АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2001, том 47, № 3, с. 370–381

УДК 534.23

ОСОБЕННОСТИ ЗВУКОВОГО ПОЛЯ, ВОЗБУЖДАЕМОГО РАСПОЛОЖЕННЫМ В ВОЗДУХЕ ИСТОЧНИКОМ В ПРИБРЕЖНОЙ ЗОНЕ МЕЛКОГО МОРЯ

© 2001 г. Н. Н. Комиссарова

Акустический институт им. Н.Н. Андреева РАН
117036 Москва, ул. Шверника 4
E-mail: bvp@akin.ru

Поступила в редакцию 13.06.2000 г.

Проведено теоретическое исследование особенностей звукового поля в прибрежной зоне, наблюдаемых в эксперименте с движущимся в воздухе источником звука. Показано, что резкое увеличение уровня сигнала, регистрируемое в точке наблюдения при движении источника вблизи береговой черты, обусловлено двумя обстоятельствами: во-первых, направленностью поля, прошедшего из воздуха в воду; во-вторых, структурой нормальной волны в клине в окрестности ее каустики. Величина скачка звукового поля зависит от глубины точки приема и, главное, от структуры дна.

В одном из экспериментов, проведенных в прибрежной области, была обнаружена интересная особенность звукового поля, возбуждаемого движущимся в воздухе источником [1]. Эксперимент, в частности, заключался в следующем. На дне берегового шельфа были установлены приемники звукового давления примерно на расстоянии 1 км от береговой черты. Источником звука служил вертолет, передвигавшийся на высоте 50 м по трассам, различным образом ориентированным по отношению к черте берега. При движении источника от приемного устройства по направлению к берегу были зарегистрированы резкие подъемы уровня сигнала в некоторых точках трассы и вблизи береговой черты, пространственное положение этих точек зависело от частоты. Целью настоящей работы является попытка объяснения этого интересного явления.

Особенности проникновения звука из воздуха в воду достаточно хорошо изучены. Решение задачи о звуковом поле в жидком полупространстве от расположенного в воздухе точечного гармонического источника получено в работах [2, 3] в рамках лучевой теории. Точное решение этой задачи, ошибки лучевого приближения, поле боковой волны исследованы в работах [3–7]. Результаты одного из немногочисленных экспериментов с участием летящего над поверхностью мелкого моря самолета представлены в статье [8], причем отмечено достаточно хорошее согласие между экспериментом и расчетом. Влияние неровности морской поверхности на прохождение звука из воздуха в воду исследовано в работах [8–10]. В работе [11] представлена модовая теория распространения звука в волноводе с учетом профиля скорости звука, а в [12] проведено сравнение результатов расчетов по математическим моделям, основанным на лучевых представлениях, теории нормальных волн и методе параболического уравнения.

Самой трудной стороной рассматриваемой здесь проблемы является учет особенностей распространения звука в прибрежной области. В настоящее время хорошо известен ряд математических методов, позволяющих приближенно рассчитать звуковое поле в нерегулярных волноводах, в том числе и в прибрежной зоне. Это метод поперечных сечений, лучевой подход и метод параболического уравнения. Особенностью данной задачи распространения звука является то обстоятельство, что наблюдаемый в эксперименте эффект [1] относится к той области проблем, которая не охватывается известными приближениями или по крайней мере для которой возможность применения известных приближений не изучена. Как будет показано ниже, движущийся в воздухе источник наиболее интенсивно возбуждает нормальную волну в момент прохождения над ее каустикой. Каустика – одна из наиболее характерных особенностей звукового поля в клиновидных областях. И именно прохождение источника над каустиками нормальных волн обуславливает резкий подъем уровня поля в точке приема. Поэтому модовый подход является естественным для данной задачи. Однако широко используемое в расчетах звуковых полей в нерегулярных волноводах адиабатическое приближение метода плоских поперечных сечений позволяет с хорошей точностью рассчитать поле нормальной волны только в области глубин, превышающих критическую глубину этой моды [13]. В настоящее время принята следующая картина распространения звука вверх по склону. Нормальные волны распространяются практически без взаимо-

действия вплоть до своих критических сечений, где значительная часть энергии моды уходит в дно в виде направленного пучка. В области критического сечения происходит сильное взаимодействие мод дискретного и непрерывного спектров, захваченная мода переходит в экспоненциально убывающую незахваченную моду, причем поле незахваченной моды является аналитическим продолжением поля захваченной моды через критическое сечение [14]. При глубине, близкой к критической, играет роль добавочный член, названный боковой волной, который спадает при увеличении расстояния от этого сечения по степенному закону [13, 14]. С точки зрения представлений о лучах Бриллюэна, соответствующих нормальной волне определенного номера, переход через критическое сечение соответствует, как известно, изменению углов скольжения лучей Бриллюэна от докритических к закритическим значениям. При дальнейшем распространении вверх по склону углы скольжения лучей Бриллюэна увеличиваются и достигают максимума на каустике, отделяющей зону тени от зоны освещенности поля нормальной волны и являющейся огибающей семейства горизонтальных лучей – проекций лучей Бриллюэна на горизонтальную плоскость [15–18]. Область каустики нормальной волны обычно исключают из рассмотрения, поскольку считается, что для глубин, не превышающих критическую, поле нормальной волны мало.

Вместе с тем следует отметить, что поле вблизи каустики нормальной волны зависит от граничных условий на нижней границе волновода. Если волновод граничит снизу с жидким полупространством, моделирующим песчаное или илистое дно, то поле на каустике нормальной волны действительно мало. Если же дно хорошо отражает звук, то можно ожидать и значительного уровня поля нормальной волны на каустике. Наиболее подробно особенности полей нормальных волн в области докритических глубин исследованы в работе [19] для однородного клина, лежащего на жидком полупространстве. Решение раскладывалось не по плоским поперечным сечениям, а по цилиндрическим, что, как показано в работах [20, 21], существенно уменьшает взаимодействие мод. Однако и в этих работах характер поля на каустике не был исследован ввиду его малости для рассматриваемой модели – для клина, лежащего на жидком полупространстве. Использование одного малоизвестного приближенного подхода (метода приближенного разделения переменных [22]) позволило получить [23] аналитические выражения для поля нормальной волны (в том числе и на ее каустике). Однако этот подход малоэффективен, поскольку налагает большие ограничения на модель дна. И только для самых простых моделей прибрежной зоны, в частности, для однородного клина с абсолютно отражающими гранями, поле нормальной волны в области ее каустики хорошо исследовано и его можно рассчитать точно.

Другим подходом к решению задачи о поле в прибрежной области, возбуждаемом движущимся в воздухе источником, может быть лучевой метод [24]. Однако наблюдаемое в эксперименте увеличение уровня поля имеет место как раз при движении источника вблизи береговой черты, где глубина моря мала и применение лучевых методов тоже проблематично.

Ввиду сложности построения математической модели, соответствующей наблюдаемому эффекту [1], начнем с наиболее простой задачи. Рассмотрим поле, создаваемое расположенным в воздухе источником в клиновидной области, заполненной однородной жидкой средой с плотностью $\rho = 1$ г/см^3, скоростью звука $c = 1.5$ км/с и имеющей абсолютно жесткую нижнюю грань. Сверху клиновидная область граничит с воздухом с плотностью $\rho_A = \rho/m_A$ ($m_A = 800$) и скоростью звука $c_A = cn_A$ ($n_A = 2/9$). Клиновидная область определяется в цилиндрической системе координат (r, y, φ) неравенствами $0 < r < \infty$, $|y| < \infty$, $0 < \varphi < \Phi$, ось y совпадает с ребром клина, полуплоскость $\varphi = 0$ соответствует границе вода–воздух, грань клина $\varphi = \Phi$ – абсолютно жесткая. Модель среды в дальнейшем будем усложнять.

Рассмотрим два случая: 1 – точечный гармонический источник частоты $\omega = 2\pi f$ расположен в водном клине в точке $P(r_p, 0, \varphi_p)$; 2 – точечный источник расположен в воздухе на высоте h_p. В первом случае полуплоскость $\varphi = 0$ можно считать абсолютно мягкой границей [11] и звуковой потенциал $\Psi(r, y, \varphi)$ ($\Psi \sim e^{-i\omega t}$) можно представить в виде интеграла Зоммерфельда–Малюжинца [25, 26]:

$$\Psi(r, y, \varphi) = \frac{1}{2\pi i}\int_{\Gamma}\frac{\exp[ikR(\alpha)]}{R(\alpha)}S(\alpha+\varphi)d\alpha, \quad (1)$$

где $k = \omega/c$, $S(\alpha) = \frac{\pi}{4\Phi}\left[\operatorname{cosec}\frac{\pi}{2\Phi}(\alpha - \varphi_p) - \operatorname{cosec}\frac{\pi}{2\Phi}(\alpha + \varphi_p)\right]$,

$$R(\alpha) = \sqrt{r^2 + r_p^2 + y^2 - 2rr_p\cos\alpha}, \quad \operatorname{Re}R(\alpha) > 0. \quad (2)$$

Интегрирование ведется вдоль некоторого контура Γ в области комплексного переменного α. Из интеграла (1) получаются два представления решения – модовое и лучевое.

Точное решение в виде суммы нормальных волн имеет вид:

$$\Psi = \sum_{n=1}^{\infty}\tilde{\Psi}_n(r, y, \varphi),$$

где

$$\tilde{\Psi}_n(r, y, \varphi) = -\frac{2}{\Phi} W_n(\varphi) W_n(\varphi_p) \times$$
$$\times \int_{\Gamma_1} \frac{\exp[ikR(\alpha) + i\mu_n\alpha]}{R(\alpha)} d\alpha, \quad (3)$$

$$\mu_n = \left(n - \frac{1}{2}\right)\pi/\Phi, \quad W_n(\varphi) = \sin\mu_n\varphi. \quad (4)$$

Для интеграла, входящего в выражение (3) для поля нормальной волны $\tilde{\Psi}_n$, имеется удобное асимптотическое представление [26] (при $\Phi \ll \pi$), полученное методом перевала. Оно имеет разный вид в зависимости от положения точки наблюдения относительно каустики нормальной волны, отделяющей зону тени от освещенной зоны. Положение каустики n-ой нормальной волны в клине с абсолютно отражающими гранями определяется гиперболой

$$\sqrt{(r + r_p)^2 + y^2} - \sqrt{(r - r_p)^2 + y^2} = 2L_n,$$

где $L_n = \mu_n/k$ – расстояние от ребра клина до каустики n-ой моды в вертикальной плоскости $y = 0$. Нормальные волны, для которых $r_p < L_n$, слабо возбуждаются источником.

В рамках геометрической оптики поле точечного источника в клине с абсолютно отражающими гранями с точностью до малого слагаемого, представляющего собой дифракционную добавку, можно представить как сумму полей действительного и мнимых источников, расположенных на дуге окружности $r = r_p$, $y = 0$ [27], причем угловые координаты $\varphi_m^{\pm}$ мнимых источников определяются угловой координатой действительного источника φ_p:

$$\varphi_m^{\pm} = 2m\Phi \pm \varphi_p, \quad m = 0, \pm1, \pm2, \ldots$$

Таким образом,

$$\Psi(r, y, \varphi) = \sum_m \left[\frac{\exp(i\chi_m^+)}{R_m^+} + \frac{\exp(i\chi_m^-)}{R_m^-}\right], \quad (5)$$

где

$$\chi_m^{\pm} = kR_m^{\pm} + \Delta_m^{\pm}, \quad (6)$$

$R_m^{\pm} = \sqrt{r_p^2 + r^2 - 2r_p r\cos(\varphi - \varphi_m^{\pm}) + y^2}$ – расстояние от мнимого источника до точки P, $\Delta_m^{\pm}$ – кратный π скачок фазы, связанный с отражением от абсолютно мягкой верхней грани: $\Delta_m^+ = m\pi$, $\Delta_m^- = (m - 1)\pi$.

Суммирование в (5) ведется по всем $m = 0, \pm1, \pm2, \ldots$, таким что $|\varphi_m^{\pm}| < \pi$.

Сравнение расчетов, проведенных по формулам (5) (лучевое представление) и (3) (модовое представление) показало очень хорошее совпадение результатов даже в зоне тени всех нормальных волн. На рис. 1 приведены результаты расчетов по модам и лучам интенсивности поля на глубине $z = 3$ м (x, y, z – декартовы координаты) при $y = 0$. В нижней части рисунка изображен разрез клиновидной области вертикальной плоскостью, перпендикулярной ребру клина. В каждую точку наблюдения приходит 126 лучей. На зависимости интенсивности от координаты x точки наблюдения (рис. 1) четко прослеживается модовая структура поля. Стрелками на рис. 1 показано положение каустик первой, второй и третьей нормальных волн, которое в данном случае определяется выражением $x \cong L_n = \mu_n/k$. При $x < L_2$ поле определяется только первой модой. Далее вступает вторая мода, она интерферирует с первой, и т.д. Отличие в расчетах по модам и лучам наблюдается только вблизи источника, что связано с тем, что при вычислении интеграла, входящего в выражение для полей нормальных волн (3), было использовано его асимптотическое представление, применимое при $\Phi \ll \pi$ для расчета поля в окрестности каустики и вдали от нее [26], но непригодное непосредственно вблизи источника. Интересно, что лучевой расчет дает хороший результат даже в зоне тени всех нормальных волн, где глубина волновода меньше длины волны. Это дает основание надеяться, что лучевыми расчетами можно пользоваться и при более сложных моделях береговой области.

Интересно разобраться, каким образом расчет по лучам (5) дает, например, зону тени вблизи ребра клина и резкий подъем интенсивности на каустике первой нормальной волны. Пусть $y = 0$ для простоты. Фаза звукового потенциала мнимого источника P_m^+ в точке приема $S(r, 0, \varphi)$ определяется формулой (6). Вычислим разность фаз между полями от мнимых источников P_{m+1}^+ и P_m^+:

$$\delta\chi_m^+ = \chi_{m+1}^+ - \chi_m^+ = k(R_{m+1}^+ - R_m^+) + \pi,$$

Приближенно

$$R_{m+1}^+ - R_m^+ = \frac{\partial R_m^+}{\partial m}\delta m = \frac{\partial R_m^+}{\partial \varphi_m^+}\frac{\partial \varphi_m^+}{\partial m}\delta m =$$
$$= \frac{2\Phi r_p r}{R_m^+}\sin(\varphi_m^+ - \varphi).$$

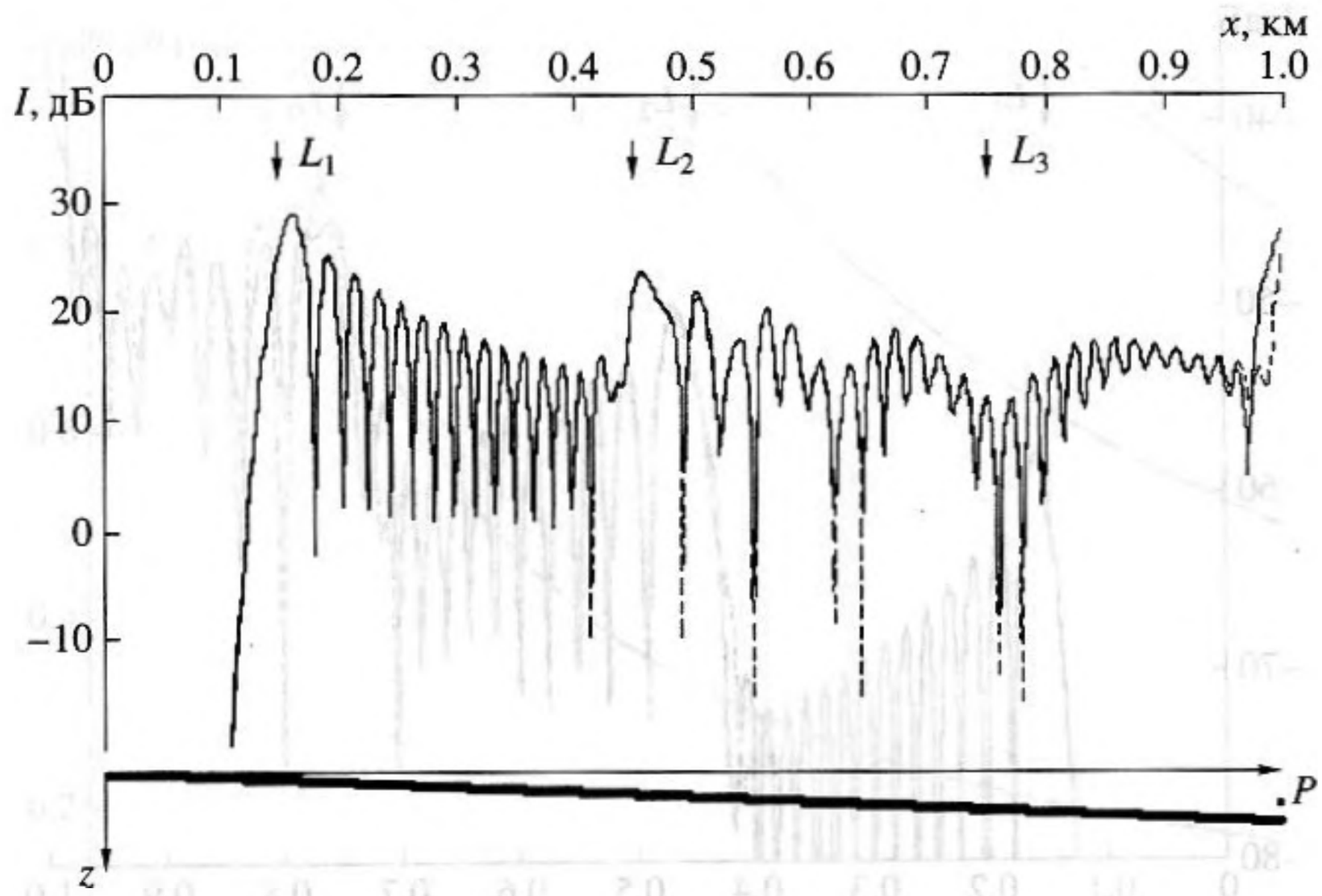

Рис. 1. Сравнение расчетов по модам (пунктир) и лучам для клина с абсолютно жесткой нижней гранью. Угол раствора клина $\Phi = 0.05$, частота излучения 50 Гц. Источник расположен в воде на глубине 40 м на расстоянии 1 км от ребра клина; x – расстояние по горизонтали от точки приема до ребра клина, глубина приема 3 м. В нижней части рисунка изображен разрез клина вертикальной плоскостью $y = y_p = 0$.

Считая для простоты $r_p \gg r$, имеем

$$\delta\chi_m^+ = \pi + 2\Phi r \sin(\varphi_m^+ - \varphi) = \\ = \pi\left[1 + \frac{r}{L_1}\sin(\varphi_m^+ - \varphi)\right]. \quad (7)$$

Заметим, что в формулу (7), полученную в терминах лучей, входит параметр $L_1 = \pi/(2\Phi k)$ – расстояние от ребра клина до каустики первой нормальной волны. Из этой формулы следует, что если точка приема S приближается к ребру клина ($r \longrightarrow 0$), то $\delta\chi_m^+ \longrightarrow \pi$, т.е. поля каждой пары мнимых источников P_{m+1}^+ и P_m^+ складываются в противофазе. В аналогичной ситуации оказывается и каждая пара мнимых источников P_{m+1}^- и P_m^-. Таким образом получаем в сумме малую величину поля в зоне тени всех нормальных волн.

Аналогичные соображения и точные расчеты показывают, что если точка наблюдения S находится на каустике нормальной волны, то большие группы мнимых источников (с угловыми координатами $\varphi_m^\pm \sim \pm\pi/2$) дают поля, сдвинутые по фазе друг относительно друга на величину, кратную 2π, что и обеспечивает увеличение интенсивности поля на каустиках. Точкам S, расположенным посередине между каустиками, отвечает сдвиг по фазе полей соседних мнимых источников, равный нечетному числу π. Таким образом, те особенности поля в клине, которые легко трактуются в терминах нормальных волн (зоны тени и каустики), при геометрооптическом подходе объясняются фазовыми соотношениями между лучами.

Рассмотрим теперь второй случай: точечный гармонический источник расположен в воздухе на высоте h_p над водным клином с абсолютно жесткой нижней гранью. При решении задачи опять воспользуемся и лучевым и модовым подходами.

В работе [11] показано, что для плоского волновода, граничащего сверху с воздухом, поле нормальной волны, возбуждаемой расположенным в воздухе точечным источником, отличается от поля нормальной волны, возбуждаемой расположенным в воде источником, множителем, описывающим зависимость коэффициента возбуждения этой нормальной волны от вертикальной координаты источника. Так для волновода глубиной H, граничащего сверху с воздухом и имеющего внизу абсолютно жесткую границу, имеем следующие выражения для звукового потенциала нормальной волны в точке приема $S(\rho, z)$ (ρ, z – цилиндрическая система координат для плоского волновода):

– для источника, расположенного *в воде* в точке $P(0, z_p)$:

$$\overline{\Psi}_n^w = \frac{2\pi i}{H}\overline{W}_n(z)\overline{W}_n(z_p)H_0^{(1)}(\sqrt{k^2 - \varsigma_n^2}\rho), \quad (8)$$

где

$$\overline{W}_n(z) = \sin\varsigma_n z, \quad \varsigma_n = (n - 1/2)\pi/H$$

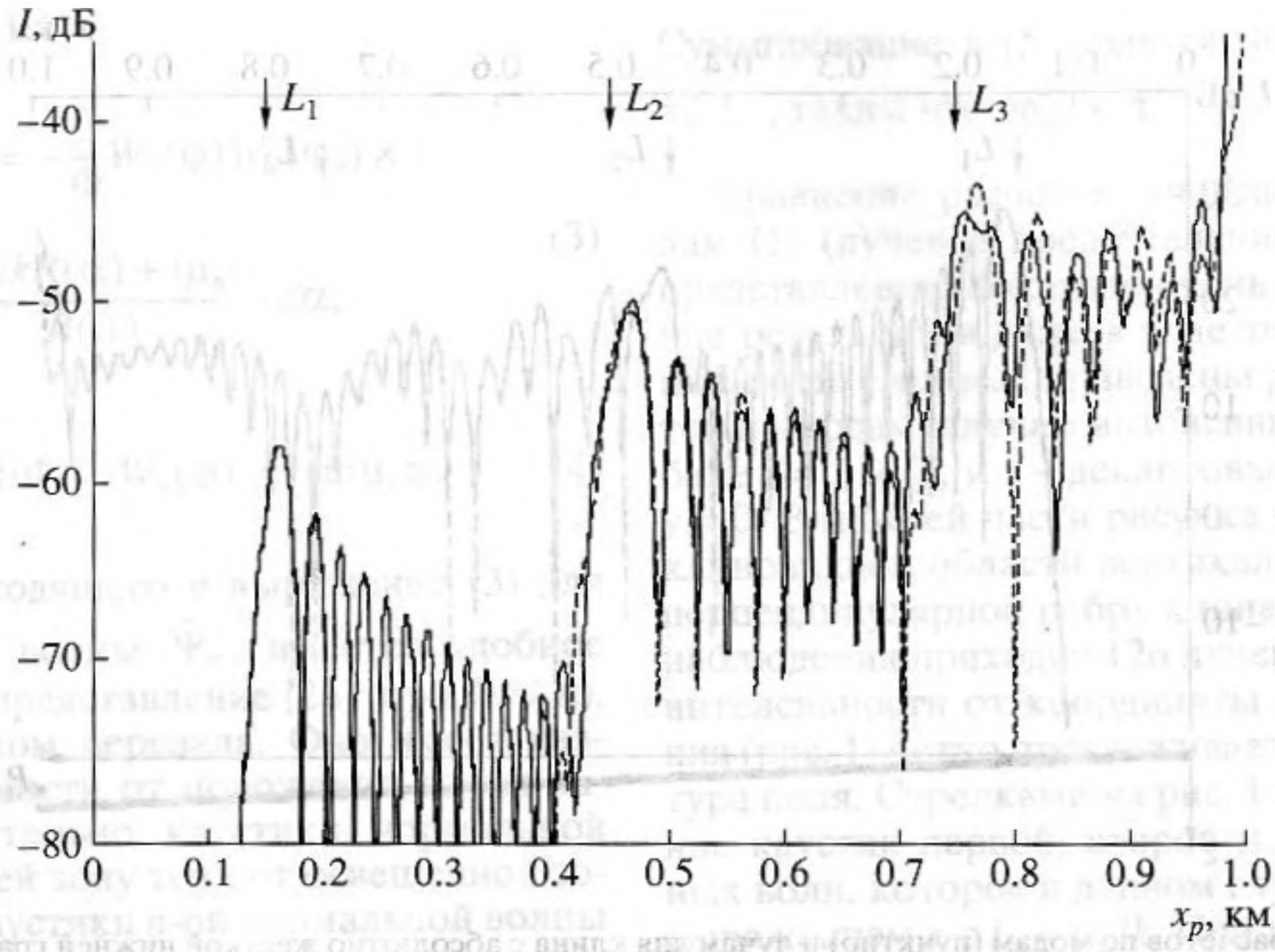

Рис. 2. Сравнение расчетов по модам (пунктир) и лучам для клина с абсолютно жесткой нижней гранью и движущегося в воздухе источника. Угол раствора клина Ф = 0.05, частота излучения 50 Гц. Прием в точке S, расположенной на глубине 3 м на расстоянии 1 км от ребра клина.

– для источника, расположенного в воздухе в т. $P(0, -h_p)$

$$\overline{\Psi}_n^{\mathrm{A}} = \frac{2\pi i}{H}\overline{W}_n(z)\overline{A}_n(h_p)H_0^1(\sqrt{k^2-\varsigma_n^2}\rho),$$

где

$$\overline{A}_n(h_p) = \frac{i\varsigma_n}{m_{\mathrm{A}}q_n}\exp\left(iq_nh_p + \frac{\varsigma_n^2}{m_{\mathrm{A}}Hq_n^2}h_p\right),$$
$$q_n = \sqrt{\varsigma_n^2 + k^2\frac{1-n_{\mathrm{A}}^2}{n_{\mathrm{A}}^2}}. \tag{9}$$

В выражение (9) в экспоненту входит малое по величине слагаемое $\varsigma_n^2h_p/(m_{\mathrm{A}}Hq_n^2)$, которое обуславливает экспоненциальное возрастание поля с увеличением высоты источника. Это связано с особенностями полей вытекающих мод, которые здесь рассматриваться не будут, поскольку в условиях проводимых здесь расчетов это слагаемое мало и не превышает значения 0.0005. Заметим также, что модуль коэффициента возбуждения моды $|\overline{A}_n|$ номера n не зависит от горизонтальных координат источника P.

Для клиновидной области с одной абсолютно мягкой, другой – абсолютно жесткой гранями поле нормальной волны, возбуждаемой расположенным в воде в точке $P(r_p, y_p, \varphi_p)$ точечным гармоническим источником, описывается выражением (3). Можно показать, что для малых углов раствора клина вблизи источника выражение (3) сводится к выражению (8), в котором глубину волновода сравнения H нужно положить равной H_p – глубине клина в месте расположения источника. Тогда для описания поля нормальной волны в клине, возбуждаемой расположенным в воздухе источником, воспользуемся выражением (3) для нормальной волны в клине, возбуждаемой расположенным в воде источником, заменив в (3) множитель $W_n(\varphi_p)$ на множитель $A_n(h_p)$:

$$A_n(h_p) = \frac{i\varsigma_{np}}{m_{\mathrm{A}}q_{np}}\exp(iq_{np}h_{np}), \tag{10}$$

где $\varsigma_{np} = (n-1/2)\pi/H_p$, $q_{np} = \sqrt{\varsigma_{np}^2 + k^2(1-n_{\mathrm{A}}^2)/n_{\mathrm{A}}^2}$

При этом получаем для звукового потенциала n-й моды, возбуждаемой расположенным в воздухе источником, следующее приближенное выражение

$$\Psi_n(r, y, \varphi) = -\frac{2}{\Phi}W_n(\varphi)A_n(h_p)\times$$
$$\times\int_{\Gamma_1}\frac{\exp[ikR(\alpha)+i\mu_n\alpha]}{R(\alpha)}d\alpha. \tag{11}$$

Для проведения лучевых расчетов были использованы полученные в работах [2, 3] формулы для параметров звукового поля от источника, расположенного в воздухе, а также метод мнимых источников [28], который позволяет легко вычислить параметры луча, распространяющегося в клине. Результаты расчета для расположенного в

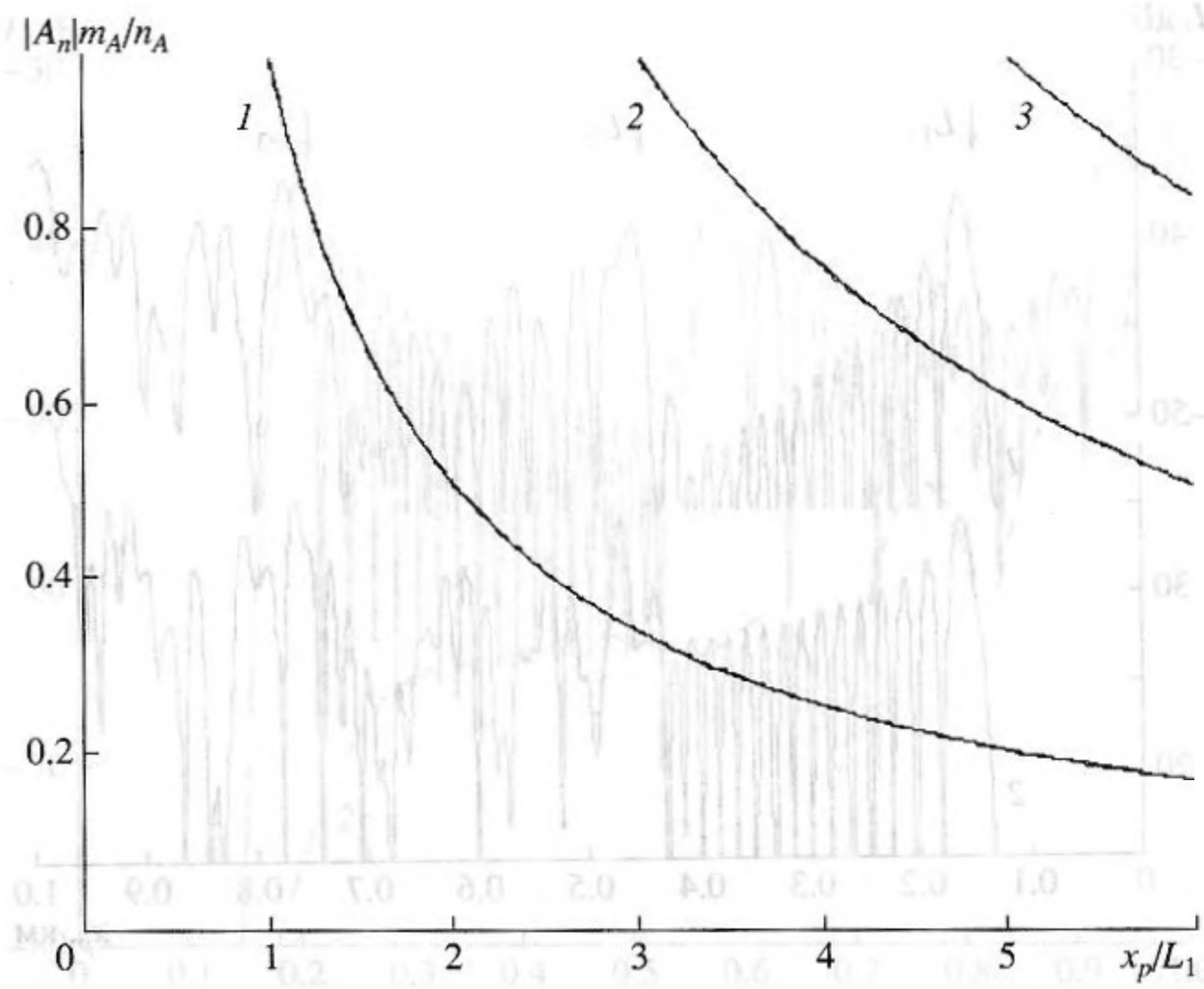

Рис. 3. Модуль коэффициента возбуждения первой (*1*), второй (*2*) и третьей (*3*) нормальных волн движущимся в воздухе источником.

воздухе на высоте $h_p = 50$ м точечного гармонического источника представлены на рис. 2. Сплошной кривой изображен результат расчета для интенсивности звукового поля в зависимости от координаты x_p источника при лучевом подходе, пунктиром – то же самое при модовом подходе. Как видим, результаты расчета достаточно хорошо совпадают и показывают ясно выраженную картину нормальных волн.

Коэффициент возбуждения нормальной волны движущимся в воде источником $W_n(\varphi_p)$ (4) зависит от угловой координаты φ_p этого источника, но не зависит от его координаты r_p. Но если источник движется в воздухе, то коэффициент возбуждения нормальной волны A_n (10) зависит от координаты x_p, т.е. от расстояния по горизонтали от источника до ребра клина, поскольку параметры q_n и ς_{np}, входящие в формулу (10) для A_n, зависят от глубины клина $H_p = x_p \operatorname{tg}\Phi$ в месте расположения источника. Пример такой зависимости приведен на рис. 3, где представлен модуль коэффициента возбуждения $|A_n|$ моды номера n как функция координаты x_p движущегося в воздухе источника для разных значений номера моды n. Параметр $L_1 = \mu_1/k = \pi/(2\Phi k)$ определяет расстояние от ребра клина до каустики первой нормальной волны; расстояние от ребра до каустики n-ой нормальной волны равно $L_n = (2n - 1)L_1$. Из графика видно, что коэффициент возбуждения моды номера n максимален при $x_p = L_n$, т.е. в тот момент, когда движущийся в воздухе источник находится над каустикой этой нормальной волны. При дальнейшем увеличении x_p (т.е. при движении источника от каустики в сторону увеличения глубины) коэффициент возбуждения этой моды уменьшается. Значение коэффициента возбуждения A_n при $x_p = L_n$ (т.е. в момент прохождения источника над каустикой этой нормальной волны) одинаково для всех мод и равно $A_n = n_A/m_A$.

Сравним теперь звуковые поля, возбуждаемые в водном клине источником, перемещающимся в воздухе и в воде. На рис. 4 изображена зависимость интенсивности звукового поля (в дБ) от координаты x_p источника P, отсчитываемой по горизонтали от ребра клина. Расчет проведен для точки приема S, расположенной в водном клине вблизи его нижней границы на глубине 49 м и на расстоянии 1 км от ребра клина. Увеличению x_p соответствует движение источника P от ребра клина, при этом горизонтальное расстояние между точками P и S уменьшается. Кривая *1* на рис. 4 относится к источнику, расположенному в воздухе на высоте $h_p = 50$ м над поверхностью клина; кривая *2* – к расположенному в воде источнику, который перемещается вдоль прямой $\varphi_p = 0.045$ (вблизи нижней границы, при этом все нормальные волны хорошо возбуждаются и принимаются). На рис. 4 стрелками отмечены положения каустик нормальных волн. При изменении коорди-

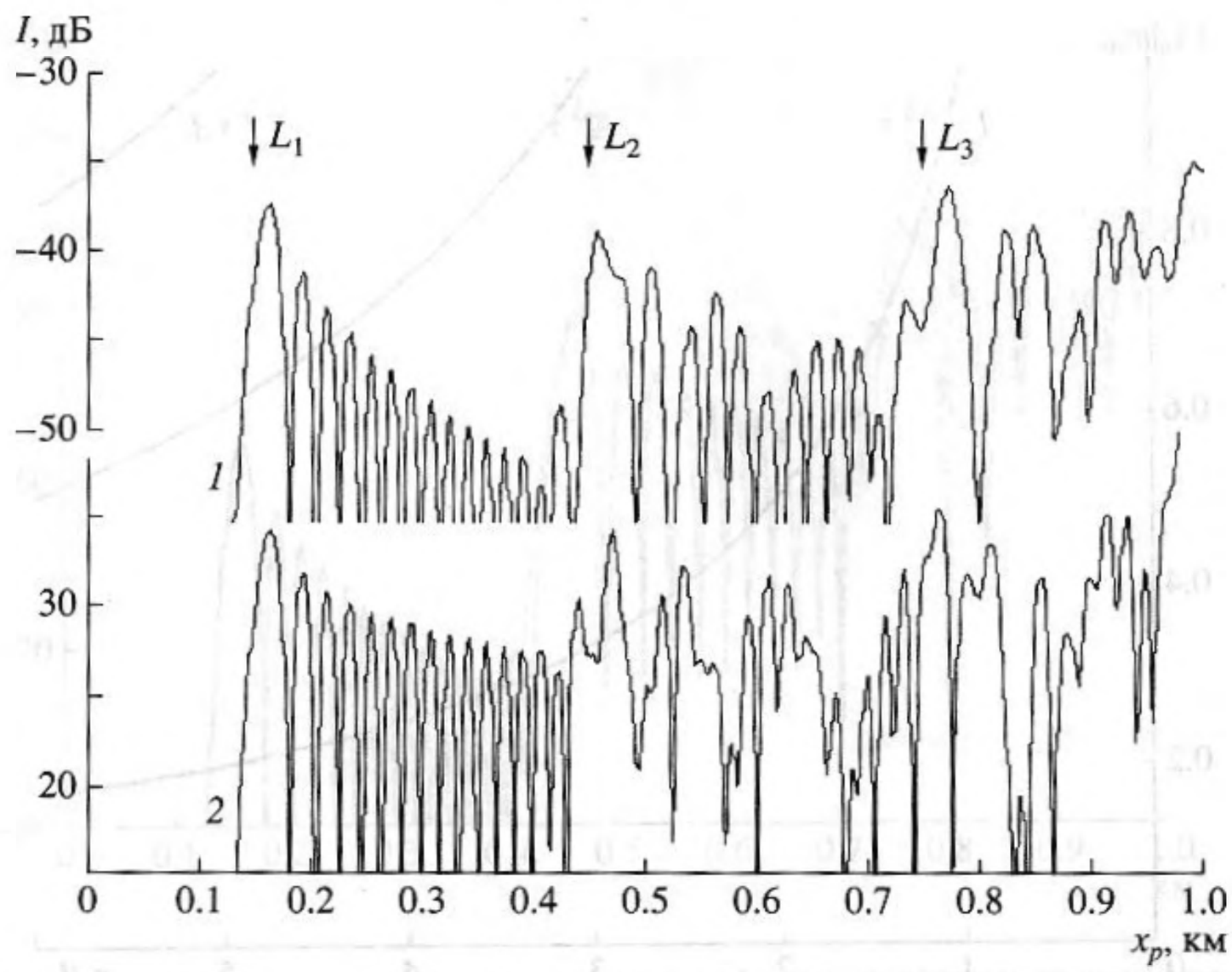

Рис. 4. Зависимость интенсивности звукового поля, принимаемого в точке S ($x = 1$ км, $z = 49$ м) водного клина, от расстояния x_p по горизонтали между ребром клина и источником, перемещающимся в воздухе (*1*) на высоте $h_p = 50$ м и в воде (*2*) вдоль прямой $\varphi_p = 0.045$ рад. Угол раствора клина $\Phi = 0.05$ рад, частота излучения 50 Гц.

наты источника x_p от $L_1 = 0.15$ км до $L_2 = 0.45$ км возбуждается только первая нормальная волна. Коэффициент возбуждения ее для источника в воде постоянен в данном случае (и равен $\sin\mu_n\varphi_p$). Сравнение кривых *1* и *2* в диапазоне изменения x_p от L_1 до L_2 позволяет видеть, что увеличение уровня поля в точке приема S, наблюдаемое при движении источника к ребру клина, более значительно для источника, движущегося в воздухе, чем для источника, движущегося в воде. Для движущегося в воздухе источника это увеличение составляет 15 дБ, а для источника, движущегося в воде, – 7 дБ (при этом расстояние от источника P до точки приема увеличивается от 0.6 до 0.85 км). Таким образом, движущийся в воздухе источник тем больше возбуждает нормальную волну, чем ближе к ее каустике он находится.

Особенности звукового поля в клине, возбуждаемого расположенным в воздухе точечным гармоническим источником, можно лучше всего понять, если обратиться к картине лучей Бриллюэна, соответствующих нормальной волне определенного номера [15]. Поле нормальной волны в точке наблюдения S в вертикальной плоскости, содержащей источник и перпендикулярной ребру клина, можно представить как суперпозицию двух плоских волн, причем лучи Бриллюэна, отвечающие нормальной волне номера n, – это семейство прямых, касающихся окружности $r = L_n$. Вблизи каустики угол скольжения волн Бриллюэна приближается к $\pi/2$. Чем дальше от каустики, тем меньше значение этого угла. Тот факт, что расположенный в воздухе источник сильнее всего возбуждает моду номера n тогда, когда он находится над ее каустикой, становится понятным, если учесть направленность поля, излучаемого в водное полупространство воздушным источником: самая большая часть энергии излучается в вертикальном направлении и очень мало – в направлении, близком к горизонтальному [8, 11]. Такой источник будет возбуждать нормальную волну тем сильнее, чем ближе к вертикали соответствующие ей лучи Бриллюэна, т.е. на каустике. Это обстоятельство должно иметь место и для других моделей прибрежной зоны: вблизи каустики углы скольжения лучей Бриллюэна максимальны, именно здесь больше всего энергии переходит от воздушного источника в данную моду. Когда источник находится в водном клине, коэффициент возбуждения нормальной волны не зависит от его горизонтальной координаты.

Таким образом, первая особенность поля, возбуждаемого движущимся в воздухе источником в клине, состоит в том, что коэффициент возбуждения нормальной волны зависит от горизонтальной координаты, и нормальная волна возбуждается больше всего тогда, когда источник находится над ее каустикой.

Именно с каустиками нормальных волн связаны резкие подъемы интенсивности поля. При

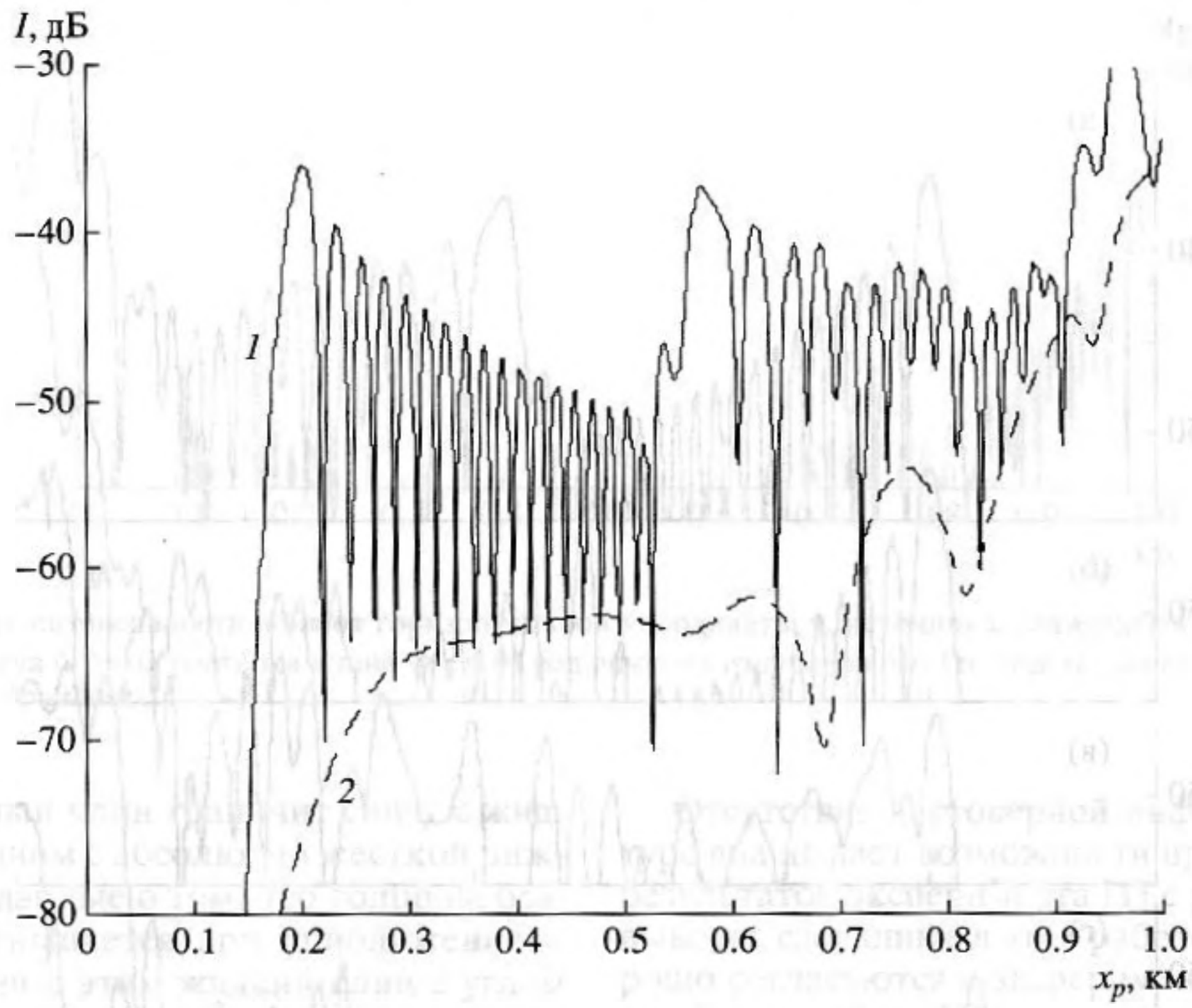

Рис. 5. Зависимость интенсивности поля от горизонтальной координаты x_p источника, движущегося в воздухе на высоте 50 м, для двух моделей дна: *1* – абсолютно жесткое дно, *2* – полупространство из песка. Угол раствора клина $\Phi = 0.04$ рад, частота излучения 50 Гц; прием – на глубине 39 м на расстоянии 1 км от ребра клина.

этом модуль коэффициента возбуждения нормальной волны в момент прохождения источника над ее каустикой $|A_n| = n_A/m_A$ не зависит от номера моды n, и интенсивность поля в области каустик нормальных волн определяется глубиной точки наблюдения S. Результаты расчетов, изображенные на рис. 2 и рис. 4 (кривая *1*) относятся к случаю, когда источник движется в воздухе на высоте 50 м, и различаются глубиной z точки приема S: для рис. 2 – $z = 3$ м (точка S вблизи поверхности), для рис. 4 – $z = 49$ м (точка S – вблизи дна). В первом случае интенсивность поля при $x_p = L_n$ возрастает с номером моды n в соответствии с линейной зависимостью от n функции $W_n(\varphi) = \sin\mu_n\varphi \approx (n - 1/2)\pi z/H_s$ при $z \ll H_s$ (H_s – глубина моря в месте расположения точки наблюдения S). Во втором случае $z \approx H_s$, $|W_n| \approx 1$, и сильной зависимости поля на каустиках $x_p \approx L_n$ от номера n не наблюдается.

Будем усложнять модель береговой зоны, вводя разные модели дна, которые будем описывать с помощью зависимости коэффициента отражения от угла скольжения. Рассмотрим прежде всего в качестве модели прибрежной зоны однородный водный клин, лежащий на жидком полупространстве. Для расчетов будем использовать лучевой подход, поскольку нет достаточно точных методов расчета поля вблизи каустик нормальных волн, если нижняя грань клина не абсолютно отражающая. Метод мнимых источников позволяет достаточно легко рассчитать все параметры лучей, соединяющих расположенный в воздухе источник и точку наблюдения в водном клине (смещение лучей при отражении от дна при этом не учитывается).

На рис. 5 представлены результаты расчетов интенсивности звукового поля, возбуждаемого движущимся на высоте 50 м источником, для частоты 50 Гц и для двух моделей среды: для клина с абсолютно жесткой нижней гранью (кривая *1*) и для клина, граничащего снизу с полупространством из песка с параметрами: плотность $\rho_b = 1.7$ г/см^3, скорость звука $c_b = 1.7(1 - 0.018i)$ км/с (кривая *2*). Угол раствора клина принят равным $\Phi = 0.04$. Точка приема расположена на глубине 39 м на расстоянии 1 км от ребра клина. В первом случае (абсолютно жесткое дно) ярко выражен подъем уровня поля в точке приема S при прохождении источника над каустикой первой нормальной волны. Во втором случае (дно – полупространство из песка) уровень поля спадает по мере приближения источника к ребру клина, и увеличение уровня поля не наблюдается.

Эти расчеты показывают, что наблюдаемый в эксперименте эффект зависит от параметров дна. На рис. 6 представлены результаты расчета для других моделей дна, занимающих промежуточное

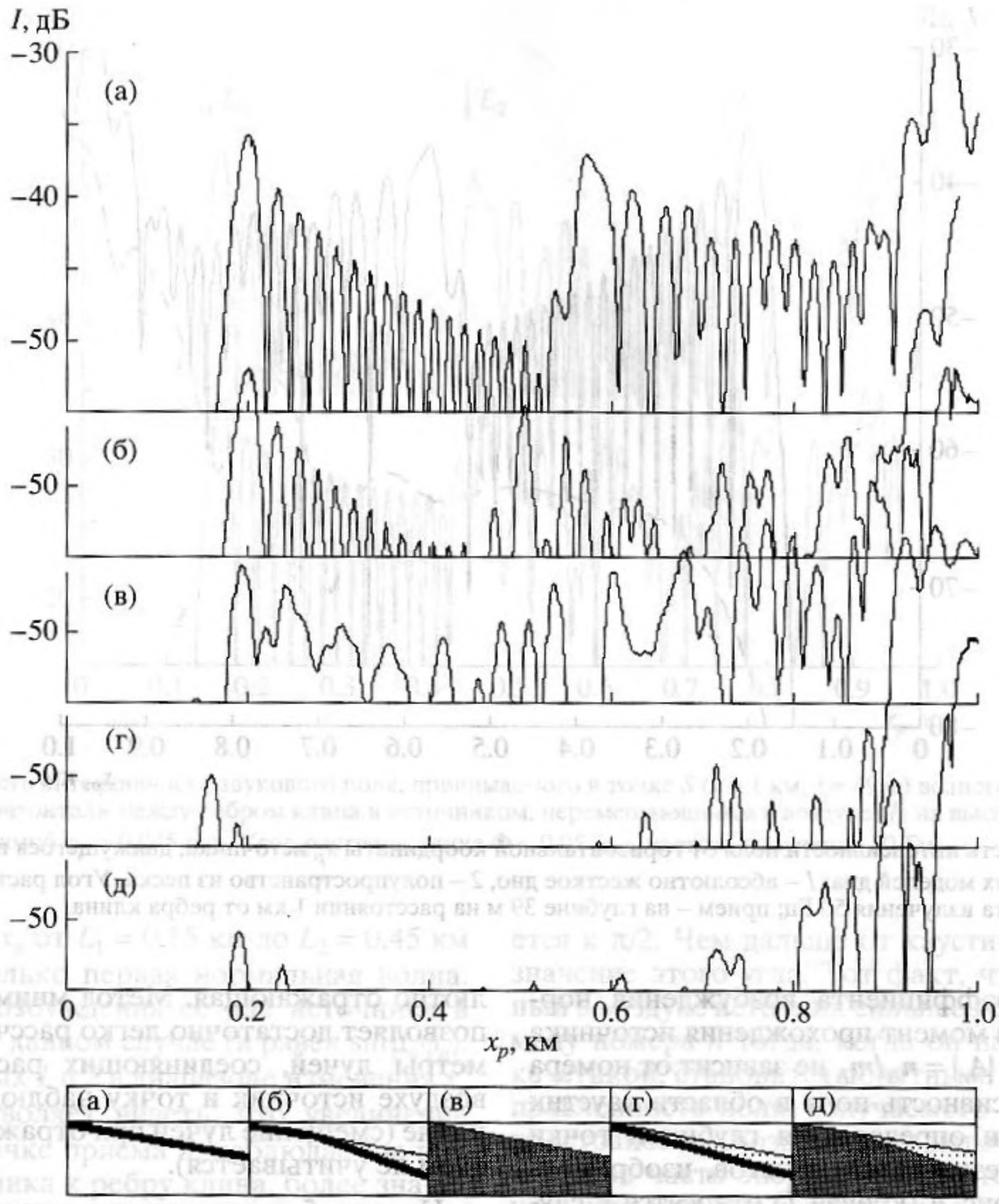

Рис. 6. Зависимость интенсивности поля от горизонтальной координаты x_p движущегося в воздухе источника для моделей дна а–д. Угол раствора клина $\Phi = 0.04$, частота излучения 50 Гц, высота источника 50 м. Точка приема расположена на глубине 49 м на расстоянии 1 км от ребра клина. В нижней части рисунка схематически представлены соответствующие модели дна.

положение по отражающим свойствам между использованными выше двумя моделями. Все графики обрезаны по уровню −65 дБ. Графики представлены в порядке убывания поля в районе каустики первой моды. В нижней части рис. 6 схематически изображены соответствующие этим расчетам модели дна. Ниже дано описание этих моделей в порядке увеличения их сложности (но не в порядке представления их на рис. 6).

Модель а: клин с абсолютно жесткой нижней гранью.

Модель б: для побережья вблизи береговой черты часто характерен выход твердых базальтовых пород; поэтому рассмотрена модель среды, представляющая собой два клина с углами растворов $\Phi = 0.04$ и $\Phi_b = 0.02$, причем грани водного и донного клина соприкасаются, но ребро донного клина не совпадает с ребром водного клина, а сдвинуто от него на расстояние $r_v = 0.3$ км. Снизу – абсолютно жесткая граница. При этом если отражение луча происходит в полосе $r < r_v$, то коэффициент отражения $V = 1$, а если вне этой полосы, то коэффициент отражения зависит от толщины осадочного слоя d в месте, где происходит отражение луча.

Модель в: водный клин граничит снизу с упругим полупространством (базальт) с параметрами: плотность $\rho_b = 3$ г/см^3, скорость продольных волн $c_b = 6(1 - 0.002i)$ км/с, скорость поперечных волн $c_t = 3(1 - 0.01i)$ км/с.

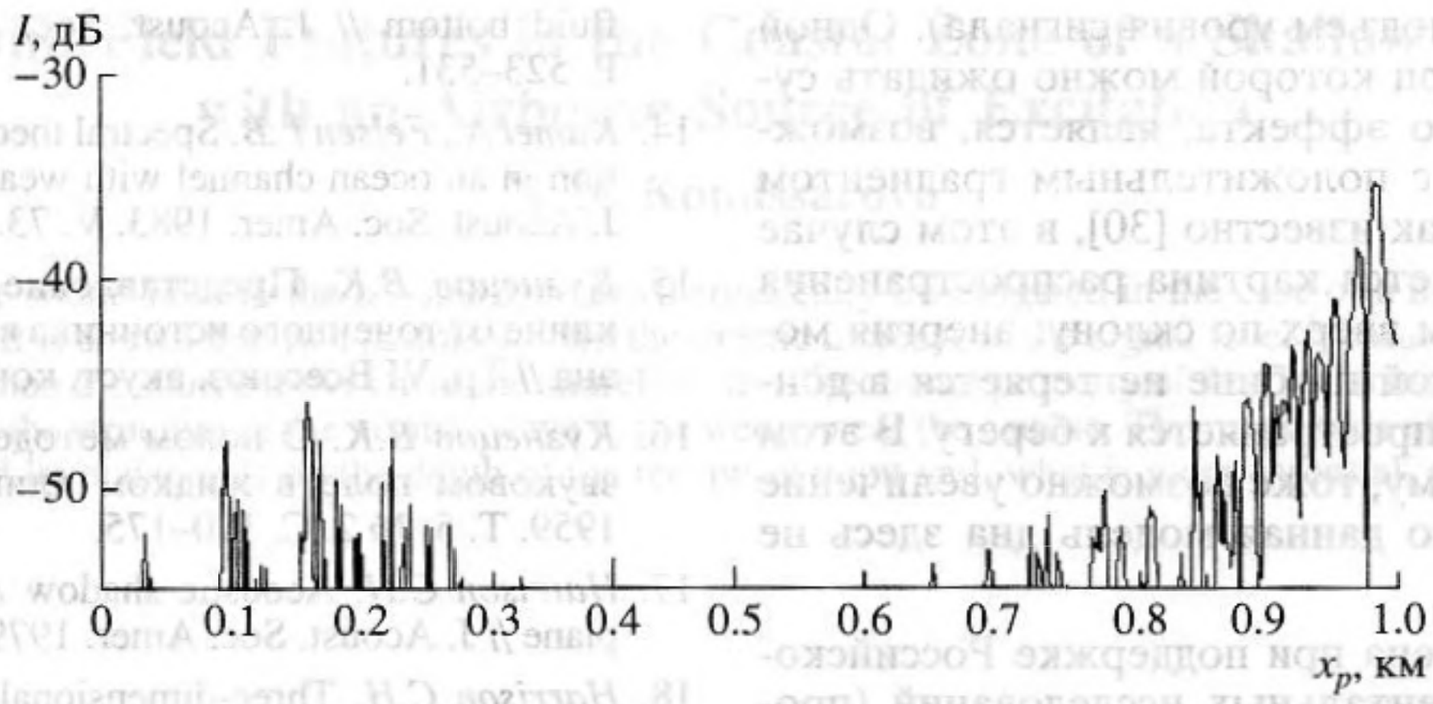

Рис. 7. Зависимость интенсивности поля от горизонтальной координаты x_p источника, движущегося в воздухе на высоте 50 м, для модели б. Угол раствора клина $\Phi = 0.04$ рад, частота излучения 300 Гц; прием – на глубине 39 м на расстоянии 1 км от ребра клина.

Модель г: водный клин граничит снизу с жидким "донным" клином с абсолютно жесткой нижней гранью. Есть данные о том, что толщина осадочного слоя уменьшается при приближении к берегу [29], в связи с этим жидкий клин с углом раствора Φ_b рассмотрен в качестве модели такого осадочного слоя. В целом модель среды представляет собой два соприкасающихся клина с общим ребром; верхний водный клин имеет угол раствора $\Phi = 0.04$, нижний донный клин (из песка) имеет угол раствора $\Phi_b = 0.02$ и абсолютно жесткую нижнюю грань. Для такой модели коэффициент отражения от нижней грани водного клина задается как от жидкого слоя толщины d, зависящей от координат точки отражения луча.

Модель д отличается от модели б тем, что вместо абсолютно жесткой нижней границы введена граница с упругим полупространством (базальт).

Обратимся к расчетам, представленным на рис. 6. Для моделей с хорошо отражающим дном расчет по лучевой теории показывает явно выраженную картину нормальных волн. При движении источника вблизи ребра клина можно видеть резкое увеличение интенсивности, соответствующее каустике первой нормальной волны. Чем лучше отражает дно, тем больше уровень поля на каустике первой моды. Другие подъемы уровня поля тоже связаны с каустиками нормальных волн. Для некоторых моделей дна не видны каустики второй или третьей нормальных волн. Это зависит от распределения поля нормальной волны по глубине. Если глубина точки приема близка к минимуму этого распределения, то соответствующая каустика наблюдаться не будет. На рис. 7 представлен аналогичный расчет для модели б и частоты 300 Гц. При малых значениях x_p хорошо видна модовая структура поля.

Отсутствие достоверной информации о структуре дна не дает возможности провести сравнение результатов эксперимента [1] с расчетом. Однако выводы, сделанные в этой работе, качественно хорошо согласуются с экспериментальными данными. Так, в работе [1] отмечается, что для частот в диапазоне 60–80 Гц резкий подъем уровня сигнала регистрировался, когда источник двигался вблизи берега при глубине моря $H_p = (0.2–0.3)\lambda$. Это значение как раз примерно равно глубине $H = 0.25\lambda$, соответствующей положению каустики первой нормальной волны в клине с абсолютно отражающими гранями (в вертикальной плоскости, проходящей через источник перпендикулярно ребру клина). Следующие подъемы уровня сигнала регистрировались при глубинах моря в месте расположения источника $H_p = (1.2–1.4)\lambda$ и $H_p = (1.7–2.2)\lambda$, что примерно соответствует глубинам моря в месте расположения каустик третьей моды $H_3 = 1.2\lambda$ и четвертой моды $H_4 = 1.75\lambda$. Из сравнения этих цифр можно сделать вывод, что вблизи берега дно по отражающим свойствам близко к абсолютно жесткому, а в месте положения каустики четвертой моды структура дна, по-видимому, сложная.

Таким образом, резкое увеличение уровня сигнала, регистрируемое в расположенной в воде точке приема при движении источника вблизи береговой черты, обусловлено двумя обстоятельствами. Во-первых, направленностью поля, прошедшего из воздуха в воду. Во-вторых, особенностью структуры нормальной волны в клине, для которой характерны большие углы скольжения волн Бриллюэна на ее каустике, вследствие чего источник в наибольшей степени возбуждает нормальную волну в тот момент, когда движется над ее каустикой. Величина скачка звукового поля зависит от глубины точки приема и, главное, от структуры дна (чем выше отражающие свойства

дна, тем больше подъем уровня сигнала). Одной из моделей дна, при которой можно ожидать существование этого эффекта, является, возможно, слой осадков с положительным градиентом скорости звука. Как известно [30], в этом случае существенно меняется картина распространения нормальной волны вверх по склону: энергия моды при критической глубине не теряется в донных осадках, а распространяется к берегу. В этом случае, по-видимому, тоже возможно увеличение уровня сигнала, но данная модель дна здесь не рассматривается.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 00-02-17694).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Гордиенко В.А., Гордиенко Е.Л., Захаров Л.Н., Ильичев В.И.* Особенности распространения в мелкой воде сигналов, возбуждаемых источником, расположенным в воздухе // Докл. РАН. 1993. Т. 333. С. 503–506.
2. *Hudimac A.A.* Ray theory solution for the sound intensity in water due to a point source above it // J. Acoust. Soc. Amer. 1957. V. 29. P. 916–917.
3. *Бреховских Л.М.* Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. С. 196.
4. *Paul D.I.* Acoustic radiation from a point source in the presence of two media // J. Acoust. Soc. Amer. 1957. V. 29. P. 1102–1109.
5. *Weinstein M.S., Henney A.G.* Wave solution for air-to-water from source in air // J. Acoust. Soc. Amer. 1965. V. 37. P. 899–901.
6. *McNicholas J.V.* Lateral wave contribution to the underwater signature of an aircraft // J. Acoust. Soc. Amer. 1973. V. 53. P. 1755.
7. *Разин А.В.* Особенности проникновения звука в воду из воздуха // Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана. 1984. Т. 20. С. 208–210.
8. *Urick R.J.* Noise signature of aircraft in level flight over the sea // J. Acoust. Soc. Amer. 1972. V. 52. P. 993–999.
9. *Meecham W.C.* High frequency model for sound transmission from an airborn source into the ocean // J. Acoust. Soc. Amer. 1976. V. 60. P. 339–342.
10. *Lubard S.C., Hurdle P.M.* Experimental investigation of acoustic transmission from air to a rough ocean // J. Acoust. Soc. Amer. 1976. V. 60. P. 1048–1052.
11. *Chapman D.M.F., Ward P.D.* The normal-mode theory of air-to-water sound transmission in the ocean // J. Acoust. Soc. Amer. 1990. V. 87. P. 601–618.
12. *Chapman D.M.F., Thomson D.J., Ellis D.D.* Modeling air-to-water sound transmission using standard numerical codes of underwater acoustics // J. Acoust. Soc. Amer. 1992. V. 91. Pt. 1. P. 1904–1910.
13. *Pierce A.D.* Guided mode disappearance during upslope propagation in variable depth shallow water overlying a fluid bottom // J. Acoust. Soc. Amer. 1982. V. 72. P. 523–531.
14. *Kamel A., Felsen L.B.* Spectral theory of sound propagation in an ocean channel with weakly sloping bottom // J. Acoust. Soc. Amer. 1983. V. 73. P. 1120–1130.
15. *Кузнецов В.К.* Представление волнового поля в клине от точечного источника в виде волн Бриллюэна // Тр. VI Всесоюз. акуст. конф. 1968. AIV. С. 5.
16. *Кузнецов В.К.* О новом методе решения задачи о звуковом поле в жидком клине // Акуст. журн. 1959. Т. 5. № 2. С. 170–175.
17. *Harrison C.H.* Acoustic shadow zones in a horizontal plane // J. Acoust. Soc. Amer. 1979. V. 65. P. 56–61.
18. *Harrison C.H.* Three-dimensional ray paths in basins, troughs, and near seamounts by use of ray invariants // J. Acoust. Soc. Amer. 1977. V. 62. P. 1382–1388.
19. *Авдеев А.Д., Архипенко Ю.К.* Аналитическое и численное исследование проникновения нормальных волн из берегового клина в жидкое дно // Отчет НИИФ ЛГУ. Л., 1987.
20. *Tindle C.T., Hobaek H., Muir T.G.* Downslope propagation of normal modes in a shallow water // J. Acoust. Soc. Amer. 1987. V. 81. P. 275–286.
21. *Tindle C.T., Hobaek H., Muir T.G.* Normal mode filtering for downslope propagation in a shallow water wedge // J. Acoust. Soc. Amer. 1987. V. 81. P. 287–294.
22. *Вайнштейн Л.А.* Метод приближенного разделения переменных в граничных задачах // ЖТФ. 1957. Т. 27. № 9. С. 2109–2128.
23. *Комиссарова Н.Н.* Поле точечного гармонического источника для модели прибрежной зоны, учитывающей зависимость скорости звука от глубины // Вопр. судостроен. Сер. Акустика. 1978. Вып. 9. С. 3–19.
24. *Tindle C.T., Deane G.B.* Suund propagation over a sloping bottom using rays with beam displacement // J. Acoust. Soc. Amer. 1985. V. 78. P. 1366–1374.
25. *Малюжинец Г.Д.* Некоторые обобщения метода отражений в теории дифракции синусоидальных волн (докт. диссерт). Физический институт им. П.Н. Лебедева АН СССР. М., 1951 г.
26. *Комиссарова Н.Н.* Асимптотическое представление поля точечного источника для одной модели берегового клина // Акуст. журн. 1972. Т. 18. № 2. С. 259–263.
27. *Сахарова М.П.* Асимптотическое представление поля точечного источника в клине // Акуст. журн. 1959. Т. 5. № 2. С. 215–220.
28. *Комиссарова Н.Н.* Шумовое поле, создаваемое поверхностными источниками в береговом клине // Акуст. журн. 1987. Т. 33. № 1. С. 43–48.
29. *Heard G.J.* Bottom reflection coefficient measurement and geoacoustic inversion at the continental margin near Vancouver Island with the aid of spiking filters // J. Acoust. Soc. Amer. 1997. V. 101. P. 1953–1960.
30. *Miller J.F., Nagl A., Überall H.* Upslope sound propagation through the bottom of a wedge-shaped ocean beyond cutoff // J. Acoust. Soc. Amer. 1986. V. 79. P. 562–565.

Sound Field Features in the Coastal Zone of a Shallow Sea with an Airborne Source of Excitation

N. N. Komissarova

Features of the sound field in the coastal zone are theoretically investigated in the case of a moving airborne sound source. It is shown that two factors govern the drastic increase in the signal level measured at the observation point when the source moves near the shoreline: the directional property of the field transmitted from air into water and the structure of the normal wave in the wedge near the caustic. The magnitude of the increase in the sound field level depends on the depth of the reception point and, what is more essential, on the structure of the bottom.