

ВОЗМУЩЕНИЕ ФАЗОВОГО ФРОНТА ЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ В МЕЛКОМ МОРЕ В ПРИСУТСТВИИ ВНУТРЕННИХ ВОЛН

А. В. Цхоидзе

Воронежский государственный университет

Рассматривается искажение фазового фронта звуковой волны, распространяющейся от точечного источника в мелком море в присутствии внутренних волн. Особенностью эффектов возмущений фазового фронта в мелком море является зависимость от частоты и номера вертикальных мод. Теоретический анализ проводится в рамках методов «вертикальные моды и горизонтальные лучи» и «вертикальные моды и параболическое уравнение в горизонтальной плоскости». В работе рассматриваются пространственно-временные флуктуации фазового фронта при прохождении пакета внутренних волн через акустическую трассу и анализируется возможность измерения искажений фазового фронта при одновременной фильтрации мод с помощью горизонтальной антенны. Численное моделирование проводится для условий эксперимента SWARM'95.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время исследователи океана и шлейфовой зоны переходят к реализации топографических схем, когда используется набор излучателей и приемных антенн различных конфигураций, производящих одновременно зондирование на разных направлениях сигналами различной длительности и спектрального состава в течение достаточно продолжительного времени. В такой постановке актуальной становится задача описания акустических полей во всем объеме исследуемой акватории. При этом необходимо учитывать, что при учете акустических движений (внутренних волн, приливов) имеет место анизотропия в горизонтальной плоскости.

Как было показано ранее теоретически и экспериментально, интенсивные внутренние волны (ВВ) вызывают значительные возмущения низкочастотного звукового поля [1]. Детальное исследование флуктуаций звукового поля, обусловленные горизонтальной рефракцией вызванной ВВ, проводилось в эксперименте SWARM'95 [2]. Постановка эксперимента по измерению флуктуаций интенсивности соответствует использованию вертикальных антенн, с помощью которых можно производить фильтрацию мод. В работе [3], посвященной анализу эксперимента SWARM'95 показано, что флуктуации интенсивности при расположении акустической трассы примерно параллельно волновому фронту пакета ВВ могут быть

весьма значительны вследствие явления горизонтальной рефракции. Вместе с тем интерес представляют также флуктуации направления распространения звука в горизонтальной плоскости [4], также имеющие место при указанной ориентации акустической трассы. В данной работе предпринята попытка проанализировать вариации фазового фронта звукового поля при прохождении пакета интенсивных внутренних волн и оценить возможности экспериментального наблюдения указанных вариаций.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим распространение сигнала в трехмерном мелководном звуковом канале в присутствии ВВ (рис. 1). Представим океаническую среду в виде гидроакустического волновода в системе координат XYZ , где плоскость XY совпадает с поверхностью моря, ось Z направлена вертикально вниз. Волновод образован водным слоем $0 \leq z \leq H$ с плотностью $\rho(z)$ и профилем скорости звука $c(x, y, z) = c_0(z) + \delta c(x, y, z, T)$, где $c_0(z)$ соответствует некоторой средней равновесной стратификации слоя, $\delta c(x, y, z, T)$ — изменению его акустических свойств, связанных с ВВ, зависящему от координат и времени T . Дно характеризуется плотностью ρ_1 , скоростью звука c_1 и коэффициентом поглощения α .

Будем считать, что пакет ВВ, имеющий примерно прямолинейный волновой фронт параллельный оси X , с огибающей, зависящей от одной координаты y и амплитудой ζ_0 движется с некоторой скоростью v в направлении оси Y .

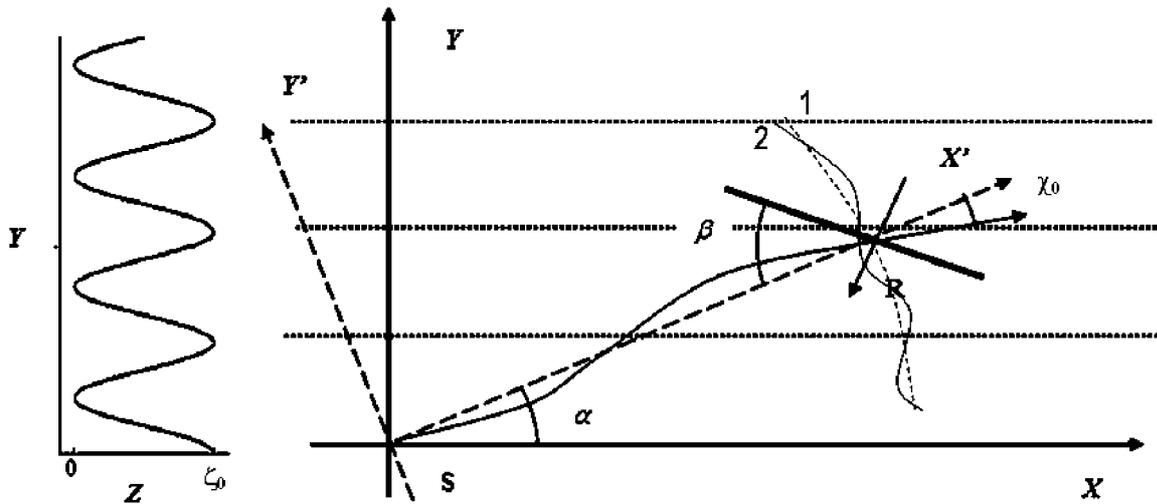


Рис. 1. Постановка задачи. Система координат XY связана с ВВ, система $X'Y'$ определяется направлением акустической трассы, α — угол между трассой и волновым фронтом ВВ, β — угол между трассой и антенной, χ — угол горизонтальной рефракции. Слева показано положение огибающей ВВ в момент времени $T = 0$. Волновой фронт в отсутствии ВВ (пунктир) обозначен (1), в присутствии ВВ (сплошная линия) — (2)

Сигнал источника S , с частотой ω , расположенный в начале координат горизонтальной плоскости $x = y = 0$ на некоторой глубине $z = z_0$ принимается в точке наблюдения $R(x, y, z)$ на горизонтальной антенне. Начальное положение огибающей пакета ВВ при $T = 0$ (с некоторой амплитудой ζ_0 , показано на рис. 1 слева) соответствует положению максимума ВВ на источнике или нулевому сдвигу пакета $vT = 0$. Вследствие медленного движения пакета ВВ различные характеристики поля будут зависеть от времени T (или положения ВВ) как от параметра, эту зависимость, для краткости, мы не будем писать в явном виде.

Построим фазу поля в точке наблюдения в рамках теории горизонтальных лучей и вертикальных мод [5]. Согласно этой теории, звуковое поле $\Psi(\vec{r}, z)$ в точке приема с координатами (\vec{r}, z) от источника, расположенного в точке с координатами $(\vec{r}_0 = 0, z = z_0)$, удовлетворяющее уравнению

$$\Delta\Psi + \frac{\omega^2}{c^2(x, y, z)}\Psi = 0 \quad (1)$$

и граничным условиям

$$\begin{aligned} [\Psi(\vec{r}, z)]_{z=0} &= 0, \\ [\Psi(\vec{r}, z) - \Psi_1(\vec{r}, z)]_{z=0} &= 0, \\ \left[\frac{1}{\rho} \frac{\partial\Psi(\vec{r}, z)}{\partial z} - \frac{1}{\rho_1} \frac{\partial\Psi_1(\vec{r}, z)}{\partial z} \right]_{z=H} &= 0, \end{aligned} \quad (2)$$

ищется в виде:

$$\Psi(\vec{r}, z) = \sum_n \sum_m A_{nm}(\vec{r}) \psi_m(\vec{r}, z) \exp(i\theta_{nm}(\vec{r})), \quad (3)$$

где $\psi_m(x, y, z) = \psi_m(\vec{r}; z)$ — локальные собственные функции (нормальные моды) волновода, а $A_{nm}(x, y)$ и $\theta_{nm}(x, y)$ — амплитуда и фазовый набег, соответствующие n -му лучу m -й моды. Будем считать, что гидроакустические параметры среды вдоль лучей изменяются достаточно медленно. Это предположение оправданно, так как мы рассматриваем ситуацию, когда внутренние волны распространяются поперек акустической трассы. В этом случае моды $\psi_m(x, y, z)$ и соответствующие им волновые числа $\xi_m = q_m + i\gamma_m/2$ зависят от горизонтальных координат, как от параметров и являются решением задачи Штурма—Лиувилля

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \psi_m(\vec{r}, z)}{\partial z^2} + [\omega^2 / c^2(\vec{r}, z) - \xi_m^2(\vec{r})] \psi_m(\vec{r}, z) &= 0, \\ [\psi_m(\vec{r}, z)]_{z=0} &= 0, \\ \left[\psi_m(\vec{r}, z) + g[\xi_m(\vec{r})] \frac{\partial \psi_m(\vec{r}, z)}{\partial z} \right]_{z=H} &= 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Зависимость $g(\xi_m)$ определяется параметрами дна. В частности для однородного поглощающего дна она имеет вид

$$g(\xi_m) = \frac{\rho_1}{\rho(H)} (\xi_m^2 - \omega^2(1 + i\alpha)/c_1^2)^{-1/2}. \quad (5)$$

В дальнейшем анализе будем рассматривать только вещественные собственные значения, учесть малые поправки за счет потерь нетрудно.

Функции $A_{nm}(x, y)$ и $\theta_{nm}(x, y)$ определяются уравнением эйконала и уравнением переноса. Для эйконала можно получить обычное уравнение акустики

$$(\nabla_r \theta_{nm})^2 = (q_m^0)^2 n_m^2, \quad (6)$$

где $\nabla_r = (\partial / \partial x, \partial / \partial y)$ — оператор набла в горизонтальной плоскости, $n_m = q_m / q_m^0$ — показатель преломления горизонтальных лучей, q_m^0 — волновой вектор m -й моды в отсутствие ВВ.

Найдем фазовый набег за счет ВВ по теории возмущения. Полагая добавку к волновому числу, связанную с внутренними волнами, малой — $\delta q_n \ll q_n$, можно найти ее в первом порядке теории возмущений: $n_i^2 = 1 + \mu_i$, $|\mu_i| \ll 1$ или, соответственно, $q_i = q_i^0(1 + \mu_i / 2)$. В рамках нашей простой модели внутренних волн μ_i зависит только от y , в [6] показано, что

$$\mu_i(y) = -v_i(\omega)\zeta_s(y), \quad (7)$$

где $\zeta_s(y)$ — огибающая внутренних волн, величина v_i определяется соотношением:

$$v_i(\omega) = \frac{2Qk^2}{(q_i^0)^2} \int_0^H [\psi_i^0(z)]^2 N^2(z)\Phi(z)dz, \quad (8)$$

где $N(z)$ — частота плавучести, $k = \omega / c$ (c — скорость звука на некоторой глубине), $Q \approx 2.4 \text{ с}^2/\text{м}$, $\Phi(z)$ — первая гравитационная мода, дающая, как принято считать, основной вклад в модовый состав ВВ. Для типичных условий шельфа величина $\mu_i \sim 10^{-2} \div 10^{-3}$, соответственно $|\delta q_i / q_i| \leq 5 \cdot 10^{-3}$, заметим, что δq_i зависит, вообще говоря, от частоты.

Будем считать, что $\theta_i(x, y) = \theta_i^0(x, y) + \delta\theta_i(x, y)$, где θ_i^0 — эйконал в отсутствие ВВ, то есть

$\theta_i^0 = q_i^0 r$. Для $\delta\theta_i$ в первом порядке теории возмущений получим:

$$\delta\theta_i = \frac{q_i^0}{2} \int_0^R \mu_i(y) ds, \quad (9)$$

где интегрирование ведется по невозмущенному (прямолинейному) лучу, соединяющему источник и точку наблюдения R .

Фазовый набег изменяется вдоль фронта в соответствии с вариациями огибающей ВВ. Оценки для амплитуды фазовых флуктуаций для акустической трассы, расположенной под малым углом α к волновому фронту ВВ дает для $\delta\theta_i \sim q_i^0 r \mu_i^0 / 4$, где μ_i^0 — усредненная по времени величина, что для расстояния $r \sim 15$ км, частоты 100 Гц, $\zeta_0 \sim 10$ м и условий Восточного побережья США (рис. 2) дает $\delta\theta_i \leq 5 \div 6$, и может приводить к заметному искажению формы волнового фронта — сдвигу его в направлении распространения звука на длину волны, в нашем случае примерно на 15 м. Характерный пространственный масштаб вариаций вдоль фронта определяется длиной волны ВВ, и может составлять от нескольких десятков до нескольких сотен метров.

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Рассмотрим теперь в рамках более точного численного моделирования возмущение фазовой поверхности за счет внутренних волн. Например, шельф в окрестности восточного побережья США (область проведения экспериментов SWARM'95, SW'06 [7]) характеризуется достаточно резким термоклином (профиль ско-

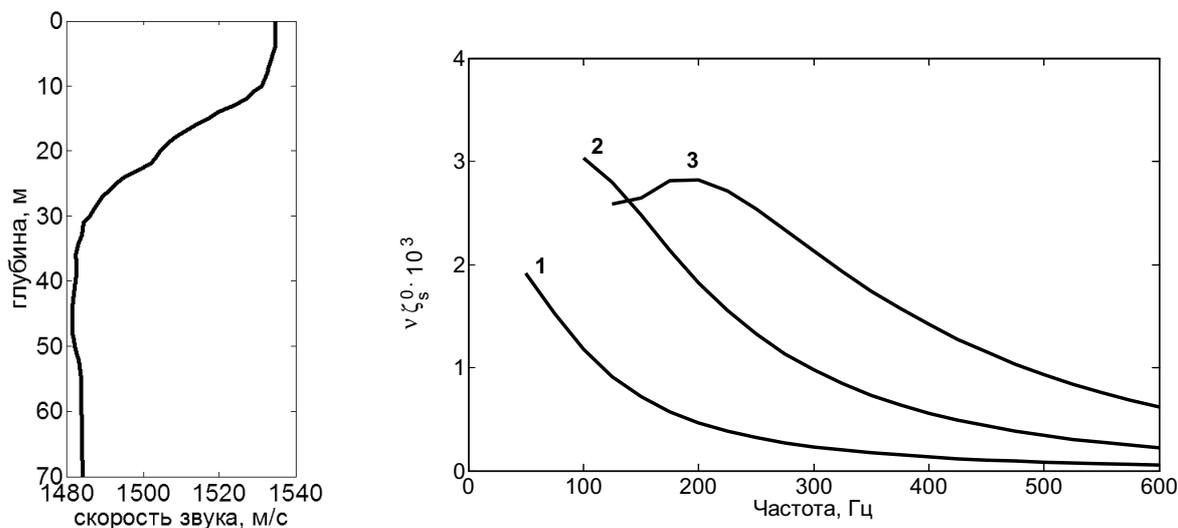


Рис. 2. Профиль скорости звука (слева) и показатель преломления (справа) для модели эксперимента SWARM'95

рости звука изображен на рис. 2) и заметной активностью ВВ. Возьмем акустическую трассу длиной $R = 15$ км. В качестве огибающей пакета ВВ, имеющего плоский фронт, в нашем приближении описываемой формулой $\zeta(y - vT)$, в координатах связанных с акустической трассой, возьмем зависимость:

$$\zeta(x', y') = \frac{\zeta_0}{2} \left(\cos \left(\frac{2\pi}{\Lambda} (y' \cos \alpha + x' \sin \alpha - vT) \right) + 1 \right), \quad (10)$$

где $\Lambda = 400$ м — длина волны в пакете, $\zeta_0 = 10$ м — амплитуда, угол α возьмем $5 \div 6^\circ$.

Построим фазу в точках горизонтальной антенны, расположенной перпендикулярно акустической трассе (параллельно оси Y'). В отсутствие ВВ фазовый фронт звуковой волны примерно плоский и фаза в каждой точке антенны постоянна. В присутствии ВВ фаза меняется вдоль антенны, причем для каждой моды и частоты по-разному. На языке горизонтальных лучей можно сказать, что лучи в разное время для разной частоты источника и номера моды приходят с разной фазой, причем флуктуации фазы разные в разных точках антенны. На рис. 3 показан примерный ход горизонтальных лучей, приходящих в различные точки на горизонтальной антенне при различных положениях пакета ВВ для условий, соответствующих эксперименту SWARM'95. Видно, что флуктуации углов прихода (фазы поля) увеличиваются с уменьшением угла между направлением распространением звука и волновым фронтом ВВ.

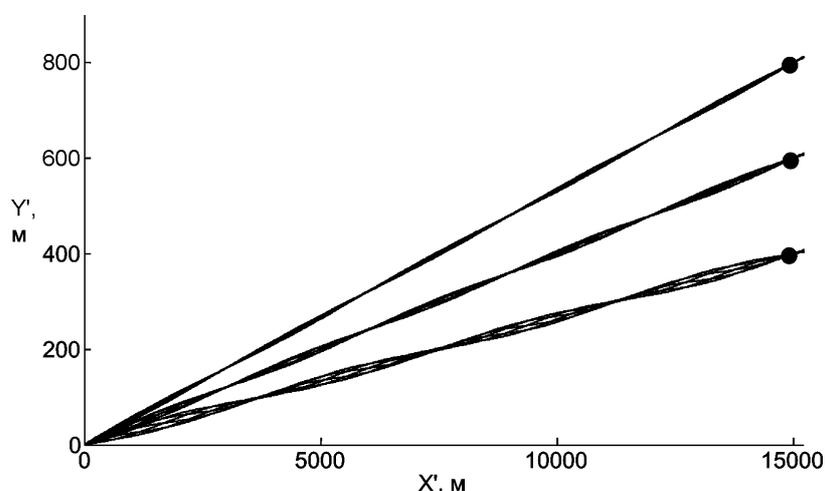


Рис. 3. Траектории горизонтальных лучей, приходящих в различные точки горизонтальной антенны. Расчет проделан для модели эксперимента SWARM'95, частота 100 Гц, 1 мода

На рис. 4 показаны значения фазы поля α в двух точках для различных значений сдвига движущегося пакета. Видно, что значение фазы зависит от номера моды и частоты. Такое поведение фазы поля находится в соответствии с частотной зависимостью модальных показателей преломления в горизонтальной плоскости (рис. 2, справа). Именно флуктуации фазы для первой моды на частоте 100 Гц меньше, чем для моды 2 на той же частоте. Соответственно, флуктуации на частоте 200 Гц для моды 2 меньше, чем для той же моды на частоте 100 Гц. Уточним, что значение фазы определяется также направлением акустической трассы, именно, невозмущенная фаза луча в точку $A_1 (15000, 600)$ и в точку $A_2 (15000, 800)$ должны быть соответственно $6/150 (2,3^\circ)$ и $8/150 (3^\circ)$, и флуктуации при движении пакета должны быть около этих углов, что и изображено на рис. 4.

Можно сказать, что в данной ситуации следует говорить об угле прихода горизонтального луча только для заданной моды и заданной частоты, то есть предполагая проведение частотной и модовой селекции. Что касается зависимости от точки наблюдения, то мы видим что флуктуации в точке наблюдения A_1 имеют большую амплитуду, чем в точке A_2 , причем характер зависимости различен (области возрастания и убывания фазы как функции времени противоположны).

Обсудим теперь, как оценить вариации фронта в эксперименте, используя горизонтальную антенну, составленную из некоторого числа гидрофонов. Разделим моды фазированием

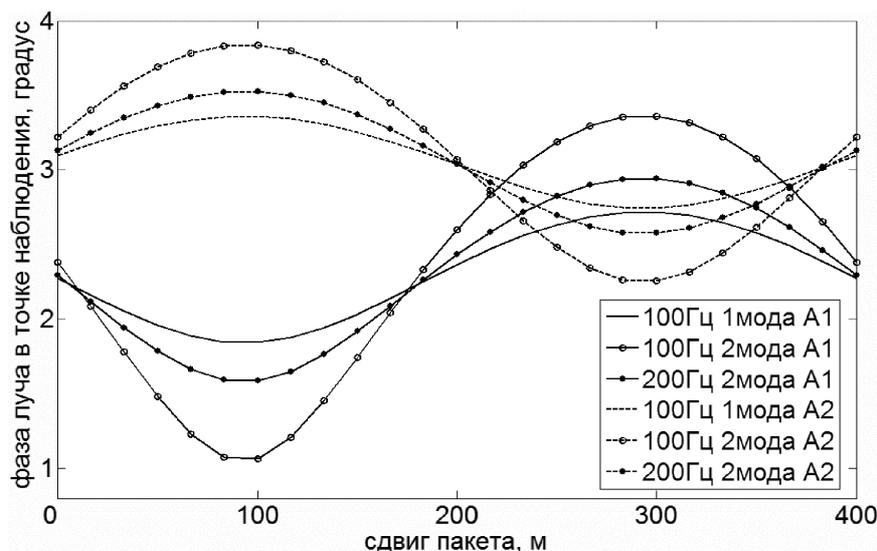


Рис. 4. Фаза луча приходящего в две точки наблюдения A_1 и A_2 (см. рис. 3) в разный момент времени для разных источников для модели эксперимента SWARM'95

самосогласованного фильтра, используя электронно сфокусированную горизонтальную антенну [8]. Эта схема основывается на том, что отклик антенны максимален для источника локализованного вблизи фокальной точки и модовое поле воздействует как сумма таких точечных источников. Вычислим отклик горизонтальной антенны, расположенной под углом β к акустической трассе, интегрируя поле вдоль ее длины:

$$u(\gamma) = \int_{-L/2}^{L/2} \Psi(\vec{R} + \vec{\rho}, z) e^{-ik\rho \cos \gamma} d\rho, \quad (11)$$

где γ — угол компенсации антенны, L — ее длина. Для расчета отклика будем использовать метод «вертикальных мод и параболического уравнения» [9]. В этом случае поле ищется в виде:

$$\Psi(\vec{r}, z) = \sum_l P_l(\vec{r}) \psi_l(\vec{r}; z), \quad (12)$$

а модальная амплитуда

$$P_l(\vec{r}) = F_l(x, y) \exp(iq_l^0 x), \quad (13)$$

и для амплитуды $F_l(\vec{r})$ можно получить уравнение параболического типа

$$\frac{\partial F_l}{\partial x} = \frac{i}{2q_l^0} \frac{\partial^2 F_l}{\partial y^2} + \frac{iq_l^0}{2} (n_l^2(x, y) - 1) F_l. \quad (14)$$

Уравнение (14) как правило, решается численно, для чего, зачастую, используется метод SSF (Split Step Fourier) [10].

Следует отметить, что формально мы получим сумму двух решений: в зоне фокусировки и в дальней зоне. Анализ отклика антенны для

случая движущегося и неподвижного источника, однородной и неоднородной среды в рамках разделения мод в области зоны фокусировки представлен в работах [8, 11]. Для дальней зоны анализ отклика для однородной среды представлен в работе [12], при этом на антенну действуют следующие ограничения

$$16H^2 / \lambda < L < \sqrt{r\lambda}. \quad (15)$$

В рамках нашей модели источник находится в дальней зоне антенны. Т.о. в первом приближении — фронт плоский и поворот фронта, если бы не было ВВ, соответствует повороту антенны на источник (соответствующий угол назовем углом направленности). В присутствии пакета ВВ возникает горизонтальная рефракция, поворачивающая фронт. Угол рефракции зависит от частоты и номера моды и меняется со временем. Соответственно такие же зависимости следует ожидать и у флуктуаций угла направленности.

Заметим далее, что разные моды приходят на антенну с разной фазой и соответственно для каждой моды необходим разный угол компенсации фазы сигнала для максимума направленности энергии антенны [13]. Т.е. в эксперименте мы сразу получаем разделение по модам — разный угол направленности для разных мод.

Вычисляя в разное время угол компенсации γ для l -й моды, соответствующий максимуму в спектре амплитуды отклика (формула 11), и усредняя его по времени, получим угол рефракции:

$$\chi(\omega, \beta) = \arccos\left(\frac{k \cos \gamma}{q_i^0}\right) - \beta. \quad (16)$$

На рис. 5 показаны построенные при помощи формулы (16) углы горизонтальной рефракции. Зависимость от частоты и номера моды определяется величиной показателя преломления (формула 7). Если антенна параллельна трассе, то рефракцию измерить сложно. Следует отметить, что разрешение мод зависит от положения антенны — чем больше β , тем лучше разрешение. Возьмем $\beta = 45^\circ$. Для частоты источника 100 Гц флуктуации угла для первой моды слабее, чем для второй и третьей, для второй и третьей же моды они практически совпадают. С увеличением частоты флуктуации уменьшаются. С увеличением амплитуды или длины волны ВВ флуктуации возрастают.

Следует отметить, что существуют определенные моменты времени (или положения пакета), когда углы горизонтальной рефракции для всех мод одинаковы, но в целом ситуация является более сложной и, вообще говоря, без разделения мод оценить угол прихода горизонтального луча нельзя. Если говорить о численных значениях вариаций углов прихода горизонтальных лучей, то они могут быть до 4° , что вполне регистрируется экспериментально.

ВЫВОДЫ

Таким образом, фазовые флуктуации в мелком море в присутствии ВВ могут быть значительными (в частности в условиях аналогичных SWARM'95) и существенно зависят от характеристик волновода (глубина его, профиль

скорости звука, глубина положения и толщина термоклина). Вариации фазового фронта при движении пакета ВВ носят сложный характер, как функция координат и времени, поскольку определяются суперпозицией горизонтальных лучей для отдельных «вертикальных» мод. В соответствии с этим, при обработке и оценке данных эксперимента необходимо проводить частотную и модовую фильтрацию, в частности это можно сделать с помощью горизонтальной антенны, как показано в работе, но наличие дополнительной вертикальной антенны может повысить точность измерений.

Приведенные особенности флуктуаций фазы могут служить основой для регистрации и исследования свойств ВВ акустическими методами, а также быть полезными при интерпретации результатов акустического зондирования.

Работа поддержана РФФИ, грант 06-05-64853.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Temporal and azimuthal dependence of sound propagation in shallow water with internal waves / M. Badiy, Y. Mu, J. F. Lynch, J. R. Apel, S. N. Wolf // IEEE J. Ocean. Eng. — 2002. — Vol. 27. — P. 117—129.
2. An overview of the SWARM 1995 shallow water internal wave acoustic scattering experiment / J. R. Apel, M. Badiy, C.-S. Chiu, S. Finette, R. H. Headrick, J. Kemp, J. F. Lynch, et al // IEEE J. Ocean. Eng. — 1997. — Vol. 22. — P. 465—500.
3. Measurement and modeling of three-dimensional sound intensity variations due to shallow-water internal waves / M. Badiy, B. G. Katsnelson,

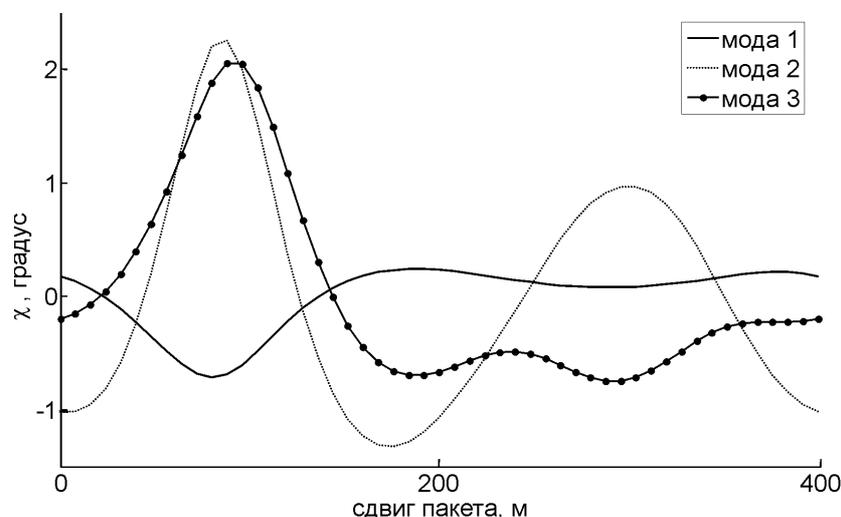


Рис. 5. Углы горизонтальной рефракции для разных мод со временем для модели эксперимента SWARM'95 с антенной длиной 400 м, частота: 100 Гц

J. F. Lynch, S. A. Pereselkov, W. L. Siegmann // J. Acoust. Soc. Am. — 2005. — Vol. 117(2). — P. 613—625.

4. Влияние гидродинамической изменчивости в мелком море на фазу звукового поля / М. Ю. Андреев, Б. Г. Кацнельсон, Л. Г. Кулапин, В. Г. Петников // Акустический журнал. — 1996. — Т. 42, № 4. — С. 459—464.

5. *Бреховских Л. М.* Теоретические основы акустики океана / Л. М. Бреховских, Ю. П. Лысанов. — Л.: Гидрометеиздат, 1982. — 264 с.

6. *Кацнельсон Б. Г.* Горизонтальная рефракция низкочастотного звукового поля, вызванная солитонами внутренних волн в мелководном волноводе / Б. Г. Кацнельсон, С. А. Переселков // Акустический журнал. — 2000. — Т. 46, № 6. — С. 779—788.

7. Spatial and temporal fluctuations of the sound field during SW06 experiment / M. Badiou, B. Katsnelson, J. Lynch, A. Tshoidze // J. Acoust. Soc. Am. 153th Meeting Acoustical Society of America. — 2007. — Vol. 121. — P. 3054.

8. *Lynch J. F.* On the use of focused horizontal arrays as mode separation and source location devices in ocean acoustics. Part I: Theory / J. F. Lynch // J. Acoust. Soc. Am. — 1983. — Vol. 74(5). — P. 1406—1416.

9. Кацнельсон, Б. Г. Пространственно-частотное распределение интенсивности звукового поля в окрестности температурного фронта в мелком море / Б. Г. Кацнельсон, Дж. Линч, А. В. Цхойдзе // Акустический журнал. — 2007. — Т. 53, № 5. — С. 611—617.

10. *Цхойдзе А. В.* Флуктуации интенсивности звука в океаническом волноводе в присутствии внутренних солитонов / А. В. Цхойдзе // ВНКСФ-10: Сборник тезисов. — Т. 2. — Екатеринбург—Красноярск: Издательство АСФ России, 2004. — С. 933—934.

11. *Lynch J. F.* On the use of focused horizontal arrays as mode separation and source location devices in ocean acoustics. Part II: Theoretical and numerical modeling results / J. F. Lynch // J. Acoust. Soc. Am. — 1985. — Vol. 78(2). — P. 575—586.

12. *Елисеевнин В. А.* О работе горизонтальной линейной антенны в мелком море / В. А. Елисеевнин // Акустический журнал. — 1983. — Т. 29, № 1. — С. 44—49.

13. *Katsnelson B.* Phase fluctuations of the sound field due to internal waves in shallow water / B. Katsnelson, A. Tshoidze // 19th International Congress On Acoustics. — Madrid: 2007. — P. 25—32.