. 20. I. 4. P. 199-203.
- 4 Л.М. Блинов “Электро- и магнитооптика жидких кристаллов” М.: Наука, 1978.

## Оценка эффективности антенных решеток в подводных звуковых каналах

М.С. Лабутина<sup>1</sup>, А.И. Малеханов<sup>1,2</sup>, А.В. Смирнов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Нижегородский госуниверситет им. Н.И.Лобачевского

<sup>2</sup>Институт прикладной физики РАН

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

Океан с акустической точки зрения исключительно изменчив: в нем возникают течения, вихри, внутренние волны, мелкомасштабная турбулентность. Кроме распространенного представления о горизонтально-слоистого распределения скорости звука [1], необходимо принимать во внимание наблюдаемые пространственные и временные флуктуации распространяющихся звуковых сигналов [2]. Вследствие этого структура звукового поля в океанических волноводах оказывается весьма сложной. Известно, что ослабление взаимных корреляций модовых амплитуд при дальнем распространении акустического сигнала в океаническом волноводе происходит из-за рассеяния звука на случайных (объемных и поверхностных) неоднородностях канала.

В данной работе выполнено моделирование функции пространственной когерентности многомодового акустического сигнала в вертикальной плоскости случайно-неоднородного подводного звукового канала в предположении, что принимаемый сигнал представляет собой сумму нормальных волн, имеющих заданный спектр волновых чисел, амплитуды которых имеют некоторый (зависящий от дистанции) конечный масштаб взаимных корреляций.

Дальнейший расчет функции отклика антенны на такой сигнал проведен с целью количественной оценки влияния основных физических характеристик сигнала, таких как спектр интенсивностей мод, спектр волновых чисел, масштаб межмодовых корреляций, на коэффициент усиления антенны. Полученные результаты позволяют провести сравнительный анализ влияния условий распространения многомодового сигнала на отклик протяженной вертикальной антенны.

Также было проведено сравнение коэффициентов усиления протяженной вертикальной антенны при разных моделях шума, задаваемых матрицами пространственной корреляции, и сигнала при последовательной настройке амплитудно-фазового распределения на каждую из мод. Представленные результаты позволяют дать рекомендации по подбору модели сигнала с наибольшим усилением в рамках выбранной модели шума.

Для демонстрации относительного усиления многомодового сигнала вертикальной антенной решетки в случайно-неоднородном канале с учетом модового шума, обусловленного наличием шумовых источников в приповерхностном слое канала, воспользуемся известными моделями функции пространственной когерентности шума, полученными в работе Купермана-Ингенито [3].

Коэффициент усиления антенны  $G$  находится как отношение сигнал-шум на выходе антенны, деленное на отношение сигнал-шум на единичном приемнике.

$$G = \frac{\left(\frac{S}{N}\right)_{array}}{\left(\frac{S}{N}\right)_{receiver}} \quad (1)$$

Рассмотрим поподробнее каждое из данных отношений.

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{array} = \frac{\vec{F}^+ R_S \vec{F}}{\vec{F}^+ (I + \alpha R_N) \vec{F}} \quad (2)$$

Здесь  $\vec{F}$  – вектор амплитудно-фазового распределения антенны, отвечающий конфигурации решетки,  $I$  – единичная матрица, которая относится к пространственным корреляциям изотропного шума и собственных шумов в каналах антенной решетки (единичной мощности);  $R_N$  – матрица пространственной корреляции шумов океана, для формирования использовались модели шумов как сплошного, так и дискретного модового спектра;  $R_S$  – матрица функции пространственной когерентности полезного сигнала,  $\alpha$  – коэффициент отношения мощности модового к белому шуму.

Соотношение сигнал шум на выходе с единичного приемника определяется как отношение средних по элементам интенсивностей сигнала и шумов

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{receiver} = \frac{\sum_{m=1}^M (I_S)_m}{1 + \alpha \left(\sum_{m=1}^M I_N\right)} \quad (3)$$

$I_S$  и  $I_N$  – интенсивности  $m$ -ой моды на некоторый выбранной глубине  $z_0$  в поле сигнала и модового шума соответственно.

Таким образом, выигрыш антенны зависит как от входных параметров – шума и сигнала, так и от характеристик самой решетки.

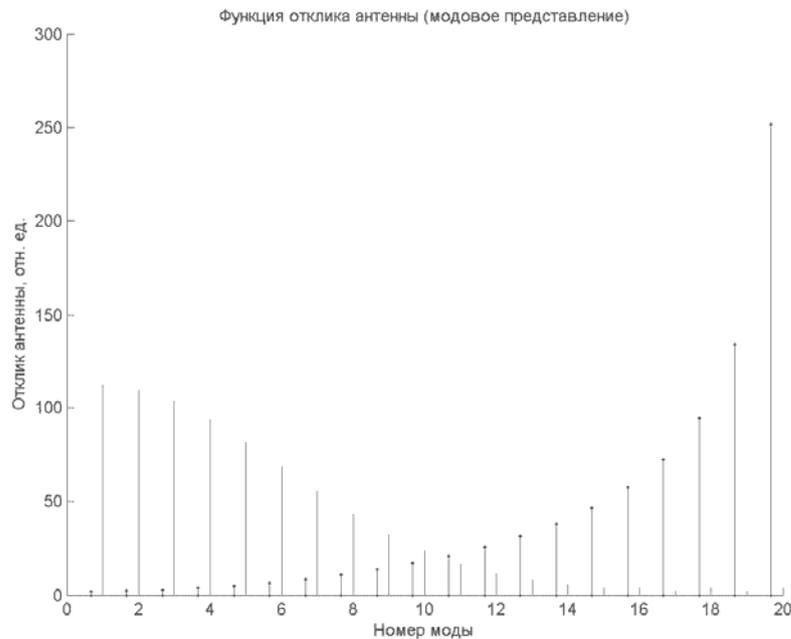


Рис. 1. Отклик вертикальной антенны на сигнал с неравномерным спектром интенсивности мод с максимумом в области низких мод и шум по модели Купемана-Ингенито (с точками).

Для сравнительного анализа влияния выбора амплитудно-фазового распределения антенной решетки на ее выигрыш вектор  $\vec{F}$  поочередно выбирался равным вектору каждой из мод на входе антенной решетки. При этом размер антенной решетки предполагался равным полной глубине подводного звукового канала (100 м), длина волны составляла  $\lambda=10$  м, расстояние между элементами 5 м.

На рис. 1 представлены результаты численного моделирования отклика антенны в относительных единицах в изоскоростном подводном звуковом канале с абсолютно жестким дном и свободной поверхностью в зависимости от номера моды на шум,

представленный моделью Купермана-Ингенито и на сигнал, построенный приближении неравномерного спектра интенсивности мод сигнала с максимумом в области низких мод.

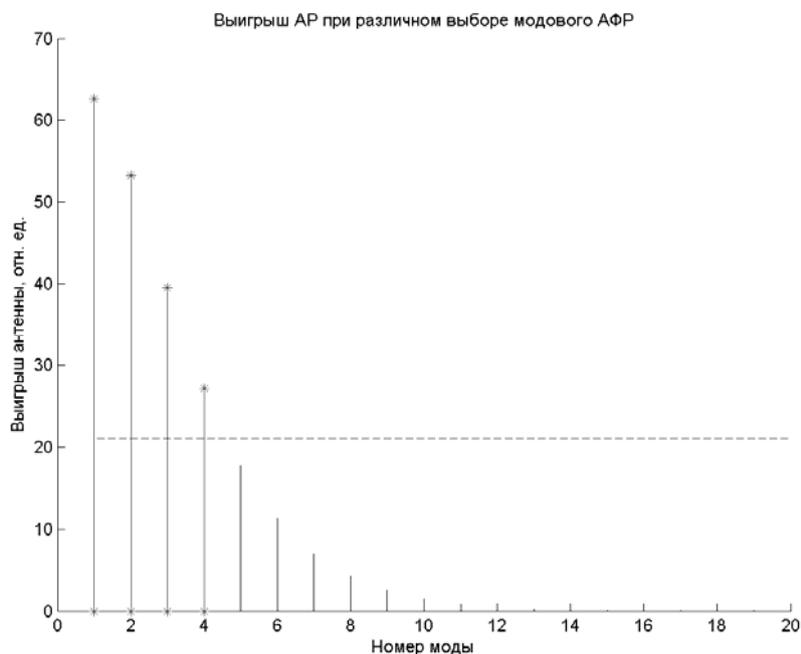


Рис. 2. Коэффициент усиления антенны сигнала с неравномерным спектром интенсивности и отсутствием межмодовой корреляции на фоне шума, описываемого моделью Купермана-Ингенито, в зависимости от номера моды.

На рис. 2 представлен результат вычисления выигрыша вертикальной антенной решетки, в случае, когда сигнал и шум заданы моделями из рис.1. Для сравнения, горизонтальным пунктиром на рисунках показан уровень коэффициента усиления данной антенной решетки при приеме сигнала в виде плоской волны на фоне изотропного шума (равный числу элементов  $N=21$ ). По результатам моделирования можно сделать вывод о том, что в случае, когда сигнал локализован в области низких мод, а шумы - в области высоких мод, получается очень хороший выигрыш для антенной решетки с амплитудно-фазовым распределением, заданном в виде первых четырех мод. Этот результат демонстрирует эффект существенной зависимости коэффициента усиления антенны от конкретного выбора моды, особенно в случае некоторого характерного распределения по модам сигнала и шумов океана.

Работа выполнена в рамках базовой части государственного задания на выполнение государственных работ в сфере научной деятельности (№2014/134, проект 1822), а также гранта Президента Российской Федерации для поддержки ведущих научных школ (НШ-339.2014.2).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Л. М. Бреховских..Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1977. 343 с.
2. Л.М. Бреховских, Ю.П. Лысанов. Теоретические основы акустики океана. Ленинград: Гидрометеиздат, 1982. 264 с.
3. W.A. Kuperman, F. Ingenito. Spatial correlation of surface generated noise in astratified ocean // J. Acoust. Soc. Am. 1980. V. 67. No.6. P. 1988-1996.

## Лазерное возбуждение акустических импульсов в поглощающих средах: численное решение многомерных задач

О.Г. Романов<sup>1</sup>, Г.И. Желтов<sup>2</sup>, Г.С. Романов<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Белорусский государственный университет

<sup>2</sup>Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси

<sup>3</sup>Институт тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова НАН Беларуси

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

При воздействии импульсного лазерного пучка на поглощающую среду (жидкость) происходит ее локальный нагрев, тепловое расширение и генерация акустической (ударной) волны. Данные процессы могут быть описаны уравнениями движения среды в форме Лагранжа [1]. Для многих практически важных случаев достаточно информативным является решение одномерной (плоской, цилиндрической или сферической) задачи, адекватной геометрии области взаимодействия изучения со средой [2]. Однако разработка трехмерной модели, позволяющей исследовать термомеханические процессы в жидкости при воздействии световых пучков произвольной пространственной структуры и длительности импульса, остается актуальной проблемой. В данной работе описывается методика решения поставленной задачи на основе численного моделирования трехмерных уравнений движения сплошных сред в форме Лагранжа, анализируются характеристики возбуждаемых акустических импульсов при различном соотношении параметров возбуждающего лазерного импульса и поглощающей среды.

Уравнения Лагранжа для трехмерного движения сплошной среды имеют вид [3]:

– уравнение непрерывности:

$$V = V_0 \left[ \frac{\partial x_e}{\partial x_1} \left( \frac{\partial y_e}{\partial y_1} \frac{\partial z_e}{\partial z_1} - \frac{\partial y_e}{\partial z_1} \frac{\partial z_e}{\partial y_1} \right) - \frac{\partial y_e}{\partial x_1} \left( \frac{\partial x_e}{\partial y_1} \frac{\partial z_e}{\partial z_1} - \frac{\partial x_e}{\partial z_1} \frac{\partial z_e}{\partial y_1} \right) + \frac{\partial z_e}{\partial x_1} \left( \frac{\partial x_e}{\partial y_1} \frac{\partial y_e}{\partial z_1} - \frac{\partial x_e}{\partial z_1} \frac{\partial y_e}{\partial y_1} \right) \right], \quad (1)$$

где  $V_0 = 1/\rho_0$ ,  $V = 1/\rho$  – начальный и текущий удельные объемы;  $(x_1, y_1, z_1)$  – лагранжевы координаты,  $(x_e, y_e, z_e)$  – эйлеровы координаты;

– уравнения движения:

$$\left( X - \frac{\partial^2 x_e}{\partial t^2} \right) \frac{\partial x_e}{\partial x_1} + \left( Y - \frac{\partial^2 y_e}{\partial t^2} \right) \frac{\partial y_e}{\partial x_1} + \left( Z - \frac{\partial^2 z_e}{\partial t^2} \right) \frac{\partial z_e}{\partial x_1} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_1}; \quad (2)$$

$$\left( X - \frac{\partial^2 x_e}{\partial t^2} \right) \frac{\partial x_e}{\partial y_1} + \left( Y - \frac{\partial^2 y_e}{\partial t^2} \right) \frac{\partial y_e}{\partial y_1} + \left( Z - \frac{\partial^2 z_e}{\partial t^2} \right) \frac{\partial z_e}{\partial y_1} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y_1}; \quad (3)$$

$$\left( X - \frac{\partial^2 x_e}{\partial t^2} \right) \frac{\partial x_e}{\partial z_1} + \left( Y - \frac{\partial^2 y_e}{\partial t^2} \right) \frac{\partial y_e}{\partial z_1} + \left( Z - \frac{\partial^2 z_e}{\partial t^2} \right) \frac{\partial z_e}{\partial z_1} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z_1}, \quad (4)$$

где  $\vec{F} = X\vec{i} + Y\vec{j} + Z\vec{k}$  – вектор силы, отнесенный к единице массы (в дальнейшем полагается равной нулю, т.е.  $X = Y = Z = 0$ );

– уравнения изменения эйлеровых координат:

$$u_{x_e} = \frac{\partial x_e}{\partial t}, \quad u_{y_e} = \frac{\partial y_e}{\partial t}, \quad u_{z_e} = \frac{\partial z_e}{\partial t}; \quad (5)$$

– уравнение состояния (в виде Ми – Грюнайзена [4]):

$$P = \rho_0 u_0^2 \left( 1 - \frac{V}{V_0} \right) + \Gamma \frac{C_V (T - T_0)}{V}, \quad (6)$$

$\Gamma = u_0^2 \beta / C_V$  – коэффициент Грюнайзена,  $\beta$  – коэффициент объемного расширения,  $C_V$  – теплоемкость,  $u_0$  – скорость звука в среде.

Изменение температуры среды находится из решения уравнения теплопроводности:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{V}{C_V} k_T \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x_e^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y_e^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z_e^2} \right) + \frac{V}{C_V} Q_S. \quad (7)$$

Величина  $Q_S$  в уравнении (7) определяется источником энерговыделения:  $Q_S = I(x_e, y_e, z_e, t) \kappa$ , где  $I(t, x_e, y_e, z_e) = I_0 f_t(t) f_{xyz}(x_e, y_e, z_e)$  – интенсивность светового пучка в момент  $t$  в точке пространства с координатой  $(x_e, y_e, z_e)$ ,  $\kappa$  – коэффициент поглощения среды; степенно-экспоненциальная функция  $f(t) = (t/\tau_p) \exp[-t/\tau_p]$ , где  $\tau_p$  – длительность лазерного импульса.

Совместное решение системы уравнений (1) – (7) позволяет рассчитать пространственно-временные зависимости давления, температуры, плотности и скорости движения, оценить вклад теплового и акустического механизмов в изменение физических параметров сплошной среды. Численное моделирование системы (1) – (7) проводилось с использованием изложенной в [5] и адаптированной на многомерный случай методики конечно-разностной аппроксимации уравнений движения и уравнения состояния, уравнение теплопроводности (7) решалось по трехслойной явной схеме [6].

В качестве примера рассмотрим случай воздействия на помещенную в кювету (граничное условие – жесткая граница  $x_l = 0$ ) поглощающую среду (подкрашенная вода, коэффициент поглощения  $\kappa = 10 \text{ см}^{-1}$ ) лазерного импульса (суммарной энергия  $E \approx 50 \text{ мДж}$ , пиковая интенсивность  $I_0 = 3.2 \text{ Вт/см}^2$ , длительность  $\tau_p = 50 \text{ нс}$ , гауссов поперечный профиль полушириной  $r_0 = 0.1 \text{ см}$ ), поглощение которого в среде вдоль оси распространения происходит по закону Бугера:

$$I(t, x_e, y_e, z_e) = I_0 f_t(t) \exp \left[ - \left( \frac{y_e - y_0}{r_0} \right)^2 - \left( \frac{z_e - z_0}{r_0} \right)^2 \right] \exp[-\kappa x_e]. \quad (8)$$

Результаты численного моделирования данной задачи представлены на рисунке 1 в виде рассчитанных в последовательные моменты времени полей давления (в барах) в плоскости  $(x, y)$ , содержащей координату распространения светового пучка и одну из поперечных координат (объем расчетной области  $1 \text{ см}^3$ , число расчетных ячеек  $200 \times 200 \times 200$ ). После окончания локального импульсного нагрева поглощающей среды первоначально созданная область повышенного давления (рис. 1, а) релаксирует в окружающую область (рис. 1, б), при этом формируется биполярный акустический импульс (рис. 1, в), амплитуда которого затухает по мере распространения в среде (рис. 1, г). Закон затухания определяется соотношением ширины светового пучка и коэффициента поглощения  $r_0 \kappa$ : при  $r_0 \kappa \ll 1$  формируется квазиплоский импульс, при  $r_0 \kappa \gg 1$  – импульс цилиндрической симметрии, при  $r_0 \kappa \approx 1$  – квазисферический.

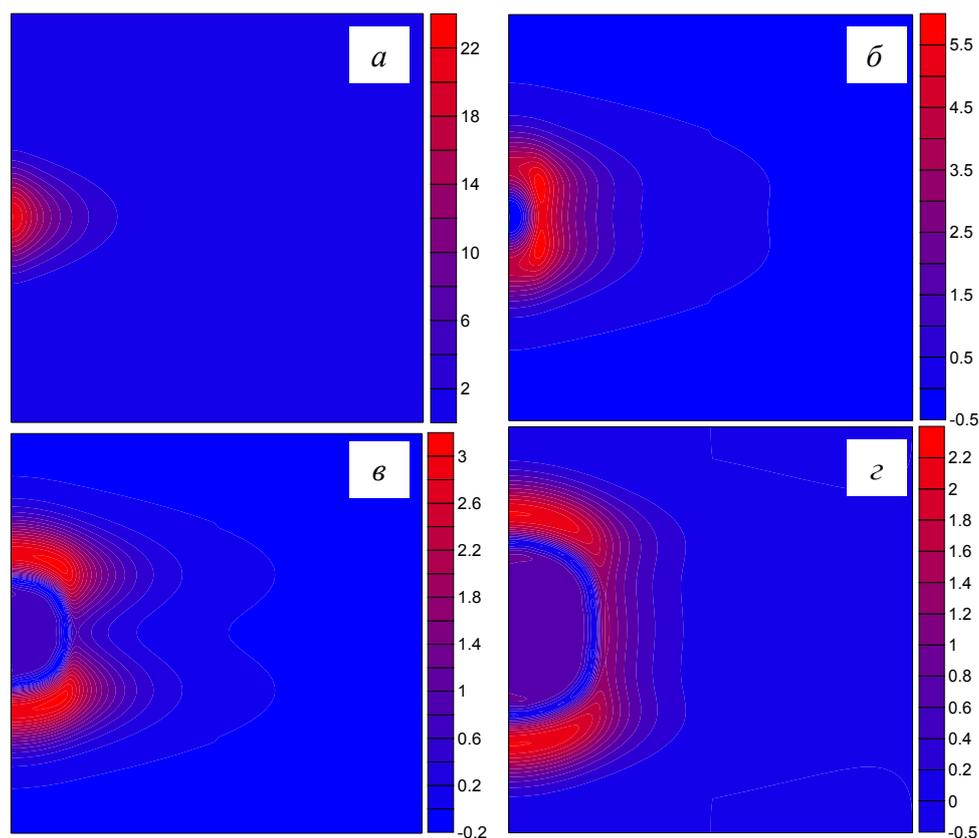


Рис. 1. Пространственные зависимости давления в плоскости  $(x, y)$  в различные моменты времени:  $t = 200$  нс (а),  $600$  нс (б),  $1000$  нс (в),  $1600$  нс (г).

В заключение отметим, что проведенные численные эксперименты показали работоспособность рассмотренной методики расчета термомеханических процессов в поглощающих средах под действием импульсного лазерного излучения в широком диапазоне длительностей импульсов и для произвольного поперечного профиля пучка. Результаты могут быть использованы в задачах взаимодействия импульсного и импульсно-периодического лазерного излучения с биотканями [7], в частности, для развития физических принципов холодной лазерной хирургии.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Я.Б. Зельдович, Ю.П. Райзер. «Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений» М.: Наука, 1966.
2. О.Г. Романов, Г.И. Желтов, Г.С. Романов. // ИФЖ. 2011. Т.84. №4. С.715.
3. Н.Е. Кочин, И.А. Кибель, Н.В. Розе «Теоретическая гидромеханика, ч. I.» М.: Физматгиз, 1963.
4. Г.И. Канель, С.В. Разоренов, А.В. Уткин, В.Е. Фортов. «Ударно-волновые явления в конденсированных средах» М.: Изд-во «Янус – К», 1996.
5. R.D. Richtmayer, K.W. Morton. «Difference methods for initial-value problems» New-York. John Wiley & Sons, 1967.
6. В.К. Саульев «Интегрирование уравнений параболического типа методом сеток» М.: Физматлит, 1960.
7. Г.И. Желтов, Г.С. Романов, О.Г. Романов. // Известия НАН Беларуси. Сер. физ.-мат. наук. 2013. – № 2. С.89-95.

## **Особенности фазовой флуктуационной структуры лазерных пучков в турбулентных средах**

П.П. Солопов, А.М. Зотов, Е.Г. Ким, П.В. Короленко

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра оптики, спектроскопии и физики наносистем.*

[petr.neonov@gmail.com](mailto:petr.neonov@gmail.com)

Флуктуационная структура лазерных пучков теоретически и экспериментально рассматривалась в целом ряде работ [1,2]. Однако число исследований фазовой флуктуационной структуры значительно уступает количеству публикаций по флуктуациям интенсивности. Это во многом определяется существенно более сложным процессом регистрации изменений фазы и изготовлением соответствующей измерительной аппаратуры [3]. Среди применяемых методов регистрации фазы можно выделить метод сдвиговой интерферометрии, который позволяет осуществлять параллельную регистрацию фазовых флуктуаций и флуктуаций интенсивности. При практическом использовании этого метода возникают проблемы оптимизации параметров сдвигового интерферометра, подавления присутствующих в излучении шумов и разработки методов обработки интерференционной картины.

Некоторые подходы и алгоритмы обработки сдвиговых интерферограмм рассмотрены в [4]. Однако применение на практике этих алгоритмов не всегда обеспечивает необходимую точность регистрации фазы как в статических, так и в динамических режимах. В данной работе рассмотрены возможности усовершенствования процедуры обработки изменений фазы в поперечном сечении лазерных пучков на основе построения новых алгоритмов, обеспечивающих параллельное определение скейлинговых характеристик флуктуаций фазы и интенсивности. Оценка скейлинга в изменениях фазы лазерных пучков имеет прямое отношение к важной фундаментальной проблеме, которая касается установлению связи между проявлением фрактальных признаков во флуктуациях интенсивности и флуктуациях фазы.

Сдвиговые интерферограммы, характеризующие возмущение профиля лазерного пучка, прошедшего турбулентную среду, регистрировались на установке, подробно описанную в [5]. В роли интерферометра сдвига использовалась стеклянная пластина с малым углом наклона граней. Характерные сдвиговые интерферограммы с разным углом наклона интерференционных полос при горизонтальном смещении пучков, зарегистрированные в ходе эксперимента, приведены на рис. 1.

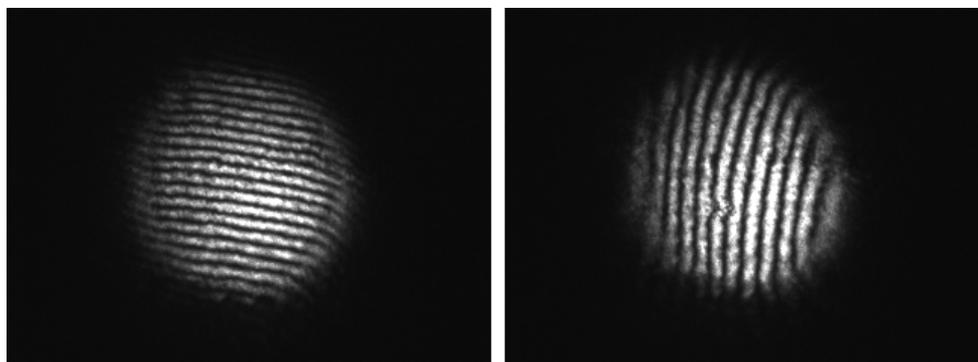


Рис.1. Интерферограммы бокового сдвига. Полосы наклонены под разными углами относительно направления сдвига.

Рассмотрим один из алгоритмов восстановления фазы и интенсивности по сдвиговой интерферограмме на реальном примере. Пусть два пучка, отраженных от пластины, падают на экран. Тогда распределение интенсивности сдвиговой интерферограммы на экране описывается формулой:

$$I_{int}(\vec{r}) = \underbrace{I(\vec{r}) + \beta^2 I(\vec{r} - \Delta\vec{r})}_A + 2 \underbrace{\sqrt{I(\vec{r})\beta^2 I(\vec{r} - \Delta\vec{r})} \cos(\varphi(\vec{r}) - \varphi(\vec{r} - \Delta\vec{r}) + \vec{n}\vec{r})}_B. \quad (1)$$

Здесь выражение **A** несет информацию об интенсивности, а **B** – о фазе. Вектора в формуле в общем случае могут быть дискретными при компьютерной обработке:  $\vec{r}$  – радиус-вектор положения точки на изображении,  $I_{int}(\vec{r})$  – распределение интенсивности сдвиговой интерферограммы,  $I(\vec{r})$  – искомое распределение интенсивности пучка до интерферометра,  $\beta$  – коэффициент ослабления амплитуды для копии пучка, прошедшего две границы воздух-стекло и стекло-воздух,  $\varphi(\vec{r})$  – искомое распределение фазы пучка до прохождения интерферометра,  $\Delta\vec{r}$  – радиус-вектор относительного сдвига пучков,  $\vec{n}$  – радиус вектор, характеризующий наклон двух отражающих поверхностей интерферометра и, следовательно, наклон полос,  $L$  – максимальный размер поля (в случае дискретного представления изображения измеряется в пикселях),  $N$  – число периодов (полос) вдоль интерферограммы.

Идея метода заключается в том, что для случая слабой турбулентности, когда полосы непрерывны, и отсутствуют искажения волнового фронта, информация об интенсивности и фазе сконцентрирована в разных спектральных областях (рис.2). Информацию о фазе и интенсивности можно разделить с помощью спектральных пространственных фильтров LPF и BPF (Low Pass Filter, Band Pass Filter). Фильтр LPF пропускает спектр характерных масштабов неоднородностей амплитуды (выражение **A** в (1)), а фильтр BPF настроен на конкретную среднюю частоту и направление интерференционных полос (выражение **B** в (1)).

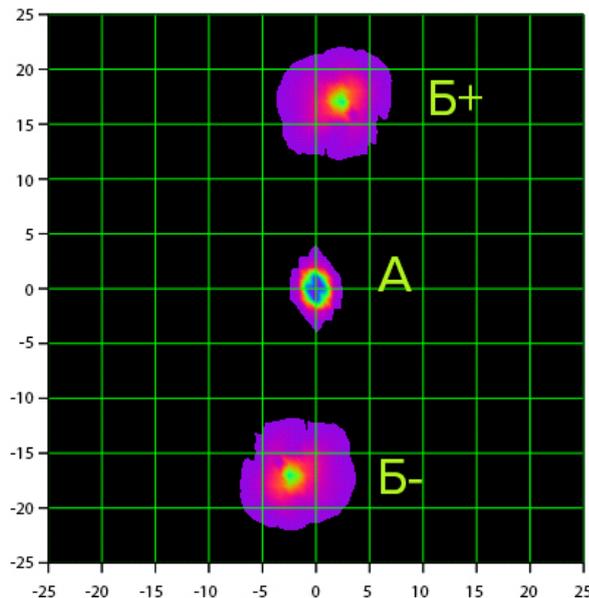


Рис.2 Пространственный спектр интерферограммы сдвига. А – спектральная компонента, связанная с неоднородностями интенсивности и фазы; Б+, Б- – спектр интерференционных полос. Величины, отложенные по осям, характеризуют пространственные частоты.

Алгоритм восстановления фазы и интенсивности представлен на рис.3 в виде блок-схемы.



Рис.3 Блок-схема восстановления распределений фазы и интенсивности.

Рассмотрим для начала восстановление интенсивности после фильтрации LPF:

$$LPF(I_{int}(\vec{r})) = I(\vec{r}) + \beta^2 I(\vec{r} - \Delta\vec{r}). \quad (2)$$

Перепишем (2) в виде:

$$LPF(I_{int}(\vec{r})) = \int I(\vec{p}) G_l(\vec{r} - \vec{p}) d\vec{p}, \quad (3)$$

где ядро свертки —  $G_l(\vec{r}) = \delta(\vec{r}) + \beta^2 \delta(\vec{r} - \Delta\vec{r})$ .

Если решать задачу обращения свертки в спектральном представлении, операции спектральной фильтрации и обращения свертки можно объединить. Это позволяет исключить два лишних фурье-преобразования. Тогда с учетом Винеровского фильтра  $\varepsilon$  получим:

$$I = F^{-1} \left( \frac{F(I_{int}) \overline{F(G_l)} LPF}{|F(G_l)|^2 + \varepsilon} \right). \quad (4)$$

Перейдем теперь к восстановлению фазы, первым этапом отделим часть **B** в (1) с помощью BPF.

$$BPF(I_{int}(\vec{r})) = 2\beta \sqrt{I(\vec{r}) I(\vec{r} - \Delta\vec{r})} \cos(\varphi(\vec{r}) - \varphi(\vec{r} - \Delta\vec{r}) + \vec{n}\vec{r}). \quad (5)$$

Восстановление фазы из (5) осуществлялось с помощью преобразования Гильберта аналогично [6] с тем отличием, что в качестве положительных частот бралась одна компонента LPF фильтра Б+, выбранная так, чтобы знак совпадал с подсчитанным числом полос вдоль каждого направления. Произведя сшивку фазы и исключая из выражения линейную часть, связанную с постоянным средним наклоном полос  $\vec{n}\vec{r}$ , получаем:

$$f(\vec{r}) = \varphi(\vec{r}) - \varphi(\vec{r} - \Delta\vec{r}). \quad (6)$$

Окончательное вычисление фазы проводится аналогично (4) за исключением того, что ядро свертки, как видно из (6), имеет вид:

$$G_{\varphi}(\vec{r}) = \delta(\vec{r}) - \delta(\vec{r} - \Delta\vec{r}). \quad (7)$$

Тестирование метода проводилось как на искусственно синтезированных амплитудно-фазовых распределениях, так и путем обработки реальных интерферограмм. Несмотря на некоторые выявленные ограничения, касающиеся характера искажений пучка, в целом, метод обеспечивал приемлемую точность восстановления фазы и интенсивности. На основе анализа корреляции во временных флуктуациях фазы и интенсивности были выявлены не только скейлинговые свойства флуктуаций интенсивности оптического излучения, прошедшего случайно-неоднородную среду, но и скейлинговые характеристики распределения фазы.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №14-02-00461, офи\_м №14-22-01086).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А.С. Гурвич, А.И. Кон, В.Л. Миронов, С.С. Хмелевцов. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. – М.: Наука, 1976, 278 с.
2. В.И. Татарский. Атмосферная турбулентность и ее влияние на распространение электромагнитных волн (лекция). – В сб. «Труды I Всесоюзной школы-симпозиума по распространению миллиметровых и субмиллиметровых волн в атмосфере». 10-17 февраля 1982 г., Москва, 1983, с. 59-78.
3. Р. Бейтс, М. Мак-Доннел. Восстановление и реконструкция изображений. М.: Мир, 1989 -336 с., ил.
4. Д. Малакара (ред.). Оптический производственный контроль. М.: Машиностроение 1985 - 400 с.: ил.
5. Е.Г. Ким, А.М. Зотов, Н.Л. Петров. Скейлинговые характеристики лазерных пучков в случайно-неоднородной среде в журнале Известия РАН. Серия физическая. Том 78, № 12, с. 1546-1550.
6. Л.М. Сорока. Гильберт-оптика. М: “Наука”, 1981.

## Методы и подходы на базе непрерывного вейвлетного анализа для исследования явлений когерентности и структурных особенностей зашумленных данных наземной сейсмической разведки на примере участков Саратовского Поволжья

Н.С. Фролов, А.Е. Руннова, М.О. Журавлев

Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А.

[anefila@gmail.com](mailto:anefila@gmail.com)

На протяжении последнего десятилетия вейвлетный анализ по праву занимает одно из первых мест в инструментарии специалиста по исследованию и обработке зашумленных нестационарных нелинейных данных [1–3]. Вейвлетный подход к анализу сигналов представлен обширными модификациями двух основных типов вейвлетного преобразования – дискретного и непрерывного.

Представляемая в докладе работа посвящена анализу с помощью нескольких модификаций непрерывного вейвлетного преобразования данных временных и глубинных суммарных разрезов общей глубинной точки (ОГТ) наземной сейсмической разведки метода отраженных волн (МОВ). Пример разреза ОГТ представлен на рисунке 1 А. Сейсмические данные были получены вибрационной сейсмической разведкой на базе метода отраженных волн в Саратовском Заволжье, на территории юго-восточного склона Жигулевского свода в зоне его сочленения с Бузулукской впадиной.

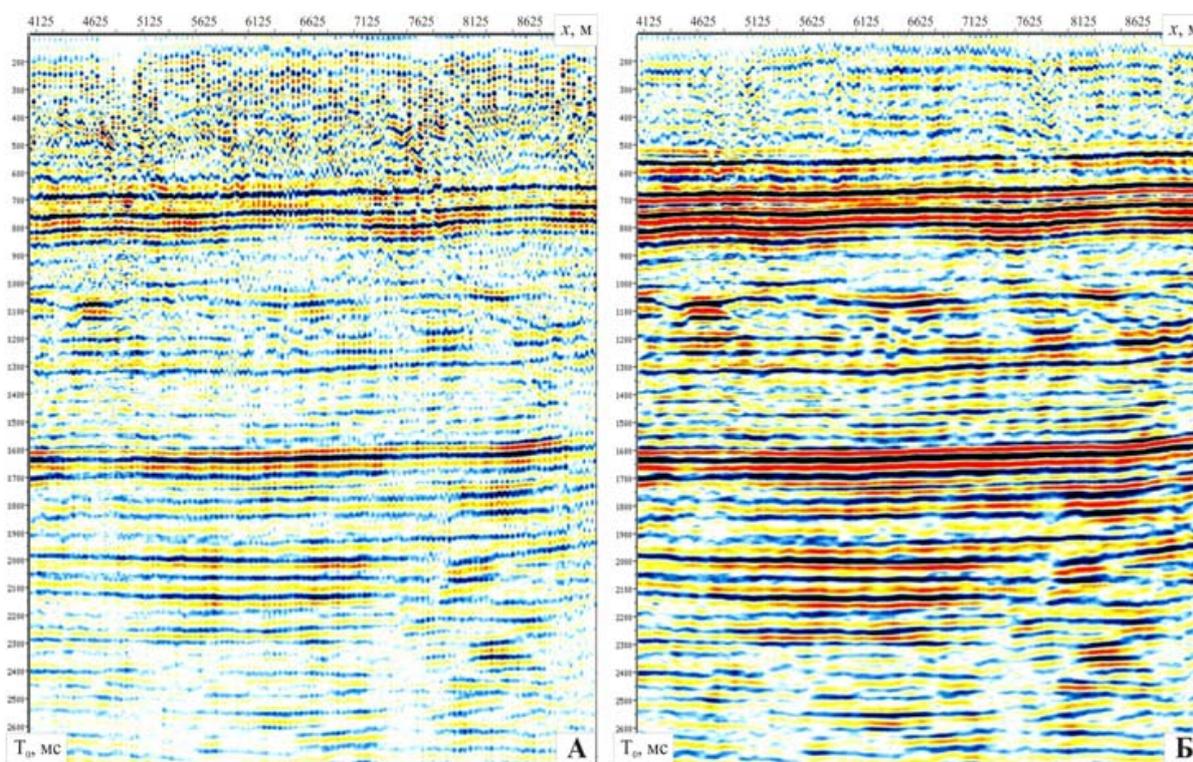


Рис. 1. Примеры временных разрезов ОГТ. По оси ординат откладывается время регистрации вызванных сейсмических колебаний, по оси абсцисс – погонная длина профиля. А – временной разрез ОГТ, полученный в результате суммирования полевых данных сейсмической разведки МОВ после различных процедур динамической обработки. Б – временной разрез после проведения процедуры корреляционного преобразования исходного временного разреза ОГТ (А) методами вейвлетного анализа с материнским вейвлетом Морле.

Непрерывное вейвлетное преобразование с комплексным материнским вейвлетом для временного ряда  $x(t)$  осуществляется [1]:

$$W(s, t_0) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t) \psi_{s, t_0}^*(t) dt \quad (1)$$

где  $\psi_{s, t_0}(t)$  – вейвлетная функция, получающаяся из материнского вейвлета:

$$\psi_{s, t_0}(t) = \frac{1}{\sqrt{s}} \psi_0\left(\frac{t - t_0}{s}\right) \quad (2)$$

Параметр  $s$ , называемый масштабом вейвлетного преобразования ( $s \in \mathfrak{R}^+$ ), отвечает за ширину вейвлета  $\psi_{s, t_0}(t)$ , а  $t_0 \in \mathfrak{R}$  – параметр сдвига, определяющий положение вейвлета на временной оси  $t$ . В формуле (1) символ «\*» означает комплексное сопряжение. Необходимо отметить, что при проведении вейвлетного анализа термин «временной масштаб» используется вместо термина «частота», традиционного для Фурье-анализа.

Хорошо известно, что анализ нестационарного сигнала с помощью непрерывного вейвлетного преобразования сравним с численным «микроскопом», детально демонстрирующим различные особенности исследуемого ряда как во временной, так и в частотной областях. Возможности анализа сигналов напрямую связаны с выбором конкретного материнского вейвлетного базиса, на основе которого будет конструироваться всё вейвлетное преобразование. Известен достаточно обширный ряд классических базовых вейвлетных функций, хорошо зарекомендовавших себя для изучения сложных нестационарных сигналов различной природы. Среди наиболее распространенных и универсальных по своим возможностям классических материнских вейвлетов можно выделить следующие базисные функции: морлет-вейвлет, МНАТ-вейвлет; паул-вейвлет [1], кроме того существенный интерес представляют численно смоделированные на основе конкретных анализируемых численных данных вейвлетные базисы [4].

Отметим, что для геофизических данных вибрационной сейсмической разведки использование вейвлетного преобразования на базе вейвлета Морле и на базе адаптивно сконструированного базиса оказывается наиболее удачным с точки зрения разрешенности материала по частотному составу и временным составляющим [5]. Математическая форма записи материнской функции морлет-вейвлета может быть представлена в следующем виде:

$$\psi_0(\eta) = \pi^{-1/4} \exp(j\omega_0\eta) \exp(-\eta^2/2). \quad (3)$$

Отметим, что запись (3) вейвлета Морле практически совпадает с формой сейсмического импульса Пузырева, идеального отклика для вибрационной сейсморазведки [6]. Одновременно, для любых численных данных, представленных с достаточной частотой дискретизации возможно построение адаптированного базиса, реальная и мнимая части которого строятся на базе выбранного фрагмента временного ряда относительно времени  $t_0$ , с проведением удаления среднего значения для удовлетворения условия нулевого среднего, накладываемого на вейвлетный базис. Параметр  $t_0$  вейвлета характеризует отрезок ряда  $x(t)$ , который оказывает наибольшее влияние на вейвлетный спектр  $W(t, s)$ . Таким образом, адаптивное вейвлетное преобразование позволяет эффективно выделять из сигнала участки длиной  $\Delta t \approx 4\pi\tau$ ,

которые являются «похожими» или «однородными» с участком временного ряда  $x(t)$ . Однако, в реальности построение адаптивного вейвлетного базиса на основе изучаемых реальных данных не даёт существенно улучшения ситуации для анализа полевых данных [4], что вызвано, в первую очередь, существенной изменчивостью формы и интенсивности сейсмического отклика геологической среды при проведении геофизической сейсморазведки.

Отметим, что, предположительно, рассмотрение данных взрывной сейсморазведки в будущем может предоставить лучшие результаты по использованию адаптивной модификации непрерывного вейвлетного преобразования. Данное предположение основано на большей энергии взрывного возбуждения упругих колебаний в геологической среде, а также за счёт меньшего влияния приповерхностной зоны, существенно искажающей форму импульса, уже при прямом прохождении возбуждаемых волн. Однако, в настоящее время экологические и экономические факторы существенно ограничивают проведение взрывных сейсморазведочных работ в зонах с развитой инфраструктурой.

В настоящей работе нами предлагается методика по повышению прослеживаемости различных отражающих горизонтов, а также зон разрушения, наблюдаемых на сейсмических материалах. В рамках предлагаемой методики производится расчет одномерного вейвлетного преобразования по выбранным участкам глубинности по всей погонной длине сейсмического профиля. Участки глубинности, по которым производился расчёт, выбирались на основании схожего геологического строения и схожести демонстрируемых геофизических откликов среды. В случае временного разреза, представленного на рисунке 1 А были выбраны диапазоны  $T_1$  (500 – 850 мс),  $T_2$  (900 – 1500 мс),  $T_3$  (1600 – 1730 мс),  $T_4$  (1800 – 2000 мс). По каждому диапазону проводилась процедура суммирования по времени в значимых диапазонах масштабов рассчитанных наборов амплитуд вейвлетного преобразования  $W(t_0, s)$ . Данная процедура обеспечила автоматическое усиление хорошо коррелированных зон и затухание в зонах регистрации, характеризующихся наличием литологических или тектонических нарушений. Результат проводимой методики показан на рисунке 1 Б и демонстрирует значительное повышение прослеживаемости горизонтов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках Государственного задания высшим учебным заведениям на 2015 год и плановый период 2016 года в части проведения научно-исследовательских работ (СГТУ-141, СГТУ-146), при финансовой поддержке РФФИ в рамках проекта № 14-05-31171 мол\_а, а также при поддержке Фонда содействия развитию малых форм предприятий в научно-технической сфере (конкурс «У.М.Н.И.К.»)

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А.А. Короновский, А.Е. Храмов. Непрерывный вейвлетный анализ и его приложения. М.: Физматлит, 2003.
2. А.Е. Филатова и др. // Изв. Вузов. Прикладная нелинейная динамика 2010. Т. 18 (3) С. 3.
3. E. Foufoula-Georgiou, P. Kumar. Wavelets in geophysics. N.-Y.: Academic Press., 1994.
4. В.А. Гусев, А.А. Короновский, А.Е. Храмов. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29, № 18 С. 61
5. А.Е. Руннова и др. // Вестник СГТУ. 69, 1 (2013) С. 12
6. В.И. Бондарев, С.М. Крылатков. Основы обработки и интерпретации данных сейсморазведки. Екатеринбург: Издательство УГГА, 2001.

## Экстремальные волны в океане

Н.К. Шелковников

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова

[Shelkovnikov@phus.msu.ru](mailto:Shelkovnikov@phus.msu.ru)

Понятие об экстремальных волнах (ЭВ) в океане появилось практически одновременно с такими названиями как «гигантские волны» и «волны — убийцы» (ВУ). Под термином ВУ изначально понимались огромные волны, достигающие иногда 30м. Считалось, что они внезапно появлялись «ниоткуда» и также быстро исчезали в «никуда». Встреча с ними морских судов нередко приводила к их гибели. В последнее время практически нет случаев гибели судов от мифических ВУ, поэтому название «волны — убийцы» потеряло свой смысл и в настоящее время более реальным является понятие «экстремальные волны» (включающее в себя и ВУ). Это название применимо для разных частных случаев, когда наблюдаются экстремальные значения высоты волн. Так, например, в Черном море под понятие ЭВ подходят высоты волн от 6 до 10 метров, а в открытом океане они могут достигать 30 метров. При проведении исследований механизмов формирования волновых процессов (включая ЭВ) на поверхности жидкости рассматриваются два крайних случая: глубокая вода ( $\lambda < H$ ) и мелкая вода ( $\lambda > H$ ). Где  $\lambda$  — длина волны,  $H$  — глубина жидкости.

Исследование поверхностных волн, на глубокой воде, проводились многими авторами, так Лайтхил [1] показал, что слабонелинейный установившийся цуг волн на глубокой воде неустойчив по отношению к длинноволновой модуляции. Далее, более полное рассмотрение этого вопроса, с привлечением экспериментальных данных выполнили Бенджамен и Фейр [2], в результате появился термин «неустойчивость Бенджамена-Фейра». Далее встал вопрос о судьбе неустойчивого цуга волн на глубокой воде при его эволюции со временем. Исследуя эту проблему Бенни и Ньюэлл [3] получили нелинейное уравнение Шредингера. Со временем это уравнение стало основным для описания эволюции слабонелинейного цуга волн на глубокой воде. Далее Г. Юэн и Б. Лэйк [4] исследуя долговременную эволюцию волн на глубокой воде показали, что при наложении наиболее неустойчивого возмущения модуляции возрастают до некоторой максимальной величины, а затем убывают. При отсутствии диссипации волн такого цикла модуляции — демодуляции, с их точки зрения, должен существовать бесконечно долго. Это явление известно как возврат ФПУ (Ферми, Паста и Улама). Оно заключается в периодически повторяющемся во времени возврате амплитуды волны к своему начальному значению. Тенденцию к процессу модуляции — демодуляции наблюдали Лэйк и другие в течение только одного цикла из-за диссипации. Бенджаменом и Фейром проведены исследования в длинном прямолинейном канале на предмет неустойчивости периодических волн на различных расстояниях от волнопродуктора (Рис.1). Наиболее впечатляющим результатом исследования процесса возврата к начальным условиям приведены в работе Андерсона [5]. Процесс развития этого эффекта рассмотрен в работе Ахманова С.А., Дьякова Ю.Е., Чиркина А.С. [6](Рис.2).

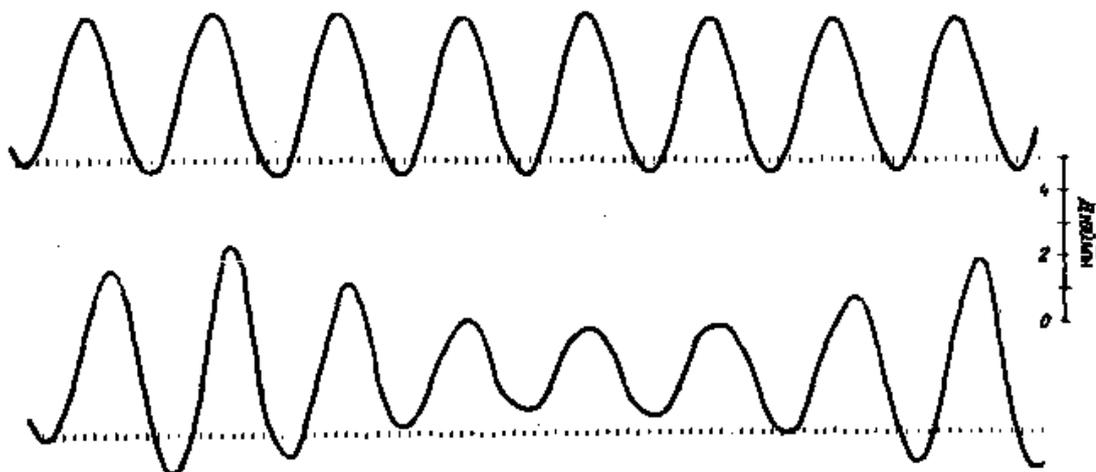


Рис.1. Экспериментальные записи высоты поверхности воды в прямом канале в зависимости от времени для двух положений, показывающее самопроизвольное развитие неустойчивости из фоновых помех. Верхняя запись снята на расстоянии 60м от волнопродуктора, нижняя — на расстоянии 120м.

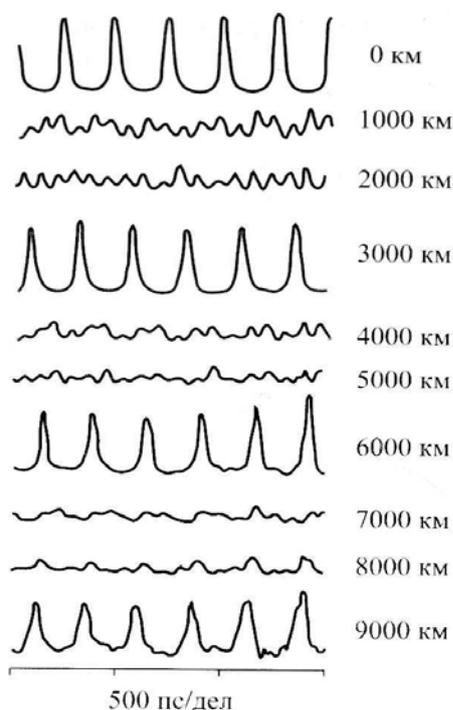


Рис.2. Формы измеренных периодических импульсов, распространяющихся в оптическом волокне, на различных пройденных расстояниях. Видно, что импульсы восстанавливаются приблизительно через каждые 3000 км. Заимствовано из [6].

В последнее время увеличилось число работ, посвященных численному моделированию процессов развития и формирования экстремальных волн и волн-убийц. Так, Захаровым и Шаминым [7] было решено уравнение Эйлера для жидкости со свободной поверхностью на глубокой воде. При этом считалось, что жидкость идеальная и несжимаемая. Периодические и граничные условия создавались в виде волны Стокса (100 периодов). Она была слегка промодулирована низкой частотой ( $10^{-5}$ ). Считается, что такая волна неустойчива и модуляция со временем должна возрастать. Авторы отмечают, что ВУ возникает сама по себе как естественное явление, при этом не надо никаких дополнительных условий, в том числе ветра т.е.

формирование волны - убийцы в глубоком океане без каких-либо внешних причин, только за счет нелинейности внутриволновых процессов. Полученные ими данные в результате численного эксперимента они сопоставляли с «новогодней волной» (высотой 29м), измеренной с платформы «Дропнер», находящейся на глубине 80м в Северном море. Отметим, что глубина 80м является «мелкой водой» для уединенной «новогодней волны».

С другой стороны известно, что в глубоком океане, под действием ветра, формируются группы волн, в числе которых имеется самая большая волна, так называемый «9 вал», который также причисляется к волнам — убийцам.

В глубоком океане, при отсутствии топографических неоднородностей дна в виде банок и хребтов, появление УВ маловероятно, что также подтверждается наблюдениями автора, проведенными им в Тихом и Атлантическом океанах. Согласно этим наблюдениям, под действием штормовых ветров, происходило формирование групп волн с наличием «9 вала».

С целью выяснения возможных физических механизмов формирования ЭВ нами были проведены измерения в кольцевом аэрогидроканале (КК) [8]. Внешний и внутренний диаметры КК составляли соответственно 202 и 165 см, а высота — 40см. При проведении исследований нами рассматривались два крайних случая механизмов формирования ветровых волн как в мелкой, так и в глубокой воде. Изучение особенностей формирования волн на мелкой воде впервые провел Рассел, который и ввел понятие уединенной волны (УВ). Это волна, которая при распространении на мелководье захватывает слой жидкости от поверхности до дна. Со временем стало ясно, что свойствами УВ обладают волны — цунами сейсмического происхождения, а также одиночные волны, возникающие при взрывах бомб в воде, при падении метеоритов в океан и при обрушении огромных масс скальных пород у крутых берегов морей и океанов. Уединенные волны описываются с помощью уравнения КДВ.

При проведении исследований возможных механизмов формирования уединенных волн нами рассматривались все этапы их развития в КК. На начальном этапе, при включении вентилятора, в КК проходили все стадии развития ветровых волн, постепенно переходя из условий «глубокой воды» (короткие волны), к «мелкой воде», где и формировалась уединенная волна в виде солитона. Интересно отметить, что на заключительной стадии развития ветровых волн, когда в КК оставалась одна уединенная волна, имело место формирование «временных цугов» этой уединенной волны (Рис3). Такая форма существования одной уединенной волны сохранялась и при условии, когда для нагнетания воздуха в КК использовался только один воздуховод вместо четырех. С другой стороны длительное наблюдение за характером ветрового волнения, при условии «глубокой воды» показало, что возможно периодическое появление отдельных всплесков высоты волн, выходящее за пределы значимой высоты волн.  $H_s \geq 4\sigma$ , где  $\sigma$  — стандартное отклонение водной поверхности. Считается, что ВУ возникают при  $H_s \geq 4\sigma$ , однако в КК использование этого параметра оказалось не очень убедительным, так как при увеличении ветра возникает одна огромная уединенная волна, во много превышающая значение  $H_s$ .

Впервые обнаружено формирование экстремальных волн под действием ветра в кольцевом аэрогидроканале. В отличие от Рассела, в нашем случае ветровая уединенная волна формировалась в течении определенного промежутка времени, проходя при этом все стадии развития ветровых волн. В процессе развития формировалось несколько уединенных волн, в результате взаимодействия между которыми оставалась одна экстремальная волна.

Показано, что при увеличении ветра и уменьшении глубины профиль волны становится близким к бору, а при последовательном увеличении скорости воздушного потока и глубины жидкости в КК происходит поэтапное увеличение экстремальных волн.

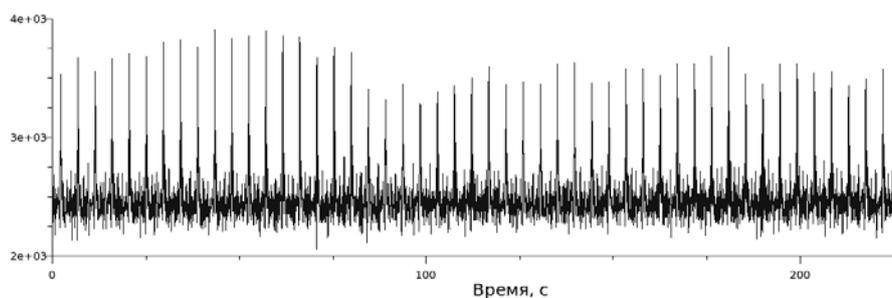


Рис.3. Пример формирования «временных цугов» одной уединенной волной.

В итоге отмечается, что экстремальные волны, достигающие 30м и более, могут иметь место в виде уединенной волны в условиях мелкой воды на шельфе, а также — в открытом глубоком океане — в виде цуга с максимальной волной (т. е. 9 вал).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. M.J. Lighthill. Contribution to the theory of waves in non-linear dispersive systems — J. Inst. Math. Appl., 1965, v. 1, p. 269-306.
2. T.V. Benjamin, J.E. Feir // J. Fluid Mech., 1967, 27, 417p.
3. D.J. Benney, A.C. Newell. The propagation of nonlinear wave envelopes. - J. Math. Phys., 1967, v. 46, p. 133 — 139.
4. Г. Юэн, Б. Лэйк. Нелинейная динамика гравитационных волн на глубокой воде. Москва. Изд. «Мир», 1987, 179 с.
5. P.A. Anderson// Opt. Letters 1993, v18, p.16-21
6. С.А. Ахманов, Ю.Е. Дьяков, А.С. Чиркин, Статистическая радеофизика и оптика. Случайные колебания и волны в линейных системах. Москва. Физматлит 2010.
7. В.Е. Захаров, Р.В. Шамин. О вероятности возникновения волн-убийц // Письма в ЖЭТФ 2010г Т.91 вып.2 68-71с.
8. Н.К. Шелковников. Вынужденный солитон в жидкостях // Письма в ЖЭТФ 2005г Т.82 вып.10 720-723с.