АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 1998, том 44, № 6, с. 801–807

УДК 534.23

ГОРИЗОНТАЛЬНАЯ РЕФРАКЦИЯ ЛУЧЕЙ В ПРИБРЕЖНОЙ ЗОНЕ ПРИ РАЗНЫХ ПРОФИЛЯХ СКОРОСТИ ЗВУКА

© 1998 г. Н. Н. Комиссарова

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

Поступила в редакцию 30.12.97 г.

Представлены результаты расчета проекций на горизонтальную плоскость лучей, многократно отраженных дном и поверхностью моря, для конкретного прибрежного района при разных профилях скорости звука. Программа расчета основана на приближенном методе, который предполагает, что глубина моря является произвольной, но медленно меняющейся функцией обеих горизонтальных координат. При этом задача определения горизонтальных траекторий лучей сводится к расчету лучей в двумерно неоднородной среде с эффективным показателем преломления, зависящим от двух горизонтальных координат и определяемым рельефом дна и профилем скорости звука. Проанализирована степень влияния профиля скорости звука на горизонтальные лучи.

Как известно, луч, испытавший многократные отражения от дна и поверхности моря, имеет сложную траекторию в горизонтальной плоскости, отличную, вообще говоря, от прямой. Проекции лучей на горизонтальную плоскость принято называть горизонтальными лучами. Метод построения горизонтальных лучей в двумерно неоднородном волноводе, глубина которого зависит только от одной горизонтальной координаты, был предложен в работах [1, 2], основанных на использовании лучевого инварианта [3, 4]. Расчет горизонтальных лучей [5] стал первым этапом вычисления полей адиабатических мод низких частот в трехмерных волноводах [6–8]. В работе [9] было показано, что если глубина моря $H(x, y)$ является произвольной, но медленно меняющейся функцией обеих горизонтальных координат x, y, то горизонтальные проекции лучей описываются лучевыми уравнениями для двумерно неоднородной среды с эффективным показателем преломления $\tilde{n}$, зависящим от горизонтальных координат x, y следующим образом:

$$\tilde{n}(x, y) = \sqrt{1 - H_p^2 \sin^2 \vartheta_p / H^2(x, y)}, \qquad (1)$$

где ϑ_p – угол скольжения луча в точке $P(x_p, y_p)$ и $H_p = H(x_p, y_p)$. При этом предполагалось, что скорость звука в среде постоянная. В работе [10] представлены результаты расчетов характеристик звуковых полей, выполненных по программе, в основу которой положен предложенный в [9] подход. В работе [11] была рассмотрена задача определения горизонтальных проекций лучей, многократно отраженных от дна и поверхности мелкого моря (прибрежного клина), в предположении, что скорость звука в среде зависит от вертикальной координаты z, а глубина моря H является произвольной, но медленно меняющейся функцией горизонтальных координат x, y. На основе законов отражения луча от наклонного дна показано следующее:

1. Вдоль горизонтального луча сохраняется значение инварианта $I(q, H)$, который для луча, многократно ударяющегося о дно и поверхность, имеет вид:

$$I(q, H(x, y)) = \int_0^{H(x, y)} \sqrt{n^2(z) - q^2}\, dz. \qquad (2)$$

Если луч в текущей точке (x, y) своей горизонтальной проекции (глубина места – $H(x, y)$) имеет вверху или внизу точки заворота $\bar{z}$ или $\underline{z}$, то нижний или верхний пределы интегрирования в интеграле (2) заменяются соответственно на $\bar{z}$ или $\underline{z}$. Параметр q в интеграле (2) – это с точностью до константы проекция волнового вектора на горизонтальную плоскость. В случае регулярного волновода ($H(x, y) = \text{const}$)

$$q = n(z) \cos \vartheta(z), \qquad (3)$$

и значение этого параметра постоянно вдоль луча (закон Снеллиуса). В случае нерегулярного волновода значение q изменяется, когда луч отражается от наклонного дна, но между отражениями луча значение параметра q сохраняется. Если наклон дна мал, то изменение параметра q после отражения тоже мало. Значение q медленно изменяется вдоль горизонтальной траектории луча.

2. Уравнение:

$$I(q, H) = I(q_p, H_p) \qquad (4)$$

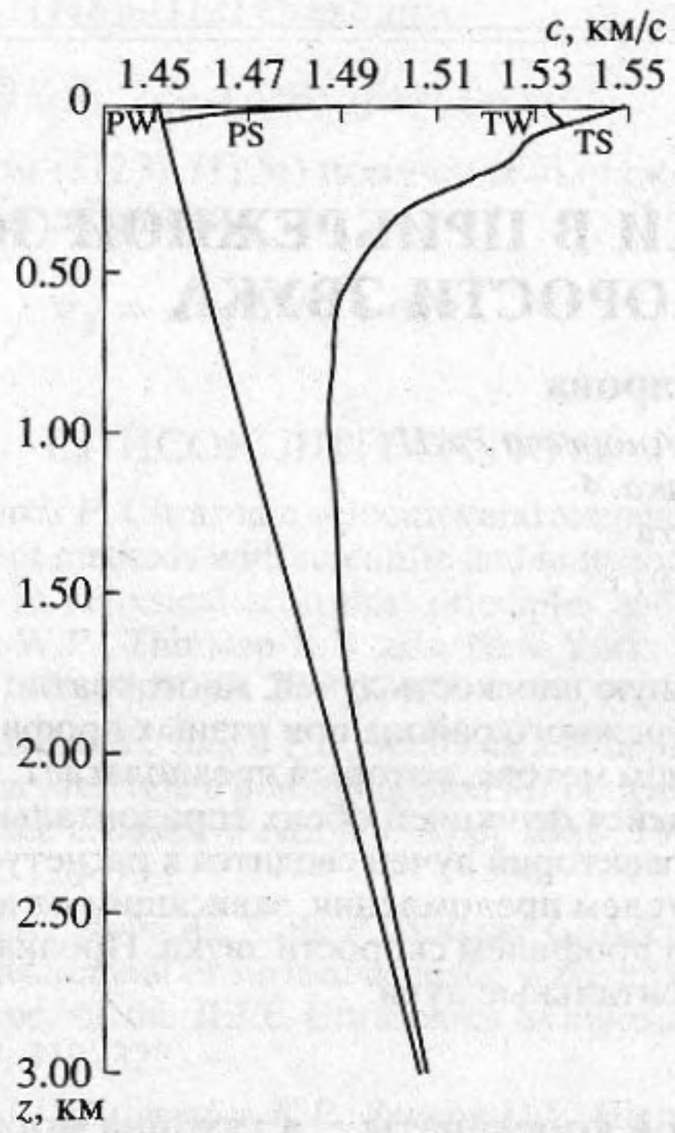

Рис. 1. Зависимости скорости звука от глубины для летнего (PS) и зимнего (PW) сезонов северного района, для летнего (TS) и зимнего (TW) сезонов тропического района.

определяет зависимость $q(H)$ вдоль луча, имеющего в точке $P(x_p, y_p, z_p)$ угол скольжения ϑ_p.

3. Траектории горизонтальных лучей подчиняются лучевым уравнениям для двумерно неоднородной среды с зависящим от двух горизонтальных координат x, y эффективным показателем преломления $\tilde{n}(x, y)$, определяемым рельефом дна и профилем скорости звука, причем

$$\tilde{n}(x, y) = q(H(x, y)), \tag{5}$$

а зависимость $q(H)$ определяется уравнением (4).

4. Семейству лучей $\vartheta_p = \text{const}$, имеющих один и тот же угол скольжения в источнике, но разные значения азимутального угла φ_p, соответствует один и тот же эффективный показатель преломления $\tilde{n}(x, y)$, при этом изобаты на топографической карте дна являются и изолиниями эффективного показателя преломления $\tilde{n}(x, y)$. Изобаты являются изолиниями и других параметров семейства лучей $\vartheta_p = \text{const}$: это линии постоянного значения величины q, а также линии постоянного значения угла скольжения лучей у дна ($\underline{\vartheta}$) и поверхности ($\bar{\vartheta}$). Для лучей, имеющих вверху точку заворота, изобаты являются изолиниями значений вертикальной координаты $\bar{z}$ верхних точек заворота лучей семейства $\vartheta_p = \text{const}$. Горизонтальные координаты точек отрыва лучей семейства $\vartheta_p = \text{const}$ от дна или поверхности тоже принадлежат изобатам.

5. Для клиновидной области, когда глубина H зависит только от одной горизонтальной координаты x, эффективный показатель преломления зависит только от этой координаты x, и горизонтальный луч распространяется как в слоисто неоднородной среде.

На основе развитого в работе [11] подхода создана программа расчета горизонтальных лучей в прибрежной зоне для произвольной зависимости скорости звука от глубины. В программе используется тот же подход к заданию параметров среды, что и в работе [10]. Рельеф дна задается изобатами. Дно аппроксимируется соприкасающимися треугольниками, так что водная среда над каждым треугольником представляет собой элемент клиновидной области, и горизонтальный луч распространяется как в слоисто неоднородной среде с эффективным показателем преломления $\tilde{n}(H)$. В программе предусмотрена кусочно линейная аппроксимация зависимости от глубины z квадрата показателя преломления среды $n(z)$. Уравнение (4) решается численно.

Целью данной работы является анализ результатов расчетов горизонтальных лучей для определения степени влияния на них профиля $C(z)$. Ниже представлены результаты расчетов горизонтальных траекторий семейств лучей, имеющих в источнике в точке $P(x_p, y_p, z_p)$ один и тот же угол скольжения ϑ_p и разные азимутальные углы φ_p. В большинстве расчетов азимутальные углы φ_p принимают значения от –180° до 180° с шагом 20°. Расчеты проводились для четырех профилей скорости звука, соответствующие зависимости $C(z)$ изображены на рис. 1 и обозначены буквами PS, PW, TS, TW. Профили скорости звука PS, PW характерны для летнего (PS) и зимнего (PW) сезонов северной части Тихого океана. Профили TS и TW характерны для летнего и зимнего сезонов одного из тропических районов.

Рассмотрим влияние профиля скорости звука $C(z)$ на горизонтальные лучи для одного конкретного прибрежного района, в котором область берегового шельфа с углом наклона дна ≈0.5° простирается на расстояние порядка 20 км от берега, а затем начинается крутой склон, причем угол наклона дна составляет примерно 7°. Топография дна этого района задана изобатами и приводится на всех лучевых картинах в горизонтальной плоскости. Изобатой $H = 2000$ м ограничена область, для которой проводились расчеты.

На рис. 2 для двух профилей скорости звука PW и PS представлены горизонтальные траектории семейства лучей, имеющих в источнике в точке P с координатами $x_p = 40$ км, $y_p = 8$ км, $z_p = 0$ углы скольжения $\vartheta_p = 1°$, 5° и 10°. Профиль PW ха-

рактеризуется постоянным градиентом скорости звука. Для профиля PS характерно наличие минимума скорости звука на глубине 35 м. Горизонтальные лучи для летнего профиля PS изображены толстыми линиями, для зимнего профиля PW – пунктирными линиями. Для сравнения там же тонкими линиями изображены аналогичные горизонтальные лучи в случае $C(z)$ = const.

Аналогичная серия расчетов выполнена для двух тропических профилей (рис. 1), характеризуемых наличием подводного звукового канала (ПЗК) с осью на глубине 1 км. Зимний профиль TW имеет еще и приповерхностный канал в диапазоне глубин до 60 м. Профиль TS относится к летнему типу и приповерхностного канала не имеет. Горизонтальные траектории лучей с углами скольжения $\vartheta_p = 1°$ для профилей TW и TS очень близки к аналогичным траекториям для профилей PW и PS и здесь не приводятся, а горизонтальные траектории лучей с углами скольжения $\vartheta_p = 5°$ и 10° изображены на рис. 3.

На рис. 4 изображены соответствующие профилю PW зависимости эффективного показателя преломления $\tilde{n}$ от глубины моря H, рассчитанные для лучей с углами скольжения в источнике $\vartheta_p = 1°$, 3°, 5°, 10°, 20° и 30° при $H_p = 1.7$ км (толстые кривые). Для сравнения там же приведены зависимости $\tilde{n}(H)$ для случая $C(z)$ = const, вычисляемые по формуле (1) (тонкие кривые). Тонкой пунктирной линией изображена зависимость показателя преломления среды от вертикальной координаты z. На графиках показаны кривые $\tilde{n}(H)$ только в диапазоне изменения $\tilde{n}$ от 0.9 до 1.1, поскольку именно в этом диапазоне значений $\tilde{n}$ в наибольшей степени проявляется влияние профиля скорости звука $C(z)$ на эффективный показатель преломления $\tilde{n}(H)$. При $\tilde{n} < 0.9$ значения эффективного показателя преломления $\tilde{n}$ быстро уменьшаются до 0.

Результаты расчетов, изображенных на рис. 2, показывают, что можно выделить два типа горизонтальных лучей. Первый тип соответствует лучам, распространяющимся, в основном, в глубоководном канале; второй тип – лучам, захваченным приповерхностным каналом. Например, лучи с углом скольжения $\vartheta_p = 1°$ в случае зимнего профиля PW захвачены приповерхностным каналом и засвечивают диапазон глубин, не превышающий 10 м. Значительную часть своего пути они проходят без взаимодействия с дном. Соответствующий лучам семейства $\vartheta_p = 1°$ эффективный показатель преломления $\tilde{n}(H)$ (см. рис. 4) является постоянной величиной в большом диапазоне изменения $H > 10$ м, и лишь при малых значениях $H < 10$ м $\tilde{n}(H)$ быстро стремится к нулю. Заворот лучей в горизонтальной плоскости происходит при малых значениях H, там где $\tilde{n}(H)$ быстро

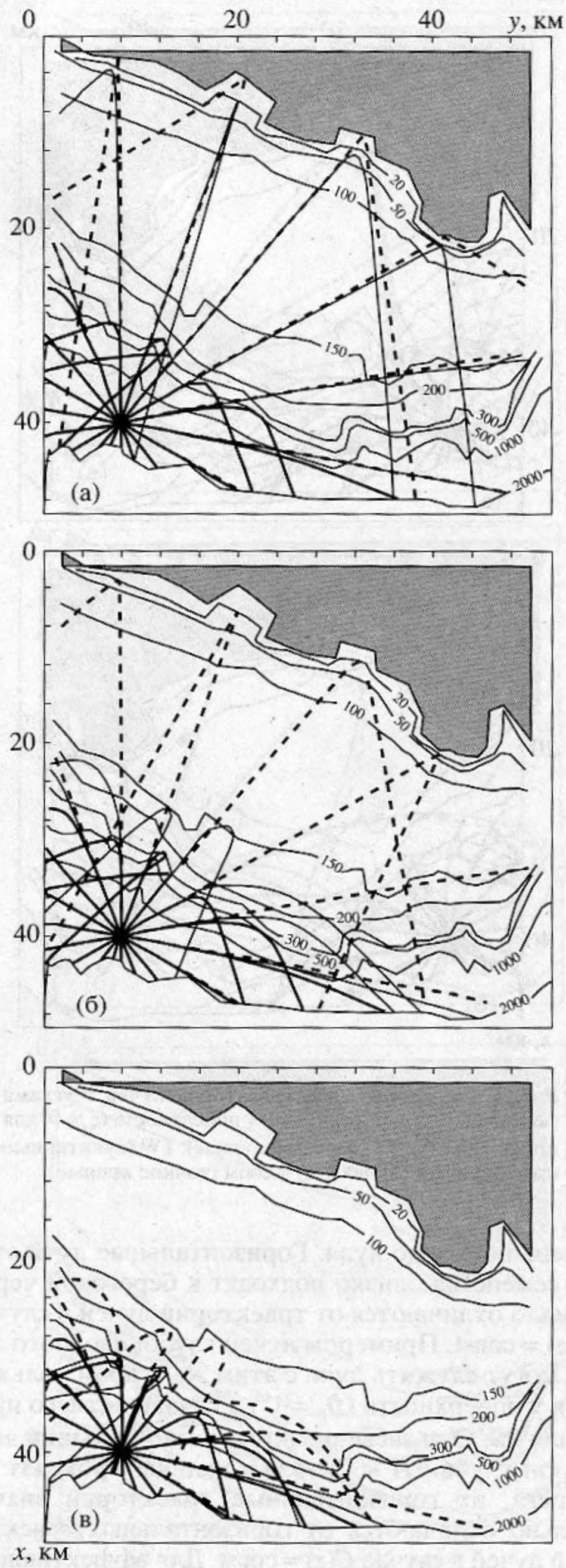

Рис. 2. Горизонтальные траектории лучей с углами скольжения $\vartheta_p = 1°$ (а), 5° (б), 10° (в) у поверхности ($z_p = 0$) для профилей $C(z)$: PS (толстые кривые), PW (пунктирные кривые) и для случая $C(z)$ = const (тонкие кривые).

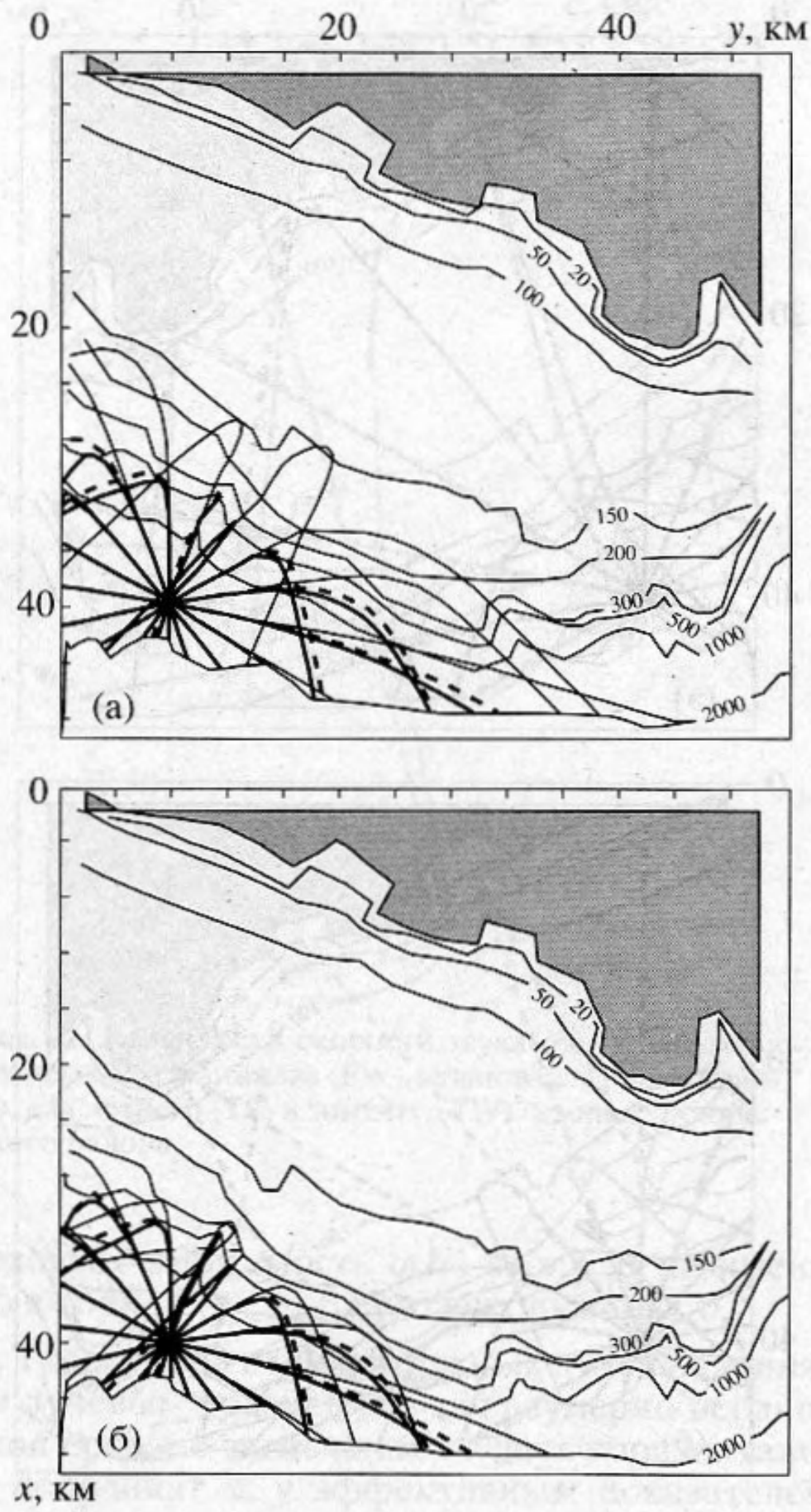

Рис. 3. Горизонтальные траектории лучей с углами скольжения $\vartheta_p = 5°$ (а), 10° (б) у поверхности ($z_p = 0$) для профилей $C(z)$: TS (толстые кривые), TW (пунктирные кривые) и для случая $C(z)$ = const (тонкие кривые).

уменьшается до нуля. Горизонтальные лучи этого семейства близко подходят к береговой черте и мало отличаются от траекторий лучей в случае $C(z)$ = const. Примером лучей глубоководного типа могут служить лучи с этим же углом скольжения у поверхности ($\vartheta_p = 1°$) в случае летнего профиля PS. Они засвечивают гораздо больший диапазон глубин $H < 2.1$ км и дальше проходят от берега, их горизонтальные траектории значительно отличаются от горизонтальных траекторий лучей в случае $C(z)$ = const. Для эффективного показателя преломления в этом случае характерно плавное увеличение $\tilde{n}$ с глубиной H, причем зависимость $\tilde{n}(H)$ значительно отличается от аналогичной кривой для случая $C(z)$ = const, а также и от кривой $\tilde{n}(H)$ для зимнего профиля PW.

Все горизонтальные лучи для летних профилей $C(z)$ PS и TS (изображены на рис. 2, 3 толстыми линиями) относятся к глубоководному типу, характерному для глубоководных лучей. Они слабо зависят от ϑ_p в пределах рассматриваемого здесь диапазона углов ϑ_p от 1° до 10° и не подходят к берегу ближе, чем до изобаты $H = 0.5$ км. При малых углах ϑ_p горизонтальные лучи этого типа существенно отличаются от соответствующих горизонтальных лучей при $C(z)$ = const, но гораздо меньше отличаются от них при $\vartheta_p = 10°$.

Горизонтальные лучи для зимних профилей $C(z)$ (изображены пунктирными линиями на рис. 2, 3) могут относиться к лучам первого или второго типа в зависимости от того, захвачены они приповерхностным каналом или нет. В условиях зимнего тропического профиля TW захваченными приповерхностным каналом оказываются лучи с углами скольжения у поверхности $\vartheta_p \le 3.5°$. Эти лучи близко подходят к береговой черте. Чем меньше ϑ_p, тем больше сходство горизонтальных траекторий этих лучей с горизонтальными лучами для случая $C(z)$ = const. Лучи с углами скольжения $\vartheta_p > 3.5°$ распространяются по типу глубоководных, причем их горизонтальные траектории очень близки к аналогичным траекториям для летнего профиля TS. В условиях зимнего тихоокеанского профиля PW лучи с углами $\vartheta_p = 1°, 5°$ распространяются по типу приповерхностных, а луч с углом выхода $\vartheta_p = 10°$ ближе к глубоководному типу.

На рис. 5 представлена серия расчетов горизонтальных траекторий лучей для зимнего (TW) и летнего (TS) тропических профилей скорости звука для источника, расположенного на оси подводного звукового канала ($z_p = 1$ км). Лучи с углом скольжения на оси канала $\vartheta_p = 1°$ распространяются вдоль оси канала в диапазоне глубин 960–1050 м, затем, многократно отражаясь от дна, поднимаются вверх по склону, занимая слой воды ~300 м, примыкающий ко дну. Горизонтальные лучи большую часть пути распространяются почти по прямой и близки к горизонтальным лучам для $C(z)$ = const, наличие приповерхностного канала сказывается мало. Может показаться странным, что лучи с углом скольжения $\vartheta_p = 1°$, испытавшие многократные отражения от наклонного дна, имеют горизонтальные траектории, мало отличающиеся от прямых. Здесь дело обстоит следующим образом. Луч начинает распространяться вверх по склону в условиях отрицательного градиента скорости звука, имея малый угол скольжения ϑ. При каждом отражении от дна он получает приращение азимутального угла $\Delta\varphi = 2\,\mathrm{tg}\,\vartheta \sin\varphi\,\mathrm{tg}\,\Phi$, где Φ – угол наклона дна, откуда следует, что чем меньше угол скольжения луча ϑ, тем меньше он отклоняется в горизонтальной плоскости. Можно показать, что при малых значениях угла скольжения ϑ увеличение его при отражении от дна компенсируется его уменьшением за счет рефракции, и суммарное из-

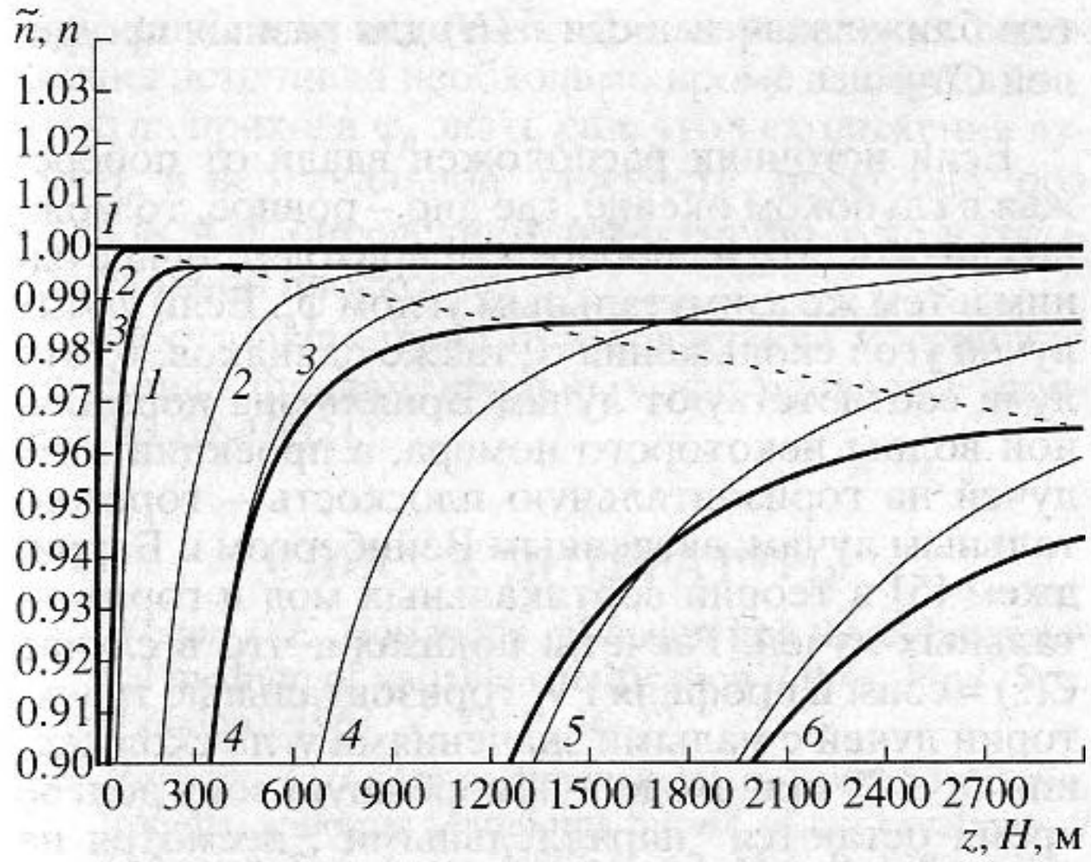

Рис. 4. Зависимости эффективного показателя преломления $\tilde{n}$ от глубины моря $H(x, y)$, рассчитанные для семейств лучей с углами скольжения у поверхности $\vartheta_p = 1°, 3°, 5°, 10°, 20°$ и $30°$ (толстые кривые *1–6*) при $H_p = 1.7$ км, для профиля скорости звука PW. Тонкими кривыми изображены аналогичные зависимости для случая $C(z) = \text{const}$. Тонкая пунктирная кривая изображает зависимость показателя преломления среды n от вертикальной координаты z.

менение $\Delta\vartheta$ за цикл мало: $\Delta\vartheta = 2\sin^2\vartheta|\cos\varphi|\,\mathrm{tg}\,\Phi \ll \vartheta$. Это объясняет, почему луч с малым углом скольжения, многократно отражаясь от дна, слабо отклоняется от прямой в условиях отрицательного градиента скорости звука. Как показал расчет, соответствующие семейству лучей $\vartheta_p = 1°$ зависимости $\tilde{n}(H)$ очень близки к зависимости показателя преломления среды n от вертикальной координаты z: $\tilde{n}(H) \approx n(H)$.

Лучи с углами скольжения $\vartheta_p = 5°$ распространяются примерно по такой же схеме, но занимают больший диапазон глубин (0.5–2.0 км), пока распространяются вдоль оси ПЗК. Горизонтальные траектории лучей с углом скольжения $\vartheta_p = 5°$ уже существенно отличаются от соответствующих горизонтальных лучей для случая $C(z) = \text{const}$. Лучи с углом скольжения $\vartheta_p = 10°$ распространяются, сразу отражаясь от дна и поверхности. Их горизонтальные траектории можно отнести к первому глубоководному типу. Они близки к лучам для случая $C(z) = \text{const}$. Приповерхностный канал не сказывается.

Расчеты показывают, что в случае малой глубины H_p горизонтальные траектории в гораздо меньшей степени зависят от профиля скорости звука $C(z)$, а зависимости $\tilde{n}(H)$ близки к соответствующим зависимостям при $C(z) = \text{const}$.

Многократные отражения луча от наклонного дна приводят к тому, что луч отклоняется от свое-

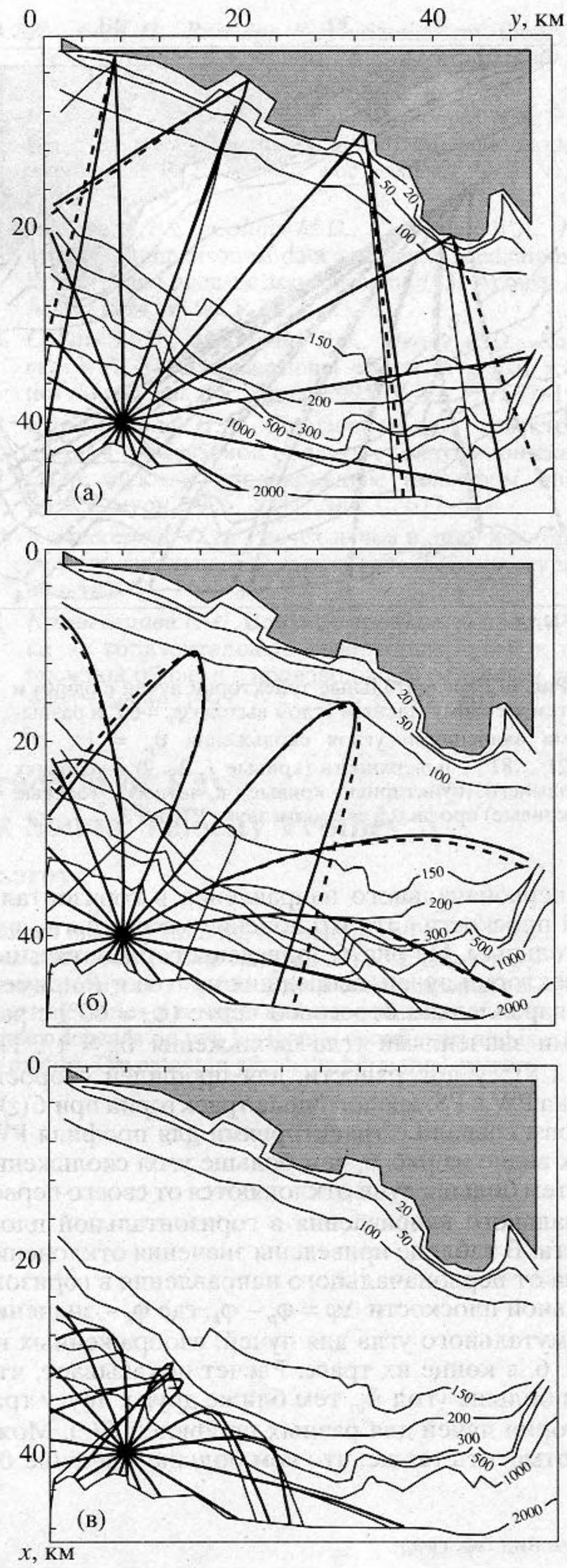

Рис. 5. Горизонтальные траектории лучей с углами скольжения $\vartheta_p = 1°$ (а), $5°$ (б), $10°$ (в) на оси ПЗК ($z_p = 1$ км) для профилей $C(z)$: TS (толстые кривые), TW (пунктирные кривые) и для случая $C(z) = \text{const}$ (тонкие кривые).

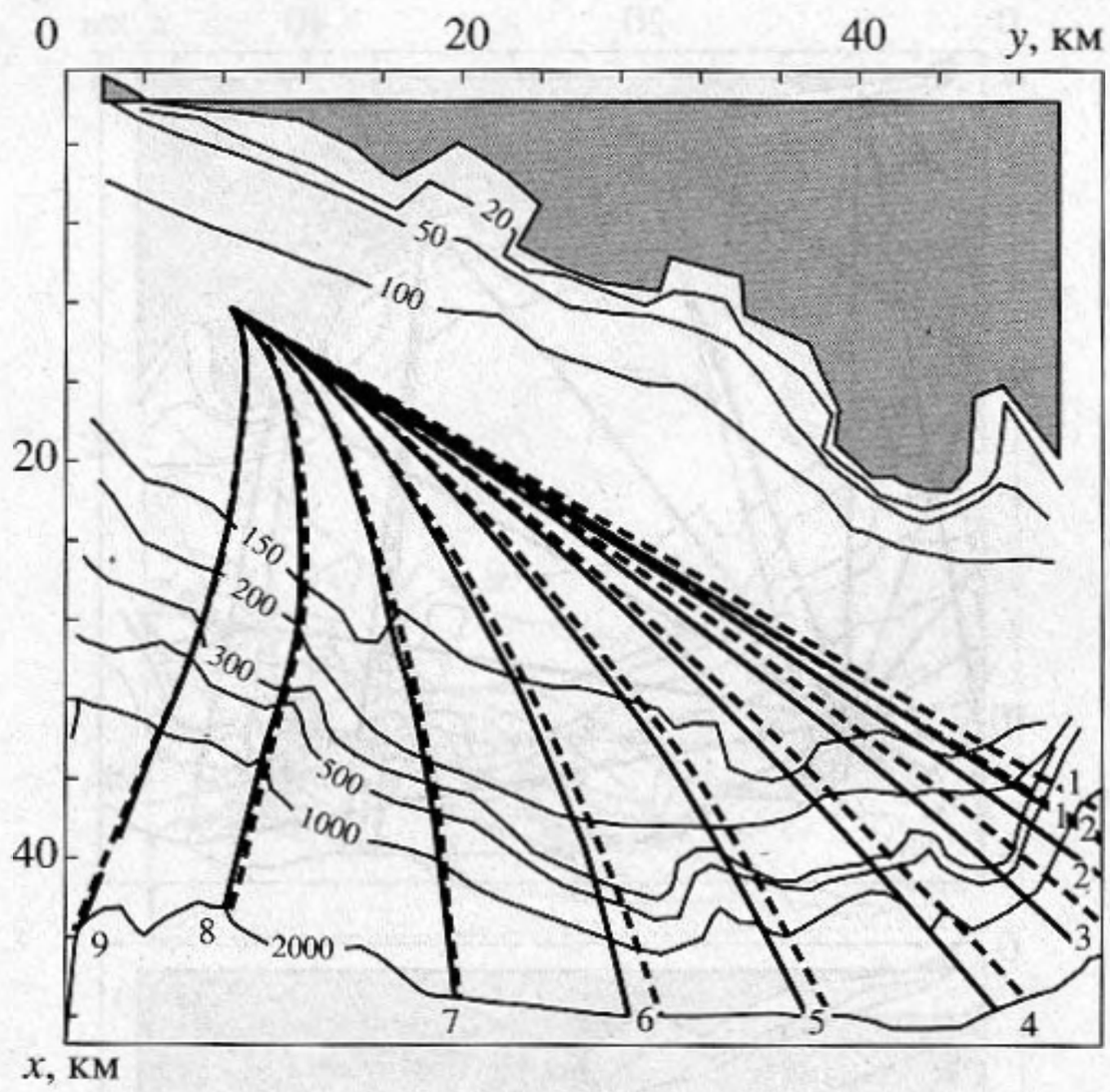

Рис. 6. Горизонтальные траектории лучей с одним и тем же азимутальным углом выхода $\varphi_p = 60°$ и разными значениями углов скольжения ϑ_p = 1°, 11°, 21°...81° у поверхности (кривые *1*, *2*...*9*) в условиях зимнего (пунктирные кривые) и летнего (толстые кривые) профилей скорости звука PW и PS.

го первоначального направления в горизонтальной плоскости. Это отклонение может быть значительным. На рис. 6 приведены горизонтальные траектории лучей, вышедших из точки *P* примерно параллельно береговой черте ($\varphi_p = 60°$) с разными значениями угла скольжения ϑ_p = 1°, 11°, 21°...81° у поверхности, для профилей скорости звука PW и PS; аналогичные траектории при $C(z)$ = = const совпали с траекториями для профиля PW. Как видно из рис. 6, чем больше угол скольжения ϑ_p, тем больше лучи отклоняются от своего первоначального направления в горизонтальной плоскости. В таблице приведены значения отклонения луча от первоначального направления в горизонтальной плоскости $\Delta\varphi = \varphi_p - \varphi_k$, где φ_k – значения азимутального угла для лучей, изображенных на рис. 6, в конце их трасс. Расчет показывает, что чем больше угол ϑ_p, тем ближе друг к другу траектории лучей для разных профилей $C(z)$. Можно отметить также, что чем больше значение ϑ_p, тем ближе зависимости $\tilde{n}(H)$ для разных профилей $C(z)$.

Значения $\Delta\varphi$, град

Профиль	Углы скольжения ϑ_p, град								
	1	11	21	31	41	51	61	71	81
PW	0	2.3	9.2	16.1	32.1	40.7	53.9	73.9	83.1
PS	2.9	5.7	12.0	18.3	32.7	44.1	53.3	75.1	82.5

Если источник расположен вдали от побережья в глубоком океане, где дно – ровное, то можно считать, что на побережье приходят лучи с одним и тем же азимутальным углом φ_p. Если у этих лучей угол скольжения ϑ_p также одинаков, то эти лучи соответствуют лучам Бриллюэна нормальной волны некоторого номера, а проекции этих лучей на горизонтальную плоскость – горизонтальным лучам, введенным Вейнбергом и Барриджем [5] в теории вертикальных мод и горизонтальных лучей. Расчеты показали, что в случае $C(z)$ = const и профиля PW горизонтальные траектории лучей с малыми значениями угла скольжения $\vartheta_p \leq 3°$ при входе в прибрежную зону долгое время остаются "параллельными", несмотря на то, что все они проходят по разным участкам дна с различным рельефом. Это говорит о том, что при малых ϑ_p рельеф дна гораздо меньше влияет на траекторию горизонтального луча, чем значения угла скольжения ϑ_p и азимутального угла φ_p. На лучи с углами скольжения ϑ_p = 5° и 10° значительно влияет то, в каком месте входят они в прибрежную зону. Входя параллельным пучком, горизонтальные лучи быстро расходятся. Возможно, что при расчете поля нормальной волны низкого номера в прибрежной зоне можно использовать двумерную модель прибрежной зоны, но расчет нормальных волн более высоких номеров требует учета зависимости глубины моря от обеих горизонтальных координат.

Проведенные расчеты дают возможность получить представление о том, как влияют параметры среды на горизонтальную рефракцию, обусловленную многократными отражениями луча от наклонного дна. Горизонтальная траектория луча зависит от многих параметров: от углов выхода луча ϑ_p и φ_p, от положения источника, от топографии дна и профиля скорости звука. Из проведенных расчетов можно сделать вывод, что в первую очередь траектория луча определяется положением источника и углами выхода ϑ_p и φ_p. Топография дна и профиль скорости звука $C(z)$ сказываются в меньшей степени, причем, топография дна больше влияет на лучи с большим углом скольжения, а профиль скорости звука – на лучи с малым углом скольжения. Наличие (зимой) или отсутствие (летом) приповерхностного канала влияет на лучи мелководного источника и приводит к тому, что горизонтальная рефракция проявляется летом в большей степени, чем зимой. В зимних условиях луч меньше отклоняется от первоначального направления, чем летом, и ближе подходит к береговой черте. На горизонтальную рефракцию лучей от глубоководного источника приповерхностный канал влияет слабо. Вследствие горизонтальной рефракции азимутальный угол прихода луча в прибрежной зоне, как правило, не совпадает с на-

правлением на источник. Для определения положения источника необходимо кроме азимутального угла прихода φ_p знать еще угол скольжения луча ϑ_p в вертикальной плоскости, поскольку оба угла φ_p и ϑ_p определяют траекторию луча в горизонтальной плоскости.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 96-02-19021).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Weston D.E.* Horizontal refraction in a three-dimensional medium of variable stratification // Proc. Phys. Soc. (London). 1961. V. 78. P. 46–52.
2. *Harrison C.H.* Three-dimensional ray paths in basin, troughs, and near seamounts by use of ray invariants // J. Acoust. Soc. Amer. 1977. V. 62. № 6. P. 1382–1388.
3. *Weston D.E.* Guided propagation in a slowly varying medium // Proc. Phys. Soc. (London). 1959. V. 73. P. 365–384.
4. *Milder D.M.* Ray and wave invariants for SOFAR channel propagation // J. Acoust. Soc. Amer. 1969. V. 46. № 5. P. 1259–1263.
5. *Weinberg H., Burridge R.* Horizontal ray theory for ocean acoustics // J. Acoust. Soc. Amer. 1974. V. 55. P. 63–79.
6. *Heaney K.D., Kuperman W.A., McDonald B.E.* Perth-Bermuda sound propagation (1960): adiabatic mode interpretation // J. Acoust. Soc. Amer. 1991. V. 90. P. 2586–2594.
7. *McDonald B.E., Collins M.D., Kuperman W.A., Heany K.D.* Comparison of data and model predictions for Heard Island acoustic transmissions // J. Acoust. Soc. Amer. 1994. V. 96. P. 2357–2370.
8. *Collins M.D., McDonald B.E., Heany K.D., Kuperman W.A.* Three dimensional effects in global acoustics // J. Acoust. Soc. Amer. 1995. V. 97. P. 1567–1575.
9. *Комиссарова Н.Н.* Горизонтальные траектории лучей в прибрежной области с постоянной скоростью звука и произвольным рельефом дна // Акуст. журн. 1995. Т. 41. № 4. С. 617–621.
10. *Комиссарова Н.Н.* Расчет лучей в прибрежной зоне с произвольным рельефом дна // Акуст. журн. (в печати).
11. *Комиссарова Н.Н.* Влияние профиля скорости звука на горизонтальные траектории лучей в прибрежной области с произвольным рельефом дна // Акуст. журн. 1995. Т. 41. № 6. С. 902–907.

The Horizontal Refraction of Rays in a Coastal Zone at Different Sound Velocity Profiles

N. N. Komissarova

Computed results for the horizontal projections of rays reflected multiply from the sea bottom and surface are presented for a particular coastal region at different sound velocity profiles. The computation code is based on an approximate method that treats the sea depth as an arbitrary, slowly varying function of both horizontal coordinates. In this case, the determination of the horizontal ray trajectories is reduced to the computation of rays in a two-dimensional medium whose effective refractive index depends on two horizontal coordinates and is governed by the bottom topography and the sound velocity profile. The extent to which the horizontal rays are affected by the sound velocity profile is analyzed.