

УДК 534.26

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ СТРУКТУРА ШИРОКОПОЛОСНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В МЕЛКОМ МОРЕ

Е. Л. Бородина, А. И. Малеханов, А. И. Хилько

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

В работе исследуется влияние слоя донных осадков на пространственно-временную структуру широкополосных импульсов в мелком море. В качестве модели мелкого моря рассмотрен жидкий однородный слой, лежащий на жидком слое осадков, который, в свою очередь, располагается на упругом полупространстве. Исследуется влияние различных акустических параметров задачи, в частности толщины осадочного слоя, затухания и др., на структуру широкополосных импульсов. Анализируются условия конструктивной интерференции мод, при которых импульсы приобретают форму пучков.

ВВЕДЕНИЕ

Использование широкополосных импульсных акустических сигналов может играть важную роль при разработке систем акустического мониторинга и связи, необходимых при освоении ресурсов морского шельфа и мелководных окраинных морей. Обеспечение высокой точности и дальности передачи гидроакустической информации при решении указанных задач возможно при использовании высококогерентных согласованных с гидроакустическим волноводом импульсов, что позволяет применять эффективные методы накопления при выделении необходимой информации [1–3]. Как следует из результатов теоретических и экспериментальных исследований, формирование таких импульсов возможно при использовании вертикально ориентированных решёток излучателей, позволяющих возбуждать согласованные с гидроакустическим волноводом слабо затухающие высококогерентные маломодовые импульсы [2, 3]. Важно также, что такие маломодовые импульсы при распространении в условиях мелкого моря относительно медленно разрушаются за счёт геометрической дисперсии [2–4]. Однако создание излучающих решёток является непростой технической задачей, поэтому представляет интерес исследовать возможности использования точечных широкополосных гидроакустических источников для генерации сложно модулированных широкополосных импульсов, успешно используемых в радиолокации для достижения высокой чувствительности и разрешения. В мелком море использование широкополосных импульсов затрудняется наличием межмодовой и внутримодовой дисперсии, благодаря которым структура импульса разрушается по мере удаления области наблюдения от источника [4–10]. В частности, как показывают эксперименты, импульсы растягиваются во времени, трансформируясь в сложные пространственно-временные интерференционные структуры, неустойчивые по отношению даже к относительно небольшим вариациям параметров волновода, излучающих и приёмных элементов, а также к влиянию случайных возмущений среды [4]. В случае возбуждения низкочастотных (в частотном интервале 10–20 Гц) импульсов в типичных условиях мелкого моря их структура определяется относительно небольшим числом энергонесущих мод, а также поверхностными волнами Рэлея–Стоунли и боковыми волнами [5–10]. Ограничением применения гидроакустических импульсов в таком частотном диапазоне является трудность построения соответствующих когерентных излучателей. При повышении частот импульсных сигналов возбуждается большое количество интерферирующих волноводных мод, волновые числа которых

меняются с номером моды по закону, близкому к квадратичному, что приводит к формированию нестационарных пучков, аналогичных наблюдаемым в глубоководных волноводах [11–13].

Проявление эффектов трансформации структуры широкополосных многомодовых импульсов при распространении в мелком море существенным образом зависит от взаимной когерентности модовых компонент, что, в свою очередь, обуславливается влиянием случайных неоднородностей гидроакустического волновода. Другим фактором является затухание в дне, которое в существенной степени определяется потерями в подстилающих донных слоях. Таким образом, для анализа интерференционной пространственно-временной структуры широкополосных гидроакустических импульсов в мелководных океанических каналах необходимо учесть трансформацию пространственно-временной структуры многомодового поля при распространении в мелководном гидроакустическом канале, влияние на неё потерь в дне, а также рассеяние волноводных мод на случайных неоднородностях. Анализу влияния строения дна на характеристики акустических сигналов посвящён ряд работ [7–10]. Из этих и других работ следует, что часть мод резонансно взаимодействует со слоями донных осадков, в результате чего возникает дополнительное затухание из-за потерь в дне. Указанный механизм вызывает также дополнительную деформацию структуры многомодовых широкополосных импульсов. Следует заметить, что именно «резонансные» моды могут нести основную информацию о строении слоёв донных осадков. Наличие случайных неоднородностей в волноводе вызывает трансформацию акустической энергии в моды с высокими номерами, которые быстро ослабляются из-за потерь в дне. При этом интерференционные эффекты, связанные с многомодовостью, существенно ослабляются [1, 14, 15].

В настоящей работе исследуется влияние слоя донных осадков на пространственно-временную структуру широкополосных импульсов и анализируются условия формирования пучков за счёт конструктивной интерференции мод.

1. МОДЕЛЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ШИРОКОПОЛОСНЫХ ИМПУЛЬСОВ В МЕЛКОМ МОРЕ

Для исследования особенностей распространения широкополосных акустических импульсов в мелком море воспользуемся моделью с изоскоростным жидким слоем осадков. Модель включает в себя два однородных плоскопараллельных слоя жидкости (водный и осадочный слои), лежащие на однородном упругом полупространстве [1, 16]. В используемой цилиндрической системе координат ось z с началом на поверхности водного слоя направлена вверх, \mathbf{r} — радиус-вектор в горизонтальной плоскости, θ — азимутальный угол. Распространение акустических импульсов в данной модели может быть описано следующей системой уравнений для волн сжатия и сдвига [1]:

$$\left[\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] \varphi(r, \theta, z, t) = -\frac{2}{r} \delta(z - z_s) \delta(r), \quad (1a)$$

где c — скорость звука, которая принимает значения c_w , c_s и c_b в водном слое, слое осадков и дне соответственно,

$$\left[\Delta - \frac{1}{v_b^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] \psi(z, t) = 0, \quad (16)$$

где φ — скалярный потенциал смещения волны сжатия, ψ — азимутальная компонента векторного потенциала волны сдвига, зависящая только от координат r, z и времени t , z_s — глубина источника, λ и μ — параметры Ламе, ρ_b и $v_b = \sqrt{\mu/\rho_b}$ — плотность дна и сдвиговая скорость в дне соответственно, $c_b = \sqrt{(\lambda + 2\mu)/\rho_b}$, Δ — оператор Лапласа.

Рассмотрим решение для гармонического источника в виде разложения Фурье—Бесселя по плоским волнам:

$$\Phi(\xi, z) = \int_0^{\infty} J_0(\xi r) \Phi(r, z) r dr, \quad \Phi(r, z) = \int_0^{\infty} J_0(\xi r) \Phi(\xi, z) \xi d\xi, \quad (2)$$

где $\Phi(r, z)$ — комплексная амплитуда потенциалов φ либо ψ , $J_0(x)$ — функция Бесселя нулевого порядка.

Для гармонического источника с частотой f , смещение \mathbf{u} и давление p которого определяются выражениями

$$\mathbf{u} = \nabla \varphi + \nabla \times \boldsymbol{\psi}, \quad p = -\rho c^2 \nabla \mathbf{u}, \quad (3)$$

граничные условия имеют следующий вид: на границах водного слоя выполняются условия равенства давления

$$\varphi|_{z=H_w} = 0, \quad \rho_w \varphi|_{z=H_s+0} = \rho_s \varphi|_{z=H_s-0}, \quad (4)$$

где H_w и H_s — координаты нижних границ водного и осадочного слоёв, а ρ_w и ρ_s — их плотности; на границах слоя осадков выполняются также условия непрерывности вертикальной компоненты смещения:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial z} \Big|_{z=H_w+0} = \frac{\partial \varphi}{\partial z} \Big|_{z=H_w-0}, \quad \frac{\partial \varphi}{\partial z} \Big|_{z=H_s+0} = \frac{\partial \varphi}{\partial z} + \frac{1}{r} \left(r \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) \Big|_{z=H_s-0}, \quad (5)$$

условие непрерывности вертикальной компоненты напряжения:

$$\rho_s c_s^2 \Delta \varphi|_{z=H_s+0} = \lambda \Delta \varphi + 2\mu \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} + \Delta \psi - \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right) \Big|_{z=H_s-0}, \quad (6)$$

и условие нулевых сдвиговых напряжений:

$$2 \frac{\partial \varphi}{\partial z} + \Delta \psi - 2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \Big|_{z=H_s-0} = 0. \quad (7)$$

Условия излучения на глубине источника имеют вид

$$\varphi|_{z=z_s+0} = \varphi|_{z=z_s-0}, \quad \frac{\partial \varphi}{\partial z} \Big|_{z=z_s+0} - \frac{\partial \varphi}{\partial z} \Big|_{z=z_s-0} = -2. \quad (8)$$

Соответствующее условие излучения, описывающее поле вдали от источника в виде суммы исходящих волн,

$$\varphi|_{z \rightarrow \infty} \rightarrow 0, \quad \psi|_{z \rightarrow \infty} \rightarrow 0, \quad (9)$$

уменьшает порядок полученной системы линейных уравнений до 8.

В результате решения приведённой выше системы уравнений получаем дисперсионное уравнение относительно фазовых скоростей v_{ph} :

$$F(H) = 0, \quad (10)$$

где

$$\begin{aligned}
 F(z) &= \frac{S\sqrt{d^2v^2-1}}{\sqrt{v^2-1}} \sin \phi_z [P \cos \phi_h - Q \sin \phi_h] + \cos \phi_z [P \sin \phi_h + Q \cos \phi_h], \\
 Q &= \frac{S}{R} \frac{1}{(av)^4} \frac{\sqrt{d^2v^2-1}}{av} \left[(b^2v^2-2)^2 - 4\sqrt{a-b^2v^2}\sqrt{1-a^2v^2} \right], \\
 P &= \left(\frac{b}{a}\right)^4 \frac{\sqrt{1-a^2v^2}}{av}, \quad \phi_z = kz \frac{\sqrt{v^2-1}}{v}, \quad \phi_h = kh \frac{\sqrt{d^2v^2-1}}{v}, \\
 R &= \frac{\rho_w}{\rho_b}, \quad S = \frac{\rho_w}{\rho_s}, \quad a = \frac{c_w}{c_b}, \quad b = \frac{c_w}{v_b}, \quad d = \frac{c_w}{c_s}, \quad v = \frac{v_{ph}}{c_w}, \quad k = \frac{\omega}{c_w},
 \end{aligned}$$

$H = |H_w|$ и h — толщины водного и осадочного слоёв соответственно, $\omega = 2\pi f$.

Спектральная компонента поля в водном слое ($z_s \leq z \leq 0$), удовлетворяющая соответствующему (1) неоднородному уравнению Гельмгольца, граничным условиям (4)–(7) и условиям излучения (8), может быть представлена в виде интеграла:

$$\varphi(r, z) = k \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{F(z_s - H_w)}{F(h)} \frac{\sin \phi_z}{v^2 \sqrt{v^2 - 1}} H_0^{(1)}\left(\frac{kr}{v}\right) dv, \quad (11)$$

где $H_0^{(1)}(x)$ — функция Ханкеля 1-го рода нулевого порядка. Рассмотрим $\mathcal{F}(\xi, r, z) H_0^{(1)}(r\xi) = g(\xi, r, z)/f(\xi, r, z)$ — аналитическую функцию в плоскости комплексных волновых чисел $\xi = k/v$ с замкнутым контуром C , лежащим в верхней полуплоскости ($\text{Im } \xi \geq 0$), на котором подынтегральная функция не имеет нулей и полюсов. Интеграл (11) может быть представлен в форме двух слагаемых: интеграла I_1 по замкнутому контуру C , преобразованного с помощью теоремы вычетов к виду $I_1 = \sum_{n=1}^N \text{res}_n$, где N — число нулей функции f внутри C , и $I_2 = \sum_{m=1}^M [(g/f)|_{b_m} - (g/f)|_{-b_m}]$ — суммы интегралов по берегам разрезов, проведённых к точкам ветвления $\xi = k_m$, где $b_m = \sqrt{k_m^2 - \xi^2}$. В интересующем нас частотном диапазоне величина I_2 пренебрежимо мала, так что при $z_s \leq z \leq 0$ полное поле с достаточной точностью может быть представлено суммой нормальных мод:

$$\varphi(r, z) = \sqrt{\frac{8\pi k}{r}} \exp(i\pi/4) \sum_{n=1}^N \left[\frac{F(z_s - H_w) \sin \phi_z}{v^{3/2} \sqrt{v^2 - 1} \partial F(h)/\partial v} \right] \Bigg|_{v=v_n}, \quad (12)$$

где v_n — горизонтальные фазовые скорости, соответствующие n -й моде и удовлетворяющие дисперсионному соотношению (10).

В среде без затухания для широкого интервала параметров волновые числа распространяющихся мод лежат на действительной оси, т. е. $\text{Im } \xi = 0$ в области $\xi \geq \omega/v_b$ (анализ возможностей возникновения вытекающих мод можно найти, например, в [5, 9, 10]). Тогда подстановка соотношения $\xi = \omega/v_b$ в (10) даёт выражение для критических частот f_n^c (т. е. частот, на которых появляется n -ая мода):

$$\begin{aligned}
 \text{tg } \phi_w &= -\Omega_1 \left[1 + \frac{(1 + \Omega_2^2) \text{tg } \phi_s}{\Omega_2 (1 - \Omega_2 \text{tg } \phi_s)} \right], \\
 \phi_w &= kH \sqrt{1 - b^2}, \quad \phi_s = kh \sqrt{d^2 - b^2}, \quad \Omega_1 = \frac{\sqrt{1 - b^2}}{R\sqrt{b^2 - a^2}}, \quad \Omega_2 = \frac{S\sqrt{d^2 - b^2}}{R\sqrt{b^2 - a^2}}. \quad (13)
 \end{aligned}$$

Как показывает численный анализ выражения (13), при $c_w < c_s < v_b < c_b$ критические частоты мод уменьшаются с увеличением толщины осадочного слоя. Потери в осадочном слое приводят к резонансному ослаблению волноводных мод [8]. При этом ослабление мод становится большим для определённых интервалов частот, в которых приблизительно выполняются условия пространственного синхронизма по отношению к толщине слоя осадков. Ограничимся более простой моделью потерь, полагая, что коэффициент затухания (на единицу длины) в воде определяется так же, как в случае поглощающего полупространства, а именно линейной частотной зависимостью: $\beta_n = \beta_{0n}f$, где n — номер моды. Величина β_{0n} также пропорциональна номеру моды. Как показали расчёты поля при данной модели потерь и величине β_{0n} , изменяющейся в пределах от $5 \cdot 10^{-7}$ дБ/(м · Гц) до $1 \cdot 10^{-5}$ дБ/(м · Гц), наиболее близкое совпадение с экспериментально наблюдаемыми данными получается при относительно малом затухании. Как будет видно из дальнейшего анализа, моды, эффективно взаимодействующие с дном, имеют значительную внутримодовую дисперсию, так что соответствующий им сигнал распределяется в широком интервале задержек. Кроме того, такие моды затухают значительно быстрее, так что на больших удалениях от источника вклад таких мод в результирующее поле уменьшается. Для более адекватной модели затухания, как показано, например, в [16], частотные зависимости $\beta_n(f)$ в соответствии с поведением зависимости групповой скорости n -й моды $v_{gn}(f)$ достигают своих максимальных значений на частотах, когда n -ая мода оказывается резонансной для слоя осадков с заданными акустическими параметрами.

2. АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ ПАРАМЕТРОВ СЛОЯ НА ДИСПЕРСИЮ ВОЛНОВЫХ МОД

В отсутствие слоя осадков зависимость скоростей волноводных мод от частоты является монотонной функцией с одним минимумом групповой скорости, которую, как и в волноводе Пекериса, принято называть фазой Эйри [1]. Наличие слоя осадков заметным образом изменяет форму дисперсионных кривых. Влияние осадочного слоя на поведение фазовых (v_{ph}) и групповых (v_g) скоростей в зависимости от частоты отчётливо видно на рис. 1 и 2, на которых приведены результаты расчётов для следующих параметров: $c_w = 1,45 \cdot 10^3$ м/с, $c_s = 1,58 \cdot 10^3$ м/с, $v_b = 1,70 \cdot 10^3$ м/с, $c_b = 2,70 \cdot 10^3$ м/с, $\rho_w = 1,0 \cdot 10^3$ кг/м³, $\rho_s = 1,5 \cdot 10^3$ кг/м³, $\rho_b = 2,0 \cdot 10^3$ кг/м³, $H = 300$ м, $h = 30$ и 50 м. Прежде всего, следует выделить фундаментальную, относительно медленную моду, связанную с волной, распространяющейся вдоль границы упругого полупространства. Эта волна существует во всём частотном диапазоне (рис. 1). Практически для всех частот выше 10 Гц эта мода имеет постоянную скорость. Изменения дисперсионных зависимостей по сравнению с двухслойной моделью ($h = 0$) обуславливаются возникновением дополнительных пространственных резонансов в слое осадков. Можно выделить, по крайней мере, три пространственных масштаба: толщину верхнего водного слоя, толщину слоя осадков и суммарную толщину двух слоёв жидкости, которые и определяют особенности структуры дисперсионных кривых. Критические частоты всех мод определяются суммарной толщиной водных слоёв. Увеличение толщины слоя приводит к уменьшению критических частот распространяющихся мод. В рассматриваемом случае количество таких мод составляет 65; 72 и 79 для $h = 0$; 50 и 100 м соответственно. Можно выделить некоторое количество мод, начиная с первых номеров, поведение которых при изменении частоты аналогично поведению мод для волновода Пекериса [1]. Другими словами, эти моды не испытывают влияния слоя осадков. Число таких мод меняется в зависимости от толщины осадочного слоя, увеличиваясь по мере её уменьшения (рис. 1, 2). Начиная с некоторых номеров мод характер их дисперсионных кривых качественно изменяется, что проявляется в возникновении частотных интервалов с повышенной скоростью. Такого рода «резонансные всплески» дисперси-

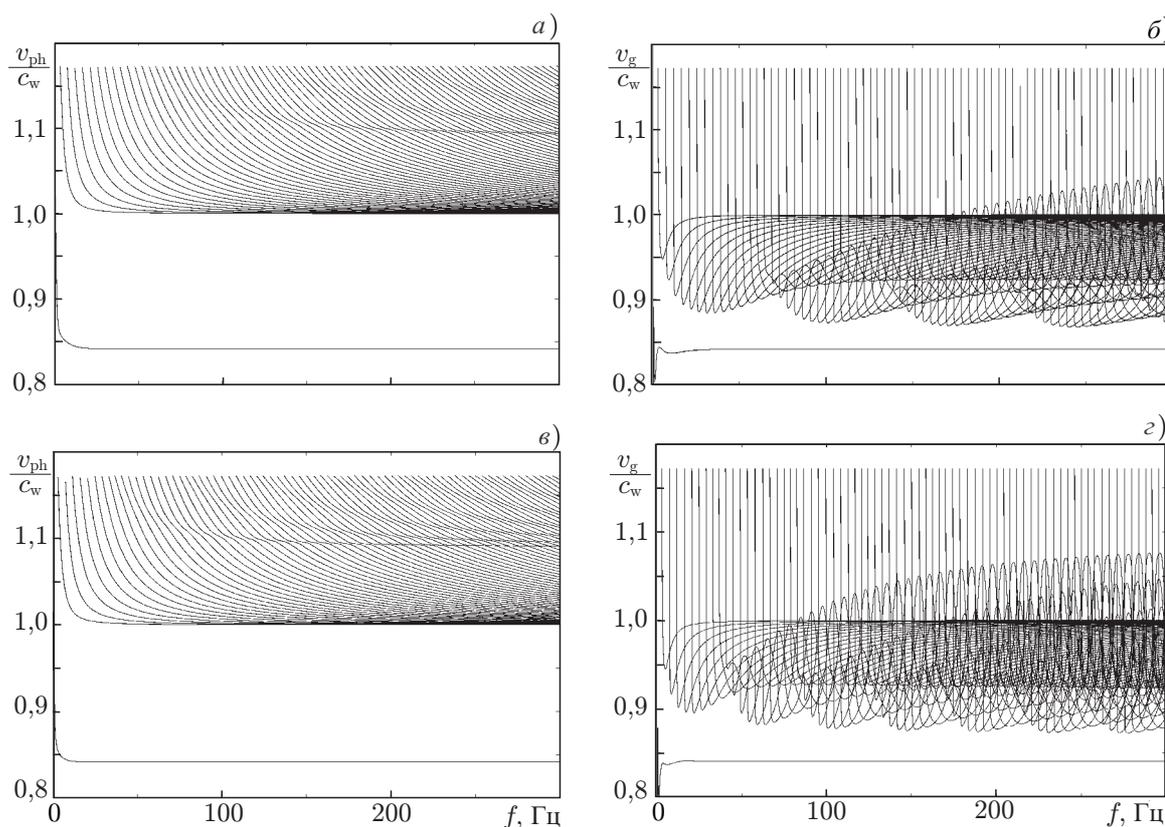


Рис. 1. Дисперсионные зависимости фазовых (а, в) и групповых (б, з) скоростей при толщине слоя осадков $h = 30$ м (а, б) и $h = 50$ м (в, з) для всех распространяющихся мод волновода

онных зависимостей мод определяются пространственным синхронизмом волновых чисел в слое жидкости. В зависимости от толщины слоя осадков можно выделить группы мод, каждая из которых имеет один либо несколько резонансных всплесков (см. рис. 2). По мере увеличения частоты величина всплесков возрастает, что определяет дополнительную дисперсию в соответствующих интервалах частот, различных для различных мод. При увеличении частоты формируются новые группы мод с большим числом резонансных всплесков. При этом число мод в группах зависит от толщины слоя осадков (см. рис. 2). В каждой из групп мод можно выделить области с минимальными значениями групповых скоростей, которые определяют периодичность формирования групп. По-видимому, этот период можно связать с влиянием толщины слоя осадков. Как видно из анализа зависимостей, приведённых на рис. 1 и 2, во всей совокупности дисперсионных кривых можно выделить группы мод приблизительно сходной формы. Если выбрать в качестве критерия число осцилляций дисперсионных зависимостей, можно разделить полное поле на части, соответствующие группам мод, имеющим различное число резонансных всплесков (например, от 43 при $h = 0$ (все моды), до 5 мод в каждой группе при $h = 100$ м), т. е. представить полное поле в виде суммы групп мод:

$$\varphi(r, z) = \sum_{l=1}^{L(h, H, \dots)} \sum_{m=1}^{M(h, H, \dots)} \varphi_{lm}(r, z), \quad (14)$$

где количество мод в группах зависит от параметров волновода и удовлетворяют условию $LM = N$, где N — полное число мод.

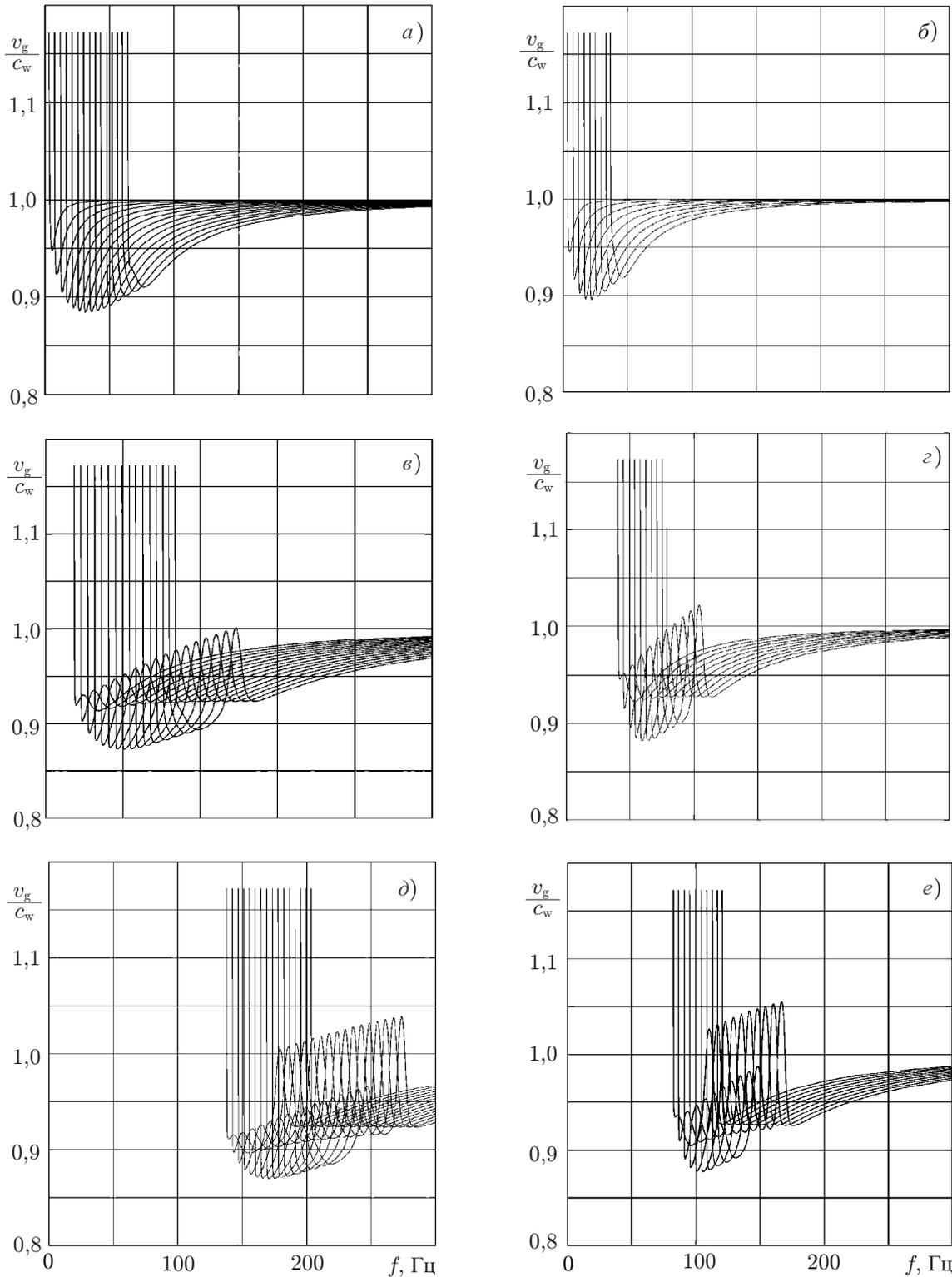


Рис. 2. Группы мод с разным числом резонансных всплесков (от 0 до 2) на частотных зависимостях групповых скоростей для $h = 30$ м (а, в, д) и $h = 50$ м (б, г, е)

Каждая из групп имеет собственные экстремальные значения групповых скоростей v_g^{\min} и v_g^{\max} , которые расположены в определённых интервалах частот, что обуславливает специфиче-

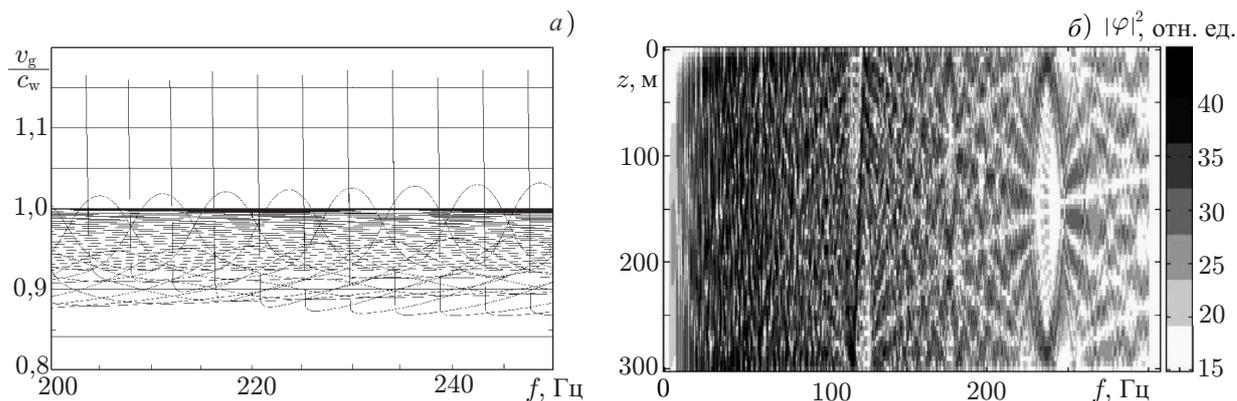


Рис. 3. Структура дисперсионных зависимостей для групповых скоростей мод в ограниченном интервале частот (а) и амплитудно-частотная характеристика для волновода со слоем осадков с толщиной $h = 100$ м, рассчитанная для дистанции наблюдения $r = 30$ км (б)

ский характер распространения акустических сигналов на этих частотах.

Таким образом, задача распространения широкополосного импульса может быть разделена на частные задачи о распространении групп мод, локализованных в соответствующих ограниченных угловых интервалах. При этом легко выделить те группы мод, которые наиболее эффективно взаимодействуют со слоем осадков в пределах исследуемого интервала частот. Как следует из анализа этих и других результатов, увеличение толщины слоя осадков приводит к уменьшению количества мод в группах с качественно отличающейся структурой дисперсионных зависимостей (без резонансных всплесков и с различным их числом). При формировании широкополосных импульсов в некотором ограниченном интервале частот можно выделить группы мод с малой внутримодовой и очень малой межмодовой дисперсией (рис. 3). Для встречающихся в практических задачах дистанций наблюдения моды с низкими номерами, фактически, не имеют дисперсии, т. к. их дисперсионные кривые $v_g(f)$ с ростом частоты асимптотически приближаются к скорости c_w (расстояния, для которых справедливо подобное утверждение, зависят от ширины рассматриваемого интервала частот). Число таких мод растёт по мере продвижения в область высоких частот. Другая группа мод имеет относительно небольшие внутримодовую и межмодовую дисперсии, причём зависимость групповых скоростей таких мод от их номера близка к квадратичному закону. Наконец, часть мод имеет относительно большую внутримодовую и межмодовую дисперсии. Это совокупность мод с высокими номерами, для которых выполняются условия резонанса. Следует заметить, что отмеченные особенности дисперсионных зависимостей позволяют легче интерпретировать наблюдаемую пространственно-временную структуру широкополосных импульсов в мелководных волноводах.

3. ЧАСТОТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВОЛНОВОДНЫХ КОМПОНЕНТ ГИДРОАКУСТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ

Кроме дисперсионных соотношений, пространственно-временную структуру широкополосных сигналов в мелком море определяют и частотные характеристики волновода (зависимости амплитуды поля в точках наблюдения от частоты), которые зависят от коэффициентов возбуждения волноводных мод (12). Из-за влияния конструктивной и деструктивной интерференции большого числа одновременно возбуждающихся мод частотная характеристика имеет достаточно сложную пространственную структуру. На рис. 3б в виде яркостной диаграммы показана частотная зависимость квадрата амплитуды поля для различных глубин при заданных выше параметрах волно-

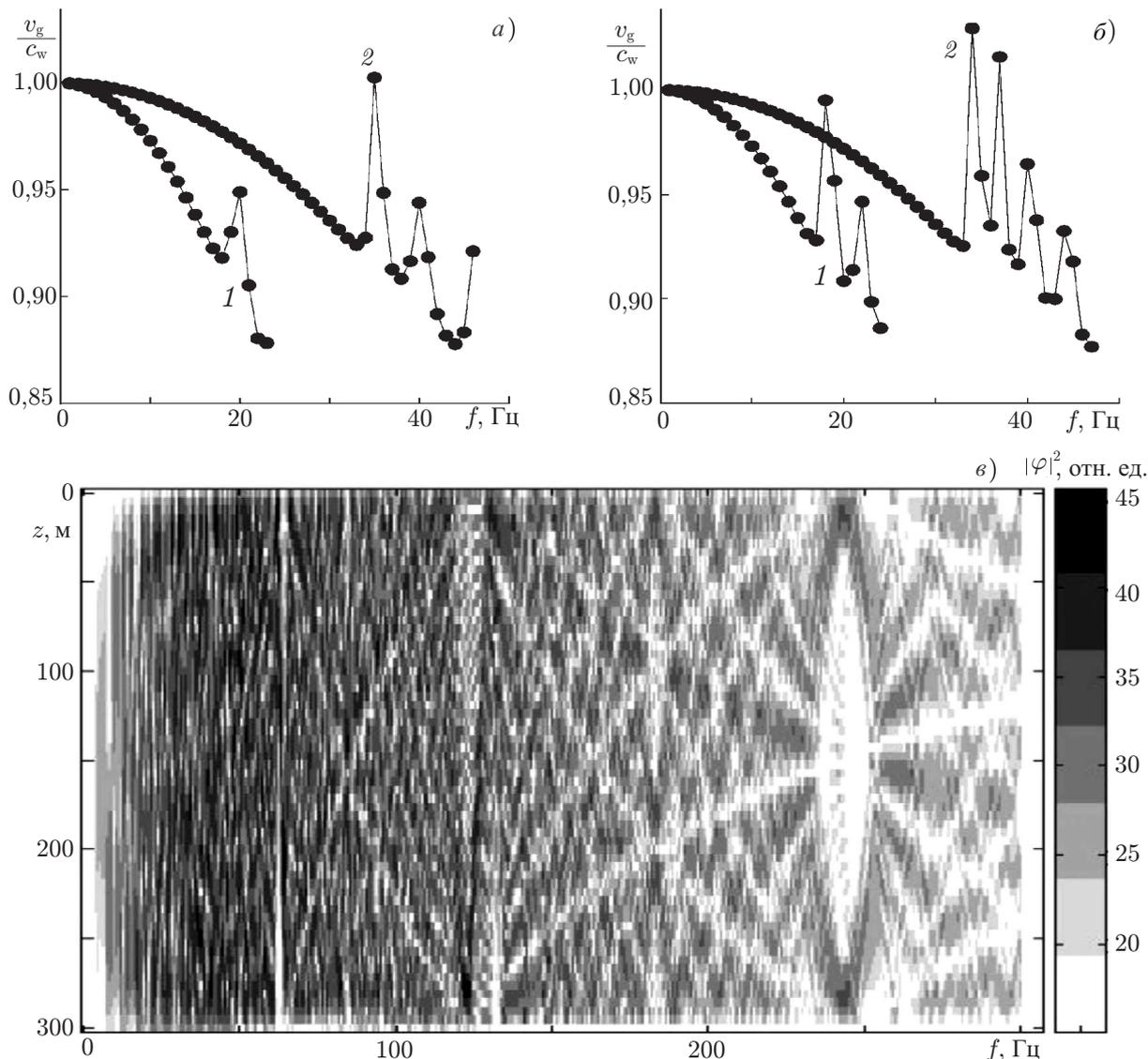


Рис. 4. Зависимости групповой скорости от номера моды n для осадочных слоёв с толщиной $h = 30$ м (а) и $h = 50$ м (б) на частотах 100 Гц (кривые 1) и 200 Гц (кривые 2) и амплитудно-частотная характеристика для волновода Пекериса при дистанции наблюдения $r = 30$ км (в)

вода. Видно, что по мере увеличения количества возбуждаемых мод (для более высоких частот) всё более определённо проявляется сложная интерференционная структура по глубине. В интервале частот 110÷120 Гц формируется фокусировка мод, которая наиболее ярко проявляется вблизи поверхности и дна. Можно отметить также, что область конструктивно интерферирующих мод соседствует с зоной деструктивной интерференции, где формируются зоны тени. Аналогичная структура видна и на частотах 220÷240 Гц. Анализ и расчёты показывают, что подобного рода фокусировки в частотной области формируются с периодом, обусловленным характером зависимости волновых чисел мод от их номера. Продемонстрируем это на примере более простой модели мелководного волновода в виде жидкого слоя с толщиной H и акустическими параметрами c_w и ρ_w , расположенного на жидком полупространстве с параметрами $c_b^{(1)}$ и ρ_b . Как следует из структуры дисперсионных зависимостей (для этой и других, более сложных моделей мелкого моря), для значительной части мод уменьшение групповых скоростей с ростом номера моды

можно приближённо описать квадратичной зависимостью (рис. 4а, б). В этом случае отличия волновых чисел соседних мод линейно зависят от номера моды, что указывает на существование таких расстояний и соответствующих частот, для которых моды будут складываться в фазе, т. е. будут наблюдаться фокусировки и зоны тени в пространственно-частотных распределениях. Для указанной упрощённой модели, учитывая близость скоростей мод к c_w , разложим волновые числа ξ_n в ряд Тейлора вблизи точки ω/c_w . Сохраняя первые члены разложения, приближённо получим

$$\xi_n \approx \frac{\omega}{c_w} \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\pi n}{H\omega/c_w + (R\sqrt{R - a_1^2})^{-1}} \right)^2 \right], \quad (15)$$

где $a_1 = c_w/c_b^{(1)}$. Условие конструктивной интерференции двух соседних мод в этом случае будет выглядеть следующим образом:

$$r(\xi_{n-1} - \xi_n) = \frac{r\omega}{c_w} \frac{\pi^2 (2n - 1)}{\left[H\omega/c_w + (R\sqrt{R - a_1^2})^{-1} \right]^2} = 2\pi m, \quad (16)$$

где $m = 0, 1, 2, \dots$. Как видно, условие (16) при фиксированном расстоянии $r = r_f$ позволяет найти соответствующую частоту, для которой все моды будут складываться в фазе (аналогичное условие легко сформулировать и для формирования зон модовой тени, т. е. областей деструктивной интерференции мод). Поскольку волноводные моды имеют квазипериодическую структуру по глубине, условие фокусировки (16) с учётом зависимости структуры мод от глубины будет определять и глубину фокусировки. Поскольку параметр m может быть различным (при фиксированных координатах), фокусировки будут возникать через равные интервалы частот (см. рис. 3б, 4б).

Условия (15) и (16) являются приближенными и выполняются лишь для мод, скорость которых достаточно близка к c_w . Однако число таких мод с низкими номерами достаточно велико. Поскольку эти моды хорошо возбуждаются и относительно слабо затухают, именно они существенно влияют на формирование когерентной структуры импульсных сигналов. Отличия $v_g(n)$ от квадратичной зависимости приводят к тому, что условие фокусировки выполняется не точно. Это вызывает размытие области конструктивной интерференции (фокусировки), причём тем больше, чем дальше от источника они располагаются, т. е. с ростом r и кратности фокусировки m . Как показывают расчёты и анализ, фокусирующие свойства мелководных каналов в целом ослабляются по мере усложнения структуры дна. Так, количественное сравнение размеров области фокусировки показывает большую пространственную локализацию поля для волновода без слоя осадков по сравнению со случаями, когда такой слой существует (см. рис. 3б, 4б).

Вместе с тем часть мод не участвует в формировании фокусировок. Прежде всего, это моды, критические частоты которых приближённо удовлетворяют условию (16). То же самое можно сказать и о модах, которые в рассматриваемом интервале частот эффективно взаимодействуют со слоем осадков. Влияние этих мод на формирование фокусировок зависит от соотношения расстояния до области наблюдения и толщины слоя. Следует также отметить, что ширина области фокусировки как по координатам, так и по частоте определяется отличиями зависимостей групповых скоростей $v_g(n)$ от квадратичного закона и может быть определена аналитически при учёте квадратичных членов в разложении волновых чисел в ряд Тейлора. При наличии слоя осадков, как уже указывалось, моды можно разбить на группы, каждая из которых обладает определёнными особенностями, проявляющимися не только в дисперсионных зависимостях, но и

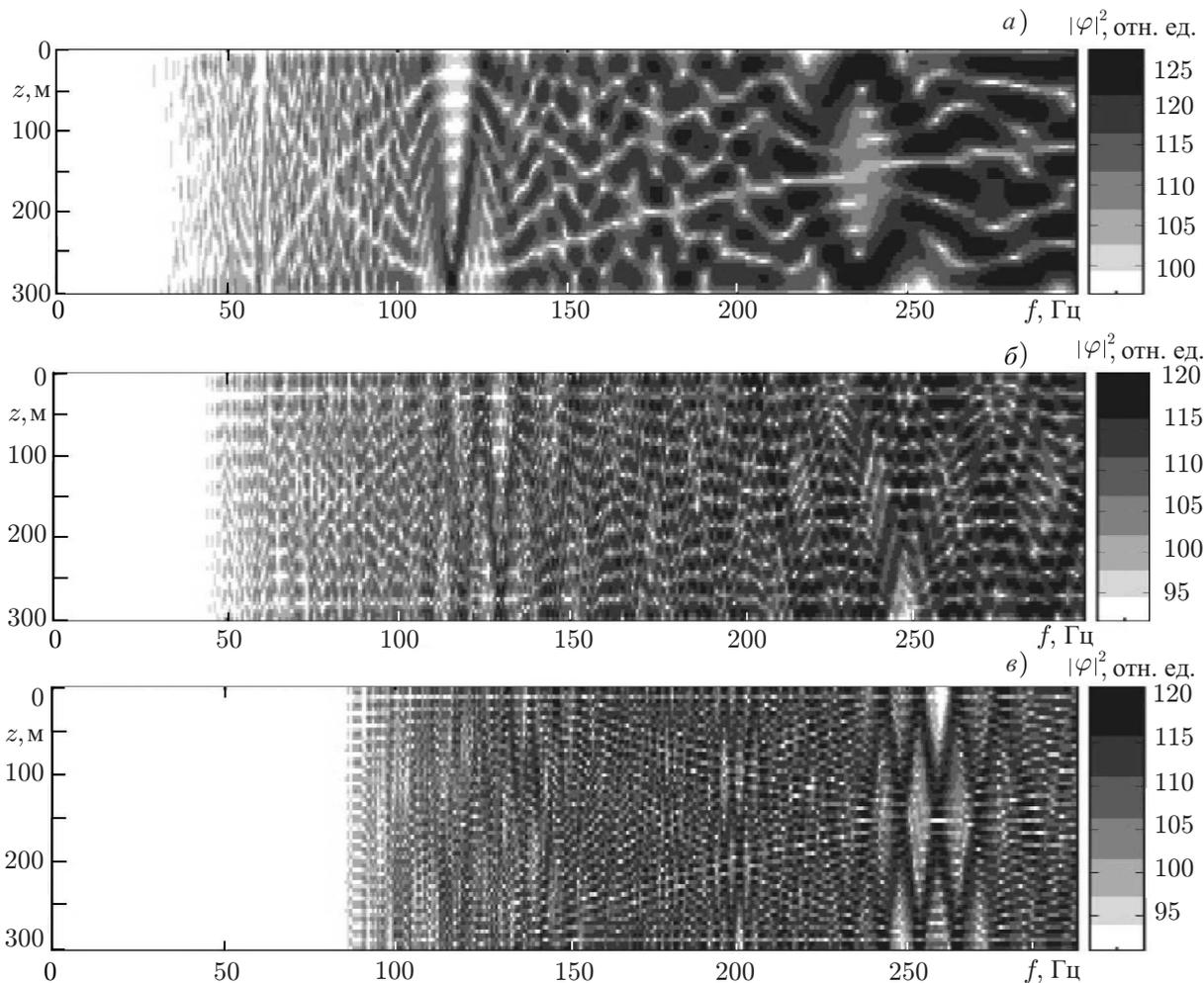


Рис. 5. Амплитудно-частотные характеристики групп мод без резонансного всплеска (а), с одним (б) и двумя (в) резонансными всплесками, различным образом взаимодействующих со слоем осадков с толщиной $h = 50$ м: дистанция наблюдения 30 км

в структуре частотных характеристик. На рис. 5 показаны частотные характеристики, соответствующие различным группам мод. Из этих распределений видно, что в формировании наиболее сильных фокусировок участвуют в основном моды с номерами от 1 до 16, т. е. именно те моды, которые практически не взаимодействуют со слоем осадков (показанные частотные характеристики соответствуют группам мод, приведённым на рис. 2 для случая $h = 50$ м). Моды с более высокими номерами, которые составляют группы, эффективно взаимодействующие со слоем осадков, формируют свои собственные области конструктивной интерференции, однако они не столь ярко выражены и существенно слабее по амплитуде (последнее обстоятельство не отображено на рисунках, т. к. они нормированы по яркости независимо друг от друга). Изменение амплитуд и структуры этих групп мод также связано с резонансными колебаниями осадочного слоя. Следует отметить, что использованные выше модели являются упрощёнными, т. к. не учитывают в полной мере сложный механизм потерь, возникающих за счёт поглощения акустических волн в слое осадков. Как показано в [7, 9], поглощение в осадочном слое может проявляться различным образом в зависимости от соотношения скоростей и коэффициентов потерь в слое жидкости и в слое осадков. В рассмотренных выше случаях можно считать, что потери велики для тех мод, которые эффективно взаимодействуют с осадочным слоем в соответствующих интервалах ча-

стот. В целом, потери приводят к быстрому ослаблению волноводных мод с высокими номерами, а также высокочастотных частей спектра сигналов.

4. ФОРМИРОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫХ СТРУКТУР ШИРОКОПОЛОСНЫХ ГИДРОАКУСТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В МЕЛКОМ МОРЕ

Как следует из представленных выше результатов анализа дисперсионных и частотных характеристик, значительная часть волновых чисел хорошо возбуждающихся мод зависит от номера мод по квадратичному закону. Это приводит к возникновению фокусировок акустического поля на различных расстояниях и соответствующих им частотах. Кроме того, конструктивная интерференция волноводных мод по глубине приводит к тому, что область фокусировки может

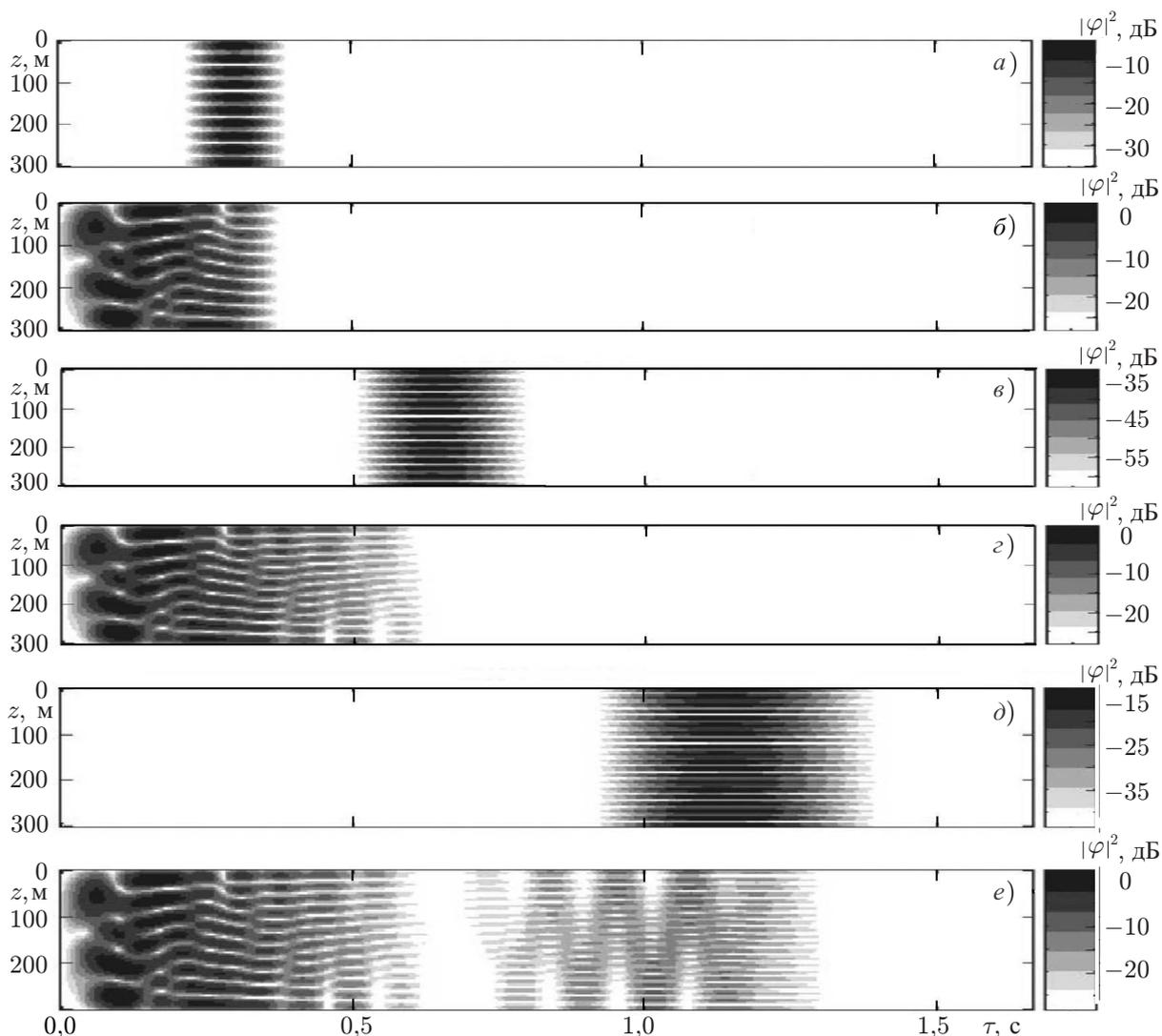


Рис. 6. Пространственно-временная структура импульса в относительно узкой полосе частот (от 50 до 150 Гц) при толщине слоя осадков $h = 50$ м на расстоянии 30 км; панель *a* соответствует вкладу моды с номером $n = 10$, *b* — вкладу мод с номерами от 1 до 10, *c* — вкладу моды с $n = 15$, *d* — вкладу мод с номерами от 1 до 15, *e* — вкладу мод с номерами от 1 до 20. Здесь и далее τ соответствует времени с момента прихода переходного фронта импульса

располагаться на различных глубинах (глубина фокусировок зависит также от глубины источника). В результате возникновения фокусировок для широкополосных сигналов формируются области повышенной интенсивности акустического поля в различных частотных интервалах. Такие области имеют форму пучка, локализованного в пространстве и во времени.

На рис. 6 показано формирование пучка во времени при суммировании первых двух десятков волноводных мод. Диапазон частот в этом случае (от 50 до 150 Гц при тех же параметрах волновода) выбран таким образом, что влияние слоя осадков проявляется в основном в интервале номеров мод с 15 по 20. В соответствующем интервале времён прихода импульса (от 0,6 до 0,7 с), которые обозначены здесь и далее переменной τ (отсчитываемой от времени вступления импульса на заданном расстоянии) интерференционная структура импульса становится нерегулярной, а интенсивность поля существенно ослабляется из-за большой дисперсии и потерь. Для первых пяти-восьми мод влияние межмодовой дисперсии сказывается более существенно по сравнению с внутримодовой. В результате этого модовые импульсы выстраиваются вдоль оси временных задержек друг за другом, практически не перекрываясь. При этом формируется структура с нарастающей частотой колебания интенсивности поля по глубине при увеличении временных задержек. Начиная с некоторых номеров мод (в рассматриваемом конкретном случае с 10-й моды) модовые импульсы за счёт достаточно большой внутриимпульсной дисперсии начинают заметно перекрываться во временной области. За счёт квадратичной зависимости групповых скоростей интерферирующие моды формируют пространственно-временные структуры в виде пучков, перекрывающих весь водный слой и имеющих увеличивающуюся с ростом времени задержки периодичность (рис. 6–8).

Как уже отмечалось, влияние слоя осадков выражается в ослаблении энергии сигнала в некоторых интервалах задержек. Кроме этого, наличие слоя осадков может вызвать дополнительную асимметрию распределения поля по глубине для структур, формируемых модами с низкими номерами, что иллюстрирует структура импульса, рассчитанная для того же интервала частот, но при различных толщинах осадочного слоя. Ослабление поля связано с влиянием мод, имеющих резонансные всплески на дисперсионных кривых (рис. 1–4), что приводит к относительно быстрому размытию соответствующих модовых импульсов. Энергия таких мод распределяется практически равномерно по большому интервалу задержек, так что соответствующие интервалы задержек в пучке могут быть энергетически слабо выражены и выглядеть как пробелы либо иметь некоторые искажения (рис. 6–8). Отметим, что именно эти части импульсов могут содержать информацию о характеристиках осадочного слоя. Так, например, при фиксированной дистанции наблюдения 30 км и широкой (до 300 Гц) полосе частот можно видеть (см. рис. 7), что группа мод, характеризуемая наличием только одного резонансного всплеска в дисперсионной зависимости (см. рис. 2в, з), может формировать части суммарного импульса в различных временных интервалах, причём поглощение в этих интервалах определяется толщиной слоя осадков. Отмеченная закономерность может быть использована для диагностики характеристик осадочного слоя. Многочисленные расчёты структуры импульсов для моделей мелкого моря с осадочным слоем различной толщины показывают, что влияние осадочного слоя будет проявляться слабо, если акустические импульсы формируются в достаточно узкой полосе частот, а наблюдение осуществляется на больших дистанциях. При таких условиях вследствие затухания импульсы формируются в основном модами с низкими номерами. В выделенных интервалах относительно высоких частот дисперсионные зависимости для различных моделей мелкого моря одинаковой глубины близки по структуре. По-видимому, в некоторых случаях для расчётов можно пользоваться упрощёнными моделями, не учитывающими влияние слоя осадков. Выделение тех или иных групп мод, различным образом взаимодействующих со слоем осадков, может быть важно при решении различных практических задач. Например, для реконструкции информации о

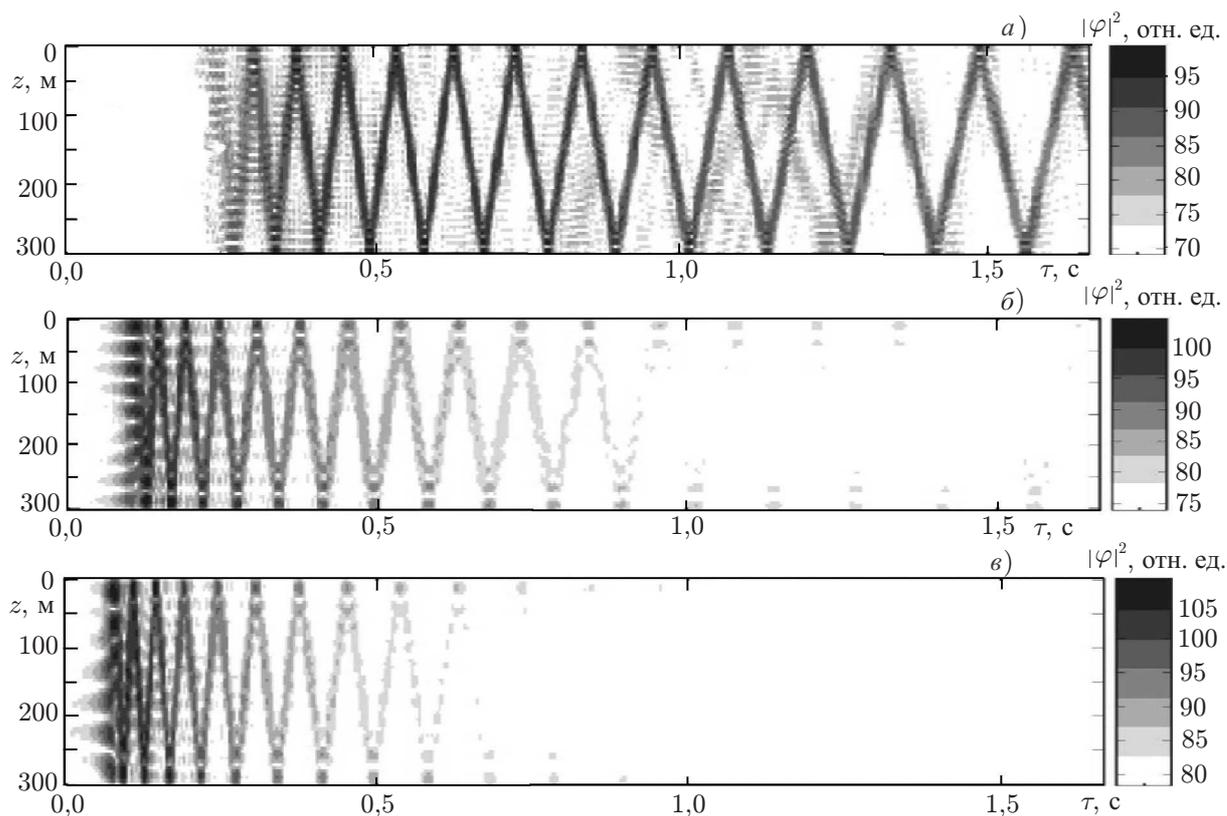


Рис. 7. Компонента пространственно-временной структуры импульса в широкой полосе частот от 0 до 300 Гц на расстоянии 30 км, формируемая группой мод с одним резонансом, при различной толщине слоя осадков $h = 30$ м (а), $h = 60$ м (б) и $h = 100$ м (в)

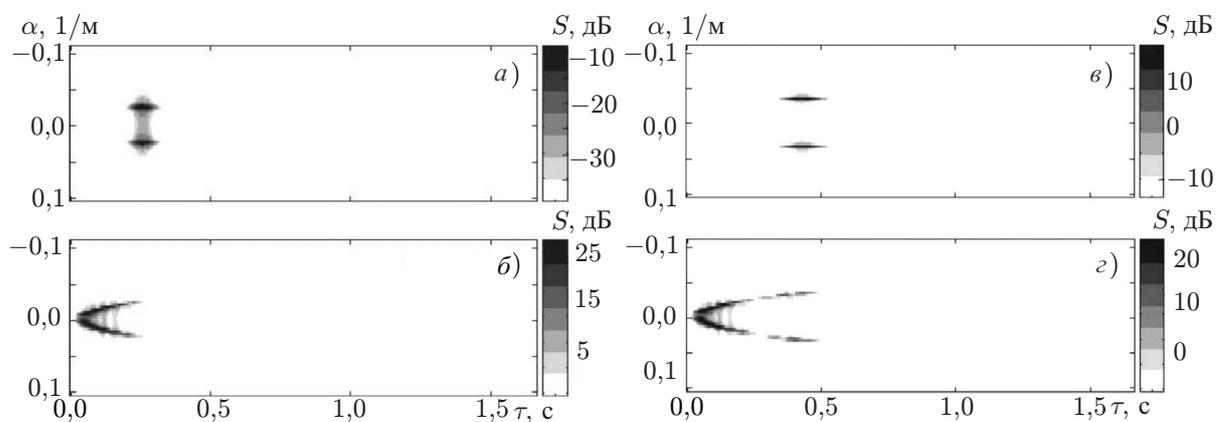


Рис. 8. Временная структура углового спектра импульса в полосе частот от 50 до 150 Гц при толщине слоя осадков $h = 50$ м на расстоянии 30 км; панель а соответствует спектру моды с $n = 15$, б — мод с номерами от 1 до 15, в — моды с $n = 20$, г — мод с номерами от 1 до 20. Здесь α — величина вертикальной компоненты волнового вектора

строении слоя осадков необходимо выделить группу мод, имеющих резонансы в дисперсионных зависимостях, что соответствует относительно высоким номерам мод. Для диагностики водного слоя, наоборот, больше подходят моды с низкими номерами.

Кроме временного стробирования, которое позволяет осуществить модовую селекцию, возможно также использование фильтрации и углового спектра принятых импульсов. Фактически,

все эффекты, связанные с взаимодействием импульсов со слоем осадков, проявляются и при формировании углового (модового) спектра импульсов. На рис. 8 показано формирование углового спектра импульсов в зависимости от времени прихода для различного количества мод (параметры задачи соответствуют модели, для которой осуществлялись расчёты, приведённые на рис. 6). Из представленных результатов видно, что импульс имеет структуру углового пучка. При этом компоненты импульса, соответствующие отдельным модам, приходят попеременно то сверху, то снизу. Участки спектра, соответствующие модам, эффективно взаимодействующим с дном, существенно ослаблены, поскольку соответствующая часть энергии хотя и сосредоточена в определённом интервале углов, однако распределена по большому интервалу задержек.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Широкополосные импульсные акустические сигналы в мелком море имеют достаточно сложную пространственно-временную структуру, проявляющуюся в формировании фокусировок и пучков. Такие эффекты возникают за счёт конструктивной интерференции волноводных мод, волновые числа которых связаны характерными закономерностями. На структуру импульса оказывает существенное влияние строение дна, в частности параметры жидких осадочных слоёв. Как показали полученные в настоящей работе результаты, влияние слоя донных осадков, прежде всего, проявляется в том, что полную совокупность волноводных мод можно разбить на группы, каждая из которых характеризуется присущей ей особенной формой дисперсионных зависимостей. Моды каждой группы имеют различное число резонансных всплесков, которые определяются параметрами осадочного слоя. Число мод в каждой группе уменьшается, а количество групп растёт при увеличении толщины осадочного слоя. Дисперсионные зависимости в пределах каждой группы топологически тождественны. Это обстоятельство позволяет существенно упростить интерпретацию наблюдаемых закономерностей при распространении широкополосных сигналов в мелководных волноводах.

При формировании широкополосных импульсов в интервале высоких частот (когда возбуждаются большое количество мод) для достаточно больших дистанций наблюдения вкладом мод с большими номерами, которые характеризуются значительной внутримодовой дисперсией, можно пренебречь. Причиной этого является то, что энергия этих мод распределяется в интервалах задержек и углов по масштабам, существенно превышающим соответствующие интервалы локализации энергии мод с низкими номерами. Дополнительным обстоятельством, усиливающим подобный эффект, является относительно быстрое затухание мод с высокими номерами. Основной вклад в формирование многомодовых импульсов в этом случае вносят моды с относительно низкими номерами, для которых соответствующие резонансные всплески, возникающие в результате влияния осадочного слоя, располагаются на низких частотах. Из-за характерной (близкой к квадратичной) зависимости межмодовой дисперсии энергонесущих мод в высокочастотном интервале от номера моды, основные элементы структуры широкополосных импульсов подобны тем, что формируются в более простом волноводе с однородным дном. Зависимость волновых чисел от номера моды для значительной части энергонесущих мод близка к квадратичной. Это приводит к возникновению пространственных частотных и временных фокусировок поля. Дистанция между источником и точками расположения фокусировок увеличивается по мере понижения частоты. При гармонических и узкополосных импульсных сигналах расположение фокусировок в частотной и пространственной областях близко к периодическому. Степень концентрации энергии в фокусировках возрастает с увеличением количества возбуждаемых волноводных мод. Усложнение структуры дна приводит к росту отличий зависимости волновых чисел от номера моды от квадратичного закона. Это явление приводит к разрушению части фокусировок. В случае

широкополосных импульсных сигналов и при фиксированном расстоянии между источником и областью наблюдения среди формирующих импульс энергонесущих мод можно условно выделить две совокупности мод, которые формируют существенно отличающиеся части импульса. Первая из них состоит из мод, у которых межмодовая дисперсия заметно превосходит внутримодовую. Эти моды, практически не перекрываясь во времени, формируют первую часть результирующего импульса, состоящую из последовательности слабо перекрывающихся модовых импульсов. Другая группа мод, у которой наблюдается обратное соотношение между внутри- и межмодовой дисперсиями, формирует вторую часть импульса, в которой моды практически полностью перекрываются, создавая локализованный в пространстве и времени пучок. Такого рода пучок имеет хорошо выраженную пилообразную форму с переменным по дистанции периодом. Он как бы отражается от границ водного слоя, причём пространственный период переколебаний пучка растёт по мере увеличения временных задержек. Во временной области при фиксированной глубине наблюдения пучок будет выглядеть как три группы импульсов, формирующихся различным образом: первые по времени прихода импульсы могут являться результатом суперпозиции набора модовых импульсов с низкими номерами, следующая группа будет соответствовать отдельным модовым импульсам. Наконец, позже придут импульсы, которые формируются за счёт интерференции большого набора сильно растянутых по задержкам импульсов, сформированных модами с высокими номерами. По мере распространения форма пучка испытывает эволюцию, заключающуюся в общем растягивании импульса по оси задержек, увеличении числа переколебаний и изменении его структуры. Начиная с некоторых расстояний суммарный импульс будет состоять только из импульсов третьего типа.

Различные элементы когерентной интерференционной структуры широкополосных импульсов в различной степени чувствительны к изменению положения источника и приёмника, а также параметров волновода, в частности характеристик осадочного слоя. Основная информация о структуре водной толщи и дна содержится в различных областях пространственного и частотного спектров сигнала, а также в различных интервалах временных задержек. Так, например, при наблюдении в ограниченном интервале частот большая часть интенсивных мод с низкими номерами не имеет связанных с характеристиками осадочного слоя резонансных всплесков, т.е. эти моды слабо взаимодействуют с осадочным слоем, а значит, практически не несут информации о его структуре. Те же моды, которые резонансно взаимодействуют со слоем осадков, сосредоточены в определённых интервалах углов и частот и могут быть выделены соответствующими фильтрами. Таким образом, первая группа мод формирует «водную» часть импульса, тогда как вторую группу мод можно условно назвать его донной частью. По-видимому, эти, соответственно отфильтрованные, части импульса будут наиболее пригодны для томографической реконструкции водной толщи и дна мелкого моря соответственно.

Следует отметить, что в настоящей работе исследовались особенности формирования импульсов без учёта вытекающих мод. Кроме того, для оценки эффектов фокусировки в натуральных условиях необходимо более последовательно учитывать потери в осадочных слоях и влияние случайных неоднородностей.

Отметим, что в реальных морских волноводах имеет место горизонтальная изменчивость, что может привести к разрушению связанных, в частности, с осадочными слоями резонансов и зон фокусировки. Указанные эффекты необходимо исследовать, чтобы выявить относительно устойчивые компоненты поля, содержащие информацию о донных структурах. По-видимому, уменьшение дистанции наблюдения до масштабов, сравнимых с интервалами горизонтальной однородности морского дна, позволяет использовать изложенные в настоящей работе соображения для реконструкции донных слоёв. В противном случае решение обратной задачи усложнится, поскольку появится необходимость использования более сложных моделей и, соответственно,

большого объёма априорной информации. С точки зрения оптимизации гидроакустических импульсов при зондировании водного слоя изложенные в работе результаты могут быть полезны при выборе зондирующих сигналов не только из соображений особенностей их затухания, но и их устойчивости к разрушению структуры сигналов из-за дисперсии. С этой точки зрения необходимо использовать компоненты поля, слабо взаимодействующие с дном.

Работа выполнена при поддержке программы Президиума РАН «Фундаментальные проблемы океанологии: геология, физика, биология, экология», программы ОФН РАН «Фундаментальные основы акустической диагностики искусственных и природных сред», ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (контракт 02.740.11.0565) и РФФИ (проект 09-02-00044).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бреховских Л. М. Распространение волн в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 280 с.
2. Лучинин А. Г., Хилько А. И. // Акуст. журн. 2005. Т. 51, № 2. С. 124.
3. Хилько А. И. // Тр. XII школы-семинара им. акад. Л. М. Бреховских «Акустика океана», совмещённой с XXI сессией Российского акустического общества. М.: ГЕОС, 2009. С. 317.
4. Гринюк А. В., Бурдуковская В. Г., Кравченко В. Н. и др. // Акуст. журн. (в печати).
5. Бородина Е. Л., Широков В. Н., Хилько А. И. // Формирование акустических полей в океанических волноводах / Под ред. В. И. Таланова. Нижний Новгород: ИПФ РАН, 1991. С. 66.
6. Ellis D. D., Chapman D. M. F. // J. Acoust. Soc. Amer. 1985. V. 78, No. 6. P. 2087.
7. Borodina E. L., Petukhov Yu. V. // Acoust. Lett. 1996. V. 19, No. 8. P. 159.
8. Агеева Н. С., Крупин В. Д. // Акуст. журн. 1984. Т. 30, № 5. С. 577.
9. Белов А. И. // Тр. XI Всесоюзной акустической конференции. Секция D. М.: АКИН, 1991. С. 79.
10. Агеева Н. С., Крупин В. Д. // Акуст. журн. 1983. Т. 29, № 6. С. 721.
11. Петухов Ю. В., Хилько А. А. // Акуст. журн. 2008. Т. 54, № 5. С. 796.
12. Петухов Ю. В., Абросимов Д. И., Бородина Е. Л. // Акуст. журн. 2006. Т. 52, № 3. С. 367.
13. Sidorovskaja N. A., Werby M. F. // Proc. SPIE Conf. Orlando, USA, April 1995. P. 97.
14. Раевский М. А., Хилько А. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 2008. Т. 51, № 4. С. 295.
15. Раевский М. А., Хилько А. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 2008. Т. 51, № 5. С. 391.
16. Hamilton E. L. // J. Acoust. Soc. Amer. 1988. V. 68, No. 5. P. 1313.

Поступила в редакцию 11 января 2011 г.; принята в печать 14 апреля 2011 г.

SPACE-TIME STRUCTURE OF BROAD-BAND ACOUSTIC PULSES IN SHALLOW SEA

E. L. Borodina, A. I. Malekhanov, and A. I. Khilko

We study the influence of a bottom-sediment layer on the space-time structure of broadband acoustic pulses in shallow sea. The shallow sea is modeled as a uniform liquid layer above a layer of liquid sediments in turn located above an elastic half-space. The influence of various acoustic parameters of the problem, in particular, the thickness of the sediment layer, damping parameters, etc. on the structure of broadband pulses is considered. We analyze the features of constructive inter-mode interference for which the spatial structure of the pulses takes the form of beams.