

АКУСТИКА

ФОРМИРОВАНИЕ И ФОКУСИРОВКА АКУСТИЧЕСКИХ ПУЧКОВ В СТРАТИФИЦИРОВАННЫХ ОКЕАНИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ

Д.И.Абросимов¹⁾, Ю.В.Петухов¹⁾, А.А.Хилько²⁾

¹⁾ *Институт прикладной физики РАН,* ²⁾ *ННГУ*

Настоящая работа, являющаяся фактически продолжением начатых в [1-5] исследований, посвящена изучению процессов формирования достаточно узких акустических пучков и управления их полем в многомодовых рефракционных волноводах.

Здесь с использованием ВКБ приближения для модового представления поля аналитически установлены неизвестные ранее закономерности, проявляющиеся при формировании и фокусировке гауссовых акустических пучков, возбуждаемых вертикальной линейной антенной в стратифицированных океанических волноводах.

С целью получения соответствующих приближенных аналитических зависимостей распределение коэффициента возбуждения $K(x)$ по антенне с апертурой h выбиралось в следующем виде:

$$K(x) = \exp \left\{ -ixk_0 \left(\sin \chi_0 + \frac{x \cos^2 \chi_0}{2r_f} \right) - \frac{x^2 a^2}{h^2} \right\}. \quad (1)$$

В (1) $x=z-z_a$, z_a —глубина центра антенны, $k_0=\omega/c_0$, ω —циклическая частота, $c_0 = \min\{c(z)\}$ — минимальное значение скорости звука, соответствующее оси канала, расположенного на глубине $z=z_0$; параметры a , r_f и s , наряду с углом компенсации χ_0 , характеризуют распределение $K(x)$, причем $s=1$ отвечает фокусировке, а $s=-1$ — расфокусировке пучка, выходящего вниз $\chi_0 < 0$ или вверх $\chi_0 > 0$. С использованием (1) найдены следующие зависимости для числа эффективно возбуждаемых мод L_0 в пучке и его ширины $d(r_{l_0})$:

$$L_0 = \frac{2}{\pi} \left(aD_{l_0} / \beta_{l_0} h \right) \sqrt{\left(n^2(z_a) - \beta_{l_0}^2 \right) \left(1 + B^2 \xi^2 \right)}, \quad (2)$$

$$d(r_{l_0}) = \frac{2 \sqrt{1 - (\beta_{l_0} / n(z_{l_0}))^2} \left\{ a_1^2 b_2^2 b_1 + \sqrt{a_1^4 b_2^4 b_1^2 + (1 + a_1^4 b_2^2 b_1^2)(1 - a_1^2 b_2^2) / a_1^2} \right\}}{(1 - a_1^2 b_2^2)}. \quad (3)$$

Здесь:

$$a_1 = \frac{\pi L_0}{2D_{l_0}}, \quad b_1 = \frac{D_{l_0}}{dD_{l_0}} \frac{\partial r_{l_0}}{\partial \beta_{l_0}} - r_\Phi, \quad b_2 = \frac{2}{k_0 D_{l_0}} \frac{dD_{l_0}}{d\beta_{l_0}},$$

$$r_\Phi = r_0 \frac{B^2 \xi}{1 + B^2 \xi^2} (D_{l_0} / (\frac{dD_{l_0}}{d\beta_{l_0}} (n^2(z_a) - \beta_{l_0}^2))), \quad \xi = s \frac{r_0}{r_f} - \operatorname{sgn} \left\{ \chi_{l_0}(z_a) \frac{dn}{dz} \Big|_{z=z_a} \right\}. \quad (4)$$

$$B = k_0 (h/a)^2 \beta_{l_0}^2 / 2r_0, \quad r_0 = |R_{l_0}| \cos^4 \chi_{l_0}(z_a), \quad R_{l_0} = - \frac{\sin \chi_{l_0}(z_a)}{\cos^2 \chi_{l_0}(z_a)} \left(\frac{n(z)}{dn/dz} \right) \Big|_{z=z_a}$$

В (2) – (4) r_{l_0} и z_{l_0} горизонтальное расстояние и глубина, характеризующие траекторию выходящего из центра антенны под углом $\chi_{l_0}(z_a)$ опорного луча, которому соответствуют: достаточно узкий максимум (шириной $\Delta l \approx L_0$) у зависимости коэффициента возбуждения мод антенной A_l от их номера l при $l=l_0$, угол скольжения $\chi_{l_0} = \chi_{l_0}(z_0)$ на оси канала, D_{l_0} – длина цикла, лучевой параметр $\beta_{l_0} = \cos \chi_{l_0}$ и радиус кривизны R_{l_0} .

С использованием зависимостей (2), (3) установлено, что при выполнении равенства

$$R_f = -R_{l_0} = \frac{r_f}{\cos^4 \chi_{l_0}(z_a)}, \quad (5)$$

т.е. $\xi=0$ (см. (4)), где r_f – задаваемое горизонтальное расстояние предполагаемой управляемой фокусировки пучка, характеризующее кривизну R_f фазового фронта коэффициента возбуждения на апертуре антенны, формируется акустический пучок с максимальной шириной вблизи источника, которая, однако, медленнее, чем для пучков с $r_f \neq r_0$, возрастает с увеличением горизонтального расстояния, проходимого опорным лучом. В результате этого, начиная с определенного расстояния, такой “слаборасходящийся” пучок будет оставаться наиболее узким и, тем самым, преобладающим по интенсивности по сравнению с пучками, формирующимися при $r_f \neq r_0$. Последнее объясняется тем, что, при выполнении равенства (5), на апертуре антенны имеет место компенсация квадратичных по z набегов фаз бриллюэновских волн, соответствующих модам с номерами l , близкими к $l=l_0$. Вследствие этого ширина Δl максимума у $A_l(l)$ достигает своего минимального значения (см. (2)), которому отвечает соответственно меньший диапазон изменения длины цикла D_l бриллюэновских лучей, формирующих такой “слаборасходящийся” пучок:

$$D_l = 2\beta_l \int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{\sqrt{n^2(z) - \beta_l^2}}. \quad (6)$$

В (6) z_1 и z_2 – экстремально достижимые горизонты для соответствующих бриллюэновских лучей.

Условие формирования источником конечных размеров “слаборасходящегося” пучка бриллюэновских волн (модового пучка) (см. (6)), позволяет сформулировать условие формирования геометроакустическими лучами пучка, у которого вообще

будет отсутствовать геометрическая расходимость в лучевом приближении. Как следует из (7), для этого достаточно потребовать выполнение равенства длин цикла лучей формирующих такой пучок. Последнее автоматически приводит к равенству соответствующих им лучевых параметров на оси канала $\beta = \cos \chi = \beta_a = n(z_a) \cos \chi_0$. Предполагая, что эффективный размер источника h_{ef} приблизительно равен ширине пучка вблизи него $h_{ef} \approx d(r_{i0}=0) \sim h/a$, находим соответствующий такому геометроакустическому пучку закон изменения лучевого параметра $\beta(z)$ (угла скольжения $\chi(z)$) по апертуре источника:

$$\begin{cases} \beta_{\min} \leq \beta(z) = \beta_a / n(z) \leq \beta_{\max}, \\ z_b = z_a - h_{ef} / 2 \leq z \leq z_a + h_{ef} / 2; \end{cases} \quad (7)$$

где:

$$\begin{cases} \beta_{\min} = \min \{ \beta(z_b), \beta(z_H) \}, \\ \beta_{\max} = \max \{ \beta(z_b), \beta(z_H) \}. \end{cases} \quad (8)$$

Как видно из (7), (8), в рефракционных волноводах углы выхода таких лучей из источника различаются, поэтому обнаруженный в [6] при численном моделировании “слаборасходящийся” пучок в каноническом подводном канале [7], формирующийся лучами с одинаковыми (в [6] с $\chi(z_b) = \chi(z_H) = 0$) углами выхода из источника конечных размеров, не является самым “слаборасходящимся”. Равенство углов выхода лучей из источника при формировании “слаборасходящегося” пучка справедливо лишь для изоскоростного волновода.

Естественно, что по мере распространения пучка его расходимость, а, следовательно, и его характерная ширина $d(r_{i0})$, будет возрастать вследствие проявления дифракционных эффектов; однако в типичных для рефракционных волноводов особых точках лучевой структуры поля, а, именно, в точках фокусов и касания опорного луча каустик, ширина пучка будет достаточно резко уменьшаться (см. (3),(4)). Введение дополнительного (к линейному) квадратичного распределения фазы в коэффициенте возбуждения поля по апертуре антенны (см. (1)) позволяет в определенной области горизонтальных расстояний

$$0 < r < r_\Phi + \left(r_{i0} - \frac{D_{i0}}{dD_{i0}/d\beta_{i0}} \frac{\partial r_{i0}}{\partial \beta_{i0}} \right) \quad (9)$$

скомпенсировать квадратичные абберационные эффекты, при этом расстояние r_Φ (см. (4)), характеризующее (при заданных значениях z_a и χ_0) управляемую фокусировку пучка изменением величины r_f достигает своего максимального значения

$$\max \{ r_\Phi \} = r_0 \frac{B}{2} \left[\frac{D_{i0}}{|dD_{i0}/d\beta_{i0}| (n^2(z_a) - \beta_{i0}^2)} \right] \quad (10)$$

при

$$r_f = r_0 \frac{sB}{1 + B \operatorname{sgn} \left\{ \chi_{l_0}(z_a) \left(\frac{dn}{dz} \right) \Big|_{z=z_a} \right\}}. \quad (11)$$

С целями проверки сформулированных выше результатов аналитических исследований было выполнено численное моделирование соответствующих процессов с использованием строгой модовой теории [8], при этом вертикальная антенна представлялась набором $(2N+1)$ точечных источников, расположенных по глубине с пространственным периодом $\Delta z = \pi / k_0$. Кроме того, проводились численные расчеты с использованием модифицированного геометроакустического приближения [9] и стандартной лучевой теории [10]. В качестве же простейшей модели океанического рефракционного волновода, существенно упрощающей сопоставление результатов численных и аналитических расчетов, использовался приповерхностный звуковой канал с линейной зависимостью квадрата показателя преломления от глубины:

$$n^2(z) = \begin{cases} 1 - z/H_s, & 0 \leq z \leq H \\ 1 - H/H_s, & z \geq H, \end{cases} \quad (12)$$

где $H_s^{-1} = 1.8 \cdot 10^{-5} \text{ м}^{-1}$, $H = 2 \cdot 10^3 \text{ м}$.

Для наглядной иллюстрации и подтверждения обсуждаемых здесь закономерностей на рис. 1,2 приведены полученные с использованием модовой теории результаты численных расчетов зависимости коэффициента возбуждения мод антенной A_l от их номера l (см. рис. 1) и пространственного распределения нормированной на цилиндрическое расхождение волнового фронта интенсивности акустического поля $J_0(r, z)$ (см. рис. 2,3). Расчеты выполнены при следующих значениях параметров излучающей системы: $f = 2.5 \text{ кГц}$, $N = 10^3$, $s = 1$, $\chi_0 = -7.75^\circ$ и различных значениях величины r_f , указанных на соответствующих рисунках; здесь $r_0 = 14.5 \text{ км}$.

Как видно (см. рис. 1,2), при $r_f = r_0$, т.е. при выполнении равенства (5), вертикальной антенной эффективно возбуждается наименьшее число мод (см. рис. 1), в результате чего формируется “слаборасходящийся” акустический пучок (см. рис. 2), который остается достаточно узким и сосредоточенным около соответствующего ему опорного луча даже на сверхдальних дистанциях в рассматриваемом рефракционном волноводе (см. рис. 3).

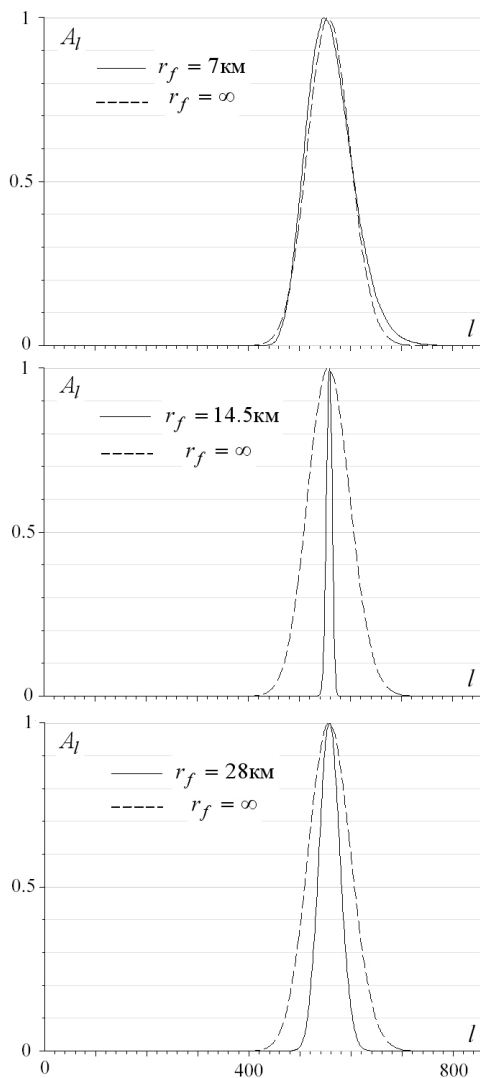


Рис. 1

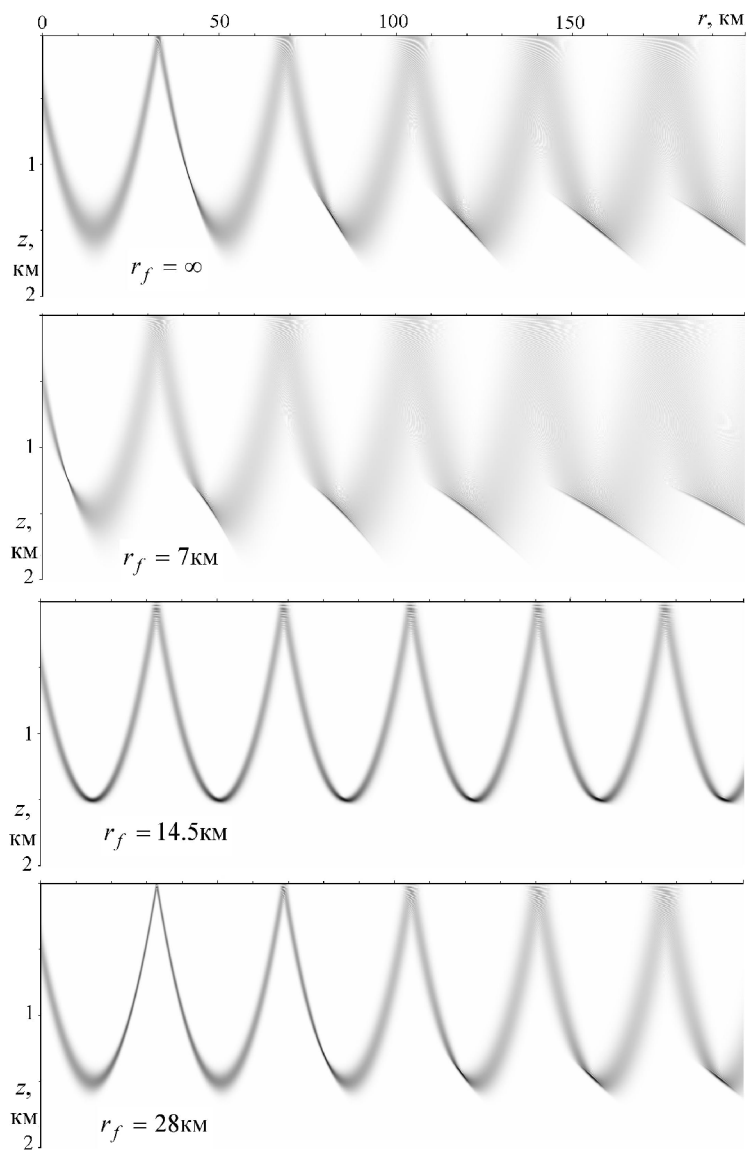


Рис. 2

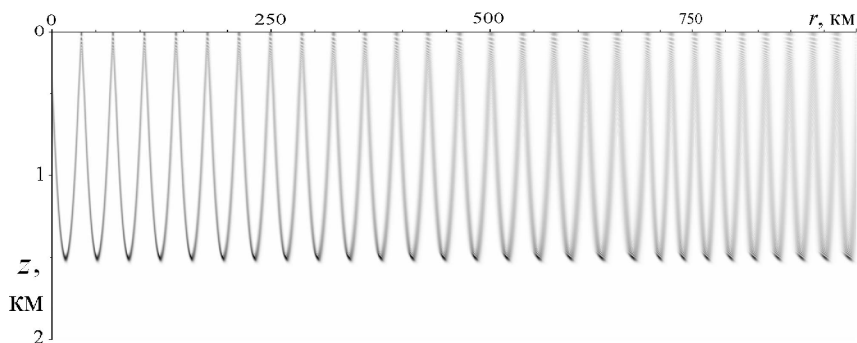


Рис. 3

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (код проекта: 03-05-64465), ведомственной научной программы “Развитие научного потенциала высшей школы” (код проекта: 4618) и гранта “Ведущие научные школы России” № 838.2003.2.

- [1] Даргейко М.М., Кравцов Ю.А., Петников В.Г., Петросян А.С., Самойленко Ю.И., Славинский М.М. Особенности фокусировки полей излучения в многомодовых волновых каналах. Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1984. Т. 27, №6. С. 746.
- [2] Кравцов Ю.А., Кузькин В.М. Об измерении антенны в многомодовом волноводе с плавно меняющимися параметрами. Акуст. журн. 1985. Т. 31, №2. С. 207.
- [3] Кравцов Ю.А., Кузькин В.М. О работе линейной вертикальной антенны в многомодовом рефракционном волноводе. Акуст. журн. 1987. Т. 33, №1. С. 49.
- [4] Комисарова И.И. Об отклике приемной антенны в неоднородной среде. Акуст. журн. 1981. Т. 27, №2. С. 254.
- [5] Вировлянский А.Л., Кириллов С.А., Шерешевский И.А. О структуре поля группы мод в многомодовом волноводе. Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1988. Т. 31. №6. С. 725.
- [6] Colosi J.A., Morozov A.K. Entropy and scintillation analysis of acoustical beam propagation through ocean internal waves // J. Acoust. Soc. Amer. 2005. V. 117, №3 P. 1611.
- [7] Munk W.H. sound channel in an exponentially stratified ocean with application to SOFAR // J/ Acoust. Soc. Amer. 1974. V.55, №2. P. 220.
- [8] Вагин А.В., Мальцев Н.Е. Расчеты низкочастотных звуковых полей в слоистом океане // Вопросы судостроения. Акустика. 1997. №9. С. 61
- [9] Пискарев А.Л. О расчете усредненных распределений интенсивности звуковых полей в океане // Акуст. журн. 1989. Т.35, №4. С. 724.
- [10] Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 243с.

АКУСТИЧЕСКИЙ СТЕНД ПО ИССЛЕДОВАНИЮ ДИАГРАММ НАПРАВЛЕННОСТИ ИСТОЧНИКОВ УЛЬТРАЗВУКА, РАБОТАЮЩИХ В ВОЗДУХЕ

Вьюгин П.Н.¹⁾, Касьянов Д.А.²⁾, Курин В.В.¹⁾, Кустов Л.М.¹⁾

1) Нижегородский госуниверситет

2) НИРФИ

Калибровка излучателей (определение чувствительности и измерение диаграмм направленности) представляет собой задачу по трудоемкости соизмеримую (а иногда и превосходящую) с задачей изготовления самих преобразователей.

В данной работе представлены результаты измерения характеристик направленности пьезоэлектрических излучателей, используемых в системе определения координат движущегося объекта. Излучатели были изготовлены с использованием уникальной технологии в НИРФИ, а измерительный стенд создан на базе лаборатории кафедры акустики ННГУ.

Как известно, при измерении диаграмм направленности излучающих антенн используются два метода. Первый метод – косвенный, сочетающий измерения распределения комплексной амплитуды поля вблизи источника и последующий пересчет этого распределения в дальнюю зону. Второй – прямой, допускающий измерения амплитуды излученного поля непосредственно в зоне дифракции Фраунгофера. В нашей работе используемые частоты и геометрические размеры излучателей позволяли провести прямые измерения диаграмм направленности. На рис.1 представлен общий вид механической части акустического стенда.

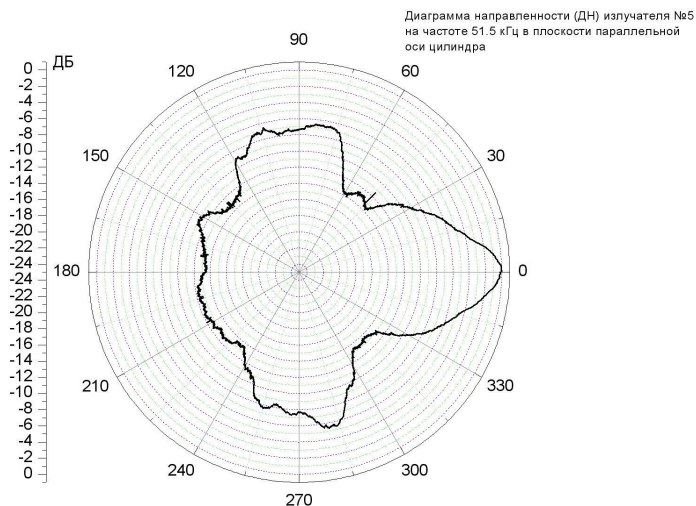


рис.1

На вертикальной вращающейся штанге в зависимости от условий измерений закреплялся либо излучатель (при этом приемник находился в стационарном положении), либо приемник – на выносной горизонтальной ферме (излучатель оставался в стационарном положении). Угловая скорость вращения во всех измерениях была постоянной и составляла 1.1 град/с. Причем, при взаимном перемещении преобразователей приемник принимал сигналы с одного направления. Это позволяло не учитывать направленные свойства приемника. Конструкция механического закрепления преобразователей позволяла быстро заменять преобразователи и изменять их пространственную ориентацию. Излучение тонально-импульсных акустических сигналов осуществлялось на частотах от 30 кГц до 300 кГц, длительность импульсов варьировалась от 200 мкс до 2 мс.

Прием и обработка сигналов, а также визуализация результатов осуществлялась в цифровом виде с применением специализированной программы обработки экспериментальных данных OriginLab компании MicroCal.

Для примера на рис.2 приведены диаграммы направленности одного из



цилиндрических преобразователей на основной частоте 51,5 кГц (азимутальная мода) в плоскости, параллельной оси излучателя.

Работа выполнена при поддержке грантов НШ-838.2003.2., УР 01.01.173.

ЭВОЛЮЦИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В МИКРОНЕОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ С КВАДРАТИЧНОЙ УПРУГОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ И РЕЛАКСАЦИЕЙ

В.Е. Назаров, А.В. Радостин

Институт прикладной физики РАН

Результаты экспериментальных исследований нелинейных акустических эффектов в микронеоднородных средах (в частности, поликристаллических горных породах и металлах) свидетельствуют о том, что нелинейность подобных сред является частотно-зависимой. Для объяснения этого явления в работе [1] была предложена реологическая модель нелинейной микронеоднородной среды с релаксацией, содержащей различного рода микродефекты (трещины, дислокации и т.д.), и получены уравнение состояния и волновое уравнение для одномерных акустических волн. Для микронеоднородной среды, содержащей одинаковые вязкоупругие дефекты с квадратичной упругой нелинейностью, волновое уравнение (в системе координат, движущейся со скоростью C_0 , соответствующей низкочастотному (НЧ) пределу скорости волны в среде) имеет вид:

$$\frac{\partial V}{\partial x} - \frac{v}{2C_0\Omega} \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} R(V) - \frac{v\gamma\zeta}{2C_0^2} \frac{\partial}{\partial \tau} R[R^2(V)] = 0, \left(\frac{\gamma\zeta}{C_0} R[R^2(V)] \ll |R(V)| \right), \quad (1)$$

где V - скорость частиц среды, v , ζ , Ω и γ - концентрация ($v \ll 1$), относительная упругость ($\zeta \ll 1$), релаксационная частота и параметр квадратичной нелинейности

$$\text{дефекта, } R(V) = \frac{\Omega}{\zeta} \int_{-\infty}^{\tau} V(\tau_1) \exp[-\Omega(\tau - \tau_1)] d\tau_1, \quad V(R) = \frac{\zeta}{\Omega} \frac{\partial R}{\partial \tau} + \zeta R, \quad \tau = t - x/C_0.$$

В линейном приближении уравнение (1) соответствует аналогичным уравнениям для однородной среды с релаксацией [2], а дисперсионный параметр m определяется отношением: $m = v/\zeta \ll 1$.

Численное моделирование искажения и эволюции гармонических волн, создаваемых на границе $x=0$: $V(t, x=0) = V_0 \sin \omega t$, проводилось в рамках безразмерного уравнения (1)

$$\frac{\partial Q}{\partial z} - Q \frac{\partial Q}{\partial \vartheta} = -g \frac{\partial^2}{\partial z \partial \vartheta} \left[2Q + g \frac{\partial Q}{\partial \vartheta} \right] + Mg \frac{\partial^2}{\partial \vartheta^2} \left[Q + g \frac{\partial Q}{\partial \vartheta} \right], \quad W = Q + g \frac{\partial Q}{\partial \vartheta}, \quad (2)$$

$$\text{где } Q(\vartheta, z=0) = \frac{\sin \vartheta - g \cos \vartheta}{1 + g^2}, \quad M = \zeta C_0 / 2\gamma V_0 \gg \frac{1 + (1 + 4g^2)^{-1/2}}{4(1 + g^2)^{1/2}}.$$

При численном решении уравнений (2) использовался спектральный метод, предложенный в работе [3] для расчета взаимодействия акустических волн в недиспергирующих средах с квадратично-упругой нелинейностью.

На рис. 1 представлены профили первоначально гармонических волн, полученные в результате численного решения уравнений (9) при различных значениях параметров M и g .

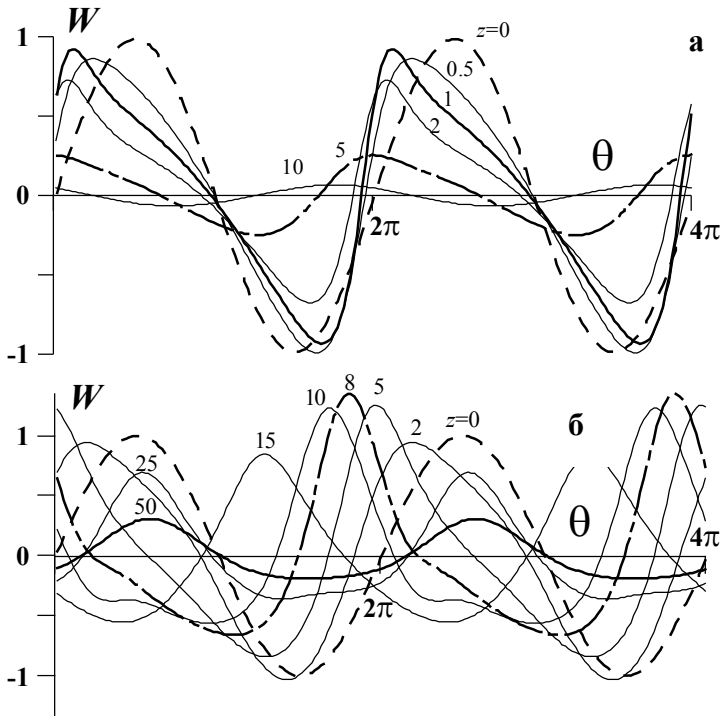


Рис. 1 Профили исходно гармонической волны на разных расстояниях от излучателя: а) $g=1$, $M=0.5$; б) $g=10$, $M=0.25$.

Из рис. 1а, видно, что искажения сильной волны при $g=1$, $M=0.5$ особенно заметны положительном полупериоде, где имеет место возникновение осцилляции – перегиба и наблюдается немонотонное изменение амплитуды. Качественная эволюция высокочастотных волн ($g=10$, $M=0.25$, рис. 1б), в основном, аналогична предыдущему описанию, с тем лишь дополнением, что с увеличением начальной амплитуды исходной волны перегиб перемещается в отрицательный полупериод, а амплитуда положительного полупериода на средних расстояниях увеличивается и может заметно превзойти исходную (почти в 1,3 раза).

Работа выполнена при поддержке Минпромнауки (грант НШ 1641.2003.2.)

- [1] Nazarov V.E., Zaitsev V.Yu., Beliaeva I.Yu. // Acta Acust. Acust. 2002 V.88, N1 P.40
- [2] Руденко О.В., Солуян С.И. Теоретические основы нелинейной акустики. - М.: Наука. 1975.
- [3] Пищальников Ю.А., Сапожников О.А., Хохлова В.А. // Акуст. журн., 1996, Т.42, №3 С.412.

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ ПОВЕДЕНИЯ ГАЗОВЫХ ПУЗЫРЬКОВ В ЖИДКОСТИ С СИЛЬНЫМ АКУСТИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

И.Н. Диденкулов¹⁾, Д.А.Селивановский¹⁾, П.Е.Токмаков^{1,2)}, А.Н.Турко¹⁾,
В.В.Чернов¹⁾

¹⁾Институт прикладной физики РАН, ²⁾Нижегородский госуниверситет

Под сильным акустическим полем подразумевается поле, в котором вынужденно-колеблющийся в нем газовый пузырек заметно изменяет свой размер. В процессе таких колебаний при условии сохранения сферической формы пузырька газ сжимается-расширяется практически адиабатически, и в пузырьке при коллапсе должна развиваться высокая температура. Например, при уменьшении радиуса пузырька в 3 раза температура газа в пузырьке должна бы достигать $\approx 10000\text{K}$, что значительно выше порогов активации для многих химических реакций в смесях газов, заполняющих пузырек. Однако попытки обнаружить разогрев газа при коллапсе пузырька, например, путем поджига заполняющих пузырьки горючих газовых смесей, имеющих температуры активации реакций в пределах 1000K , не привели к положительному результату.

В тоже время, визуальные наблюдения за изменением радиуса пузырька в акустическом поле свидетельствуют, что его сильное сжатие все же происходит (см., например, [1]). Из этого следует, что изменения объема пузырька при его колебаниях в сильном акустическом поле происходят скорее ближе к изотермическому процессу. Для осуществления такого квазиизотермического сжатия часть энергии звукового поля, должна «выплеснуться» из сжимающегося пузырька. Эту часть энергии можно оценить по разнице работ акустического поля при адиабатическом и изотермическом сжатии:

$$\Delta Q = Q_{\text{ад}} - Q_{\text{из}} = [P_1 V_1 / (\chi - 1)] [1 - (V_1 / V_2)^{\chi-1}] - (M/\mu) RT \ln(V_1 / V_2). \quad (1)$$

Здесь $\chi = C_p / C_v = 1,4$; M/μ - количество молей газа в пузырьке; $R=8.32$ Дж/град*моль – универсальная газовая постоянная.

Возможный путь «выплескивания» этой части энергии звукового поля – генерация пузырьком дополнительных течений в жидкости, которые могут генерироваться из-за параметрической неустойчивости сферических колебаний пузырька. Сферическая поверхность пузырька искажается пробегающими по ней капиллярными волнами. Энергия таких капиллярных волн практически целиком затрачивается на вязкое трение, в результате чего в жидкости генерируются течения. Такие течения наблюдаются и вблизи пузырьков, прикрепленных к излучателю [2], и когда они находятся в свободном пространстве жидкости [3].

Удобный случай сделать упрощенную оценку такой «выплескиваемой» энергии предоставляют данные опыта, когда в пучности давления сильной стоячей волны в центре сферического резонатора образуется устойчиво существующий кластер пузырьков [4]. При этом пузырькам в таком кластере не удается объединиться под действием пондеромоторных сил. Частота $f = 30$ кГц, амплитуда давления поля в центре резонатора $P \approx 10^6$ Па. В фазе сжатия минимальные радиусы

пузырьков составляют $R_{\text{мин}} \approx 5$ мкм, а в фазе декомпрессии - $R_{\text{макс}} \approx 120$ мкм, радиусы равновесных пузырьков $R_{\text{равн}} \approx 10-15$ мкм. Для двух одинаковых пузырьков затраты энергии на их сближение под действием силы Бьеркнеса F можно оценить как:

$$W = 2 \int_{\infty}^R F dr = 2 \cdot 4\pi\rho R_{\text{равн}}^4 (2\pi f)^2 a^2/r = (8 \div 40) \times 10^{-10} \text{ Дж},$$

где $2\pi fa$ – скорость стенки пузыря. Разница затрат энергий (1): $\Delta Q = (1 \div 2) \times 10^{-8}$ Дж, причем $Q_{\text{из}}/Q_{\text{ад}} \approx 0,1$. Таким образом, оценка показывает, что значительная часть «выплескиваемой» энергии при сжатии пузырьков затрачивается на генерацию течений, препятствующих слиянию пузырьков.

Оценку этой энергии можно сделать и на основе наблюдения процесса отрыва пузырьков от поверхности излучателя звука [5]. В вертикальном сосуде устанавливалось поле стоячей волны с пучностью давления на поверхности излучателя. Амплитуда давления поля на излучателе была $P = 10^5$ Па, частота накачки $f = 500$ кГц. В наших опытах пузырьки, удерживаемые на поверхности излучателя, нарастали за счет выпрямленной диффузии. В некоторый момент на них возбуждались колебания поверхности на 2-й моде на частоте субгармоники, эти колебания нарастали, и, в конечном итоге, когда пузырьки становились по размерам близким резонансному ($r_0 = 7,5$ мкм), он отрывался от поверхности излучателя и всплывал к поверхности воды. Пузырек удерживается на поверхности излучателя поверхностным натяжением с силой $F = \sigma r_0 / 0,26$, где $\sigma = 0,07$ кг/с². Примем, что отрыв пузырька происходит, когда ему необходимо преодолеть действие этой силы, удаляясь от поверхности на $2r_0$, при этом работа $W = F \times 2r_0 = 0,4 \times 10^{-10}$ Дж. Для данного случая $\Delta Q = Q_{\text{ад}} - Q_{\text{из}} = 2 \times 10^{-10}$ Дж, причем $Q_{\text{ад}}/Q_{\text{из}} \approx 2$. Как видно, эти два подхода не противоречат друг другу.

Работа поддержана РФФИ (04-02-16562, 04-02-17187) и НИИ-1641.2003.2.

- [1] Yuren Tian, J.A.Ketterling, R.E.Apfel, Direct observation of microbubble oscillations. // JASA, 1996, 100(6), p.3976-78.
- [2] S.A.Elder. Cavitation Microstreaming. // JASA, 1959, 31(1), p. 54-64.
- [3] Ch. Hullin. Stabilitatsgrenze pulsierender Luftblasen in Wasser. // Acustica, 1977, v.37(1), p.64-73.
- [4] Н.В.Малых, Г.Н.Санкин, В.С.Тесленко, Стабилизация кавитационного кластера в ультразвуковом резонаторе и усиление звукокапиллярного эффекта. // Сб. трудов XV сессии РАО, 3-я Нижегородская акустическая научная сессия, Н.Новгород, 15-18.11.2004, Т.1, с.76-79.
- [5] Диденкулов И.Н., Канаков В.А., Селивановский Д.А., Чернов В.В., О взаимосвязи сонолюминесценции и субгармоники акустической накачки в воде. // Сб. трудов XV сессии РАО, 3-я Нижегородская акустическая научная сессия, Н.Новгород, 2004, Т.1, с.69-71.

ИССЛЕДОВАНИЕ КОГЕРЕНТНОСТИ НИЗКОЧАСТОТНЫХ МАЛОМОДОВЫХ ЗВУКОВЫХ ИМПУЛЬСОВ ПРИ ИХ ДАЛЬНОМ РАСПРОСТРАНЕНИИ В МЕЛКОМ МОРЕ

А.В. Гринюк¹), В.П. Демкин¹), В.Н. Кравченко¹), А.Г. Лучинин²), А.И. Хилько²),
А.А. Стромков²), И.И. Леонов²), А.Г. Кошкин³)

¹)ФГУПНИИ «Атолл», ²)Институт прикладной физики РАН, ³)ННГУ

Используемый при натурных экспериментах излучающий комплекс включал в себя антенную решетку из 16 излучающих модулей, каждый из которых представлял собой излучатель электромагнитного типа с номинальной акустической мощностью порядка 70 Вт при КПД=70% с одинаковыми резонансными частотами (разброс частот составляет 1.5%), снабженный собственным цифровым блоком управления и возбуждения колебаний. Управление излучением и контроль его качества обеспечивался общим для излучающей решетки управляющим процессорным блоком с библиотекой программ, соответствующих различным амплитудно-фазовым распределениям на апертуре антенной решетки и различным типам излучаемых сигналов (тональные, тонально-импульсные, ГЧМ - импульсы, импульсы, модулированные псевдослучайными последовательностями и др.). При проведении эксперимента на сверхдальних трассах в мелком море были реализованы режимы излучения, соответствующие однородному амплитудно-фазовому распределению, а также первым трем собственным модам акустического волновода. Используемые

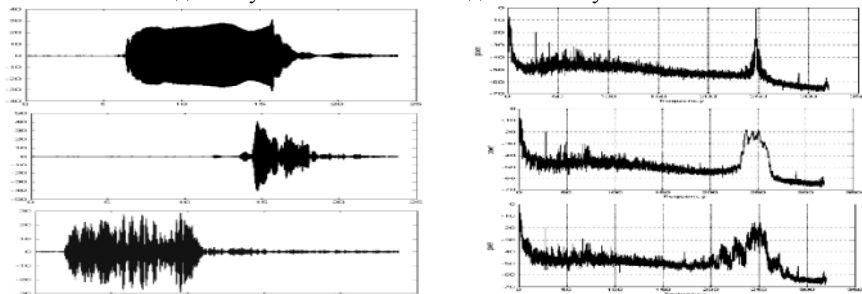


Рис.1. Структура принимаемых импульсов (слева) и их спектры (справа) для тональных (верхние рисунки), ГЧМ (средние рисунки) и фазоманипулированных м-последовательностью импульсов (нижние рисунки) при приеме на один гидрофон горизонтальной решетки, расположенной на расстоянии 150 км от источника излучения.

при измерениях приемные антенны, представляли собой линейные решетки из 16 эквидистантно расположенных на дне приемных гидрофонов. Приемные решетки были снабжены контейнерами с аппаратурой питания и обработки принимаемых сигналов. С помощью указанной аппаратуры были осуществлены исследования возбуждения распространения, и рассеяния неоднородностями гидроакустического канала в Баренцевом море. Как следует из экспериментальных данных,

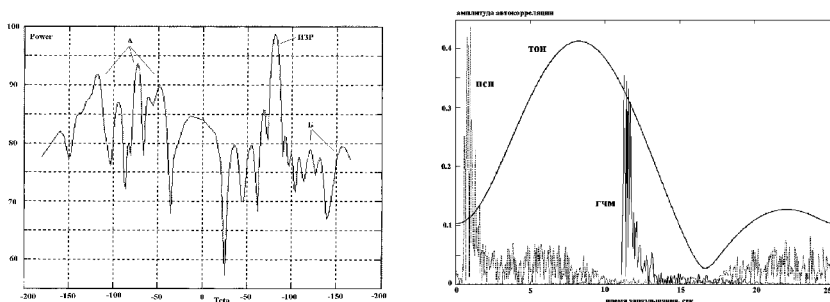


Рис. 2. Угловая зависимость сигнала с выхода горизонтальной приемной решетки (слева) и результаты сжатия принимаемых импульсов с выхода одного гидрофона (справа), для приемной решетки расположенной на расстоянии 150 км.

возбуждение m -последовательностью импульсов позволяет при приеме одиночным гидрофоном согласованных со средой маломодовых тональных, ГЧМ и модулированных обеспечить уровень поля подсветки, превышающий шумы моря на величину от 30 до 50 дБ на удалениях от 150 до 250 км (рис. 1). При этом установлено, что уровень акустического поля подсветки существенно зависит от строения и глубины волновода вдоль трасы распространения. Наблюдаемые в описываемых экспериментах высокие значения когерентности принимаемых сигналов позволили реализовать когерентное накопление импульсных сигналов за счет пространственной селекции и согласованной фильтрации на 20 – 25 дБ (рис. 2). Большое превышение над уровнем шумов моря реверберационных маломодовых импульсов была использована для осуществления реконструкции пространственного распределения рассеивающих зондирующие сигналы подводных возвышенностей и береговых зон. Полученные экспериментальные результаты продемонстрировали возможность наблюдения неоднородностей мелкого моря методом маломодовой томографии. На основе анализа экспериментальных данных показано, что при возбуждении волновода вертикально развитой излучающей антенной общей мощностью порядка 1 квт при длинах трасс 150 – 250 км принятые гидроакустические сигналы превышают уровень шумов моря при четырех бальном волнении на 30 – 50 дБ и сохраняют свою когерентность в пределах длины зондирующего импульса (10с). В результате проведенных натурных измерений впервые было экспериментально показано, что использование согласованного с волноводом возбуждения маломодовых акустических сигналов вертикально развитой излучающей решеткой позволяет обеспечить возбуждение мощных и стабильных сигналов подсветки повышенной когерентности, а также уменьшить их затухание при распространении на мелководных трассах большой протяженности (до 250 км). Полученные результаты подтверждают возможность построения системы импульсной маломодовой томографии мелкого моря.

Работа поддержана программой ОФН РАН (гос. контракт №40.020.1.1.1171), РФФИ (НШ-1641.2003.2, НШ-1637.2003.2 и проекты №02-03-17556, №04-02-17193) и программой «Развитие научного потенциала высшей школы» на 2005г (код проекта 4618).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУРЫ УПРУГИХ ПОЛЕЙ ЖЕЛЕЗНОДОРОЖНОГО СОСТАВА В ВОЛНОВОЙ ЗОНЕ.

*Е.Я Бубнов, **В.В. Гуцин

*Волжская Государственная Академия водного транспорта,

**Научно-исследовательский радиофизический институт

Движущийся железнодорожный состав представляет собой сложный, распределенный по пространству интенсивный излучатель как сейсмических, так и акустических волн [1, 2]. Уникальность такого излучателя определяется богатством физических и технических механизмов излучения, обеспечивающих наличие упругих колебаний в широком диапазоне частот от долей до десятков и сотен герц. Доступность и «дешевизна» такого излучателя, несомненно, привлекала и привлекает внимание исследователей, геофизиков и сейсмологов. В тоже время недостаток экспериментального материала и знание структуры поля не позволяют использовать на практике такие нетрадиционные сейсмические излучатели.

Исследования упругих полей железнодорожного транспорта, представленные в работах [1-3], выполнены как правило для ближней зоны такого источника. В этой зоне волновое поле не сформировано и представляет собой сложную интерференционную картину, обусловленную наложением волн различной природы (поверхностных, объемных, сдвиговых).

В настоящей работе были проведены предварительные исследования характеристик упругих полей в волновой зоне.

Регистрация сейсмических полей осуществлялась линейной решеткой сейсмоприемников типа СМ-3 в диапазоне частот 0.5-100Гц. Решетка приемников располагалась перпендикулярно трассе движения железнодорожного состава на расстоянии 1000 м от первого датчика. Шаг дискретизации линейной решетки составляет 10 м, число элементов в решетке 12. Сигналы с элементов антенны после усиления регистрировались на 14 – канальном аналоговом магнитографе НО-68. Перед началом записи целевых объектов осуществлялась калибровка сквозных трактов регистрации и тестирование трассы распространения сигналов путем записи сигналов, возбуждаемых ударом в точке траверса. Последующая обработка сигналов проводилась на персональном компьютере с использованием специально разработанной программы.

На рис. 1 в качестве примера представлены реализации амплитудного спектра сейсмического сигнала грузового поезда в диапазоне частот 0.5- 100 Гц, соответственно на расстояниях 50 м от трассы движения (кривая 1), на расстоянии

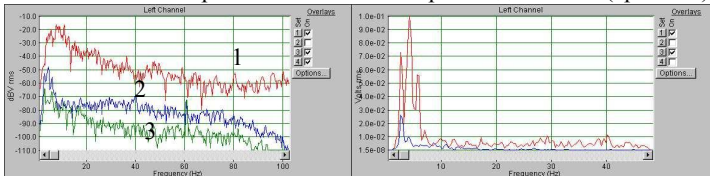


Рис. 1

Рис. 2

1000 м (кривая 2) и фонового сигнала (кривая 3). Запись фонового сигнала проводилась при большом удалении целевого объекта. Легко видеть, что максимум спектральной плотности сигнала приходится на ряд выделенных частот 2-6 Гц, а их превышение над фоновыми составляющими достигает 50 дБ. Увеличение расстояния от источника приводит к уменьшению спектральной плотности сигнала во всей полосе частот и к ее перераспределению в пользу низких частот, что объясняется частотной зависимостью затухания сейсмических сигналов. На рис.2 в линейном масштабе в диапазоне частот 0.5 – 50 Гц представлены спектральные реализации, соответствующие кривым 2 и 3 рис 1. Легко видеть дискретные составляющие на частотах 2.4 Гц, 3.8 Гц и 5.7 Гц, из которых при удалении регистрируемого источника в спектре сейсмического сигнала остается только составляющая 2.4 Гц. Предположительно можно идентифицировать данную составляющую с резонансной частотой колебания вагона на подвеске, а дискретные составляющие на частотах 3.8 и 5.7 Гц соответственно с ударами колесных пар как одного вагона, так и смежных вагонов по стыкам рельс.

Для оценки волновой структуры поля была проведена взаимокорреляционная обработка сейсмического сигнала, зарегистрированного в нулевой точке с сигналами в последующих точках. Результаты такой обработки приведены на рис. 3, где по оси ординат отложены значения ненормированной взаимокорреляционной функции, а по оси абсцисс время задержки в секундах. Время получения корреляционной функции выбиралось равной 4 сек, что примерно соответствовало малому изменению уровня сейсмического сигнала. Время задержки ограничивали величиной 0.4 с. Хорошо просматриваются две линии годографа 1 и 2, соответствующие наличию двух цугов волн со скоростями распространения 2800-3000 м/с и 450-550 м/с. Первый цуг можно отождествить с объемными отраженными или головными волнами, а второй с поверхностными волнами.

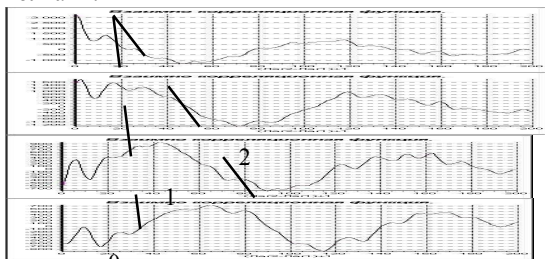


Рис 3 0 0.195 0.39

Таким образом, движущийся железнодорожный состав является интенсивным источником излучения низкочастотных поверхностных и объемных волн.

Бубнов Е.Я., Гушин В.В. //В кн.: Тр. 6-й науч. конф. по радиофизике. 7 мая 2002 г. /Ред. А.В. Якимов. –Н.Новгород: ТАЛАН, 2002, с. 157

Бубнов Е.Я., Гушин В.В. //В кн.: Тр. 7-й науч. конф. по радиофизике. 7 мая 2003 г. /Ред. А.В. Якимов. –Н.Новгород: ТАЛАН, 2003, с. 108

РЕКОНСТРУКЦИЯ ПАРАМЕТРОВ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ОКЕАНИЧЕСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ДИФРАГИРОВАННЫХ ШИРОКОПОЛОСНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ

Стромков А.А.¹⁾, Хилько А.И.¹⁾, Башев Д.В.²⁾

¹⁾Институт прикладной физики РАН, ²⁾ННГУ

Цель исследования является построение алгоритма оценки параметров нестационарной неоднородности с использованием априорной информации в виде модели при малоугловой дифракции акустических импульсов в океаническом волноводе. В качестве зондирующих рассматривалась последовательность ЛЧМ импульсов $p(t)$. Приемная система (рис. 1), осуществляла прием дифрагированных

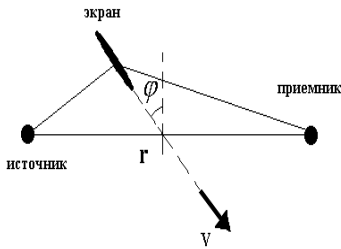


Рис. 1. Схема формирования сигналов малоугловой дифракции.

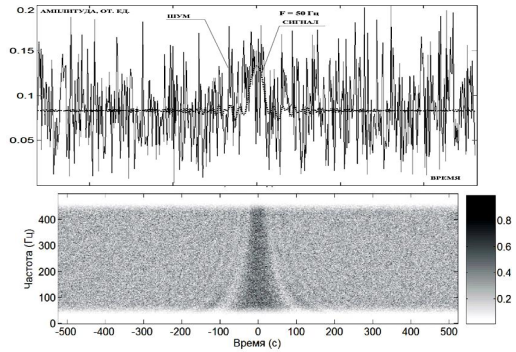


Рис. 2. Моделирование $s(t)$ в виде суммы дифрагированного и шумового сигналов.

сигналов на фоне гауссовского шума $n(t)$ (рис. 2). Принимаемый сигнал $s(t)$, подвергался предварительной обработке для ослабления шумов и представлялся в виде текущего

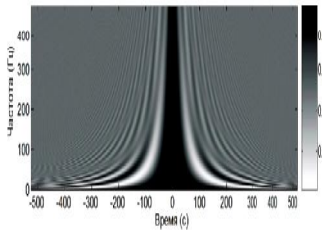


Рис. 3. Модельная реплика сигнала.

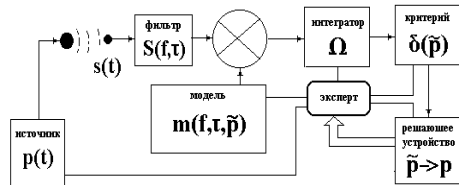


Рис. 4. Блок-схема алгоритма оценки параметров.

спектра $S(f, \tau)$ (рис. 2). Для оценки параметров сигнала формировалась модельное распределение текущего спектра $m(f, \tau, \tilde{p})$, зависящего от параметров траектории

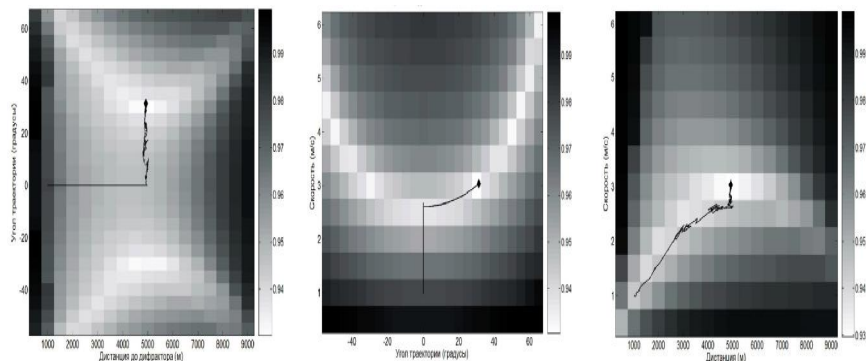


Рис. 5. Сечения пространства невязок и траектория поиска глобального экстремума невязок. Расчеты осуществлялись в одномодовом приближении для $SR = 10$ км, ЛЧМ импульсов в полосе 25-475 Гц, длительностью – 2 сек, при частоте дискретизации – 1000 Гц и параметров неоднородности $V = 3$ м/с, $\varphi = 30^\circ$, $r = 5$ км.

перемещения неоднородности $\mathbf{p} = \{t_0, \varphi, V, r, L\}$. В качестве критерия проверки гипотез выступает квадратичная невязка $\delta(\mathbf{p})$ разности принимаемого сигнала $S(f; \tau)$ и реплики $m(f; \tau, \mathbf{p})$, усредняемая на интервале наблюдения $(\Delta f, T)$. Решением задачи является значение вектора параметров, соответствующее глобальному экстремуму невязки. Для уменьшения объема вычислений необходимо оптимизировать поиск решения. Это может быть осуществлено путем использования априорной информации в виде модели. В соответствующем рассматриваемой задаче пространстве невязок (Рис. 5), имеются локальные экстремумы, структура которых может быть учтена при формировании оптимальной траектории поиска. На Рис. 5, темной линией, показана траектория поиска решения с помощью градиентного метода при равных уровнях сигнала и шума (найденное решение: $\tilde{V} = 3.0543$ м/сек, $\tilde{\varphi} = 31.8631^\circ$, $\tilde{r} = 4.9312$ км). При использовании такого метода эффективность поиска решения в общем случае зависит от положения точки начала поиска. Для преодоления такого рода трудностей, можно для используемой модели априорно исследовать эволюцию глобального экстремума и учитывать её при построении оптимальной траектории поиска. Кроме этого, можно использовать такие универсальные методы поиска решения, как, например, генетический алгоритм. Для того, что бы алгоритм поиска был устойчивым, необходимо оптимально нормировать наблюдаемые данные. В настоящем исследовании для этой цели использовались локальные оценки линейной регрессии, что позволило адаптировать алгоритм к условиям наблюдения. Для получения устойчивых решений при многомодовом распространении необходимо использовать дополнительную априорную информацию о структуре волновода.

Работа поддержана программой ОФН РАН (гос. контракт №40.020.1.1.1171), РФФИ (НШ-1641.2003.2, НШ-1637.2003.2 и проекты №02-03-17556, №04-02-17193) и программой «Развитие научного потенциала высшей школы» на 2005г (код проекта 4618).

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ЧАСТОТУ ОТСЕЧКИ АКУСТИКО-ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН В АТМОСФЕРЕ

М.Ю.Петухов

Нижегородский госуниверситет

Особое место в изучении волновых процессов в атмосфере Солнца занимают исследования запрещенных для распространения гидродинамических и магнитогидродинамических волн диапазонов частот [1,2]. Актуальность этих исследований во многом обусловлена разработкой механизмов формирования глобальных колебаний в атмосфере Солнца, а также – выяснением роли гидродинамических и магнитогидродинамических волн в энергетическом балансе солнечной атмосферы.

Как известно [3], уже в рамках плоской модели изотермической атмосферы объясняется тот факт, что в линейном приближении распространение акустико-гравитационных волн (АГВ) возможно лишь на частотах, превышающих частоту отсечки – характерную частоту Лэмба $\omega_L = \gamma g / 2c_0$ (γ – показатель адиабаты, g – ускорение свободного падения, c_0 – скорость звука); в частотном же диапазоне, расположенном ниже лэмбовской частоты, волны являются нераспространяющимися (неоднородными). Несомненная важность частоты Лэмба для анализа волновых процессов стимулировала исследования ее высотной зависимости в солнечной атмосфере. При этом особое внимание уделялось наличию в солнечной атмосфере регулярного магнитного поля [1,4–6].

Как известно [7,8], в отличие от вертикально-направленного магнитного поля, горизонтальное магнитное поле должно существенным образом влиять на характеристики вертикально распространяющихся в плоской изотермической атмосфере АГВ. Однако приводимые различными авторами основные параметры распространяющихся в такой атмосфере АГВ (в дальнейшем в тексте статьи используется термин магнитоакустико-гравитационные волны – МАГВ) даже в приближении постоянного горизонтального магнитного поля принципиально различаются между собой. Последнее в большей степени относится к частоте отсечки, разделяющей диапазоны частот распространяющихся и нераспространяющихся МАГВ [1,4–7].

Именно поэтому целью настоящей работы являлось исследование влияния как постоянного, так и неоднородного по высоте горизонтального магнитного поля на величину частоты Лэмба в рамках плоской модели изотермической атмосферы Солнца. При этом исследовалось вертикальное распространения линейных МАГВ и рассматривались следующие законы изменения величины горизонтального магнитного поля с высотой, а именно, 1) постоянное магнитное поле B_0 , 2) магнитное поле спадает с высотой z пропорционально корню квадратному из уменьшающейся плотности среды $B_0^2(z) \sim \rho_0(z)$ (остается постоянной альвеновская скорость). Анализ влияния горизонтального магнитного поля на частоту отсечки МАГВ в рамках вышеотмеченных моделей атмосферы позволил сделать следующие выводы.

Установлено, что однородное по высоте магнитное поле не влияет на частоту отсечки МАГВ, которая остается равной частоте отсечки АГВ – частоте Лэмба. Показано, что последнее является следствием отсутствия дисперсии в МАГВ, обусловленной наличием в среде постоянного магнитного поля. Отмечено, что известный факт неосциллирующего поведения пространственной части решения для колебательной скорости исходно распространяющихся МАГВ в области относительно больших высот не означает отсутствие распространяющихся МАГВ в соответствующей области высот, а лишь является следствием эффекта не преодоления МАГВ собственной длины волны.

Показано, что неоднородное по высоте горизонтальное магнитное поле также не приводит к появлению дисперсии в МАГВ, а, следовательно, не влияет на их частоту отсечки, которая остается равной частоте Лэмба ω_L . Отмечено, что для получения корректных волновых характеристик МАГВ в солнечной атмосфере, необходимо использовать условие потенциальности магнитного поля. Использование же условия магнитогидродинамического равновесия атмосферы [5]:

$$-\frac{d}{dz} \left(p_0(z) + \frac{B_0^2(z)}{2\mu} \right) - \rho_0(z)g = 0$$

($p_0(z)$ – равновесное давление, μ – магнитная постоянная), которое широко применяется для анализа магнитогидродинамических процессов в солнечной атмосфере, эквивалентно заданию в атмосфере распределенного тока и появлению в среде дополнительной дисперсии, обусловленной наличием в ней неоднородного магнитного поля. Выяснено, что последнее приводит к неадекватным как амплитудно-высотным, так и к дисперсионным характеристикам МАГВ [5], а, следовательно, и к искажению истинной частоте отсечки МАГВ.

Кроме того, в приближении холодной плазмы ($p_0=0$) также рассмотрен более общий закон спадания магнитного поля с высотой (с экспоненциально зависящими от высоты магнитным полем и альвеновской скоростью). Показано, что и в рассматриваемом случае магнитное поле не влияет на частоту отсечки распространяющихся в такой атмосфере магнитных волн, величина которой равна нулю.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ № 05-02-16517, “Ведущие научные школы России” № 838.2003.2, № 1483-2003.2 и “Университеты России” УР.01.01.173.

- [1] Stark B.A., Musielak Z.E. // *Astrophys. J.* 1993. V.409. P.450.
- [2] Schmitz F., Fleck B. // *Astron. Astrophys.* 2003. V.399. P.723.
- [3] Ламб Г. Гидродинамика. М.-Л.: ГИТТЛ, 1947. 928с.
- [4] Bel N. and Leroy B. // *Astron. Astrophys.* 1977. V.55. P.239.
- [5] Thomas J.H. // *Astrophys. J.*, 1982. V.262 .P.760.
- [6] Musielak Z.E., An C.-H., Moore R., Suess S. // *Astrophys. J.* 1989. V.344. P.478.
- [7] Campos L.M.B.C. // *Rev. Mod. Phys.*, 1987. V.59. P.363.
- [8] Musielak Z.E. // *Astrophys. J.* 1990. V.351. P.287.

ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОГО ВОДНОГО ПОТОКА В ТРУБЕ МЕТОДОМ УЛЬТРАЗВУКОВОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

П.Н.Вьюгин¹), В.Г.Гавриленко¹), Л.М.Кустов¹), А.И.Мартьянов¹), М.Б.Нечаева²)

^{1) Нижегородский госуниверситет, ^{2) Научно-исследовательский радиофизический институт (НИРФИ)}}

Работа посвящена экспериментам по зондированию турбулентного водного потока в трубе с использованием интерферометрического приема [1,2]. На рис.1 приведена схема установки. Бассейн глубиной 4.7 м заполнен водой. С помощью насоса создавался турбулентный поток в трубе, изготовленной из звукопроницаемого материала. Ультразвуковой сигнал в виде квазиплоской волны распространялся от протяженного излучателя перпендикулярно потоку и принимался мультипликативным интерферометром, база b которого направлена вдоль скорости потока V . Выходной сигнал интерферометра подвергался спектральному анализу.

Данные наблюдений сопоставлялись с результатами теоретического анализа [1]. Описание флуктуаций поля проводилось методом геометрической оптики. Временные изменения параметров среды описывались гипотезой "вмороженности". Пространственный спектр флуктуаций параметров среды задавался степенной функцией $F \sim (\kappa_0^2 + \kappa^2)^{-p/2}$ в интервале волновых чисел $[\kappa_0, \kappa_m]$ ($\kappa_0 = 2\pi/L$, $\kappa_m = 2\pi/l_0$; L , l_0 – внешний и внутренний масштабы турбулентности). В случае слабых флуктуаций фазы, который исследовался экспериментально, спектр мощности сигнала интерферометра описывается выражением [1]:

$$Y(\Omega) \approx \frac{\left(1 - \cos\left(\frac{\Omega b}{V}\right)\right)}{V \left[\left(\frac{\Omega}{V}\right)^2 + \left(\frac{2\pi}{L}\right)^2 \right]^{\frac{p-1}{2}}},$$

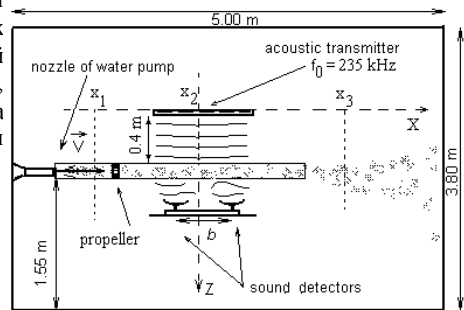


Рис.1

из которого следует, что на "крыльях" спектра должны наблюдаться осцилляции, определяемые только отношением скорости потока и базы интерферометра.

Огибающую спектра в области частот $\Omega \gg V\pi/b$ можно описать степенной функцией [1] $Y(\Omega) \sim \Omega^{-p+1}$, спектральный индекс которой однозначно связан с показателем пространственного спектра неоднородностей концентрации кавитационных пузырьков p .

В первом цикле экспериментов исследовались флуктуации концентрации кавитационных пузырьков внутри трубы, образованные кавитирующим соплом. Спектр мощности сигнала интерферометра в линейном и логарифмическом масштабах

приведен на рис.2 и рис.3 соответственно. Экспериментальный спектр (жирная линия) хорошо согласуется с теоретической кривой (тонкая линия). По результатам 12 измерений были измерены спектральный индекс $p=2.9 \pm 0.2$ и средняя скорость потока $V=0.90 \text{ м/с} \pm 0.08 \text{ м/с}$.

Во втором цикле исследовались возмущения, создаваемые специально установленным в трубе пропеллером. На рис. 4,5,6 приведены примеры спектров, полученных при положениях трассы зондирования x_1, x_2, x_3 соответственно (см. рис.1). При прохождении трассы зондирования между соплом насоса и вентилятором (положение x_1) характер спектров мощности (рис.4) не отличается от результатов предыдущих экспериментов. При зондировании струи в трубе на участке после вентилятора (положение x_2) спектры становятся более пологими (рис.5). Скорость остается постоянной на всей длине трубы. При удалении трассы зондирования от трубы (положение x_3), результаты экспериментов по зондированию водной струи в неограниченном пространстве [2].

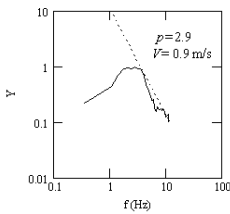


Рис.4

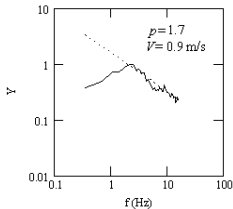


Рис.5

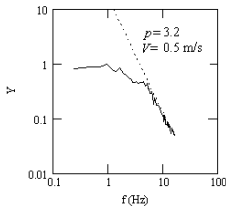


Рис.6

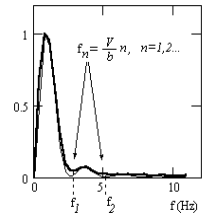


Рис.2

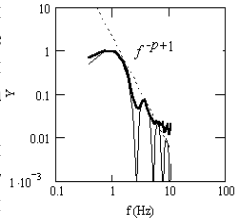


Рис.3

Таким образом, результаты проведенных интерферометрических экспериментов по зондированию турбулентного водного потока в трубе ультразвуковым излучением удовлетворительно согласуются с выводами теоретического анализа. Показана возможность экспериментального определения показателя пространственного спектра турбулентных флуктуаций концентрации кавитационных пузырьков и скорости потока. Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 04-02-16562).

- [1] В.А.Алимов, В.Г.Гавриленко, Б.Н.Липатов, М.Б.Нечаева. О форме частотного спектра флуктуирующего излучения при интерферометрическом приеме в экспериментах по радиозондированию Солнечной короны. //Изв.вузов. Радиофизика, 2004, XLVII, №3, с.167-180.
- [2] Вьюгин П.Н., Гавриленко В.Г., Кустов Л.М., Мартьянов А.И., Нечаева М.Б. Интерферометрический эксперимент по зондированию кавитирующей турбулентной водной струи широкополосным шумовым и монохроматическим излучением. Сборник трудов. XV сессия Российского Акустического сообщества. Т.П.- М.: ПК ГЕОС, 2004, с.13-17.

ЗВУКОВОЕ ПОЛЕ В АКУСТИЧЕСКОМ РЕЗОНАТОРЕ С ЖИДКОСТЬЮ С ПЕРИОДИЧЕСКИМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ КОНЦЕНТРАЦИИ ПУЗЫРЬКОВ**П.Е.Токмаков^{1,2)}, С.Н.Гурбатов¹⁾, И.Н. Диденкулов²⁾, Н.В. Прончатов-Рубцов¹⁾**¹⁾Нижегородский госуниверситет, ²⁾Институт прикладной физики РАН

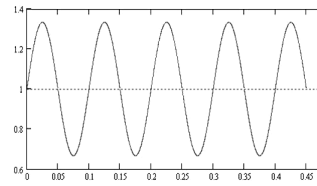
В предыдущих работах [1] было показано, что газовые пузырьки, помещенные в поток жидкости в акустический резонатор и испытывающие действие внешнего звукового поля, способны группироваться в процессе движения. Уравнение движения $m\mathbf{a} = \mathbf{F}_{\text{гид}} + \mathbf{F}_{\text{ак}}$ описывает действие на пузырек силы $\mathbf{F}_{\text{гид}}$ со стороны потока и радиационной силы $\mathbf{F}_{\text{ак}}$ со стороны звукового поля. Здесь m – присоединенная масса для поступательного движения пузырька, \mathbf{a} – его ускорение.

Очевидно, что движение пузырька с ускорением в жидкости не может продолжаться долго, так как из-за гидродинамической силы происходит установление равномерного движения, при этом имеет место баланс действующих на пузырек сил. При изменении величины акустической силы в процессе движения пузырька этот баланс можно считать сохраняющимся при условии, что время установления τ равномерного движения много меньше характерного времени измерения величины акустической силы. Акустическая сила в свою очередь имеет характерный масштаб изменения во времени равный пространственному масштабу поля в резонаторе ($\sim \lambda$) деленному на скорость движения пузырька: λ/V_n . Таким образом, при выполнении условия $\lambda \gg V_n \tau$ движение пузырька можно рассматривать как квазиравномерное. При этом ускорение все время остается очень малым и его можно считать в первом приближении равным нулю.

Гидродинамическая сила при малых числах Рейнольдса пропорциональна скорости пузырька, а акустическая радиационная сила определяется градиентом интенсивности поля. Тогда имеем

$$\alpha(V - V_n) + \tilde{A} \text{grad} p^2 = 0, \quad (1)$$

где V – скорость потока, V_n – скорость пузырька, α и \tilde{A} – коэффициенты при гидродинамической и акустической силах соответственно, а p – звуковое поле. Введенная ранее [1] функция группировки описывает отношение текущего расстояния между пузырьками dx_n в произвольный момент времени к их первоначальному положению между собой dx_0 , и вводится как $f(t, x_0) = dx_n/dx_0$. На рисунке 1 показан график зависимости функции группировки от координаты при $x_0 = 0$. В областях, где $f(t, x_0) > 1$, – происходит разрежение (дегруппировка) пузырьков, а при $f(t, x_0) < 1$ – их группировка.

Рис.1. Функция $f(t, x_0)$.

Функцию группировки можно получить явным образом, решая уравнение движения и дифференцируя выражение для координаты пузырька по dx_0 . В данном случае мы поступим по-другому. Запишем функцию группировки в иной форме $f(t, x_0) = dx_n \cdot dt/dx_0 \cdot dt = V_n/V_n(x = x_0)$. Тогда поделив обе части (1) на αV и учитывая, что $V_n(x = x_0)$ равна скорости потока (т.к. $\mathbf{F}_{\text{ак}} \equiv 0$), получаем

$$f(t, x_0) = 1 + \xi \operatorname{grad} |p|^2, \quad (2)$$

где $\xi = \tilde{A} / \alpha V$ – отношение амплитуд акустической и гидродинамической сил.

Известно, что наличие газовых пузырьков влияет на величину скорости звука в среде, что приводит к перераспределению звукового поля в резонаторе. Таким образом, приходим к постановке самосогласованной задачи о распределении звукового поля и пузырьков в резонаторе. Пусть газовые пузырьки радиуса $R_0 \ll \lambda$ с объемной концентрацией n_0 равномерно распределены в жидкости, тогда в общем случае скорость звука в такой среде определяется как

$$c = c_0 \left[1 - \frac{3UY^2}{2R_0^2 k_r^2} \frac{Y^2 - 1}{(Y^2 - 1)^2 + \delta^2} \right], \quad (3)$$

где $Y = f_r / f_0 = \omega_r / \omega_0$ – отношение резонансной частоты пузырька к частоте внешнего поля, δ – коэффициент затухания, c_0 – скорость звука в безпузырьковой среде, k_r – волновое число звука в жидкости на резонансной частоте пузырька, а $U = n_0 \cdot 4/3\pi(R_0)^3$ – объемная доля газа в жидкости. Будем рассматривать случай низких частот ($f \gg f_0$), тогда скорость звука, описываемая формулой (3), будет определяться только объемной долей газа, а именно:

$$c_f = c_0 \left(1 - \frac{3U}{2R_0^2 k_r^2} \right). \quad (4)$$

Скорость звука удобно записать в другом виде $c_f = c_0(1 - \mu n(x))$, где $\mu = 2\pi R_0 / k_r^2$, а $n(x)$ – объемная концентрация пузырьков, зависящая от координаты вдоль оси резонатора за счет действия акустической силы, величина которой изменяется вдоль оси x . Считая, что в плоскости, перпендикулярной оси резонатора расстояние между пузырьками остается постоянным $n(x) = n_1 / f(x)$, здесь n_1 – начальная объемная концентрация пузырьков. Запишем уравнение, описывающее распределение звукового поля с учетом влияния концентрации пузырьков на скорость звука в жидкости, тогда имеем

$$\Delta p + k_0^2 \left(1 + 2\mu n_1 \left(1 - \xi \nabla |p|^2 \right) \right) p = 0. \quad (5)$$

Полученное уравнение (5) описывает самосогласованное с пузырьками распределение акустического поля в резонаторе. Распределение пузырьков можно найти подставляя решение уравнения (5) в (2). Работа поддержана РФФИ (04-02-16562, 04-02-17187), НШ-1641.2003.2, НШ-838.2003.2.

[1] П.Е.Токмаков, И.Н.Диденкулов, Н.В.Прончатов-Рубцов. Движение пузырьков в акустическом резонаторе с потоком жидкости. //Труды (Седьмой) Научной конференции по радиофизике, Н.Новгород, ТАЛАН, 2003, с.251-252.

СТЕНД ДЛЯ АКУСТИЧЕСКОГО ДИСТАНЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ РАЗЛИЧНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В ЖИДКОСТИ

**П.Н.Вьюгин, С.Н.Гурбатов, Л.М.Кустов, А.И.Мартьянов,
Н.В.Прончатов-Рубцов**

Нижегородский госуниверситет

Акустические методы неразрушающего контроля широко используются в различных областях техники, строительстве, сейсморазведке, медицине и т.д. Практически все они основаны на принципах линейной акустики, когда излучение и прием акустических волн происходит на одних и тех же частотах, а взаимодействие волн и генерация комбинационных частот, относящиеся к вторичным эффектам, во внимание не принимаются. В противоположном случае говорят о нелинейных акустических методах. Среди линейных акустических методов различаются амплитудные и фазовые методы. Фазовые методы являются весьма чувствительными и используются, например, для измерения скорости звука.

Для отработки основных технических решений для реализации фазового метода была собрана модельная установка, которая представляет собой сосуд - металлический цилиндр: длиной 250мм, диаметром 50мм. В цилиндр на расстоянии 100мм вмонтированы два пьезоэлектрических преобразователя, направленных навстречу друг другу. Один из них служил акустическим излучателем, а другой приемником. Частота акустических волн составляла около 1 МГц. Цилиндр располагается вертикально, верхний его торец открыт, нижний герметично состыкован с пластмассовой емкостью. Цилиндр и емкость были заполнены пресной водой.

Неоднородности в жидкости создавались несколькими способами. Один из них состоял в том, что в нижней емкости размещался небольшой электронагреватель – нихромовая проволока. При подаче на нее напряжения тепло от проволоки создавало конвективные потоки, которые пересекали трассу излучатель-приемник. Другой способ заключался в генерации микропузырьков, для чего в дно нижней емкости был вмонтирован электролизный генератор, представляющий собой вертикально поставленную иглу, служившую одним электродом, в то время как вторым электродом служил металлический цилиндр. При подаче электрического потенциала на иглу по отношению к цилиндру на ней генерировались микропузырьки, они постепенно увеличивались в размерах и затем отрывались от иглы. Всплывая, они пересекали рабочую зону устройства. Еще один способ создания неоднородности в рабочей зоне реализовывался при введении в рабочую зону по оси цилиндра стеклянной трубки меньшего диаметра. Эта трубка заполнялась различными жидкостями с отличающимися от воды скоростями звука. Тем самым имитировалось наличие в рабочей зоне устройства не полностью перемешанной смеси жидкостей.

Для проверки чувствительности устройства к температурным флуктуациям был проведен эксперимент со слабым тепловым источником, в качестве которого использовалась небольшая нихромовая проволока, размещенная в нижней части сосуда под рабочей зоной устройства. Всплывая вверх, неравномерно нагретый и

турбулентный объем жидкости проходит через рабочую зону прибора и вызывает флуктуации фазы сигнала. На рис.1 показан фрагмент записи фазы сигнала при прохождении конвективного теплового потока через рабочую область устройства. По горизонтальной оси отложены временные отсчеты АЦП (длина записи соответствует 840 с), а по вертикальной оси - фаза сигнала в градусах. Скачок фазы и последующие ее быстрые флуктуации хорошо видны на графике. После окончания прохождения нагретой жидкости наблюдается медленный «уход» фазы, обусловленный постепенным выравниванием температуры всей жидкости в сосуде.

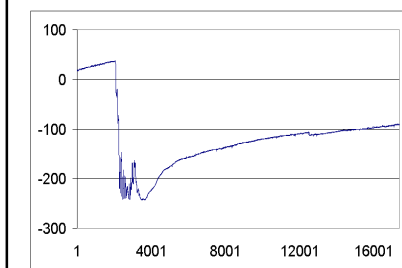


Рис. 1

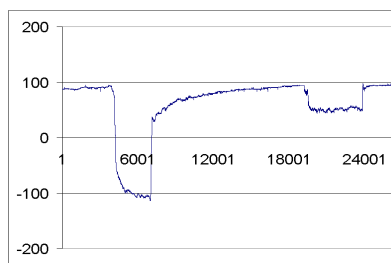


Рис. 2

Другой пример - моделирование режима неполного перемешивания двух жидкостей разного состава (разной скорости звука). Зависимость от времени фазы сигнала для случая, когда трубка, проходящая через рабочую область устройства, продувается воздухом, заполняется водой, продувается воздухом, заполняется водным раствором соли NaCl, а затем опять продувается воздухом, показана на рис. 2.

Кроме того, экспериментально исследовалась возможность использования фазового метода для диагностики наличия в жидкости газовых микропузырьков. Зависимость от времени фазы сигнала, когда через рабочую область устройства всплывают электролизные пузырьки, приведена на рис. 3. По горизонтальной оси отложены временные отсчеты АЦП (длина записи - 300 с), а по вертикальной оси - значения фазы в градусах.

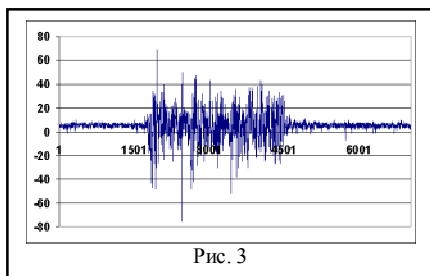


Рис. 3

Таким образом, выполненные эксперименты подтвердили возможность количественной оценки степени однородности (перемешанности) смеси жидкостей и однородности распределения температуры, а также обнаружения малых инородных частиц.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №04-02-16562 и гранта Ведущие научные школы НШ-838.2003.2.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МАЛОУГЛОВОЙ ДИФРАКЦИИ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ЗВУКОВЫХ ЛЧМ ИМПУЛЬСОВ НА СФЕРЕ В МЕЛКОМ МОРЕ

Мазанников А.А.¹⁾, Неронов А.Н.¹⁾, Журавлев В.А.¹⁾, Лазарев В.А.²⁾,
Башев Д.В.³⁾, А.А.Хилько³⁾

¹⁾Сев. Филиал АКИН, ²⁾Институт прикладной физики РАН, ³⁾ННГУ

Измерения проводились в прибрежном районе с постоянной скоростью звука от глубины в виде придонного волновода. Глубина места составляла 25 м. Расстояние между источником и приемником составляло 110 м. Излучатель и одиночный приемный гидрофон выставлялись с бортов двух НИС соответственно на глубине 8 и 12 м. Излучались ЛЧМ импульсы в частотном диапазоне 4-13 кГц (рис. 1). Длительность каждого импульса составляла одну секунду. Интервал между соседними импульсами составлял 0.3 сек. Принимаемые сигналы оцифровывались с тактовой частотой 40 кГц. В качестве дифрактора использовалась сфера диаметром 0.4 м из пенопласта с грузом. Сфера протягивалась с помощью весельной лодки со скоростью 0.3 м/сек вдоль трассы перпендикулярной линии источник-приемник, расположенной по середине между ними. Длина трассы составляла величину порядка 50 м, глубина протяжки, менялась от 8 до 2 м. Всего за время протяжки было излучено порядка 50 импульсов. Измерялись дифрагированные сферой под малыми углами звуковые импульсы.

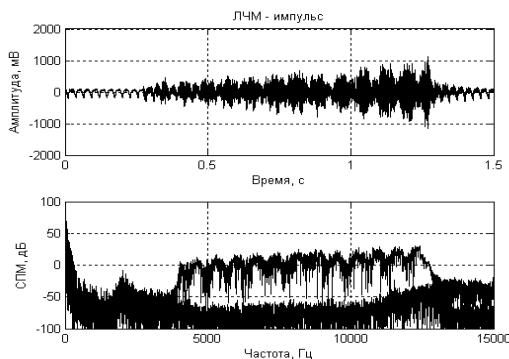


Рис. 1. Структура излучаемых ЛЧМ импульсов.

Принимаемые сигналы формировались за счет интерференции прямого (водного) луча и лучей, отраженных от свободной поверхности и дна. Рассеяние на неровностях морской поверхности носило нестационарный характер за счет присутствия поверхностной волны амплитудой порядка 5 см, что хорошо проявляется на текущем спектре принимаемых импульсов.

Наблюдаемые временные изменения в максимумах коррелограммы, соответствуют траектории перемещения сферы при её протягивании с изменением глубины в интервале 6-2 м (рис. 3).

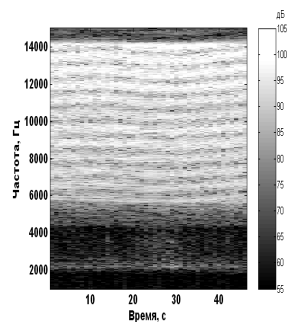


Рис. 2. Текущий спектр измеренных импульсов.

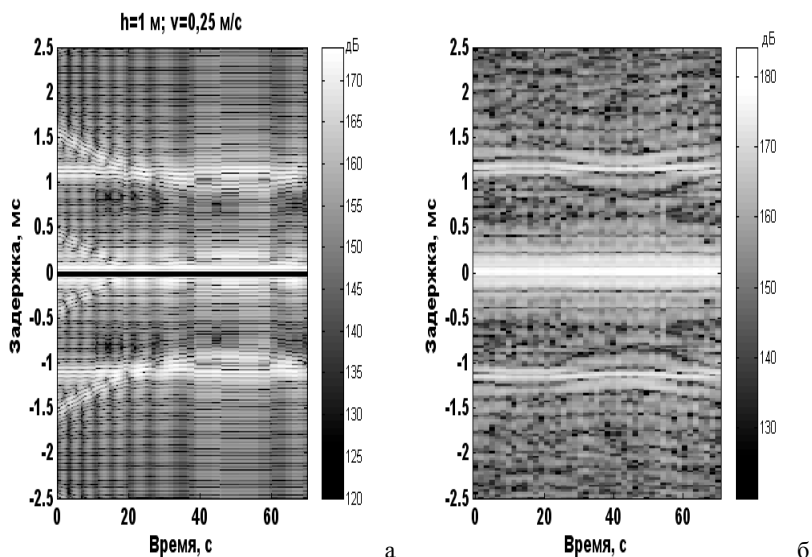


Рис. 3. Коррелограмма принимаемых импульсов при протягивании сферы со скоростью 0.3 м/сек (а - модель, б - эксперимент).

Проведенные эксперименты показали, что на дистанциях 100 - 1000 м в мелководных прибрежных морских районах в летних условиях при зондировании акустическими импульсами в полосе частот 4-13 кГц поле подсветки формируется за счет интерференции водных и отраженных от границ волновода лучевых структур. Экспериментально показано, что колебания поверхности на 5 и более сантиметров приводят к заметным вариациям интерференционной структуры наблюдаемого поля. Как следует из проведенных исследований, для получения более представительных измерений следует осуществлять регистрацию в более высоком динамическом диапазоне наблюдений при частоте квантования ~ 80 кГц. В общем случае, колеблющаяся морскую поверхность следует рассматривать как помеху, для подавления которой при наблюдении подводных объектов необходимо использовать направленные импульсы подсветки и прием рассеянных сигналов осуществлять вертикально развитой решеткой гидрофонов. Для повышения эффективности выделения сигналов, дифрагированных на сфере, необходимо осуществить построение более детальной модели распространения и рассеяния ВЧ акустических импульсов для района измерений с учетом рефракции волн, если дистанции наблюдения относительно велики. Наличие такого рода моделей позволит использовать алгоритмов измерения параметров сигналов, с перебором формируемых на основе модели гипотез.

Работа поддержана программой ОФН РАН (гос. контракт №40.020.1.1.1171), РФФИ (НШ-1641.2003.2 и проекты №02-03-17556, №04-02-17193) и программой «Развитие научного потенциала высшей школы» на 2005 г (код проекта 4618).

ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕННОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ ПОЛЯ НИЗКОЧАСТОТНОГО ГИДРОАКУСТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ

Лазарев В.А.¹⁾, Леонов И.И.¹⁾, Быстранов В.Б.¹⁾, Хилько А.И.¹⁾, Кошкин А.Г.²⁾

¹⁾ Институт прикладной физики РАН, ²⁾ ННГУ

Направленные маломодовые акустические импульсы в экспериментах по томографии мелкого моря возбуждаются решеткой нелинейных НЧ электромагнитных излучателей. При компенсации их взаимного влияния и формировании оптимальных управляющих распределений комплексных множителей вдоль апертуры решетки существенную роль могут играть нелинейные искажения и нестабильность при работе излучателей.

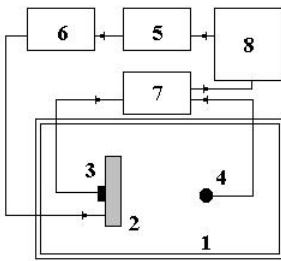


Рис. 1. Схема измерений.

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований структуры сигналов, возбуждаемых излучателем при различных амплитудах. Излучатель (поз. 2 на рис. 1) помещался в бассейн размером 3.5 x 4.5 x 5.5 м (поз. 1). Возбуждение излучателя осуществлялось формирователем сигналов и (поз. 5, 6) на частоте 242 Гц близкой резонансной. Наблюдаемые сигналы, принимаемые акселерометром и гидрофоном с чувствительностью 35 мкВ/Па

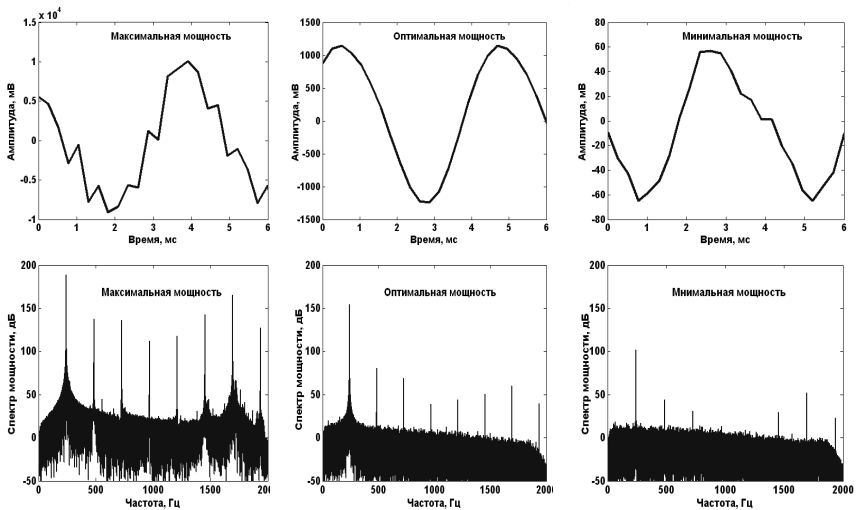


Рис. 2. Форма сигналов и их спектры при различных мощностях.

(поз. 3, 4) оцифровывались с частотой дискретизации 4 кГц и вводились в компьютер (поз. 7, 8). Излучение осуществлялось в трех режимах, при большой, оптимальной и малой мощностях (рис. 2). Как видно из формы сигналов и их спектров (нижний ряд на рис. 2), при больших и малых мощностях наблюдались нелинейные режимы работы излучателя, что связано с параметрической нелинейностью возбуждения колебаний мембран электромагнитом. На рис. 3

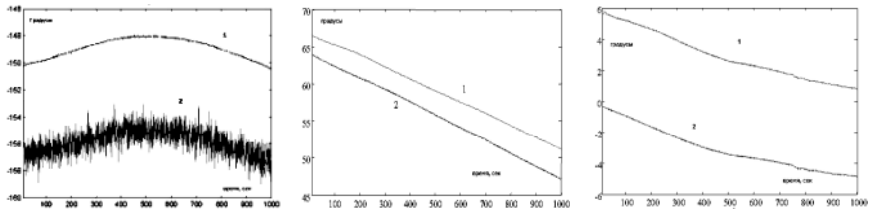


Рис. 3. Медленные временные изменения фазы сигналов с гидрофона (1) и акселерометра (2) для малой (слева) оптимальной (по середине) и большой (справа) мощностях.

показаны медленные вариации фаз сигналов с гидрофона и акселерометра. Из наблюдаемых зависимостей видно, что наиболее стабильным сдвиг фаз является в случае оптимальной мощности излучения. Аналогичным образом ведет себя амплитуда колебаний (рис. 4, слева). По мере возрастания мощности излучения растет уровень гармоник (рис. 4, по середине). Как показывают измерения,

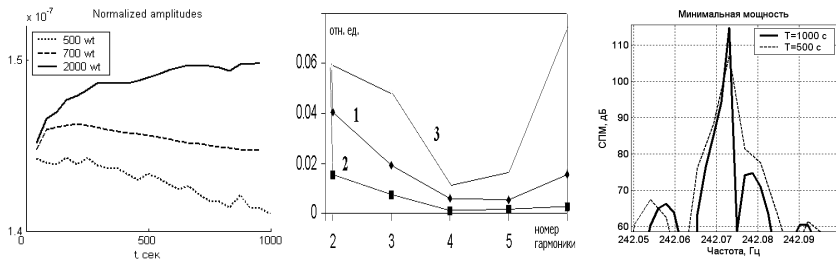


Рис. 4. Временные вариации амплитуд (слева), уровни возбуждения гармоник (средний рисунок); при малой мощности (500 Вт, 1), оптимальной мощности (700 Вт, 2) и высокой мощности (200 Вт, 3) излучения. Справа показана форма линии для больших времен интегрирования.

ширина линии основной гармоники не превышает величину 10^{-4} Гц. Следует отметить, что в обсуждаемых измерениях стабильность сигнала оказалась выше характерных масштабов стабильности устройств, которые были использованы при измерениях. На основании проведенных измерений можно сделать вывод о том, что длина когерентности излучаемого сигнала на резонансной частоте при оптимальной мощности превышает 10^4 секунд.

Работа поддержана программой ОФН РАН (гос. контракт №40.020.1.1.1171), РФФИ (НШ-1641.2003.2 и проекты №02-03-17556, №04-02-17193) и программой «Развитие научного потенциала высшей школы» на 2005 г (код проекта 4618).

СОВМЕСТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ СИСТЕМЫ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ НЕЛИНЕЙНЫХ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ГИДРОАКУСТИЧЕСКИХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

И.П. Смирнов¹⁾, А.Г. Кошкин²⁾, А.И. Хилько¹⁾

¹⁾ *Институт прикладной физики РАН,* ²⁾ *ННГУ*

Исследуемый излучающий акустический комплекс представляет собой совокупность помещенных в водную среду замкнутых цилиндров с торцами в виде кольцевых мембран, заполненных под давлением газом. Вследствие механического возбуждения мембран происходит излучение звуковой энергии, которая распространяется внутри цилиндров и излучается во внешнюю водную среду. В свою очередь, звуковые волны, распространяющиеся в жидкости и падающие на поверхности цилиндров, вызывают их колебания.

1. Рассмотрим совместные колебания n мембран, вызываемые силами, прилагаемыми к внешним границам мембран:

$$\begin{cases} u_n^{(i)} = a_i^2 \Delta u^{(i)} - v_i u_i^{(i)} + \sum_{j:j \neq i} p^{(ji)} \left[u_n^{(j)}(\cdot, t - t^{(ji)}) \right] & r_1^{(i)} < r < r_2^{(i)} \\ u_r^{(i)}(r_1^{(i)}, t) = N^{(i)} \sin(\omega t + \varphi^{(i)}) & t > 0 \\ \sigma_1^{(i)} u_r^{(i)}(r_2^{(i)}, t) + \sigma_2^{(i)} u^{(i)}(r_2^{(i)}, t) = 0 & i \in \overline{1, n} \end{cases}$$

Здесь $p^{(ji)}$ – давление, создаваемое j -ым излучателем на поверхности i -ого. В простейшей модели для излучателей, размер которых мал по сравнению длиной волны и с расстоянием между барабанами,

$$p^{(ji)} = p_0^{(js)} u_n^{(i)}(r^*_{(ji)}, t - t^{(ji)}), \quad p_0^{(ji)} \equiv \frac{1}{2\pi} \frac{\rho_0}{\rho_i} \frac{S_j}{L^{(ji)}},$$

где L_{ij} – расстояние между барабанами, S_j – площадь мембраны. Решение системы ищем в виде $u_i(r, t) = \text{Im}[U_i(r) \exp(i\omega t)]$, $i = \overline{1, n}$. Для амплитуд получаем:

$$\begin{aligned} U^{(i)}(r) &= U_0^{(i)}(r) + U_1^{(i)}, \quad U_0^{(i)}(r) \equiv C_1^{(i)} J_0(\mu_i r) + C_2^{(i)} Y_0(\mu_i r), \quad U_1^{(i)} \equiv \sum_{j:j \neq i} q^{(ji)} p^{(ji)} [U^{(j)}(\cdot)], \\ \mu_i^2 &\equiv (\omega^2 - i v_i \omega) a_i^{-2} = (\omega/a_i)^2 (1 - i v_i \omega^{-1}), \quad q^{(ji)} \equiv (1 - i v_j/\omega)^{-1} \exp(-i\omega t^{(ji)}). \end{aligned}$$

Значения констант $C_1^{(i)}$ и $C_2^{(i)}$ определяются из граничных условий.

Рассмотрим, набор идентичных одинаково ориентированных в пространстве мембран, расположенных вдоль прямой (модель линейной антенны). Взаимодействие мембран между собой приводит к тому, что вместо колебаний мембран на парциальных частотах мы получаем бесконечный набор симметричных нормальных колебаний мембран на нормальных частотах. Каждая из парциальных частот ω_i расщепляется на бесконечный ряд близких ей нормальных частот ω_{im} , $m=1, 2, \dots$, в котором наибольшие отличия от исходной частоты имеют частоты с минимальными номерами m и $\omega_{im} \rightarrow \omega_i$, $m \rightarrow \infty$, (нормальные частоты бесконечно

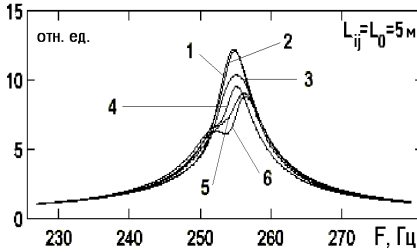


Рис. 1. Частотные характеристики цепочки из 11 взаимодействующих жестко закрепленных синфазно возбуждаемых мембран при $\gamma_1 = 0.05\text{м}$; $\gamma_2 = 2\text{м}$; $a = 1090\text{ м/сек}$; $v = 40\text{ 1/сек}$.

удаленных друг от друга мембран совпадают с парциальными частотами). Заметим, что реализуются близкие по частотам $\omega_{im_1}, \omega_{im_2}$ нормальные колебания при неблизких между собой расстояниях между мембранами, так как для возникновения колебания на частоте ω_{im} необходимо чтобы расстояние между мембранами было равно $L_{im} = m\pi c_0 / \omega_{im}$, поэтому $L_{im} \rightarrow \infty, m \rightarrow \infty$. Для мембран, разнесенных на заданное расстояние L , возможны нормальные колебания таких типов m и частот $\omega_i^{(m)}$, при которых $L_{im} = L$ (рис. 1). Частоты нормальных колебаний четного типа m (то есть при кратных длинам волн в жидкости расстояниях между мембранами) смещены в одну сторону относительно парциальных частот, а нечетного – в противоположную.

2. Рассмотрим далее следующее нелинейное приближение для вынуждающей гармонической силы: $F(t, u) = (F_0 \sin \omega t) / (1 + \alpha u)$, где α – малая постоянная, F_0 – амплитуда силы, действующей на край мембраны в равновесном состоянии. Тогда:

$$\begin{cases} u_{tt} = a^2 \Delta u - v u_t, & r_1 < r < r_2, (1 + \alpha u(r_1, t)) u_r(r_1, t) = N_0 \sin \omega t, \\ \sigma_1 u_t(r_1, t) + \sigma_2 u_t(r_2, t) = 0 \end{cases}$$

где $N_0 = F_0 / 2\pi r_1 T$ – отношение амплитуды силы к силе натяжения мембраны. Анализ установившегося решения в виде ряда Фурье, в котором комплексные амплитуды гармоник определены характеристиками мембран, показывает:

- вследствие нелинейности в граничном условии в установившемся колебании мембраны, возбуждаемой гармонической силой частоты ω , возникают гармоники $n\omega, n \geq 2$ – явление параметрического резонанса (рис.2);
- энергия n -ой гармоники пропорциональна $|\alpha|^{2(n-1)} |F_0|^{2n}$;
- установившаяся амплитуда n -ой гармоники зависит от того, насколько близки частоты $k\omega, k = \overline{1, n}$ собственным частотам мембраны $\omega_n^{(l)}$, и не зависит от частот $k\omega, k > n$; поэтому число резонансных частот на заданном частотном интервале пропорционально номеру гармоники.

Работа поддержана РФФИ (проект №02-03-17556,) и программой «Развитие научного потенциала высшей школы» на 2005 г (код проекта 4618).

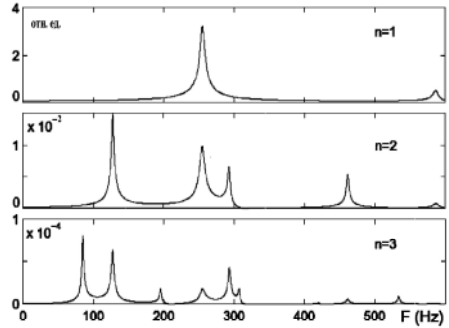


Рис. 2. Амплитуды гармоник как функции частоты возбуждения. $F_0 = 1.8, \alpha = 0.1\text{ 1/м}$.

АНАЛИЗ СТРУКТУРЫ БЛИЖНЕГО ПОЛЯ ИЗЛУЧАТЕЛЯ НИЗКОЧАСТОТНОГО ЗВУКА НА ОСНОВЕ МЕТОДА КОНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Прозоровский К.А., Кошкин А.Г.

Нижегородский государственный университет

Для формирования маломодовых гидроакустических импульсов используют вертикально ориентированную решетку близко расположенных друг от друга низкочастотных взаимодействующих через среду излучателей. Для построения оптимальной конфигурации решетки представляет практический интерес исследование акустического поля в ближней зоне излучателя. В настоящей работе предпринят такого рода анализ с использованием метода конечных элементов [1]. На рис. 1 показана структура упругой конструкции НЧ гидроакустического излучателя цилиндрической формы радиусом 0.8 м и высотой 0.15 м, а также принятая при расчетах система координат.

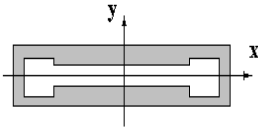


Рис. 1. Структура упругой конструкции НЧ гидроакустического излучателя.

При расчетах учитывалась симметрия задачи, что позволяло рассматривать поле лишь в первом квадранте плоскости (x, y) . Для анализа структуры поля в ближней зоне излучателя использовалась сетка из 10^5 элементов. Расчеты проводились для дистанций до 0.6 м. Предполагалось, что на границе рассматриваемого интервала имеется абсолютно поглощающая граница.

Рассматривались гармонические колебания верхней и нижней цилиндрических мембран с частотой 250 Гц. Боковые стенки излучателя считались неподвижными. На Рис. 2. показана структура давления и положение фазовых фронтов при

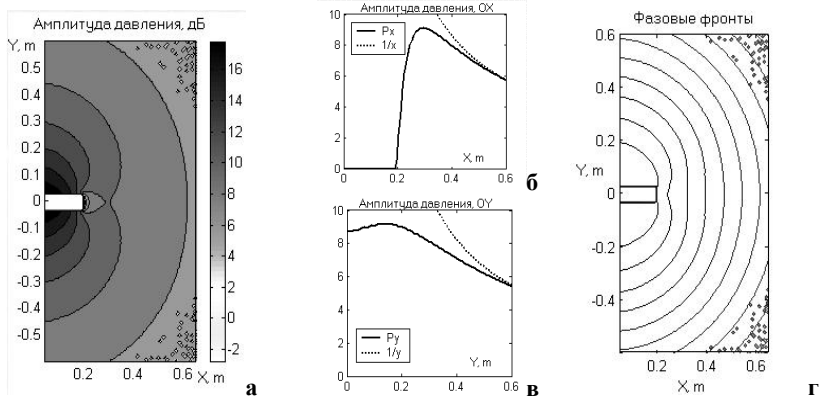


Рис. 2. Амплитуда давления (а, б, в) и положение фазовых фронтов (г) ближнего поля излучателя.

положительной фазе деформации мембран излучателя. Из представленных распределений видно, что в ближней зоне излучателя поле формируется рядом мультиполей, что, в частности, проявляется как в наличии угловой направленности поля, так и в более быстром спадении поля вблизи излучателя по сравнению с сферическим законом. Как показывают расчеты, вклад дипольных и квадрупольных компонент в суммарное поле становится пренебрежимо малым на дистанциях порядка $(0.2 - 0.3)$ длины звуковой волны.

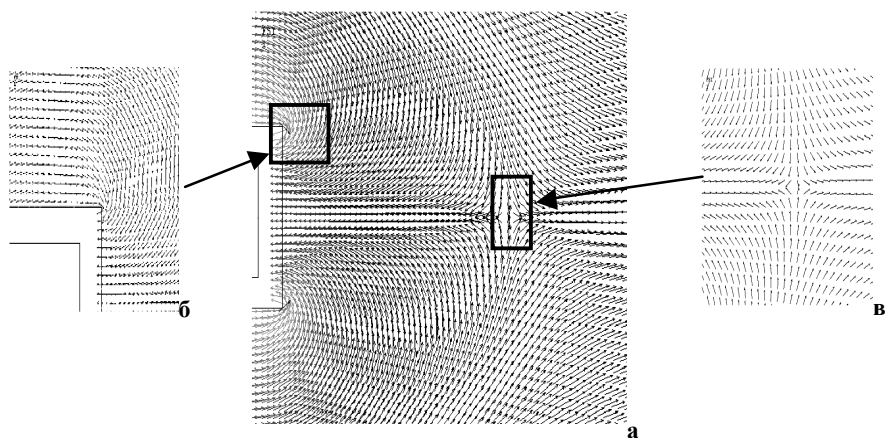


Рис. 3. Структура градиента давления ближнего поля при положительной фазе колебания мембран излучателя.

На рис. 3 показано распределение градиента ближнего поля. Из показанных данных следует, что вблизи краев излучателя волны распространяются вдоль линии, близкой к окружности, центр которой расположен на краю излучателя. Такие волны не распространяются на большие расстояния от излучателя. Эти компоненты излучаемого поля необходимо учитывать при инженерных оценках присоединенных масс жидкости.

Работа поддержана программой ОФН РАН (гос. контракт №40.020.1.1.1171), РФФИ (НСИ-1641.2003.2 и проекты №02-03-17556, №04-02-17193) и программой «Развитие научного потенциала высшей школы» на 2005 г (код проекта 4618).

[1] *Зенкевич О.М.* Метод конечных элементов в технике-М., Наука. 1975. 234 с.

АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ ВИБРАЦИИ НА СКОРОСТЬ ВСАСЫВАНИЯ ЖИДКОСТИ В ОТКРЫТЫЙ КАПИЛЛЯР

Ю.М.Заславский, П.С.Патунин

Институт прикладной физики. Российская Академия Наук

В настоящем докладе представлены результаты лабораторных измерений влияния вибрации на скорость всасывания вязкой жидкости – эпоксидного клея (с вязкостью $\nu = (2-3) \cdot 10^{-2} \text{ м}^2/\text{с}$) в открытый капиллярный канал, имеющий вид тонкой канавки (80 мкм в ширину и 150 – 120 мкм в глубину), нанесенной вдоль вытянутой грани полированного стеклянного образца, имеющего размеры (3см X 1см X 0.5см). Данный анализ продолжает цикл ранее проведенных исследований, опубликованных в [1, 2]. В эксперименте используется измерительная установка, несколько видоизмененная относительно ранее описанной в [1], отличительной особенностью которой является миниатюрный вибратор горизонтальных колебаний. В качестве такого вибратора используется установленный на поролоновую подложку толщиной 2 см электродинамический сейсмоприемник СГ–10, катушка которого запитывается от генератора стандартных сигналов ГЗ–118 синусоидальным напряжением с амплитудой порядка нескольких вольт. При этом обеспечивается уровень виброперегрузки соосно колеблющегося образца, который прикрепляется к вибратору с ориентацией оси капилляра в направлении колебаний, $\sim 5 \text{ м/с}^2$. Измерения скорости движения мениска жидкости, втягивающегося в капилляр, на начальном этапе его движения – на переходе от широкого сечения капилляра к узкому выполнены с отсчетом через 1 с и с отсчетом 10 с на остальной узкой части канала. Интервал частот, используемых при вибрационном воздействии, – 30...90 Гц, которые дискретно перестраиваются через 10 Гц. Изображение текущей по капилляру жидкости осуществляется на экране монитора, которое формируется с использованием микроскопа МБ–10 и видеокамеры Genius. Имеет место увеличение изображения в 10–20 раз по отношению к «предмету» при его проецировании указанными оптическими системами. При последующем формировании изображения на экране дисплея электронная система компьютера производит дополнительное увеличение в несколько раз, что в итоге обеспечивает требуемую надежность и достаточную точность фиксации скорости течения в процессе визуальных наблюдений и измерений. На рис.1 а (кривая 7) представлена зависимость скорости движения мениска в виде функции текущего времени в случае неподвижного образца. Сравнение с ней аналогичных экспериментальных зависимостей, снятых в присутствии вибрации, позволяет определить меру влияния последней на течение на различных временных интервалах. Нулевой отсчет соответствует прохождению мениском условной линии раздела между начальным широким и длинным узким участками капилляра. Кривыми 1, 2, 3, 4, 5, 6 на рис.1 а (соответствие частоты номеру кривой указано на рисунках) представлены графики скорости движения мениска жидкости, втягивающейся в открытый капилляр применительно к случаям воздействия вибрации на перечисленных выше частотах с амплитудой ускорения 5 м/с^2 . Зависимости на всех частотах (кривые 1–6 на рис.1 а) получены с помощью трехточечной интерполяции по отсчетам данных через 10 с,

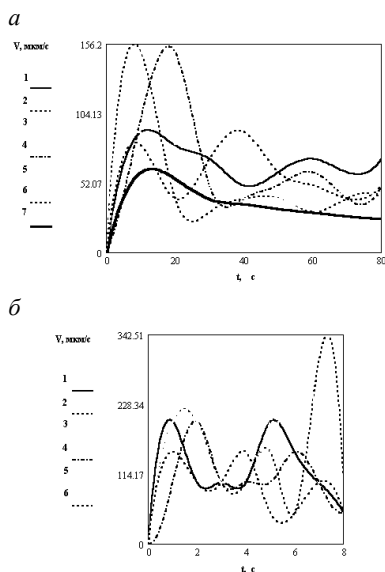


Рис.1 Зависимость скорости движения мениска от текущего времени

a – кривая 7 – течение без вибрации, с вибрацией – кривые 1 – 30 Гц, 2 – 40 Гц, 3 – 50 Гц, 4 – 70 Гц, 5 – 80 Гц, 6 – 90 Гц, интервал 0 – 80 с
б – интервал 0 – 8 с

кроме кривой 7, снятой с интервалом 4 с. Кривые на рис. 1 *б* построены по отсчетам через 1 с для получения более подробных данных о наборе скорости на начальном этапе втягивания мениска в узкую часть капилляра (интервал первых 10 секунд) для всех частот вибрации, используемых в эксперименте. В частности, из сравнения кривой 7 на рис.1 *а* с остальными кривыми можно видеть, что увеличение скорости течения за счет действия вибрации происходит в основном на первых 20–30 секундах течения. В дальнейшем имеет место постепенное сближение скоростей движения мениска, происходящего как при наличии, так и при отсутствии вибрации. Теоретический расчет движения столбика жидкости, втекающего в узкую часть канала под действием только капиллярных сил, дан в [2], но в дальнейшем предполагается выполнить такой же анализ и в случае с вибрацией. Работа выполнена при поддержке Грантов (Минпромнауки НШ–1641.2003.2, РФФИ № 02-02-17089).

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.М. Заславский, П.С. Патунин Экспериментальное исследование влияния вибрации на скорость всасывания жидкости в капилляр // Сб. трудов XV Сессии РАО. М. 2004. Физическая акустика. Т.1, с.72-75
2. Ю.М. Заславский Измерение скорости течения жидкости по открытому капиллярному каналу под действием сил поверхностного натяжения // Сб. трудов XIII Сессии РАО. М. 2003. Геоакустика. Т.2, с.178-181

ЛАБОРАТОРНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ ФРОНТА ТУРБУЛЕНТНОЙ ОБЛАСТИ В ОДНОРОДНОЙ ЖИДКОСТИ

О.С.Ермакова¹⁾, И.А.Капустин¹⁾, С.А.Ермаков²⁾, Ю.И.Троицкая²⁾

Нижегородский госуниверситет¹⁾, Институт прикладной физики РАН²⁾

Как известно, проблема исследования динамики турбулентных структур в жидкости имеет важные фундаментальные и прикладные аспекты. В частности, значительный интерес в фундаментальном плане представляет задача о турбулентной диффузии в однородной и стратифицированной жидкости, которая в целом пока не может считаться решенной. В числе возможных приложений задачи о турбулентном перемешивании – формирование термической структуры, газообмен и перенос пассивных примесей в верхнем слое океана.

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию поведения турбулентности в однородной жидкости. Лабораторная установка включает в себя кювету 2 из оргстекла с размерами 26 11.2 6.2, заполненную пресной водой, на дне которой установлена ребристая пластинка 3, приводимая в колебательное движение мотором с эксцентриком 4, 1 – блок питания мотора (см. рис. 1). Турбулентность в жидкости визуализировалась за счет введения тонкого слоя слабо подсоленной подкрашенной жидкости вблизи дна кюветы. Турбулентность распространялась к поверхности сначала в виде периодических образований, затем в виде единого фронта.

Теоретическое описание динамики турбулентного фронта включает в себя анализ полуэмпирического уравнения баланса турбулентной энергии с граничными условиями, отвечающими наличию потока турбулентности на дне и его отсутствию на поверхности жидкости:

$$\frac{\partial b}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} L \sqrt{b} \frac{\partial b}{\partial z} - \frac{b}{c^4 L^2}, \quad (1)$$

$$L \sqrt{b} \frac{\partial b}{\partial t} = -q, \quad z=0, \quad (2)$$

$$L \sqrt{b} \frac{\partial b}{\partial t} = 0, \quad z=H, \quad (3)$$

где b – кинетическая энергия турбулентных пульсаций, и L – внешний масштаб турбулентности, q – поток энергии. В данной работе предполагается, что величина L может быть представлена в виде $L = \beta h + \alpha q^{1/3} t$, где h – высота ребра пластинки, α – числовой коэффициент, определяющийся из эксперимента, а величина β , вообще говоря, может зависеть от отношения h/l , где l – расстояние между ребрами. Данное представление основано на следующих физических соображениях. Турбулентность на ее начальных стадиях развития в условиях данных экспериментов представляет собой по – существу систему турбулентных вихрей, формирующихся при обтекании жидкостью гребенки; при этом масштаб турбулентности, очевидно, должен определяться характерными размерами обтекаемого объекта, т.е. в данном

случае, величиной h (или l , поскольку $h \sim l$). На расстояниях от пластинки порядка нескольких высот ребер периодические вихри сливаются и образуют слой однородной турбулентности, диффундирующий по известному закону [1], при этом, длина турбулентного перемешивания линейно зависит от времени. Если l и h существенно различны ($l \gg h$), то режим однородной турбулентности реализуется позднее, соответственно, вклад первого слагаемого в L увеличивается и $\beta = \beta(l/h)$. Здесь, однако, эта зависимость не учитывается.

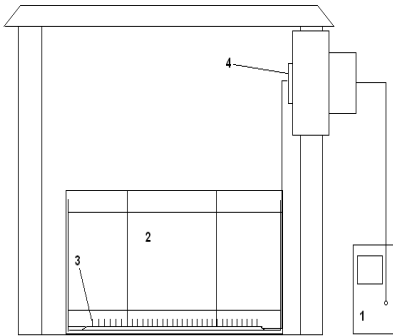


Рис.1

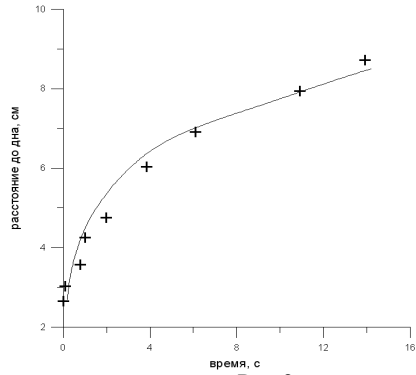


Рис.2

На рис.2 точками отмечена полученная в эксперименте зависимость толщины турбулизованной области от времени (частота колебаний 1 Гц, амплитуда 1 см), сплошная кривая соответствует теоретической зависимости, полученной с помощью численного решения системы (1)-(3). На основе анализа полученных зависимостей, можно сделать вывод о том, что предложенный выше способ описания динамики турбулентности в однородной жидкости с учетом гипотезы о виде масштаба турбулентности, дает хорошее согласие теории с экспериментом.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 05-05-64137), ОФН РАН (программа «Проблемы радиофизики»), ИНТАС (грант 03-51-4987).

- [1] Баренблатт Г. И. Подобие, автомодельность, промежуточная асимптотика. Теория и приложения к геофизической гидродинамике. – Ленинград: Гидрометеиздат, 1978, с.190.

ОБ ИМПУЛЬСНОМ РЕЖИМЕ РАБОТЫ УЛЬТРАЗВУКОВОГО КОНЦЕНТРАТОРА**М. С. Дерябин ¹⁾, Д. А. Касьянов ²⁾***Нижегородский госуниверситет¹⁾, НИРФИ²⁾*

Существует много подходов для описания звукового поля создаваемого сферическим концентратором [1-3]. В большинстве своем они основаны на сложных интегральных преобразованиях, поэтому конечные выражения которые они дают громоздки и сложны. Естественно, что анализ подобных решений часто вызывает затруднения, преодолевать которые оправдано лишь тогда, когда интересует распределение поле во всей области за концентратором.

Однако существует достаточно простой метод для описания поля в фокальной области сферического концентратора, основывающийся на идеях Дебая. Рассмотрим интеграл Дебая [4]:

$$P(\eta, r) = e^{-ikF} kFP_0 \int_0^{\alpha_m} e^{ik\eta \cos \alpha} J_0(kr \sin \alpha) \sin \alpha d\alpha \quad (1)$$

где η - координата вдоль акустической оси, r – координата в фокальной плоскости, F – фокусное расстояние.

Его физический смысл заключается в интегрировании по сумме плоских волн проходящих из бесконечности в пределах телесного угла $2\alpha_m$. Хотя этот интеграл и не берется в простых аналитических функциях, для конкретных и очень важных частных случаев из (1) можно получить простые и удобные оценки [5].

Условия применимости интеграла Дебая [5]:

$$F \gg \lambda, L \gg \lambda, F \gg \sqrt{r^2 + \eta^2}, 2\alpha_m \leq 30^\circ \quad (2)$$

где L – линейные размеры волнового фронта.

Из условий (2) наиболее критичным является требование к малости угла раскрытия апертуры излучателя. На рис. 1 изображено рассчитанное с помощью (1) распределение звукового давления вдоль акустической оси ($\eta=0$) сферического концентратора, имеющего угол раскрытия апертуры 70° . На этом же рисунке показаны практически полученные результаты. Как видно теория неплохо совпадает с экспериментом. Следовательно с помощью подхода Дебая можно удовлетворительно описать фокальную область концентраторов с большими углами раскрытия.

Чтобы рассмотреть импульсный режим работы ультразвукового сферического концентратора воспользуемся интегралом Фурье:

$$P_H = \frac{i}{2\pi} P_0 F \int_{-\infty}^{+\infty} \psi(\omega) e^{i\omega t} d\omega \int_0^{\alpha_m} e^{ik\eta \cos \alpha} J_0(kr \sin \alpha) \sin \alpha d\alpha \quad (3)$$

где $\psi(\omega)$ – спектр импульса.

Рассмотрим форму огибающей импульса, часто встречающегося в эксперименте. Данный импульс имеет длительность T и форма его зависит от реальной добротности излучателя Q .

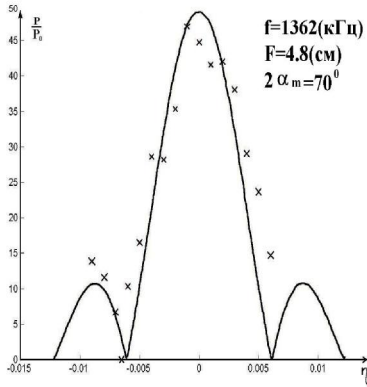


Рис. 1

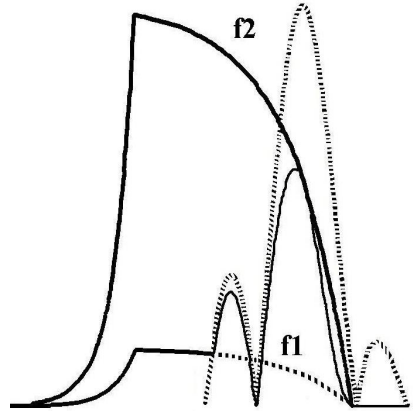


Рис. 2

Математически вид огибающий импульса можно написать следующим образом:

$$f(t) = 1(t) - 1(t)e^{-\alpha t} + 1(t - \tau_1)e^{-\alpha t} + 1(t - T)e^{-\alpha(t-T)} - 1(t - T) \quad (4)$$

где $1(t) = \{0, t < 0; 1, t > 0; 1, t = 0\}$, $\alpha = 2\omega/Q$.

Пусть импульс, имеющий нарастающую часть $f1 = 1 - \exp(-\alpha t)$, заходит в область фокуса. На рис. 2 показано как импульс видоизменился, его передний фронт стал нарастать во времени как функция $f2 = K(1 - \exp(-\alpha t))$, где K коэффициент усиления в фокусе. Если аппроксимировать в первом приближении функции $f1$ и $f2$ прямыми, то получится, что $f2$ имеет скорость нарастания в K раз большую чем $f1$. Значит, пространственно временные характеристики импульса при прохождении его через фокус изменяются, и определяются в этот момент параметрами самого фокуса. Данный факт необходимо учитывать при исследовании нелинейных процессов, возникающих в акустических полях при импульсных режимах работы ультразвуковых концентраторов.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 03-02-16805, НШ-838.2003.2., УР 01.01.173.

- [1] Касьянов Д.А. // В кн.: Тр. Нижегородской акустической научной сессии / Ред. С.Н.Гурбатов. - Нижний Новгород: ТАЛАН, 2002, 409 с.
 [2] Lukas V.G., Muir T.G. // J. Acoust. Soc. Amer., 1982, v.72, №4, p.1289
 [3] Левин В.М. и др. // Акустический журнал, 1987, т.33, Вып.1, с.140
 [4] Каневский И.Н. Фокусирование звуковых и ультразвуковых волн. - М.: Наука, 1977, 336с.
 [5] Тартаковский Б. Д. // Акустический журнал, 1958, т.4, Вып.4, с.354

ИССЛЕДОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА СВЕРХМАЛОГО ОБЪЕМА ДЛЯ МЕДИКО-БИОЛОГИЧЕСКИХ ПРИЛОЖЕНИЙ.

А.В.Клеммина¹⁾, В.А.Клемин²⁾, И.Ю.Демин¹⁾

¹⁾Нижегородский госуниверситет, ²⁾ЗАО фирма «Биом»

Медико-биологические исследования в настоящее время широко используют радиофизические методы, что позволяет получить важные результаты для понимания структуры и свойств биологических макромолекул и применить эти данные для разработки новых способов медицинской диагностики заболеваний. Определенные успехи были сделаны в этом направлении при исследовании ультразвуковой интерферометрии для измерения акустических характеристик крови и ее компонентов. Однако необходимым условием этих исследований является использование интерферометра постоянной длины очень малого объема. [2].

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование особенностей интерферометра постоянной длины с объемом порядка 100 мкл в частотном диапазоне 6 – 14 МГц. Данный интерферометр используется в приборе «Анализатор жидкостей акустический БИОМ-01». Анализатор предназначен для определения концентрации веществ в водно-солевых растворах методами биофизической акустики путем измерения резонансных частот, в частности, прибор используется для исследования крови. Для выполнения акустического анализа, сыворотка крови или цельная кровь помещается в акустические ячейки анализатора. В ячейках осуществляется частотное и температурное сканирование образцов. Полученная информация в виде акустического спектра (зависимости скорости и поглощения ультразвука от частоты при различных температурах) передается с анализатора в персональный компьютер, где обрабатывается с помощью специальных программ многопараметрического анализа, позволяющих из сложного акустического спектра выделить основные биохимические характеристики крови. Блок – схема установки, на которой проводились исследования интерферометра постоянной длины представлена на рис. 1 (1 – синтезатор частот; 2 – настраиваемый усилитель и детектор; 3 – быстродействующий АЦП; 4 – микроконтроллер; 5 – РС; UT – ультратермостат).

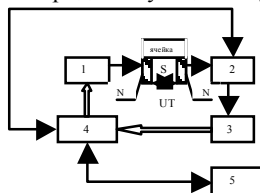


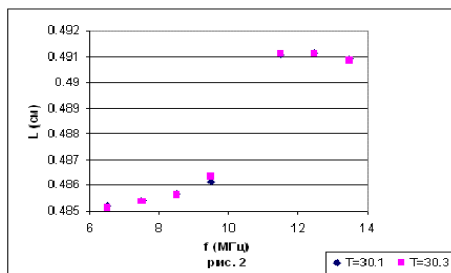
рис.1.

Были проведены измерения резонансных частот пиков и их ширины на уровне половины мощности для воды и для водного 0.5 М раствора соли $MnSO_4 \cdot 4H_2O$.

измеренным частотам для воды была вычислена эффективная длина интерферометра по следующей формуле:

$$L = \frac{v_s N}{2 \sum_{k=1}^N (f_{J+1} - f_J)_k}$$

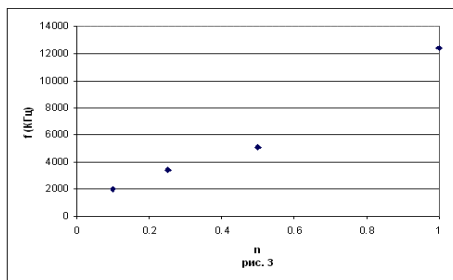
где N – общее количество пиков. Скорость звука v_s бралась из таблицы для каждой данной температуры. Результаты представлены на рис. 2.



Видно, что до резонансной частоты кристаллов ($f_{рез.} = 10.3$ МГц) полученные значения эффективной длины ячеек варьируют в пределах 0.0005 см, дисперсия при этом составляет $D = 1.7 \cdot 10^{-7}$. После прохождения резонанса кристаллов значение эффективной длины возрастает. Значение эффективной длины резонатора стабилизируется на новом уровне с той же

погрешностью.

Надежность и точность ультразвуковой аппаратуры необходимо проверять по воспроизводимым «стандартным» жидкостям. Для этой цели подходят растворы неорганических солей, которые легко доступны и стабильны [3]. Поэтому были проведены измерения водного 0.5 М раствора соли $MnSO_4$ и растворов, полученных путем разбавления данного раствора. Ниже даны графики зависимостей ширины резонансных пиков от концентрации данного раствора.



Из полученных результатов видно, что ширина резонансного пика линейно растет с концентрацией раствора соли. Это позволит использовать растворы $MnSO_4$ для калибровки интерферометра постоянной длины по поглощению ультразвука.

Работа выполнена при поддержке грантов ведущей научной

школы НШ-838.2003.2 и научной программы «Университеты России» № ур.01.01.173.

- [1] Ультразвук и его применение в науке и технике /Бергман Л. –М.: Издательство иностранной литературы, 1957, с.726.
- [2] Ультразвуковые измерения на жидких образцах объемом порядка миллилитра в диапазоне частот $0,5 \dots 100$ МГц /Эггерс Ф., Функ Т. –Приборы для научных исследований, 1973, т. 44, № 8, с. 38-47.
- [3] Ультразвуковые интерферометры /Илгунас В., Яронис Э., Сукацкас В. – Вильнюс: «Мокслас», 1983, с.141.

О ГРАНИЦАХ ПРИМЕНИМОСТИ ФОРМУЛЫ ПУАЗЕЙЛЯ ДЛЯ ОБЪЕМНОГО РАСХОДА ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ В ТРУБАХ

Вьюгин П.Н., Грязнова И.Ю., Курин В.В., Духницкий М.М.

Нижегородский госуниверситет

Целью данной работы являлось экспериментальное исследование течения Пуазейля, то есть течения, создаваемого в вязкой жидкости за счет перепада давлений на концах трубы круглого сечения.

Формула Пуазейля устанавливает зависимость объема жидкости Q , протекающего через поперечное сечение длинной трубы в единицу времени, от ее радиуса R , продольного градиента давления в ней, а также от вязкости жидкости:

$$Q = \frac{\pi}{8\eta} \frac{dp}{dz} R^4,$$

где η - динамический коэффициент вязкости жидкости, а ось z цилиндрической системы координат совпадает с осью трубы. Отметим, что формула Пуазейля справедлива для установившегося ламинарного течения жидкости, которое достигается при небольших значениях чисел Рейнольдса $Re = V_{cp} D / \nu$, где V_{cp} - средняя скорость течения, D - характерный линейный размер задачи, в данном случае – диаметр трубы, ν - кинематический коэффициент вязкости.

Для экспериментальных исследований была создана установка, состоящая из металлического штатива, к которому вертикально крепился широкий открытый сосуд. В сосуд был вмонтирован гибкий шланг большого поперечного сечения, на конце которого горизонтально располагалась трубка. В экспериментах использовались трубки (медицинские иглы) фиксированной длины 4 см и разного внутреннего диаметра: $D_1=0,25$ мм, $D_2=0,5$ мм, $D_3=0,6$ мм, $D_4=1$ мм.

Были проведены два эксперимента по проверке справедливости формулы Пуазейля, отличающиеся друг от друга способом истечения жидкости: в первом дегазированная вода, вытекающая из трубки, поступала в воздух, во втором – в другой резервуар с водой.

В каждом эксперименте с целью уменьшения систематических ошибок с иглой фиксированного диаметра проводилось по три независимых измерения объемного расхода жидкости. При этом регистрировалось время T полного заполнения 20 миллилитровой измерительной мензурки вытекающей из трубочки жидкостью.

Зная времена наполнения мензурки при истечении жидкости из трубок различного диаметра, и полагая объемный расход $Q \sim D^n$, легко получить, какой степени n диаметра иглы D пропорционален объемный расход жидкости Q . Обработка данных первого эксперимента показала, что объемный расход практически пропорционален квадрату диаметра трубы, а не четвертой степени, как следует из формулы Пуазейля. Таким образом, объемный расход воды при свободном истечении в воздух такой же, как в идеальной жидкости.

Детальный анализ экспериментальной ситуации объясняет это несоответствие. Высота закрепления резервуара с водой была оптимальной для обеспечения ламинарного течения жидкости в трубочках всех диаметров (числа Рейнольдса изменяются от $Re=16$ для иглы диаметром $D_1=0,25$ мм до $Re=355$ при использовании иглы с $D_4=1$ мм). На тонких иглах (с диаметрами D_1 и D_2) вытекание воды происходило покапельно, и продольный градиент давления в трубке менялся от времени, поскольку давление на открытом конце трубки зависит от радиуса кривизны образующейся капельки жидкости. На иглах диаметром D_3 и D_4 движение жидкости в трубке нельзя считать установившимся, так как при данных длинах трубки характерный размер вязкого пограничного слоя был меньше радиуса трубок, и профиль скорости жидкости был не параболическим, а ближе к равномерному, что и подтверждают результаты первого эксперимента.

Толщина вязкого пограничного слоя h зависит от расстояния z , отсчитываемого вдоль трубы: $h \sim \sqrt{z\nu/V_{cp}}$, отсюда можно определить, какой должна быть длина трубы, чтобы вязкий слой полностью заполнил весь ее диаметр: $z \sim ReR$, где R - радиус трубы. В наших экспериментах данному условию удовлетворяют лишь две иглы с диаметрами $D_1=0,25$ мм, $D_2=0,5$ мм. Для иголок с диаметрами $D_3=0,6$ мм и $D_4=1$ мм их длина оказывается недостаточной, она должна превышать соответственно 6 см и 15 см, для того, чтобы профиль скорости протекающей жидкости стал параболическим.

С целью компенсации капиллярных явлений была проведена вторая серия экспериментов, в которых выходные отверстия трубочек были герметично заделаны в небольшой открытый резервуар с водой. В остальных условиях 1-го и 2-го экспериментов совпадали.

Результаты 2-го эксперимента представлены в таблице.

N	D_i , мм	D_j , мм	n
1	0,5	0,25	4,1
2	0,6	0,25	3,9
3	1	0,25	3,2
4	0,5	0,6	3,1
5	0,5	1	2,3
6	0,6	1	2,1

Как видно из таблицы, при течении жидкости по узким иглам полученные результаты близки к ожидаемым по формуле Пуазейля.

Таким образом, в работе экспериментально показано, что формула Пуазейля применима лишь для установившегося ламинарного течения вязкой жидкости в длинных трубках в отсутствии капиллярных эффектов.

Работа выполнена при поддержке гранта НШ-838.2003.2.

АМПЛИТУДНО-ЗАВИСИМЫЕ ПОТЕРИ В МИКРОНЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ С ЛИНЕЙНЫМ ПОГЛОЩЕНИЕМ И УПРУГОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

В.Ю.Зайцев¹⁾, Л.А.Матвеев²⁾,

¹⁾Институт прикладной физики РАН, ²⁾Нижегородский госуниверситет

Одним из следствий сильной акустической нелинейности микронеоднородных сред (например, горных пород) является эффект проявляющихся в различных формах ярко выраженных амплитудно-зависимых потерь, в частности, в виде зависимости от собственной амплитуды волны, зависимости потерь пробной акустической волны от статического давления на материал или от амплитуды другой акустической волны и т.п. В ряде случаев изменения такой амплитудно-зависимой диссипации многократно превышают сопутствующие изменения упругих модулей. При этом эффекты самовоздействия традиционно связывают с проявлениями гистерезисной нелинейности среды [1], за счет которой могут быть также объяснены и некоторые эффекты взаимодействия волн разных частот [2]. Подобные эффекты описываются также введением феноменологических нелинейно-диссипативных слагаемых в уравнение состояния среды [3]. Еще один механизм был предложен в [4], где было подчеркнуто, что совместное действие линейных потерь на микроструктурных дефектах в комбинации с их упругой нелинейностью также может проявляться в виде выраженной амплитудно-зависимой диссипации. В данной работе показано, что для вязких, нелинейно-упругих дефектов (на примере квадратичной и кубичной упругой нелинейности) амплитудно-зависимые потери могут быть единообразно описаны как в случае дополнительного статического воздействия на среду, так и для само- и взаимодействия упругих волн. В качестве основы для анализа использована реологическая модель микронеоднородной среды [5], которая приводит к следующему уравнению состояния:

$$\sigma(\varepsilon) = E\varepsilon - vE\Omega \int_{-\infty}^t \varepsilon(\tau) e^{-\zeta\Omega(t-\tau)} - vE\Omega\zeta \int_{-\infty}^t e^{-\zeta\Omega(t-\tau)} F\left\{\Omega \int_{-\infty}^t \varepsilon(\tau') e^{-\zeta\Omega(\tau-\tau')} d\tau'\right\} d\tau \quad (1)$$

где функция $F(\dots)$ описывает упругую нелинейность дефектов, v - их концентрация, $\zeta \ll 1$ - относительная мягкость дефектов по сравнению с упругой средой-матрицей, величина $\zeta\Omega$ имеет смысл характерной частоты релаксации дефектов, характеризующихся некоторой эффективной вязкостью и показателем мягкости ζ . Предполагая, что в среде создана статическая деформация ε_0 , для пробной волны с деформацией $\varepsilon \ll \varepsilon_0$ из (1) получаем следующие выражения для обусловленных дефектами вариаций упругого модуля и декремента в случае квадратичной нелинейности $F(\varepsilon) = \gamma\varepsilon^2$:

$$E_{eff} \approx E \left(1 - \frac{v}{\zeta} \frac{1}{1+\varpi^2} - 2 \frac{\gamma\varepsilon_0 v}{\zeta^2} \frac{1-\varpi^2}{(1+\varpi^2)^2} \right), \quad \theta \approx \pi \frac{v}{\zeta} \left\{ \frac{\varpi}{1+\varpi^2} + 2 \frac{\gamma\varepsilon_0 v}{\zeta^2} \frac{2\varpi}{(1+\varpi^2)^2} \right\}, \quad (2)$$

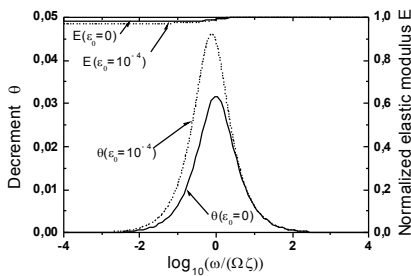


Рис. 1

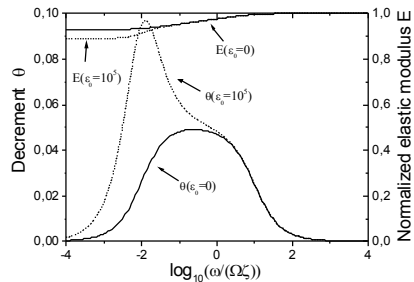


Рис. 2

На рис. 1 показаны одновременные изменения упругого модуля микронеоднородной среды и декремента пробной волны как функции ее частоты при создании в среде растягивающей статической деформации ϵ_0 (для значений $\nu=0.2 \cdot 10^{-4}$, $\epsilon_0=10^{-4}$, $\gamma=2$ и параметре мягкости дефектов $\zeta=10^{-3}$). Видно, что в окрестности релаксационной частоты дефектов нелинейно-обусловленные относительные вариации декремента $\Delta\theta(\epsilon_0)/\theta$ могут многократно превышать сопутствующие вариации упругого модуля $\Delta E(\epsilon_0)/E$. Для широкого спектра релаксаций дефектов (в частности, равномерного распределения дефектов по ζ в диапазоне от 10^{-5} до 10^{-2} , приводящего к приблизительно частотно-независимому линейному декременту поглощения, типичному для многих горных пород) аналогичные вариации показаны на рис. 2, где также видна значительная разница между одновременными вариациями поглощения и упругого модуля среды.

Аналогично формулам (2),(3) получены выражения для вариаций упругости и поглощения пробной волны при воздействии на среду другой, более интенсивной волны («накачки»).

Таким образом, обсуждаемый механизм (комбинированное влияние линейно-вязких потерь и нелинейной упругости) наряду с обычно обсуждаемыми нелинейными механизмами гистерезисного типа и непосредственно нелинейной диссипацией (например, нелинейно-вязкими потерями) может давать существенный вклад в наблюдаемые экспериментально явления, связанные с амплитудно-зависимым поглощением.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 05-02-17355), программы ОФН РАН «Когерентные акустические поля и сигналы» и гранта президента России "Ведущие научные школы" НШ-1641.2003.2.

- [1] V. E. Nazarov, L. A. Ostrovsky, I. A. Soustova, and A. M. Sutin// Phys. Earth Planet. Inter. **50** (1), 65 (1988).
- [2] V. Zaitsev, V. Gusev, Yu. Zaytsev//Ultrasonics, 2005 (in press)
- [3] В.Е. Назаров, А.В. Радостин, И.А. Соустова// Акуст. Журн. 2002, Т. 48, 76.
- [4] V.Yu. Zaitsev, P. Sas//Acustica-Acta Acustica, 2000, V.86, 429.
- [5] Зайцев В.Ю., Назаров В.Е., Беляева И.Ю.//. Акуст. Журн. 2001, Т.47(2), 220.

НЕЛИНЕЙНО-ИНДУЦИРОВАННЫЕ ВАРИАЦИИ ПОГЛОЩЕНИЯ И УПРУГИХ МОДУЛЕЙ ПРИ НЕСИМПЛЕКСНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ КОЛЕБАНИЙ В ГИСТЕРЕЗИСНЫХ СРЕДАХ

В.Ю. Зайцев¹⁾, В.Э. Гусев²⁾, Ю.В. Зайцев³⁾,

¹⁾Институт прикладной физики РАН, ²⁾Université du Maine, France,

³⁾Нижегородский госуниверситет

В работе исследуются нелинейно-индуцированные вариации поглощения и упругих модулей при взаимодействии в гистерезисной среде колебаний разных частот при произвольном соотношении их амплитуд. Особое внимание уделено особенностям так называемого несимплексного режима взаимодействия, не описываемого методами малых возмущений. В таком режиме, характерном для взаимодействия колебаний разных частот при сравнимых скоростях их деформаций, между глобальными минимумами и максимумами имеются промежуточные экстремумы, что для зависимости «напряжение-деформация» приводит к формированию сложных гистерезисных петель. На рис. 1 проиллюстрированы переходы между характерными режимами в случае, когда амплитуда и частота одного колебания фиксированы и приняты за единичные, а у второго колебания амплитуда на порядок меньше, а частота меняется от много меньшей (режим 1) до много большей единицы (режим 4). При этом режим 3 соответствует существенно несимплексному типу взаимодействия.

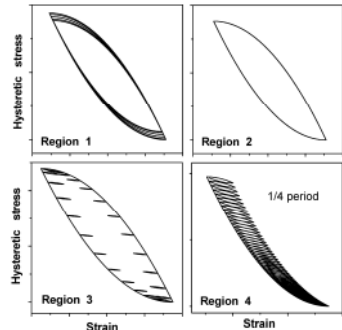


Рис. 1.

Гистерезисная среда описывается на основе подхода Прейсаха-Красносельского-Мейергойца [1] как упругая среда-матрица, содержащая большой ансамбль элементов с прямоугольной формой элементарных гистерезисных петель, характеризующихся одинаковыми скачками $\Delta\sigma$ напряжения при некоторых различных для разных элементов деформациях S_o «открытия» и «закрытия» $S_c < S_o$. При однородном распределении элементов по параметрам S_c и S_o результирующая гистерезисная поправка к макроскопическому уравнению состояния имеет вид:

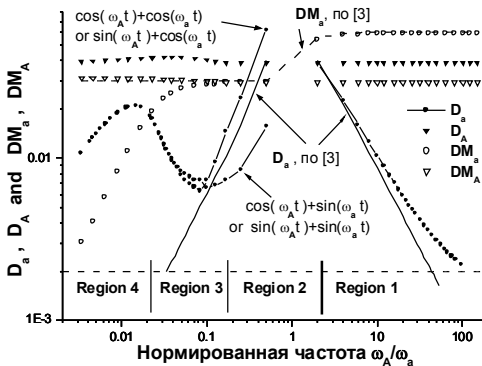
$$\sigma_H(S) = \begin{cases} \sigma_H(S_{\max}) + h_H(S - S_{\max})^2 / 2, & \partial S / \partial t < 0 \\ \sigma_H(S_{\max}) - h_H[(S - S_{\min})^2 - (S_{\max} - S_{\min})^2] / 2, & \partial S / \partial t > 0 \end{cases} \quad (1)$$

где $h_H \ll 1$ – безразмерный параметр гистерезисной нелинейности; напряжение σ_H нормировано на модуль упругости M среды-матрицы, причем $\sigma_H \ll MS$; текущая деформация S нормирована на единицу. Разработанная программа для заданной, например, бигармонической деформации $S = A \cos \theta + a \cos(n\theta + \varphi) = S_A + S_a$ численно определяет глобальные и локальные экстремумы и, согласно уравнениям (1), сшивает соответствующие восходящие и нисходящие ветви $\sigma_H(S)$. Численное

интегрирование построенных зависимостей позволяет найти для каждого колебания потери $\Delta W_{A,a}$ взаимно-индуцированные на гистерезисной нелинейности и сопутствующие вариации $\Delta M_{A,a}$ эффективных упругих модулей (при этом для простоты выбрано целое отношение частот, так что $S(\theta)$ является периодической) [2]:

$$\Delta W_A = K_1 \int \sigma_H(\theta) dS_A, K_1 = \begin{cases} 1/n, & n < 1 \\ 1, & n > 1 \end{cases} \quad \Delta W_a = K_2 \int \sigma_H(\theta) dS_a, K_2 = \begin{cases} 1/n, & n > 1 \\ 1, & n < 1 \end{cases} \quad (2)$$

$$\frac{\Delta M_A}{M} = \frac{K}{\pi A^2} \int \sigma_H(\theta) S_A(\theta) d\theta, \quad \frac{\Delta M_a}{M} = \frac{K}{\pi a^2} \int \sigma_H(\theta) S_a(\theta) d\theta, \quad K = \begin{cases} 1, & n > 1 \\ n, & n < 1 \end{cases}. \quad (3)$$



Примеры рассчитанных по формулам (2), (3) зависимостей нелинейных декрементов $D_{A,a} = \Delta W_{A,a} / (MS^2)$ и вариаций упругого модуля $DM_{A,a} = \Delta M_{A,a} / M$ от относительной частоты ω_A / ω_a приведены на рис. 2 для каждой из компонент бигармонического колебания $S = S_A + S_a$ при различных относительных фазах и амплитудах $A = 0.03$ и $a = 0.001 \ll A$. Сплошными линиями показан расчет по приближенным аналитическим выражениям, полученным в [3] для симплексного типа взаимодействия (в отсутствие вложенных петель).

Рис. 2 показывает, что изменение типа взаимодействия (переход между режимами 1-2-3-4) приводит для слабой волны к существенной немонотонности частотной зависимости ее декремента D_a , индуцированного более сильной волной. При этом величина потерь D_a может многократно превышать собственные гистерезисные потери слабой волны (уровень последних показан горизонтальной штриховой линией на рис. 2). Наряду с другими возможными механизмами [4] исследованный гистерезисный механизм может быть одним из объяснений выраженных нелинейно-диссипативных эффектов (типа затухания звука на звуке), наблюдающихся в микрогетерогенных твердых телах. Подробнее методика проведенного исследования и полученные результаты описаны в [2].

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 05-02-17355) и Гранта президента России "Ведущие научные школы" НШ-1641.2003.2.

- [1] I. D. Mayergoyz // J. Appl. Phys. 1985, V. 57, 3803.
- [2] V. Zaitsev, V. Gusev, Yu. Zaitsev // Ultrasonics. 2005 (in press).
- [3] V. Gusev // Physics Letters A. 2000, V. 271, 100.
- [4] V. Yu. Zaitsev, P. Sas // Acustica-Acta Acustica. 2000 V. 86, 429.

ФОРМИРОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ РАЗНОСТНОЙ ЧАСТОТЫ В СХОДЯЩИХСЯ ПУЧКАХ НАКАЧКИ

Вьюгин П.Н.¹⁾, Грязнова И.Ю.¹⁾, Касьянов Д.А.²⁾, Курин В.В.¹⁾, Кустов Л.М.¹⁾,
Гантман М.Ю.¹⁾, Ушаков Ю.В.¹⁾

1) *Нижегородский госуниверситет*

2) *НИРФИ*

Использование в гидроакустических экспериментальных исследованиях сферических излучателей для генерации волн разностной частоты (ВРЧ) позволяет расширить диаграммы направленности параметрических антенн (ПА), сохранив остальные преимущества параметрического излучения, а именно - широкополосность и практическое отсутствие боковых лепестков [1].

Целью данной работы являлось экспериментальное изучение пространственного распределения поля ВРЧ, генерируемого сферически сходящимся пучком высокочастотных волн накачки, и сравнение его с распределением полей ВРЧ поршневого параметрического излучателя такой же апертуры. В лабораторном эксперименте применялись широкополосные пьезокерамические излучатели с апертурой $2a = 3$ см. При этом использовался импульсный бигармонический сигнал с частотами волн накачки $f_1 = 3.0$ МГц, $f_2 = 3.2$ МГц и длительностью импульсов 200 мкс. Длина дифракционной расходимости на высокой частоте для поршневого и фокусирующего преобразователей составляла $L_D = 180$ см, а фокусное расстояние сферического источника равнялось $F = 5.0$ см. Использование источника такой конструкции позволило исследовать генерацию ВРЧ в сильно сходящихся пучках.

Прием слабых акустических НЧ сигналов производился высокочувствительным супергетеродинным приемником AR5000.

Сбор экспериментальных данных осуществлялся в цифровом виде с помощью 12-ти разрядного АЦП AT-MIO-16E-2 (NI 6060E for ISA) производства корпорации National Instruments, частота квантования составляла 500 кГц. Обработка и визуализация результатов проводилась с применением специализированной программы обработки экспериментальных данных Origin 6.0 фирмы OriginLab Corporation (USA).

Анализ экспериментальных результатов показал, что на генерацию ВРЧ в сферических сходящихся пучках оказывает влияние несколько факторов, препятствующих увеличению эффективности нелинейного преобразования НЧ волн. Увеличение интенсивности волн накачки в области фокусного пятна компенсируется усилением дифракционной расходимости за счет уменьшения радиуса пучка в фокальной плоскости.

Для примера на рис.1 представлено нормированное угловое распределение амплитуды поля ВРЧ поршневого параметрического излучателя на расстояниях 60 (D) и 120 (F) см от источника. Как видно из рисунка, происходит обужение

углового распределения поля ВРЧ ввиду увеличения области взаимодействия волн накачки, поскольку режим работы преобразователя близок к режиму Вестервельта.

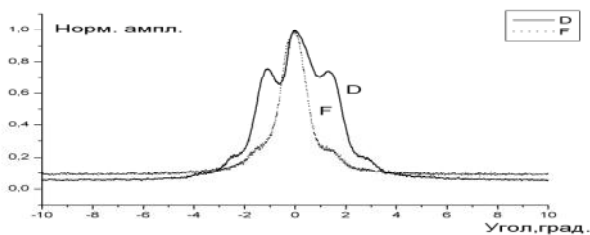


Рис.1

На рис.2(а) представлено поперечное распределение поля ВРЧ сферического параметрического источника в фокальной плоскости, а на рис.2(б) – осевое распределение.

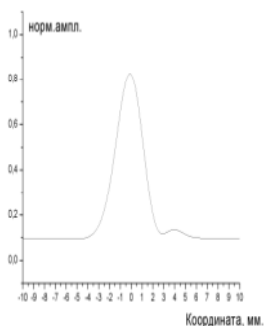


Рис.2(а)

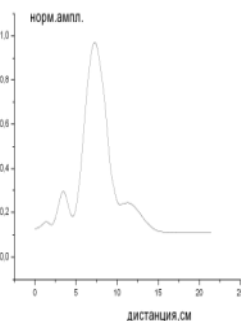


Рис.2(б)

Кроме того, уменьшается интегральная область взаимодействия ВЧ волн за счет сильной сферической расходимости волн накачки за фокусом. Скачок фазы на π ВРЧ при прохождении фокуса приводит к резкому снижению эффективности преобразования ПА. Причиной этого является тот же механизм, что и при отражении ВРЧ от свободной поверхности жидкости. Все вышеперечисленные факторы привели к тому, что пространственная область, в которой регистрируется НЧ поле, локализована вблизи фокусного пятна.

Работа выполнена при поддержке грантов НШ-838.2003.2., РФФИ 03-02-16805 и РФФИ 05-02-16517.

[2] Б.К. Новиков, В.И. Тимошенко Б.К. Параметрические антенны в гидролокации – Л.: Судостроение, 1989, 256 с.

**ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ОБРАЗОВАНИЯ УДАРНЫХ ВОЛН,
ГЕНЕРИРУЕМЫХ ФОКУСИРУЮЩИМИ ИСТОЧНИКАМИ ЗВУКА**

**Вьюгин П.Н.¹⁾, Грязнова И.Ю.¹⁾, Касьянов Д.А.²⁾, Курин В.В.¹⁾, Кустов Л.М.¹⁾,
Казарин Д.В.¹⁾**

1) Нижегородский госуниверситет

2) НИРФИ

Как известно, процесс распространения мощных сфокусированных звуковых пучков определяется нелинейностью среды, диссипативными процессами, дифракционной расходимостью и фазовой сходимостью. Теоретически, все эти эффекты, в малоугловом приближении, описываются в рамках уравнения ХЗК, численный анализ которого подробно изложен в монографии [1].

Однако, современных экспериментальных работ, посвященных динамике трансформации профиля распространяющихся волн в сильно сходящихся пучках, на наш взгляд, совершенно недостаточно. Это, в первую очередь, связано с трудностями постановки и проведения подобных экспериментов, в частности, с регистрацией принимаемых сигналов в широкой полосе частот, перекрывающей частоты десятков гармоник исходной волны накачки. Экспериментальные работы мирового уровня в области изучения нелинейных акустических волн проводятся на Физическом факультете МГУ под руководством проф. Руденко О.В., о чем свидетельствуют многочисленные оригинальные и обзорные публикации в ведущих физических журналах, см., например [2].

В данной работе обсуждаются результаты лабораторных исследований пространственного изменения профиля волны накачки на оси излучения, а также поведение огибающей излученного импульса в зависимости от удаления от фокусирующего сферического гидроакустического источника.

В лабораторном эксперименте использовался пьезокерамический излучатель с апертурой 3 см и фокусным расстоянием 5 см, создающий сильно сходящийся пучок. Частота накачки импульсного квазимонохроматического сигнала составляла 3 МГц, а длительность импульсов - 40 мкс. Принимаемые акустические сигналы с миниатюрного пьезодатчика подавались непосредственно на высокоомный вход осциллографа Tektronix-TDS 3032B. Подобная схема обеспечивала прием сигналов вплоть до частот 300 МГц, а частотная характеристика приемного тракта была ограничена лишь АЧХ самого датчика. Данные с осциллографа обрабатывались с помощью специализированной программы WaveStar, обеспечивающей, кроме того, связь с персональным компьютером.

Эксперименты показали, что пространственная трансформация профиля волны накачки в дифрагирующих пучках существенным образом отличается от трансформации профиля плоской волны. В частности, деформация области разряжения исходной волны происходит значительно быстрее, чем деформация области сжатия. В условиях проведенного эксперимента из-за сильной расходимости пучка за фокусом, ударная волна не образуется вовсе.

Особый интерес представляет поведение огибающей зондирующего импульса на разных расстояниях от источника, на рис.1-4 приведены осциллограммы

принятых сигналов на оси излучения на расстояниях 5 см (в фокусе), 8,2 см, 8,9 см и 11,6 см соответственно (по оси ординат – амплитуда в мА, по оси абсцисс – время в мкс). На некоторых осциллограммах, кроме зондирующих сигналов, видны реверберационные сигналы и импульсные аппаратурные наводки.

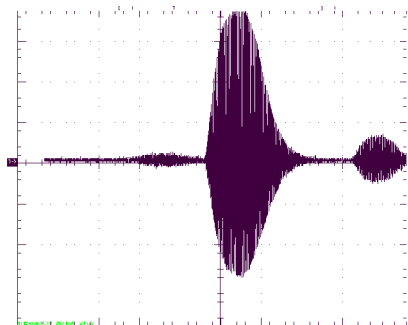


Рис.1

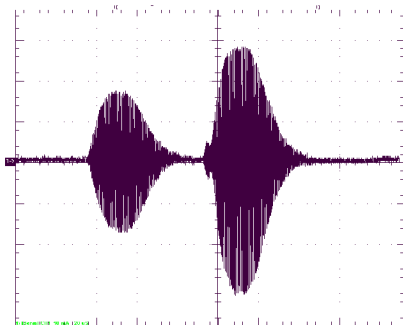


Рис.2

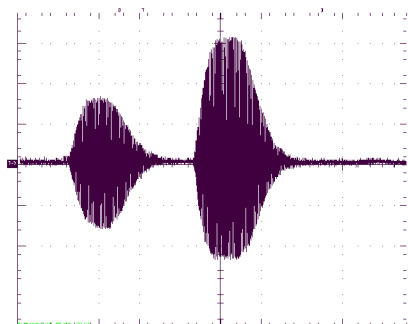


Рис.3

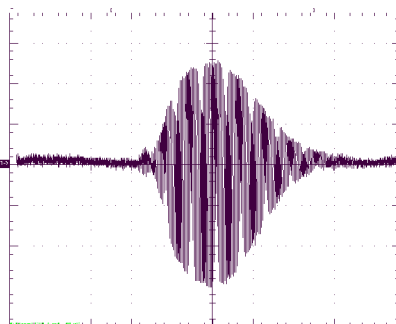


Рис.4

Как видно из рисунков, наблюдается перемежающаяся асимметрия формы огибающей импульсного сигнала. Данный экспериментальный факт в настоящее время не нашел удовлетворительного физического объяснения, и работы по изучению этого явления будут продолжены.

Работа выполнена при поддержке грантов НШ-838.2003.2., РФФИ 03-02-16805 и РФФИ 05-02-16517.

- [1] Бахвалов Н.С., Жилейкин Я.М., Заболотская Е.А. Нелинейная теория звуковых пучков – М.: Наука, 1982, 176 с.
- [2] Руденко О.В., Сапожников О.А. // УФН. 2004. Т.174. №9. С.973.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МЕСТОПОЛОЖЕНИЯ ТРЕЩИН В МЕТОДЕ МОДУЛЯЦИОННОЙ МОДОВОЙ ТОМОГРАФИИ

М.В. Мартюшев^{1,2)}, И.Н. Диденкулов²⁾

¹⁾Нижегородский госуниверситет, ²⁾Институт прикладной физики РАН

Акустические методы неразрушающего контроля широко применяются в различных областях техники [1]. В последние годы интенсивно развиваются методы нелинейной акустической диагностики [2,3]. Модуляционный метод основан на модуляции высокочастотных упругих волн низкочастотными вибрациями исследуемого образца. Простые нелинейные методы не могут давать информацию о местоположении трещины, они лишь определяют дефектность образца в целом. Поэтому важной задачей является разработка методики определения местоположения трещин. Известен метод нелинейной акустической эхолокации трещин, основанный на использовании эффекта модуляции высокочастотного акустического эхо-импульса или последовательности эхо-импульсов от трещины [4] низкочастотными вибрациями образца. Этот метод может быть применен не во всех случаях.

Другим подходом к решению этой задачи является модовый метод [5]. Сущность метода состоит в том, что при возбуждении в стержне низкочастотных колебаний на разных резонансных частотах (соответствующих разным модам) индекс модуляции распространяющихся в стержне высокочастотных акустических волн будет зависеть от положения трещины по отношению к форме собственных изгибных колебаний стержня. В зависимости от положения трещины по отношению к узлам и пучностям возбужденной моды колебания образца будут по-разному влиять на прохождение высокочастотных акустических волн через трещину. Анализируя индекс модуляции для разных мод, можно построить алгоритм определения местоположения трещины.

Ранее были предложены алгоритмы, основанные на использовании эффективного параметра модуляции M [5,6]. Эффективный параметр модуляции получается путем суммирования коэффициентов модуляции M_n , измеренных для каждой моды. Для одномерного образца параметр M принимает максимальное значение в точке нахождения трещины $z = z_0$, а также при $z = l - z_0$. Второй паразитный максимум возникает из-за несовершенства алгоритмов обработки. В настоящей работе предлагается алгоритм обработки массива данных M_n , позволяющий избежать неоднозначной реконструкции местоположения трещины в образце.

Для решения поставленной задачи необходимо учитывать фазу низкочастотных колебаний образца в процессе измерения коэффициента модуляции для разных низкочастотных мод. Другими словами, необходимо учитывать знак величины M_n . Результаты моделирования такого подхода в сравнении с алгоритмом [5] для изложенной одномерной модели с трещиной показаны на рисунках ниже. По оси абсцисс отложена координата вдоль образца, длину которого мы взяли равной 300 ед., а по оси ординат – величина нелинейного параметра.

На рис. 1 расчет сделан алгоритмом [5] для случая, когда измерения выполняются для 100 мод, при этом положение дефекта соответствует относительной координате 197/300.

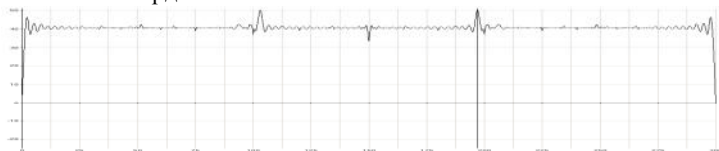


Рис. 1.

На рис. 2 расчет выполнен по новому алгоритму для 100 мод, положение дефекта соответствует координате 197/300.

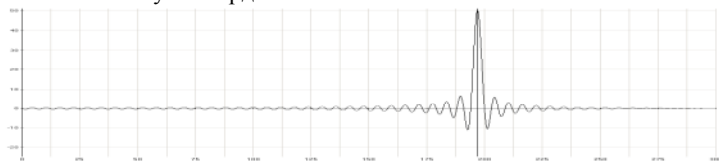


Рис. 2.

Хорошо видно, что на рис. 2 отсутствует ложный максимум. Этот факт очень важен, когда в образце реально может находиться несколько трещин. Такая ситуация приведена на рис. 3 (100 мод, координаты дефектов 197/300 и 94/300).

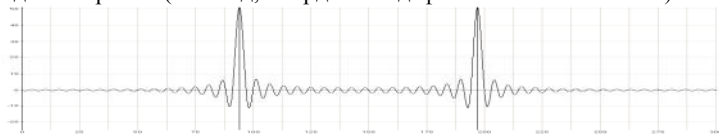


Рис. 3.

Таким образом, предложенный алгоритм позволяет однозначно определять местоположение трещин методом модуляционной модовой томографии.

Работа поддержана РФФИ (04-02-17187), НШ-1641.2003.2.

- [1] Ермолов И.Н. Теория и практика ультразвукового контроля. – М.: Машиностроение, 1981. 240с.
- [2] Руденко О.В., Чин Ан Ву. // Акуст. ж. 1994. Т.40. №4. С.593.
- [3] Коротков А.С., Славинский М.М., Сутин А.М. //Акуст.ж. 1994. Т.40. №1. С.84.
- [4] Didenkulov I.N., Sutin A.M., Kazakov V.V., Ekimov A.E., Yoon S.W. // Nonlinear Acoustics at the turn of the Millenium. Eds.:W.Lauterborn, T.Kurz. Melville, New York, 2000, p.329.
- [5] I.N.Didenkulov, N.V.Kurochkin, A.A.Stromkov, V.V. //Proc. 10-th Intern. Congress on Sound and Vibration. IIAV, Stockholm, Sweden, 2003, p.3565.
- [6] И.Н.Диденкулов, Н.В.Курочкин, А.А. Стромков, А.А. Стромков (мл.) // Труды научной конференции по радиофизике, ННГУ, 2004.

ЛАБОРАТОРНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИОЛОКАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ НА ГРАВИТАЦИОННО-КАПИЛЛЯРНЫХ ВОЛНАХ

Е. В. Макаров, С. А. Ермаков, И. А. Сергиевская

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород.

В последнее десятилетие в связи с широким использованием спутниковых радиолокационных (р.л.) систем для наблюдения океана (спутники ERS-1,2, Envisat, Radarsat и др.) усилился интерес к исследованию механизмов рассеяния радиоволн морским волнением. Общепринятым механизмом рассеяния радиоволн на поверхностных волнах в широком диапазоне длин волн и углов падения зондирующей электромагнитной волны (от 20° – 25° до 75° – 80°) в настоящее время является резонансное (брэгговское) рассеяние [1]. Для волн гравитационно-капиллярного диапазона с длинами порядка единиц сантиметров и менее (это соответствует рабочим длинам волн спутниковых локаторов Ku-диапазона) прямой экспериментальной проверки механизма рассеяния, насколько известно авторам, не проводилась. Эффекты нелинейности гравитационно-капиллярных волн (ГКВ) могут определять наблюдающиеся в эксперименте существенные отличия уровней модуляции, а также величин доплеровских сдвигов (соответствующих фазовым скоростям ГКВ) радиолокационных сигналов от значений, предсказываемых линейными моделями волнения [2,3]. Роль нелинейности поверхностных волн, поэтому, может оказаться существенной при анализе данных лабораторных экспериментов и натуральных наблюдений.

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования механизма рассеяния радиоволн Ka - диапазона (длина волны 8,7 мм) ГКВ в контролируемых лабораторных условиях. В первой части работы исследовались зависимости мощности сигнала обратного рассеяния от частоты ГКВ и азимутального угла распространения. Полученные зависимости приведены на рис.1, 2.

Положения максимумов и ширины резонансных кривых хорошо совпадают с

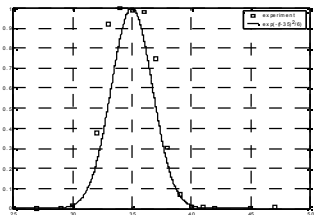


Рис. 1. Частотная зависимость.

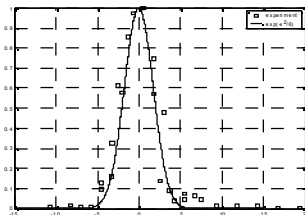


Рис. 2. Азимутальная зависимость.

теоретическими оценками, проведенными в рамках модели брэгговского рассеяния. Таким образом, результаты, представленные на рис.1,2 иллюстрируют выполнение брэгговского условия при рассеянии на ГКВ.

Во второй части работы проводилось исследование учета нелинейных эффектов при рассеянии на ГКВ. Исследовалась зависимость мощности сигнала обратного рассеяния на частоте второй гармоники ГКВ. В эксперименте был обнаружен двугорбый характер данной зависимости. Теоретически показано, что два резонансных максимума кривой соответствуют двум типам гармоник ГКВ – свободной и вынужденной. При этом интенсивность поверхностного волнения на удвоенной частоте определяется соотношением амплитуд этих гармоник. Было проведено экспериментальное исследование соотношения этих вкладов для последующего их учета при построении резонансной кривой - зависимости мощности сигнала обратного рассеяния, нормированной на интенсивность резонансной волны. Была проведена серия экспериментов по исследованию

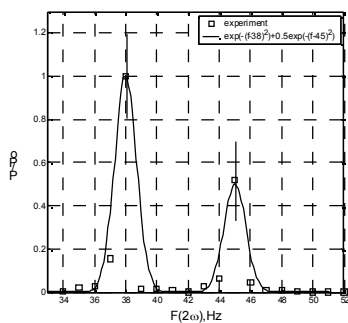


Рис.3 Резонансная кривая рассеяния на 2-ой гармонике ГКВ

волнения на второй гармонике. Была зафиксирована осциллирующая структура пространственных биений интенсивности волнения на удвоенной частоте. Из полученных результатов было определено соотношение интенсивностей гармоник “свободная/вынужденная” ≈ 2 . Полученная резонансная кривая приведена на рис. 3.

Видно, что резонансные пики имеют разную высоту. Проведенный теоретический анализ показал, что данное соотношение амплитуд максимумов может быть объяснено радиолокационной нелинейностью - учетом в выражении для сечения обратного рассеяния, полученном в [4], слагаемого второго порядка малости относительно брэгговского. Оценка вклада в сечение обратного рассеяния от радиолокационной нелинейности в суммарную величину пика на вынужденной гармонике (38Гц) составила около 60%.

Авторы благодарят Ю. Б. Щеголькова за полезные дискуссии и помощь в проведении эксперимента и В. В. Баханова за ряд ценных замечаний.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 05-05-64137, 04-05-64763), ОФН РАН (программа «Проблемы радиофизики»), ИНГАС (грант 03-51-4987).

- [1] Басс Ф.Г., Фукс И.М. "Рассеяние волн на статистически неоднородных поверхностях". М, 1972.
- [2] Hara T., Plant W.J. Hydrodynamic modulation of short wind-wave spectra by long waves and its measurement using microwave backscatter // J. Geophys. Res. 1994. V.99, N.C5. P. 9767-9784
- [3] Ермаков С.А., Сергиевская И.А., Зуйкова Э.М., Кияшко С.В., Щегольков Ю.Б. Об эффекте изменения доплеровских сдвигов частоты радиолокационных сигналов в присутствии органических пленок на морской поверхности // Доклады РАН. 2003. Т.388. №1. С. 109-112.

- [4] Holliday D., Gaetan St-Cyr., Nancy E. Woods. A radar ocean imaging for small to incidence angles. Int. J. Remote Sensing, 1986, vol. 7, №12, P. 1809-1834.

ОСОБЕННОСТИ РАССЕЯНИЯ УЛЬТРАЗВУКА ВИХРЕВОЙ СТРУКТУРОЙ

А.Б. Езерский, П.Р. Громов, П.Л. Соустов, В.В. Чернов

Институт прикладной физики РАН

В этой работе изучается рассеяние звука на вихревом следе, образуемом за решеткой параллельных цилиндров, помещенных в плоскопараллельный воздушный поток. В последнее время было опубликовано большое кол-во работ, в которых исследуются вихревые следы за решетками цилиндров. Интерес к этим задачам с практической точки зрения объясняется тем, что системы решеток, помещенные в поток, часто используются с целью эффективного охлаждения в различных реакторах. Исследования подобных течений указывают на то, что в вихревом следе, образовавшемся за решеткой цилиндров могут образовываться когерентные вихревые структуры, которые в свою очередь, играют важную роль как в развитой атмосферной турбулентности, так и в различных технических устройствах, например в теплообменниках. Однако большинство работ носили чисто экспериментальный характер, а основным инструментом исследования в них являлись мгновенные снимки течения при различных параметрах решетки, полученных при помощи визуализации. Следует отметить, что мгновенные снимки не могут дать количественной характеристики степени синхронизованности течений за разными цилиндрами. В нашей предыдущих работах [1-2] мы смогли получить количественную характеристику этого эффекта.

Исследования проводились в аэродинамической трубе при обтекании цилиндров (число Рейнольдса около 150), различным числе цилиндров в решетке, а также при различных периодах решетки $g = 2 \div 4d$ (где d —диаметр цилиндров). В данной работе мы изучили влияние увеличения количества цилиндров и расстояния между цилиндрами на параметры рассеянного сигнала.

В ходе эксперимента изучалось рассеяние ультразвука с частотой 120 кГц на вихревом течении за решеткой из вертикально расположенных полых цилиндров диаметром 2 мм и длиной 30 см. Цилиндры в решетке располагались эквидистантно в ряд поперек потока с различным периодом (данное расстояние варьировалось в зависимости от условий эксперимента) на расстоянии 30 см от выходного отверстия конфузора. Скорость набегающего потока не изменялась и соответствовала ($Re=150$). Число цилиндров в решетке варьировалось от одного до десяти. В качестве источника ультразвука использовался пьезокерамический излучатель, помещенный за экраном с квадратным отверстием со стороной 4 см. Излучатель располагался на расстоянии 70 см от центра дорожки таким образом, чтобы было выполнено приближение зоны Фраунгофера. Для измерения параметров ультразвука в эксперименте использовался высокочастотный микрофон типа 4135 В&К, сигнал с которого при помощи гетеродинирования переносился в диапазон до 20 кГц (рабочий диапазон АЦП). Микрофон располагался на подвижной штанге на

фиксированном расстоянии 1,8 м от центра рассеивающей области, и его положение изменялось в диапазоне углов от 45 градусов до – 45 градусов относительно направления на источник ультразвука. Измерения спектральных характеристик рассеянного сигнала выполнялись при помощи компьютера.

В результате исследований было установлено, что при увеличении количества цилиндров (рис.2) происходит уменьшение амплитуды и уширение спектральной компоненты, определяемой частотой Стухала для случая одного цилиндра (рис.1). Кроме того, дистанционная акустическая диагностика позволила зафиксировать уменьшение эффективного числа Рейнольдса при уменьшении периода в решетке цилиндров (с частоты 161 Гц до частоты 135 Гц). Это можно объяснить увеличением торможения потока и взаимодействием вихревых следов в дорожке.



Рис. 1. Спектр рассеянного сигнала в случае одного цилиндра.

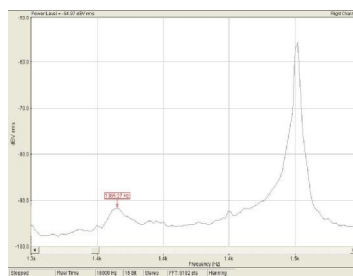


Рис. 2. Спектр рассеянного сигнала в случае десяти цилиндров.

Работа поддержана РФФИ (04-02-17504).

- [1] А.Б.Езерский, П.Л.Соустов, В.В.Чернов, Рассеяние звука дорожкой Кармана, состоящей из крупномасштабных вихрей. //Акустический журнал, 2000, т. 46, № 6, с.764-769.И.Н.
- [2] Езерский А.Б., Громов П.Р., Соустов П.Л., Чернов В.В. Рассеяние звука вихревой структурой, возникающей при обтекании воздушным потоком решетки цилиндров. Труды Нижегородской акустической научной сессии. Нижний Новгород, 2002, с. 170-172.