АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2016, том 62, № 6, с. 699–711

АКУСТИКА ОКЕАНА. ГИДРОАКУСТИКА

УДК 534.34;534.231.1

ВЕРТИКАЛЬНАЯ АМПЛИТУДНО-ФАЗОВАЯ СТРУКТУРА НИЗКОЧАСТОТНОГО АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В МЕЛКОМ МОРЕ

© 2016 г. Г. Н. Кузнецов*, О. В. Лебедев*, А. Н. Степанов**

**Научный центр волновых исследований ИОФ им. А.М. Прохорова РАН*
119991 Москва, ул. Вавилова 38
***Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королёва*
443086 Самара, Московское шоссе, 34
E-mail: skbmortex@mail.ru

Поступила в редакцию 24.07.2015 г.

Получены в интегральной и аналитической форме соотношения для расчета амплитудных и фазовых характеристик интерференционной структуры ортогональных проекций вектора колебательной скорости в мелком море. Для различных частот и глубин размещения приемников выполнено численное исследование зависимостей от глубины источника эффективных фазовых скоростей эквивалентной плоской волны, ортогональных проекций градиента фазы звукового давления и проекций вектора колебательной скорости. Установлено, что на низких частотах в зонах интерференционных максимумов независимо от глубины источника наблюдаются слабо изменяющиеся значения эффективной фазовой скорости, превышающей скорость звука в воде на 5–12%. Показано, что углы прихода эквивалентной плоской волны и вектора колебательной скорости в общем случае различаются, но практически совпадают в зоне интерференционного максимума звукового давления, при условии, что горизонтальные проекции колебательной скорости заметно превышают величину вертикальной проекции. Даются рекомендации по использованию характеристик звукового поля в зонах с максимальными значениями для решения задач пеленгования и обнаружения сигналов.

Ключевые слова: мелкое море, низкие частоты, интерференционные максимумы векторно-скалярного поля, градиент фазы, эффективная фазовая скорость, эквивалентная плоская волна, ортогональные проекции колебательной скорости, изменчивость поля в зависимости от частоты, расстояния, горизонтов излучения и приема.

DOI: 10.7868/S0320791916050099

ВВЕДЕНИЕ

В свободном пространстве волны различного типа распространяются без отражений и ограничений. В частности, плоские волны распространяются, сохраняя синфазность звукового давления и колебательной скорости, а направление распространения волны совпадает с градиентом фазы звукового давления. В реальном волноводе – например, в мелком море – формируется зависящая от различных факторов сложно предсказуемая интерференционная структура поля, которая с определенной степенью приближения может быть описана многолучевой или многомодовой моделью. При этом синфазность звукового давления и различных проекций вектора колебательной скорости нарушается.

Несмотря на сложность аппроксимации структуры поля простыми функциями, в [1] высказывается гипотеза о возможности применения для приближенного описания характеристик поля модели "плоской волны". Близкие идеи обсуждаются в [2]. В [3] эта гипотеза развивается применительно к зонам интерференционных максимумов $P_{\max}$. Установлено, что градиенты фазы звукового давления φ в этих зонах могут быть приближенно описаны с использованием аппроксимирующей зависимости "эффективной фазовой скорости" $C_\varphi^* = \sum_{l=1} C_{\varphi l} W_l^2 \Big/ \sum_{l=1} W_l^2$, где $C_{\varphi l}$ – фазовая скорость l-й нормальной волны, W_l – ее амплитуда. Аналогичным образом может быть записано соотношение и для эффективной (средневзвешенной) групповой скорости $C_g^* = \sum_{l=1} C_{gl} W_l^2 \Big/ \sum_{l=1} W_l^2$, где C_{gl} — групповая скорость l-й нормальной волны. Предполагается, что с использованием выражений для C_φ^* в зонах $P_{\max}$ в разнесенных точках пространства могут быть приближенно вычислены разности фаз для тональных сигналов, а с использованием C_g^* – оценены групповые времена запаздывания для им-

пульсных сигналов. Очевидно, что C_φ^* и C_g^* есть $C_{\varphi,g}^*(r,\omega,h,z,z_0)$, и $C_\varphi^* C_g^* \approx C_0^2$, где C_0 – скорость звука в воде. Здесь и далее r – расстояние между излучателем и приемниками, $\omega = 2\pi f$ – круговая частота, h – глубина волновода, z и z_0 – глубины расположения приемников и излучателя, f – частота звукового сигнала.

В работе [4] эти вопросы анализируются численно для различных гидрофизических условий распространения звука в волноводе. Показано, что при увеличении расстояния C_φ^* стремится к постоянному значению, но наблюдается естественная зависимость от жесткости грунта и частоты звука. В [5] установлено, что при использовании величины C_φ^* (далее C^*) вместо скорости звука в воде C_0 и обработке сигналов на частотах, для которых антенна расположена в зоне $P_{\max}$, характеристика направленности (ХН) антенны дает несмещенные оценки пеленга γ, а боковое поле не имеет "выбросов". И напротив, при расположении апертуры антенны в зоне интерференционного минимума поля $P_{\min}$ ХН расщепляется, оценки пеленга смещаются, возрастает боковое поле. Смещение оценки пеленга γ при использовании C_0 вместо C^* представляется естественным, так как величина C_0 не согласуется с реальными градиентами фазы звукового давления (ЗД) на апертуре антенны.

В целом, результаты, представленные в [4, 5], позволяют дать практические рекомендации по использованию эффективной скорости C^* в качестве аналога фазовой скорости "эквивалентной плоской волны" (ЭПВ), характеризующей локальные градиенты фазы в зоне $P_{\max}$. Рекомендуется вместо скорости звука в воде C_0 использовать значения C^* при формировании ХН антенной, расположенной в зоне максимума.

Приближенная оценка этой скорости может быть произведена по приведенной выше формуле, учитывающей все моды, распространяющиеся в волноводе, или только группы наиболее когерентных мод с близкими волновыми числами. Зависимости $C^*(r,\omega,h,z,z_0)$ могут быть также определены численно в рамках адекватной, например, многомодовой акустической модели волновода или измерены экспериментально путем оценки пространственного градиента фазы в горизонтальной плоскости, $C^* = \omega/(\partial\varphi/\partial r)$.

Следует, однако, отметить, что в [1–5] обсуждаются характеристики только скалярных полей, в то время как в настоящее время актуальными являются исследования и векторно-фазовых (векторно-скалярных) полей [6, 7]. Кроме того, в [4, 5] рассмотрены характеристики поля ЗД только в горизонтальной плоскости – зависимости от глубины z или z_0 не изучаются.

Ниже для маломодового волновода выполняется анализ пространственно-частотных амплитудно-фазовых характеристик звукового давления $P(r,\omega,h,z,z_0)$ (далее P), горизонтальных и вертикальных проекций вектора градиента фазы ЗД и вектора колебательной скорости (ВКС).

1. ОПРЕДЕЛЯЮЩИЕ МАТЕМАТИЧЕСКИЕ СООТНОШЕНИЯ

1.1. Теоретические модели векторно-скалярного поля в волноводе

Рассмотрим точечный ненаправленный гармонический источник, звуковой потенциал которого в неограниченном пространстве имеет вид $\psi = \psi_0 e^{-i\omega t}$, ψ_0 – не зависящий от времени t сомножитель потенциала, i – мнимая единица. В предположении потенциального характера поля связь между колебательной скоростью $\mathbf{V}$ и звуковым давлением P выражается известными соотношениями [8]: $\mathbf{V} = \operatorname{grad}\psi$, $P = -\rho_0 \dfrac{\partial\psi}{\partial t} = i\omega\rho_0\psi$, ρ_0 – плотность среды.

Пусть $P = |P|e^{i\varphi} = \operatorname{Re} P + i \operatorname{Im} P$, где $|P|$ – модуль, $\varphi = \arg P$ – аргумент, $\operatorname{Re} P$ – вещественная и $\operatorname{Im} P$ – мнимая части звукового давления P. Используя приведенные выше соотношения, можно показать, что выражения ортогональных проекций градиента фазы звукового давления $\operatorname{grad}\varphi$, представленные через проекции вектора колебательной скорости $\mathbf{V}$, имеют вид

$$\frac{\partial\varphi}{\partial x} = \frac{\operatorname{Re} V_x \operatorname{Re} P + \operatorname{Im} V_x \operatorname{Im} P}{|P|^2/\omega\rho_0},$$

$$\frac{\partial\varphi}{\partial y} = \frac{\operatorname{Re} V_y \operatorname{Re} P + \operatorname{Im} V_y \operatorname{Im} P}{|P|^2/\omega\rho_0},$$

$$\frac{\partial\varphi}{\partial z} = \frac{\operatorname{Re} V_z \operatorname{Re} P + \operatorname{Im} V_z \operatorname{Im} P}{|P|^2/\omega\rho_0},$$

где $\operatorname{Re} V_x$, $\operatorname{Im} V_x$, $\operatorname{Re} V_y$, $\operatorname{Im} V_y$, $\operatorname{Re} V_z$, $\operatorname{Im} V_z$ – вещественные и мнимые части соответствующих компонент вектора $\mathbf{V}$. Подобные соотношения для различных проекций градиента фазы $\operatorname{grad}\varphi$ звукового давления можно также получить, используя соотношение $\operatorname{grad}\varphi = (\operatorname{Re} P \operatorname{grad} \operatorname{Im} P - \operatorname{Im} P \operatorname{grad} \operatorname{Re} P)/|P|^2$ [9].

Для нахождения полей давления P в волноводе Пекериса используется известное интегральное

представление для потенциала поля точечного ненаправленного излучателя в виде [8, 10]:

$$\psi_0 = A \int\limits_{-\pi/2+i\infty}^{\pi/2-i\infty} H_0^{(1)}(kr\sin\vartheta)F(\vartheta)\sin\vartheta d\vartheta, \qquad (1)$$

где A – объемная скорость источника, $H_0^{(1)}(kr\sin\vartheta)$ – функция Ханкеля первого рода нулевого порядка, k – волновое число, $r = \sqrt{(x-x_0)^2+(y-y_0)^2}$ – горизонтальное расстояние между излучателем и точкой приема,

$$F(\vartheta) = \begin{cases} -\dfrac{\left(e^{-bh+bz_0}+V_1(\vartheta)e^{bh-bz_0}\right)\left(e^{bz}-e^{-bz}\right)}{e^{-bh}+V_1(\vartheta)e^{bh}}, \\ 0 \le z \le z_0, \\ -\dfrac{\left(e^{bz_0}-e^{-bz_0}\right)\left(e^{-bh+bz}+V_1(\vartheta)e^{bh-bz}\right)}{e^{-bh}+V_1(\vartheta)e^{bh}}, \\ z_0 \le z \le h, \end{cases}$$

$b = ik\cos\vartheta$, $V_1(\vartheta)$ – коэффициент отражения от дна волновода.

Поскольку интеграл (1) сходится равномерно вне некоторой произвольно малой окрестности, внутри которой находится источник звука, компоненты вектора колебательной скорости **V** могут быть найдены прямым дифференцированием (1) по соответствующим координатам. В результате получим следующие выражения для ортогональных проекций ВКС рассматриваемого источника в волноводе Пекериса:

$$V_x = \frac{-Akx}{r}\int\limits_G H_1^{(1)}(u)F(\vartheta)\sin^2\vartheta d\vartheta,$$

$$V_y = \frac{-Aky}{r}\int\limits_G H_1^{(1)}(u)F(\vartheta)\sin^2\vartheta d\vartheta, \qquad (2)$$

$$V_z = \frac{ikA}{2}\int\limits_G H_0^{(1)}(u)F_z(\vartheta)\sin 2\vartheta d\vartheta,$$

где $G = (-\pi/2+i\infty, \pi/2-i\infty)$, $u = kr\sin\vartheta$,

$$F_z(\vartheta) = \begin{cases} -b\dfrac{\left(e^{-bh+bz_0}+V_1(\vartheta)e^{bh-bz_0}\right)\left(e^{bz}+e^{-bz}\right)}{e^{-bh}+V_1(\vartheta)e^{bh}}, \\ 0 \le z \le z_0, \\ -\dfrac{\left(e^{bz_0}-e^{-bz_0}\right)\left(e^{-bh+bz}-V_1(\vartheta)e^{bh-bz}\right)}{e^{-bh}+V_1(\vartheta)e^{bh}}, \\ z_0 \le z \le h. \end{cases}$$

Интегралы (1), (2) можно вычислить с помощью прямого численного интегрирования или с помощью метода перевала. Кроме того, используя стандартную технику вычетов, интегралы (2) можно свести к суммам, аналогичным сумме нормальных волн поля ЗД:

$$P = i\omega\rho_0\sum_{l=0}^{\infty}A_l H_0^{(1)}(r\xi_l), \quad V_x = \frac{-x}{r}\sum_{l=0}^{\infty}A_l\xi_l H_1^{(1)}(r\xi_l),$$
$$V_y = \frac{-y}{r}\sum_{l=0}^{\infty}A_l\xi_l H_1^{(1)}(r\xi_l), \quad V_z = \sum_{l=0}^{\infty}A_l' H_0^{(1)}(r\xi_l), \qquad (3)$$

где $u_l = h\sqrt{k^2-\xi_l^2}$; ζ_l, $l = 0,1,2,\ldots$ – корни дисперсионного уравнения волновода Пекериса $\mathrm{ctg}x = i\sqrt{x^2-(kh\nu)^2}/mx$, $m = \rho/\rho_0$ – отношение плотностей воды и подстилающего полупространства, $\nu^2 = 1-n^2$, $n = n_0(1+i\tilde{\alpha})$, $n_0 = c_0/c$ – отношение скоростей звука в волноводе и грунте, $\tilde{\alpha}$ – коэффициент поглощения границы, $\alpha_{l0} = u_l z_0/h$, $\alpha_l = u_l z/h$,

$$A_l = -\frac{2A\pi u_l\sin\alpha_{l0}\sin\alpha_l}{h(\sin^2 u_l\mathrm{tg}u_l/\tilde{m}^2+\sin u_l\cos u_l-u_l)},$$
$$A_l' = A_l u_l\,\mathrm{ctg}\alpha_l/h.$$

Приведенные ниже расчеты для обоснования точности вычислений выполнены с использованием контурного интегрирования и аналога разложения ЗД по нормальным волнам, примененного к компонентам ВКС (см. (2) и (3)). Результаты расчетов при $r > h$ практически совпадают, поэтому далее приводятся зависимости, вычисленные с использованием только разложения по нормальным волнам.

1.2. Исходные данные и обозначения, использованные при расчетах

Рассмотрим характеристики поля точечного ненаправленного источника в волноводе Пекериса, который представляет собой однородный водный слой толщиной $h = 100$ м со скоростью звука в воде $C_0 = 1450$ м/с. Расчеты выполним для параметров дна: $m = 1.8$; $n = 0.725$; коэффициент затухания $\tilde{\alpha} = 0.02$.

Совместим плоскость OXY системы координат со свободной поверхностью волновода, ось OZ направим вниз – ко дну волновода. Расположим излучатель на глубине z_0, горизонтальные координаты излучателя примем равными нулю: $x_0 = 0$ и $y_0 = 0$. Четырехкомпонентный векторно-скалярный приемник звука (или многоэлементную антенну) расположим в горизонтальной плоскости на расстоянии от излучателя $x = 5$ и 20 км. Глубины приемника выберем равными $z = 50$ и 100 м. Будем считать, что $y = 0$ и $r = x$, так как $r \gg h$.

Выполним исследование амплитудно-фазовых характеристик векторно-скалярного поля в волноводе в интересах решения задач обнаружения и пеленгования слабых сигналов на фоне помех. Для этого проанализируем интерференционную структуру поля, прежде всего в зонах $P_{\max}$. Ниже, в отличие от [4, 5], основное внимание уделяется зависимостям характеристик поля от величин z и z_0. Исследуются также в зонах $P_{\max}$ и $P_{\min}$ зависимости от глубины источника значения "эффективной фазовой скорости", которые характеризуют локальные градиенты фазы в горизонтальной плоскости.

На рис. 1–6 введены следующие обозначения кривых: *1* – амплитуда звукового давления $|P|$; *2* – эффективная фазовая скорость, вычисленная по горизонтальной проекции градиента фазы поля ЗД, $C_1^* = \omega/(\partial\varphi/\partial r)$; *3* – эффективная фазовая скорость, вычисленная по приближенной формуле $C_2^* = \sum_{l=1} C_{\varphi l} W_l^2 \Big/ \sum_{l=1} W_l^2$; *4* – горизонтальная проекция градиента фазы $\varphi'_r = \dfrac{\partial\varphi}{\partial r}$; *5* – вертикальная компонента градиента фазы $\varphi'_z = \dfrac{\partial\varphi}{\partial z}$; *6* – горизонтальная проекция вектора колебательной скорости V_r; *7* – вертикальная проекция колебательной скорости V_z; *8* – угол между направлением вектора градиента фазы ЗД и горизонтальной плоскостью $\xi = \mathrm{arctg}\varphi'_z \big/ \varphi'_r$, который в зонах $P_{\max}$ может рассматриваться как угол прихода (угол скольжения) эквивалентной плоской волны (ЭПВ), аппроксимирующей поле ЗД в этой зоне; *9* – угол между направлением ВКС и горизонтальной плоскостью $\zeta = \mathrm{arctg} V_z/V_r$; *10* – фаза звукового давления $\varphi = \arg P$; *11* – фаза горизонтальной составляющей вектора колебательной скорости $\arg V_r$; *12* – фаза вертикальной составляющей колебательной скорости $\arg V_z$; *13* – фаза полного вектора колебательной скорости $\arg \mathbf{V}$. Отметим, что угол ξ связан с углом падения ЭПВ на горизонтальную плоскость θ очевидным соотношением $\theta = \pi/2 - \mathrm{arctg}\varphi'_z \big/ \varphi'_r$. Учтем также, что проекции ВКС соответствуют не амплитудам, а вещественной части, т.е. учтены фазы.

На рис. 1–6 приведены следующие графики: (а) амплитуда давления $|P|$; (б) эффективные фазовые скорости C_1^* и C_2^*; (в) горизонтальные и вертикальные проекции вектора градиента фазы φ'_r и φ'_z, (г) такие же проекции вектора колебательной скорости V_r и V_z; (д) направление градиента фазы звукового давления ξ и вектора колебательной скорости ζ; (е) фазы: звукового давления $\arg P$, горизонтальной проекции колебательной скорости $\arg V_x$, вертикальной проекции колебательной скорости $\arg V_z$ и вектора колебательной скорости $\arg \mathbf{V}$, которые отсчитываются от заданного опорного значения вблизи точки излучения.

Из приведенных обозначений следует, что поставлена задача исследования зависимостей от глубины источника эффективных фазовых скоростей, угловых характеристик градиента фазы ЗД и ВКС (характеристики ξ и ζ). Предполагается, что вектор ξ является ортогональным к фронту ЭПВ. Расчет перечисленных характеристик необходим для анализа алгоритмов, использующих обработку сигналов "по потоку мощности" [6, 7].

2. ИССЛЕДОВАНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ И ФАЗОВОЙ СТРУКТУРЫ НИЗКОЧАСТОТНОГО ПОЛЯ В ВОЛНОВОДЕ ПЕКЕРИСА

2.1. Моделирование характеристик звукового поля в придонной области

Исследование этой задачи представляет интерес для анализа характеристик сигналов на апертуре пространственно-развитых донных гидрофизических скалярных или векторно-скалярных антенн.

Глубина приемника 100 м, расстояние до источника 5 км. На рис. 1 представлены данные расчетов для частоты f = 25 Гц, на которой распространяются сигналы с двумя нормальными волнами. Видно, что вблизи свободной поверхности величины P, V_r и V_z быстро уменьшаются. Неглубокий интерференционный минимум ЗД ($P_{\min}$) сформировался на глубине 62 м, соответствующей середине эффективной толщины волновода $h^* = h + \Delta h$ = 124.13 м [13]. В заданных условиях придонного приема сигналов значения C^*, вычисленные по продольной компоненте градиента фазы $C_1^* = \omega(\partial\varphi/\partial r)^{-1}$ и по приближенной формуле (рис. 1б, кривые *2* и *3*), практически совпадают, независимо от глубины источника.

Видно также, что в зонах $P_{\max}$ величины $C_{1,2}^*$ заметно больше скорости звука в воде C_0, и только в зоне $P_{\min}$ они стремятся к C_0. Следовательно, донные или буксируемые горизонтальные антенны при формировании ХН для получения несмещенного пеленга должны учитывать зависимости градиента фазы на апертуре от глубины источника. Для этого необходимо использовать величины C_1^* или C_2^*.

Для вертикальных излучающих антенн необходимы градиенты фазы в вертикальной плоскости. Эти характеристики приведены на рис. 1в, а проекции ВКС показаны на рис. 1г. Видно, что в зоне $P_{\min}$ горизонтальная составляющая градиен-

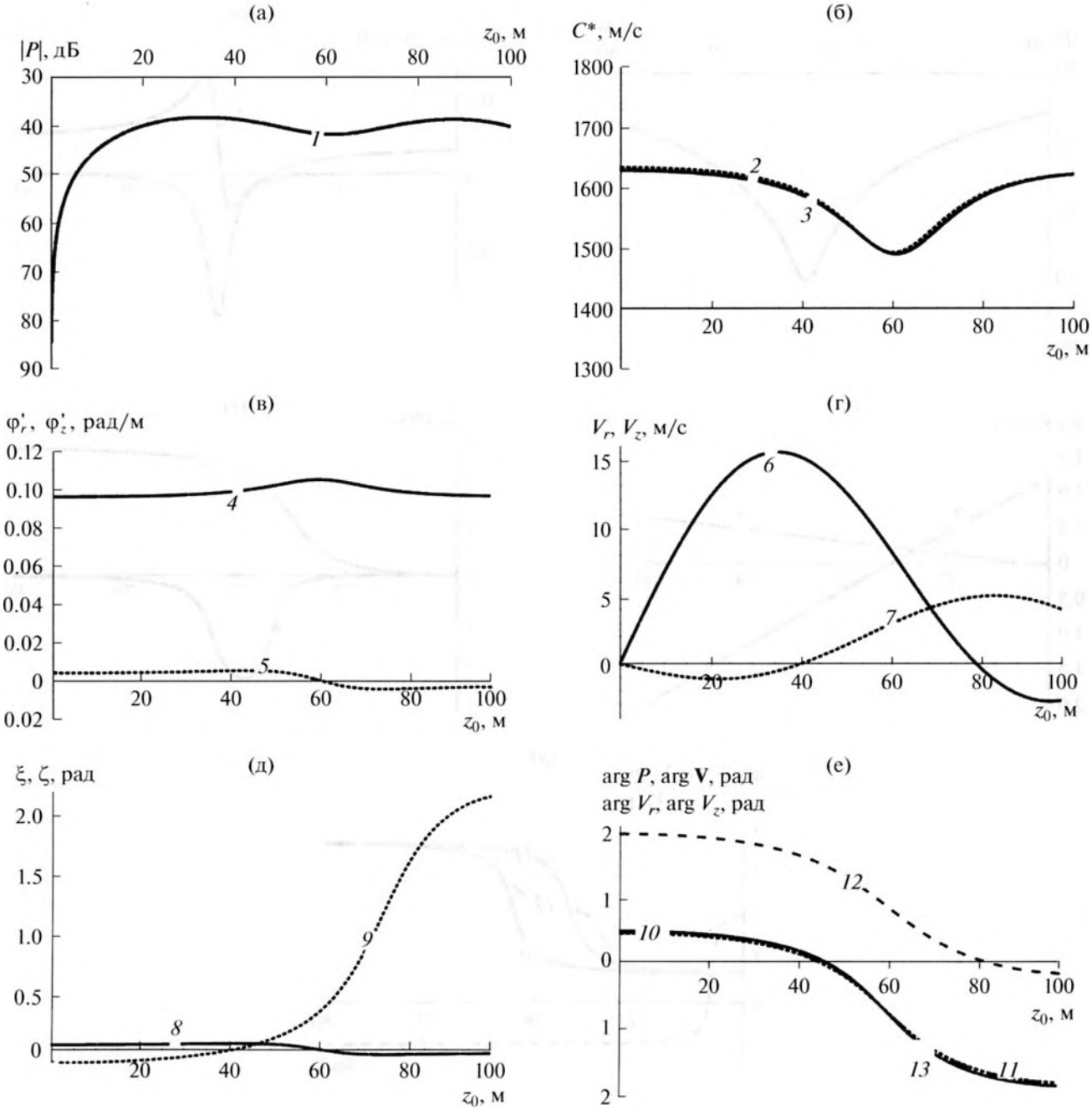

Рис. 1. Характеристики звукового поля в зависимости от z_0 для $f = 25$ Гц, $r = 5$ км, $z = 100$ м.

та фазы φ'_r образует небольшой максимум, а вертикальная компонента градиента φ'_z изменяет знак. Соответственно, изменяется направление и величина угла прихода ЭПВ.

Из анализа кривых на рис. 1 следует, что для заданных условий – расстояния, глубины волновода (100 м), характеристик грунта, частоты 25 Гц – при расположении источника на глубинах менее 62 м (середина "эквивалентного" волновода) нормальные волны в точке приема суммируются так, что ЭПВ приходит "сверху" ($\xi > 0$). При расположении источника на глубинах более 62 м ЭПВ приходит "снизу" ($\xi < 0$). Диапазон изменения углов прихода ЭПВ в этом случае небольшой: от –2.3° до +3.2°. Соответственно, при $\xi = 0$ фронт волны звукового давления перпендикулярен к горизонтальному направлению.

Наблюдается различие величин и направлений углов прихода ЭПВ ξ и величин и направле-

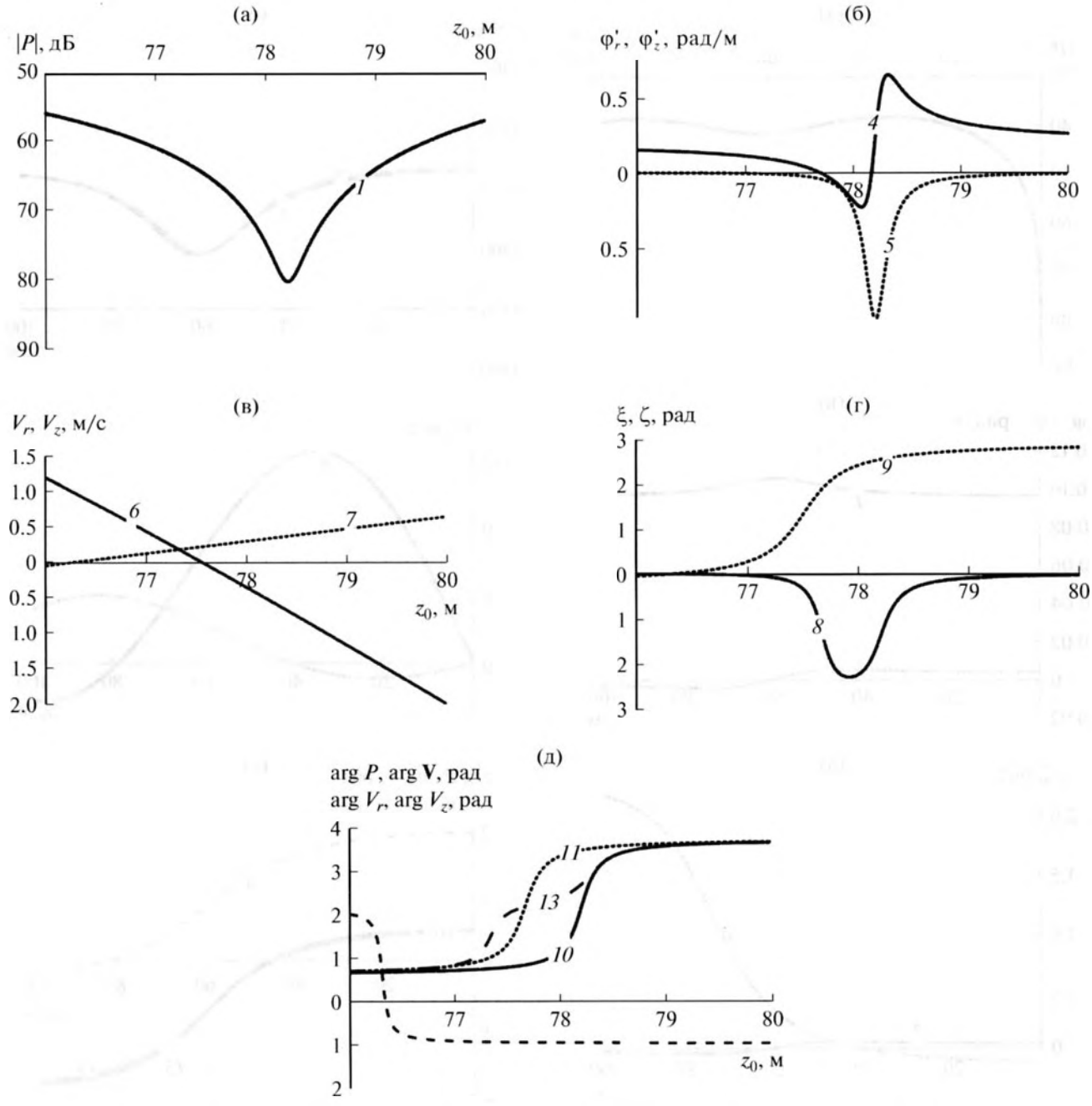

Рис. 2. Характеристики звукового поля в зависимости от z_0 для $f = 50$ Гц, $r = 5$ км, $z = 100$ м.

ний угла прихода вектора колебательной скорости ζ.

Отметим, что arg V_z отличается от arg P, arg V_r и arg **V** практически на 90°, т.е. проекция V_r является "активной" – совпадающей по фазе с P, а проекция V_z является "реактивной". Существенно, что амплитуда V_z заметно меньше амплитуды V_r, поэтому здесь и далее фазы P и полного вектора **V** также близки и их зависимости от z_0 практически совпадают.

При изменении расстояния r, частоты f или глубины приемника z при прочих равных условиях структура поля ЗД может существенно измениться, в частности, могут возникнуть зоны с глубокими интерференционными минимумами. Это подтверждается приведенными на рис. 2 результатами, полученными для частоты $f = 50$ Гц, на которой в рассматриваемом волноводе распространяется пять нормальных волн. Как следствие, интерференционная структура поля из-за

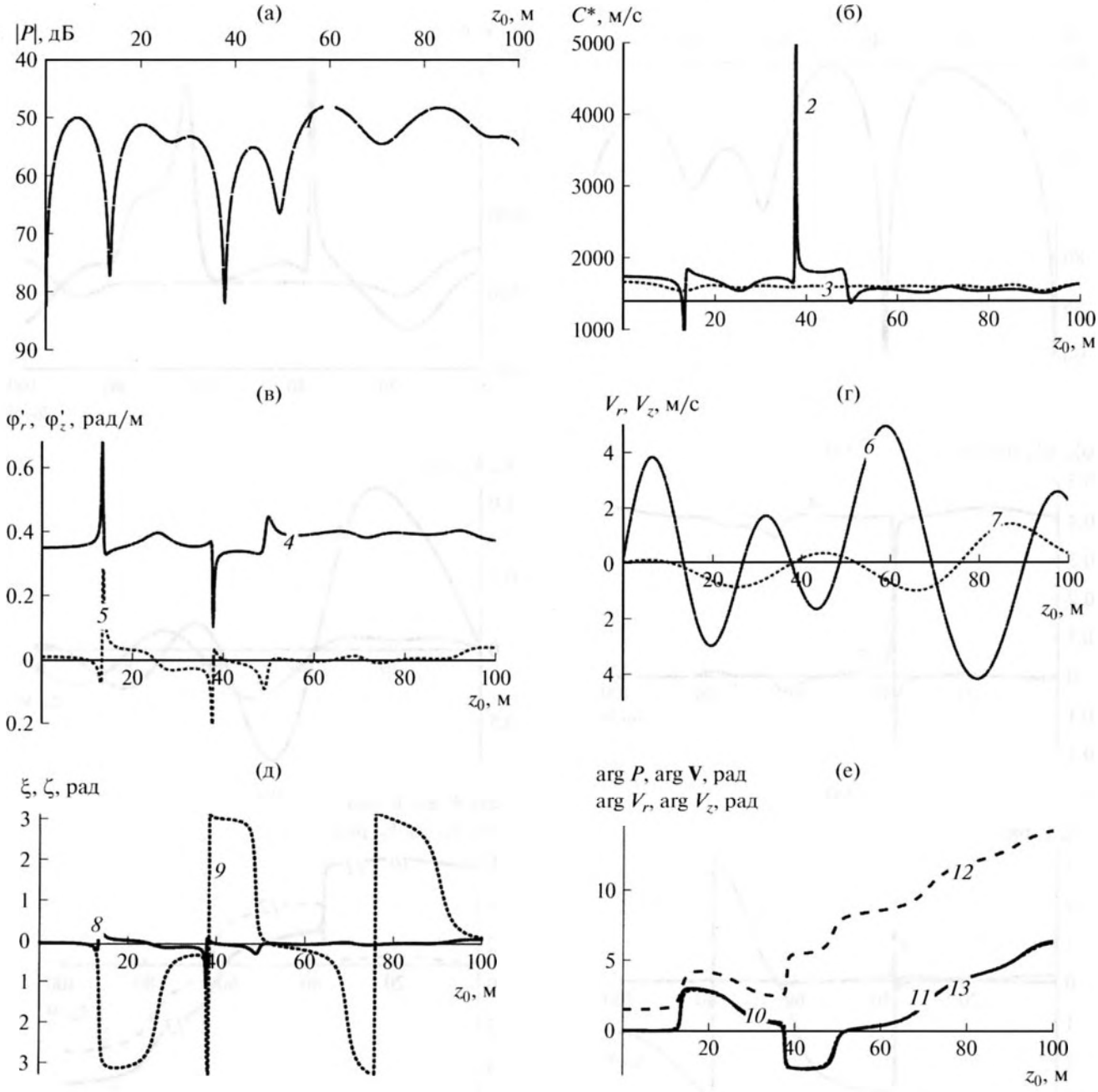

Рис. 3. Характеристики звукового поля в зависимости от z_0 для $f = 100$ Гц, $r = 5$ км, $z = 100$ м.

увеличения количества мод усложнилась и, в частности, обнаружено, что на заданном расстоянии при расположении излучателя на глубине $z_0 = 78.2$ м в придонной точке приема сформировалась "особенность" – наблюдается резкий и глубокий минимум амплитуды ЗД. В окрестности минимума, в отличие от рис. 1, видны резкие скачки фаз и градиентов фазы в вертикальной и горизонтальной плоскости. Для детального анализа характеристик поля в этой зоне (диапазон глубин 76–80 м) выполнены более подробные расчеты.

Видно, что в узкой зоне $P_{\min}$ (рис. 2а) при изменении глубины излучателя z_0 проекции градиента фазы ЗД (рис. 2в, кривые 4 и 5) и угол прихода фронта звукового давления ξ (рис. 2д, кривая *8*) испытывают скачок соответственно почти на $\pi/2$ и на π радиан. Отметим, что горизонт минимума ЗД (78.2 м) не совпадает с горизонтами минимумов проекций градиентов фазы (76.3 и 77.7 м), но скачок фазы ЗД находится на этой же глубине (78.2 м, рис. 2е, кривая *10*).

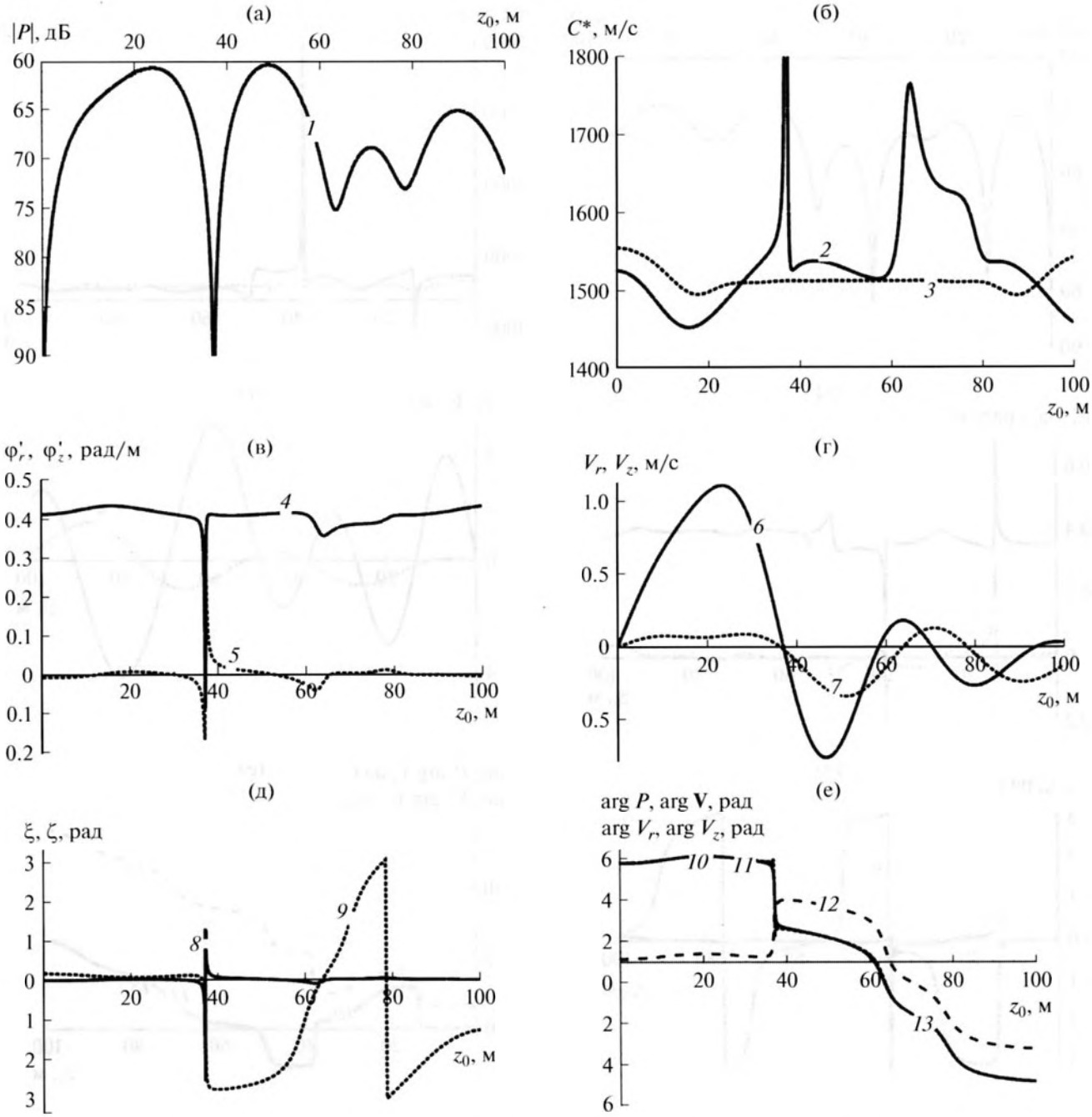

Рис. 4. Характеристики звукового поля в зависимости от z_0 для $f = 100$ Гц, $r = 20$ км, $z = 100$ м.

Отметим, что в общем случае направления ВКС и ЭПВ различаются, но при $|V_r| > |V_z|$ различие углов не превышает 5°–10°, а в отдельных зонах они практически совпадают. Как показывают расчеты, близкие результаты наблюдаются и при других условиях формирования звукового поля – на различных частотах и на разных расстояниях. Быстрый переход от максимального к минимальному значению ЗД (и обратно) со сменой знака в продольной составляющей градиента фазы φ'_r (рис. 2в, кривая *4*) может соответствовать вертикальному сечению вблизи аномальных зон векторного поля потока мощности – зон завихренности, в которых согласно [9, 14, 15] формируются особенности фазового фронта – полюса (дислокации) и седла. Завихренность образуется в результате поворота локальной величины плотности потока мощности вокруг особой точки.

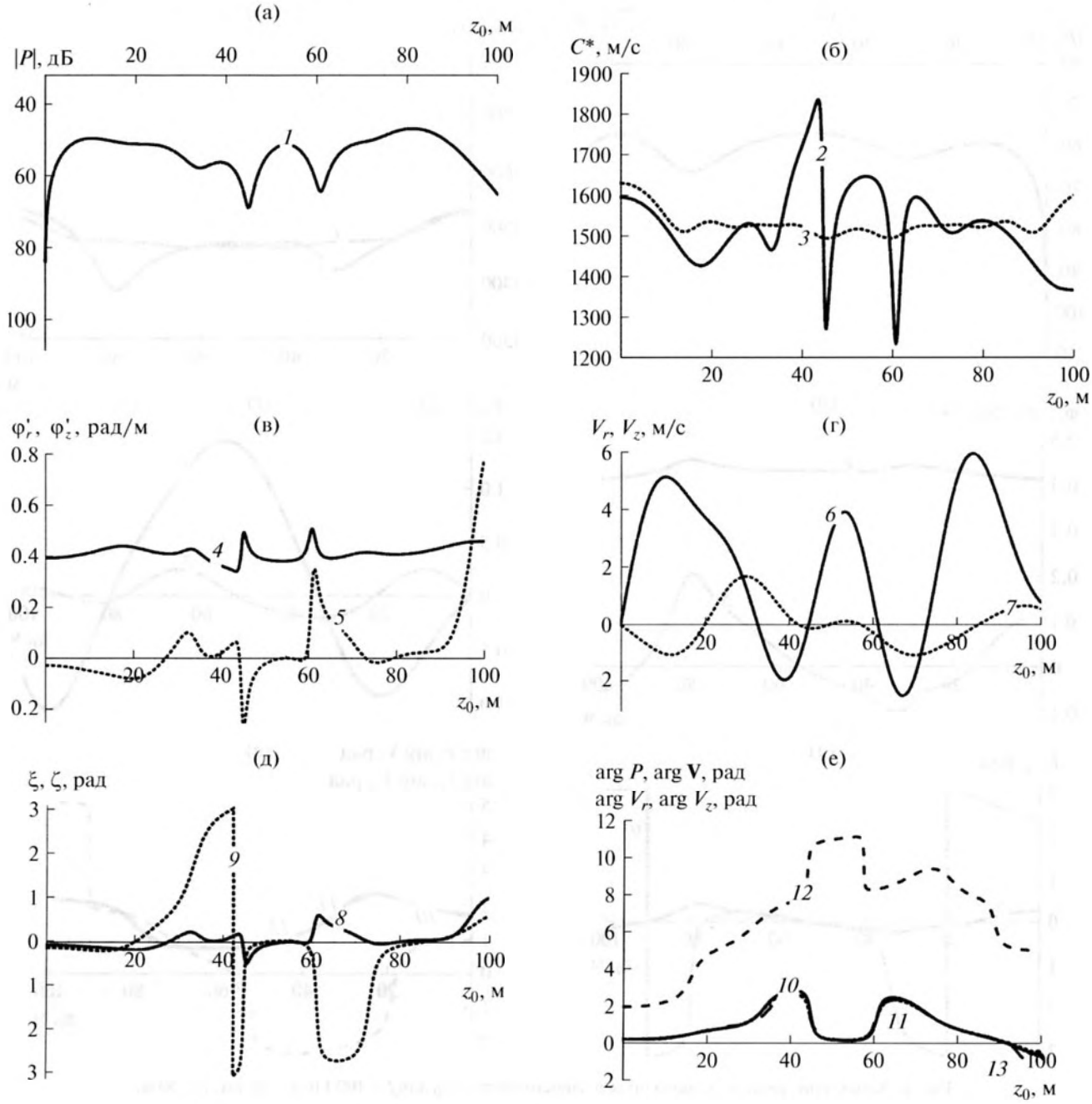

Рис. 5. Характеристики звукового поля в зависимости от z_0 для $f = 100$ Гц, $r = 5$ км, $z = 50$ м.

Вертикальная составляющая градиента фазы φ'_z имеет в этой области острый и глубокий минимум (рис. 2в, кривая *5*), что приводит к глубокому минимуму угла прихода ξ. В данном случае угол прихода ЭПВ при вариации глубины источника всего на 1 м изменяется в пределах от $-130°$ до $0°$ (рис. 2д). В остальной области он изменяется незначительно – от $-6°$ до $+2°$. При этом угол прихода вектора колебательной скорости ζ изменяется вблизи зоны $P_{\min}$ на π радиан.

Как уже отмечалось, подобные аномалии изучались в [9, 14, 15], но при сечении поля в горизонтальной плоскости и анализе характеристик дислокаций при изменении расстояния между источником и приемником. В этих работах показано, что в зоне минимума ЗД возможно изменение направления градиента фазы и, соответственно, изменение направления вектора потока мощности. На рис. 2 и далее показано, что аналогичные эффекты наблюдаются и при изменении вертикаль-

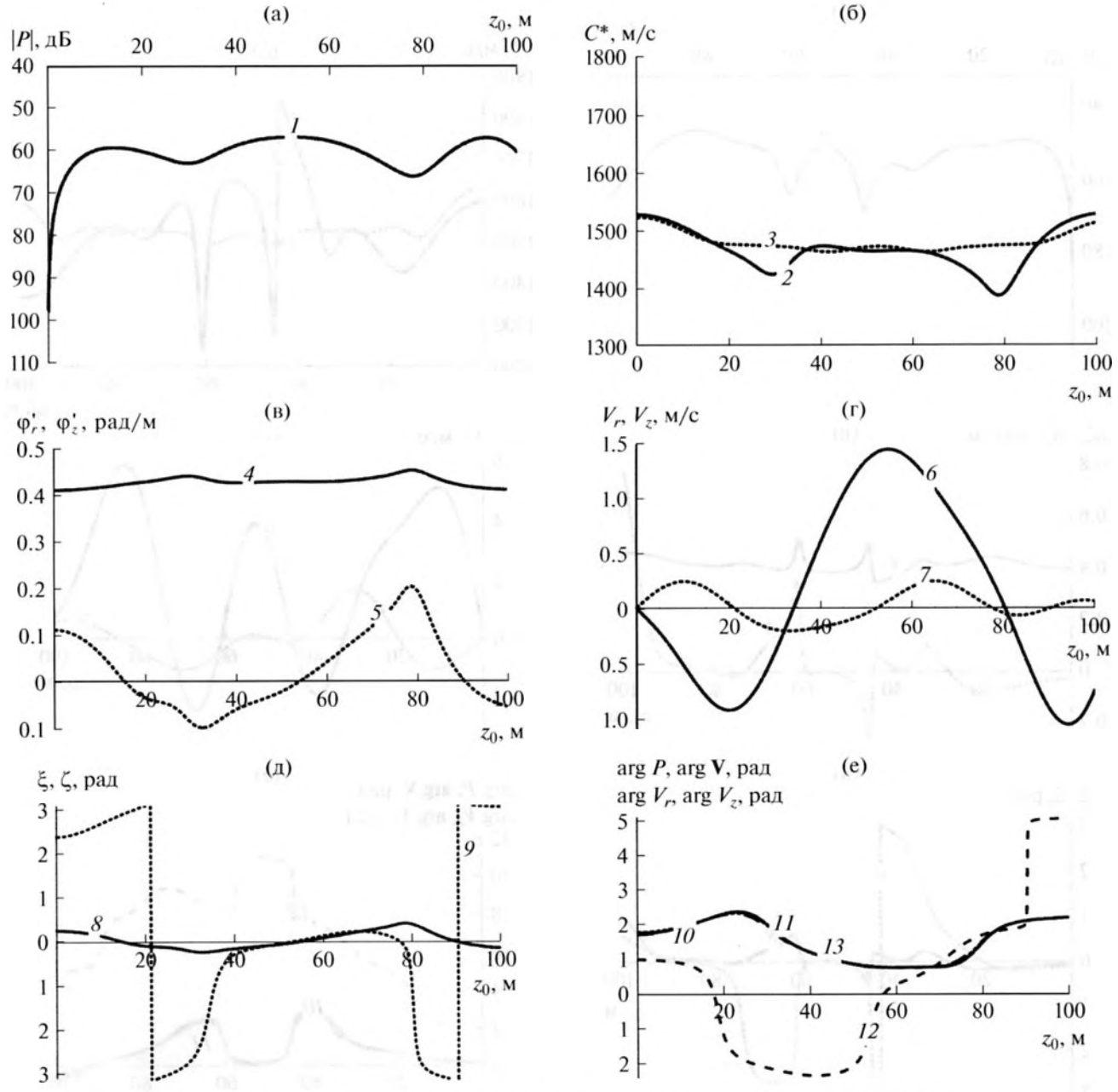

Рис. 6. Характеристики звукового поля в зависимости от z_0 для $f = 100$ Гц, $r = 20$ км, $z = 50$ м.

ных координат, например, при вертикальном перемещении источника или приемника.

На рис. 3 для частоты 100 Гц представлены результаты, аналогичные рис. 1. Из анализа этого рисунка следует, что при увеличении частоты звука формируется более изрезанная интерференционная зависимость поля ЗД от глубины излучателя. Причина этого явления в том, что при повышении частоты возрастает количество нормальных волн и увеличиваются разности волновых чисел.

Видно, что в зонах P_{max} значения C_1^* и C_2^* слабо изменяются и достаточно близки по величине. Но в зонах глубоких P_{min} из-за возрастания или уменьшения градиента фазы в горизонтальной плоскости наблюдаются скачки C_1^* – как в меньшую, так и в большую сторону. В зонах с неглубоким минимумом ЗД C_1^* стремится к скорости звука в воде. Величина C_2^* локальных градиентов не учитывает и слабо зависит от глубины. В среднем эффективные фазовые скорости, зависящие от градиента фазы ЗД в горизонтальной плоскости, независимо от горизонта излучения заметно превышают величину C_0. Следовательно, если при формировании ХН горизонтальными антеннами

не использовать величины эффективной фазовой скорости, то при обнаружении источников будет наблюдаться смещение оценки пеленга γ, особенно при скользящих углах падения волны.

На рис. 3а и 3в так же, как и на рис. 2, видно, что в зоне глубоких минимумов ЗД формируются особые точки градиента фазы (особенности). На кривых *4* и *5* рис. 3в показаны положительные и отрицательные "выбросы". Можно предположить, что в этих зонах $P_{\min}$ образовались "соседние дислокации" [9, 14, 15], которые имеют противоположные знаки "завихренности" и формируют в своих зонах градиенты фазы с противоположными знаками. Это подтверждается также тем, что в окрестности минимума вертикальной проекции колебательной скорости V_z вертикальная компонента градиента φ'_z изменяет знак. Однако изменение направления градиента фазы при перемещении в вертикальной плоскости также возможно, если точку полюса (дислокации) "обходить" слева и справа. Такие результаты получены в [9, 14, 15] при изменении координат точек приема и излучения в горизонтальной плоскости. Иными словами, физические характеристики векторно-скалярного поля в зонах $P_{\max}$ и $P_{\min}$ не зависят от того, в какой плоскости изменяются координаты приемника или излучателя.

Из представленных результатов также следует, что при малых изменениях параметров, характеризующих координаты источника, в особых точках происходят существенные изменения характеристик поля в точке приема, т.е. поле в особых точках "особо чувствительно" [16]. Например (рис. 3в), в особых точках при изменении глубины источника всего на 2–3 м скачки фазы ЗД в горизонтальной и вертикальной плоскости достигают $+\pi$ или $-\pi$. "Скачки" φ'_r и φ'_z приводят к отклонениям углов прихода ЭПВ от горизонтальной плоскости в пределах от $-62°$ до $+33°$. Вне зон минимума ЗД углы прихода ЭПВ, как и ранее, изменяется незначительно: от $-5°$ до $+3°$.

Одновременно в зонах $P_{\min}$ наблюдаются резкие скачки направления углов прихода ВКС – до значений $\pm\pi$ радиан. Существенно, что величина и угол прихода ВКС зависят не только от наличия или отсутствия зон $P_{\max}$ и $P_{\min}$, но и являются функцией соотношения амплитуд V_r и V_z. Как отмечалось выше, в зоне, соответствующей соотношению $|V_r| > |V_z|$, различие между углами ξ и ζ невелико и не превышает 10°–12°.

Глубина приемника 100 м, расстояние до источника 20 км. Эта задача представляет интерес с точки зрения оценки влияния вырождения модового состава из-за более интенсивного затухания мод высоких номеров. Расчеты характеристик векторно-скалярного поля выполнены для тех же частот и в том же волноводе. Установлено, что из-за ослабления мод высоких номеров структура поля в основном определяется характеристиками первых мод. Как следствие, эффективные скорости C_1^* или C_2^* в зонах $P_{\max}$ от глубины z_0 или z почти не зависят и всегда превышают величину C_0. При увеличении частоты или расстояния разница между C_1^* или C_2^* и C_0 уменьшается от 15% до 8–10%. Из расчетов также следует, что в случае придонного приема сигналов зависимости величин P, V_r, V_z, углов ξ и ζ от глубины z_0 при увеличении расстояния изменяются медленно.

В качестве примера на рис. 4 представлены исследуемые зависимости от глубины источника z_0 для сигнала на частоте 100 Гц. Видно, что в зонах $P_{\max}$ проекция градиента фазы в горизонтальной плоскости и, соответственно, величины C_1^* и C_2^* слабо изменяются. Но в зоне $P_{\min}$ для глубины излучателя около 37 м наблюдается скачок (уменьшение практически до нулевого значения) градиента фазы в горизонтальной плоскости φ'_r. Как следствие, резко увеличилась величина C_1^* – до нереально большого значения 37420 м/с (проявился эффект деления на малое число).

Вертикальная составляющая градиента фазы ЗД в этой точке имеет разрыв. Происходит скачкообразное изменение направления градиента фазы φ'_z и знакопеременное изменение величин V_r и V_z, что приводит в зоне $P_{\min}$ к соответствующему изменению углов прихода ξ и ζ. Например, величина ζ изменяется в пределах от $-96°$ до $126°$. Можно предположить, что зона минимума располагается вблизи "особенности" фазового фронта.

2.2. Моделирование характеристик поля с приемом сигналов в середине волновода

Решение этой задачи необходимо для выбора режимов обработки сигналов с использованием буксируемых пространственно развитых гидрофизических скалярных или векторно-скалярных антенн.

Глубина приемника 50 м, расстояния до источника 5 и 20 км. На рис. 5 и 6 представлены характеристики гидроакустического поля, аналогичные рис. 1–4, но для частоты 100 Гц и расстояния 5 и 20 км соответственно.

Видно, что, как и в случае придонного приема, в результате повышения частоты возрастает изрезанность поля, но при увеличении расстояния интерференция ЗД и других характеристик "сглаживается". В целом, результаты расчетов аналогичны предыдущим: в зонах $P_{\max}$ значения C_1^* и C_2^* практически совпадают и превышают величину C_0 на 10–15%. В зонах $P_{\min}$ и в этом случае формируются аномальные изменения градиентов фазы, а величины

C_1^*, зависящие от реальных градиентов фазы ЗД в горизонтальной плоскости, существенно отклоняются от среднего значения в большую или меньшую сторону. Амплитуда V_r заметно превышает амплитуду V_z. При $|V_r| > |V_z|$ величины ξ и ζ различаются незначительно.

Диапазон изменения углов прихода вектора колебательной скорости ζ для различных расстояний и частот может изменяться в широких пределах. Например, в данном случае величина ζ варьируется от $-29°$ до $+60°$ при расстоянии 5 км и в пределах от $-\pi$ до $+\pi$ для расстояния 20 км. В зонах P_{min} наблюдаются скачки градиентов фаз и величин ζ. Если при заданных условиях распространения звука глубокие интерференционные минимумы ЗД не наблюдаются, то углы прихода ЭПВ изменяются более плавно. Независимо от глубины источника, в зонах P_{max} ЭПВ звукового давления приходит с направлений, близких к горизонтальному. Для заданной глубины приема (50 м) угол прихода ξ варьируется от $-13°$ до $+24°$, отклонения наблюдаются только в зонах P_{min}. Зависимости аргументов (фаз) P, V_r и $\mathbf{V}$ от глубины источника z_0, как и в случае придонного приема, практически совпадают, но характер рассчитанных зависимостей, как следует из сравнения рис. 1–4 и рис. 5, 6, существенно различается.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Звуковые давления в зонах интерференционных максимумов характеризуются слабыми изменениями градиента фазы в горизонтальной и вертикальной плоскости, что позволяет применительно к этим зонам использовать модель ЭПВ. Поскольку фазовые структуры P и V_r подобны, то модель ЭПВ справедлива в зоне P_{max} для скалярного поля и для горизонтальной составляющей ВКС. Это позволяет использовать модель ЭПВ при формировании ХН горизонтальными и вертикальными как скалярными, так и векторно-скалярными антеннами, а также при обработке сигналов "по потоку мощности" [6, 7].

Применение для формирования ХН усредненных (средневзвешенных) величин $C_1^*(\omega, z_0)$ или $C_2^*(\omega, z_0)$ позволяет с использованием модели ЭПВ частично адаптировать антенну в зонах интерференционных максимумов к модели звукового поля, но с учетом их зависимостей от глубин z и z_0. В этом случае выполняется частичное согласование антенн и усредненных характеристик передаточной функции волновода.

Величина эффективной фазовой скорости, характеризующей градиенты фазы на апертуре антенны, зависит от частоты звука и глубин z и z_0. В зонах P_{max} она заметно превышает величину C_0 и достаточно стабильна. При этом значения C_1^* и C_2^* в зонах P_{max} близки, что позволяет их оценивать как аналитически (C_2^*), так и расчетным путем или экспериментально (C_1^*). В зоне с неглубокими минимумами величина C_1^* приближается к значению скорости звука в воде C_0.

При обработке широкополосных сигналов и формировании ХН с использованием $C_1^*(\omega, z_0)$ и $C_2^*(\omega, z_0)$ горизонтальная антенна на некоторых частотах всегда располагается в зоне P_{max}, что позволяет именно на этих частотах из-за когерентного сложения сигналов на апертуре антенны увеличить помехоустойчивость и устранить смещения пеленгов [4, 5].

При расположении приемных элементов в зонах P_{min} наблюдаются большие градиенты и скачки разности фаз, изменения направления вертикальной составляющей ВКС и изменения углов прихода в точку приема как ВКС, так и ЭПВ. Причем изменения направлений градиентов фазы происходят как при горизонтальном, так и вертикальном сечении поля. В зоне P_{min} углы прихода могут изменяться в пределах $\pm\pi$, причем эти изменения могут иметь скачкообразный характер, соответствующий описанию поведения поля вблизи особых точек фазового фронта [9, 14–16]. Однако при решении практических задач эти скачки и изменения направления не имеют значения, так как на частотах, на которых формируется зона P_{min}, сигналы от малошумного источника не могут обнаруживаться из-за аддитивных и мультипликативных помех. Как следствие, исследования характеристик поля в зоне P_{min} ЗД имеют преимущественно теоретический интерес. Причина этого также в том, что при расположении антенны или ее части в зоне P_{min} следует ожидать не только уменьшения отношения сигнал/помеха на одиночных приемниках, но и уменьшения коэффициента осевой концентрации антенны, обусловленного непредсказуемыми и большими градиентами фазы сигнала в этой зоне. Как следствие, должны снижаться помехоустойчивость и возникать отклонения оценки пеленга от истинных значений.

Особенности поля в зоне P_{min} могут быть использованы, но только при большом отношении сигнал/помеха, например, для проверки адекватности акустических моделей грунта или для решения различных измерительных задач, поскольку локализация зон минимумов и характеристики поля в этих зонах "особо чувствительны" к изменению гидрофизических условий в волноводе [16]. Отметим, что для решения этих задач могут быть рекомендованы четырехкомпонентные векторно-скалярные приемники, которые одновре-

менно регистрируют горизонтальные и вертикальные проекции вектора скорости.

Из полученных результатов следует необходимость выполнения теоретических и экспериментальных исследований комплексных характеристик поля ЗД, V_r, V_z и **V** и градиентов фазы в зонах P_{max}. Наличие этих зон, всегда присутствующих в поле широкополосного сигнала, позволяет эффективно решать задачи обнаружения и оценки параметров источников звука. В таких зонах углы прихода ЭПВ на больших пространственных интервалах постоянны и близки к горизонтальным, что позволяет накапливать мощность сигналов при длительном времени наблюдения и сопровождения.

Плавная зависимость от глубины расположения излучателя градиентов фазы в вертикальной плоскости позволяет в зонах интерференционных максимумов успешно применять вертикальные, особенно векторно-скалярные антенны. Но необходимо учитывать вероятное изменение угла прихода ЭПВ и вариацию отношения сигнал/помеха.

Следует также отметить, что вещественные части P и V_r синфазны. Фаза полного ВКС также практически с ними совпадает, если $|V_r| > |V_z|$. По этой же причине в интервалах Δz_0, когда $|V_r| > |V_z|$, углы прихода ЭПВ и ВКС различаются не более чем на 10°–12° (или совпадают). Существенная изменчивость характеристик векторно-скалярного поля в зависимости от глубин излучения или приема, а также расстояния и частоты звука, позволяет сделать вывод о необходимости прогноза и экспериментального исследования указанных характеристик для оптимизации обработки сигналов как горизонтальными, так и вертикальными скалярными или векторно-скалярными антеннами.

Результаты прогноза рекомендуется использовать для повышения помехоустойчивости обнаружения и уменьшения смещения пеленга при формировании ХН в мелком море буксируемыми или стационарными (например, донными) горизонтальными скалярными или векторно-скалярными антеннами – при расположении излучателей (источников шума) на различных горизонтах. Отдельные результаты расчетов могут быть также полезны для оптимизации режимов зондирования мелкого моря вертикальными излучающими и приемными антеннами, формирующими в волноводе пространственные каналы или моды с заданными номерами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Уоррен Хортон Дж.* Основы гидролокации. Пер. с англ. Л.: Судпромгиз, 1961. 484 с.
2. *Исакович М.Я.* Общая акустика. М.: Наука, 1973. 502 с.
3. *Грачев Г.А., Кузнецов Г.Н.* О средней скорости изменения фазы акустического поля вдоль плоского волновода // Акуст. журн. 1985. Т. 31. № 2. С. 266–268.
4. *Кузнецов Г.Н., Лебедев О.В.* О возможности применения модели с эквивалентной плоской волной для повышения точности пеленгования низкочастотных сигналов в мелком море // Акуст. журн. 2012. Т. 58. № 5. С. 628–638.
5. *Кузнецов Г.Н., Лебедев О.В.* Пеленгование низкочастотных источников в волноводе гидроакустическими станциями с протяженными буксируемыми или бортовыми антеннами // Гидроакустика. 2013. № 17(1).
6. *Щуров В.А.* Векторная акустика океана. Владивосток: Дальнаука, 2003. 308 с.
7. *Гордиенко В.А.* Векторно-фазовые методы в акустике. М.: Физматлит, 2007. 480 с.
8. *Бреховских Л.М.* Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 343 с.
9. *Журавлев В.А., Кобозев И.К., Кравцов Ю.А.* Потоки энергии в окрестности дислокаций фазового поля волнового фронта // ЖЭТФ. 1993. Т. 104. № 5(11). С. 3769–3783.
10. *Скучик Е.* Основы акустики. М.: Мир, 1976, Т. 1. 519 с.; Т. 2. 541 с.
11. *Степанов А.Н.* Мультипольная модель гидроакустических источников. Самара: Самарский университет, 2000. 212 с.
12. *Кузнецов Г.Н., Степанов А.Н.* Поле эквивалентного мультипольного составного излучателя в волноводе // Акуст. журн. 2007. Т. 53. № 3. С. 377–385.
13. *Weston D.E.* A Moire fringe analog of sound propagation in shallow water // J. Acoust. Soc. Am. 1960. V. 65. № 2. P. 647–654.
14. *Chien C.F., Waterhouse R.V.* Singular points of intensity streamlines in two-dimensional sound fields // J. Acoust. Soc. Amer. 1997. V. 101(2). P. 705–712.
15. *Елисеевнин В.А., Тужилкин Ю.И.* Поток акустической мощности в волноводе // Акуст. журн. 2001. Т. 47. № 6. С. 781–788.
16. *Кузькин В.М., Огурцов А.В., Петников В.Г.* Влияние гидродинамической изменчивости на частотные смещения интерференционной структуры звукового поля в мелком море // Акуст. журн. 1998. Т. 44. № 1. С. 94–100.