

## ПРОСТРАНСТВЕННАЯ АНИЗОТРОПИЯ ДОННОЙ РЕВЕРБЕРАЦИИ В ПРИБРЕЖНОЙ ОБЛАСТИ

© 2007 г. Н. Н. Комиссарова

*Акустический институт им. Н.Н. Андреева РАН*

*117036 Москва, ул. Шверника 4*

*E-mail: bvp@akin.ru*

Поступила в редакцию 30.11.05 г.

Предлагается метод расчета донной реверберации в прибрежной зоне, позволяющий учесть трехмерный рельеф дна, который влияет на пространственную анизотропию приходящего реверберационного сигнала. В основу метода положен лучевой подход в сочетании с использованием лучевого инварианта. Приведены примеры расчетов уровня моностатической донной реверберации для одного из прибрежных районов со сложной топографией дна, включающей береговую черту и подводную возвышенность.

PACS: 43.30.Dg, 43.30.Gv

Экспериментальные исследования, проводимые в районах со сложной топографией дна, показали значительную зависимость уровня донной реверберации от азимутального угла. В частности [1–3], отмечается, что наибольший реверберационный сигнал идет от крутых склонов хребтов, обращенных к источнику и приемнику. Эти и ряд других экспериментальных результатов свидетельствуют о том, что топография дна в значительной степени влияет на уровень реверберации.

При расчете донной реверберации применяются различные модели распространения звука. Одними из самых ранних являются лучевой [4] и модовый [5–7] подходы. Лучевая модель с учетом фазы отраженного от поверхности моря падающего поля хорошо согласуется с экспериментом в мелком море с приповерхностным источником и объясняет пики и провалы на временной зависимости уровня реверберации [4, 8]. Для случая волновода с постоянной скоростью звука и меняющейся глубиной получены выражения для уровня донной реверберации в замкнутой форме на основе использования лучевого инварианта Вестона [9]. К достоинствам лучевого подхода следует отнести возможность непосредственного использования при расчете измеренной экспериментально силы рассеяния для данного конкретного района. Другое его преимущество – возможность использования этой теории при расчете донной реверберации в районе со сложной топографией дна.

Недостатки лучевого подхода отмечены в работе [10]. Основным, по мнению авторов, является невозможность учесть фазовые соотношения

при многолучевом распространении, поскольку само понятие силы рассеяния сформулировано через отношение интенсивностей рассеянной и падающей волн. Этими недостатками не страдают расчеты, основанные на использовании параболического приближения. К достоинствам этого метода следует отнести также возможность расчета времени прихода реверберационного сигнала с учетом всех условий распространения по трассе в тональном [3, 11] и импульсном режимах излучения [10, 12]. Такие расчеты, проведенные для конкретных условий эксперимента в глубоком море с подводными хребтами [11], дали возможность связать экспериментально полученные данные с конкретными рассеивающими участками дна и отразить их на топографической карте.

Однако ни метод параболического уравнения, ни метод нормальных волн не реализованы еще для расчета реверберации в условиях трехмерной модели среды. В данной работе предлагается метод расчета донной реверберации в прибрежной зоне, позволяющий учесть трехмерный рельеф дна. В основу метода положен лучевой подход в сочетании с использованием лучевого инварианта. Особенностью рассматриваемой здесь задачи является зависимость глубины волновода от двух горизонтальных координат, что приводит к значительному усложнению расчета параметров лучей, которые уже не остаются в вертикальной плоскости, а испытывают так называемую батиметрическую рефракцию [13, 14]. Это в свою очередь ведет к значительному увеличению требуемой памяти компьютера и времени счета по

сравнению со случаем волновода с постоянной глубиной. Предлагаемый здесь подход к расчету реверберации имеет целью сокращение требуемой памяти компьютера и времени счета.

В качестве модели среды рассматривается волновод, топография дна которого задается зависимостью глубины моря  $H$  от двух горизонтальных координат  $x, y$ . Предполагается, что  $H(x, y)$  произвольная, но медленно меняющаяся функция горизонтальных координат. Скорость звука  $c(z)$  зависит от вертикальной координаты. Свойства дна определяются угловой зависимостью коэффициента отражения волны от дна. Пусть в точке  $S$  с координатами  $\mathbf{R}_S(x_S, y_S, z_S)$  находится излучатель с характеристикой направленности  $X_S(\varphi_S, \vartheta_S)$ , а в точке  $P$  с координатами  $\mathbf{R}_P(x_P, y_P, z_P)$  – приемная антенна; здесь  $\varphi_S, \vartheta_S$  – углы выхода луча из источника (азимутальный и угол скольжения). Будем определять угловой спектр донной реверберации  $N(t, \varphi_P, \vartheta_P)$ , обусловленной рассеянием на дне сигнала, излученного в точке  $S$  ( $t$  – время,  $\varphi_P, \vartheta_P$  – углы прихода реверберационного сигнала в точку  $P$ ).

Из точки приема  $P$  выпустим узкую лучевую трубку с малым телесным углом  $d\Omega$  в направлении, задаваемом углами  $\varphi_P, \vartheta_P$ . Эта лучевая трубка, многократно отражаясь от дна и поверхности, вырезает на дне участки поверхности  $dB_l$ . Каждый участок  $dB_l$  освещается источником  $S$ ; часть рассеянного этим участком дна сигнала попадает в лучевую трубку и приходит в точку  $P$  с направления, задаваемого углами  $\varphi_P, \vartheta_P$ . Интенсивность  $dJ$  этого рассеянного сигнала, пришедшего в телесный угол  $d\Omega$ , связана с угловым спектром донной реверберации  $N_{BOT}(t, \varphi_P, \vartheta_P)$  соотношением

$$dJ = N_{BOT}(t, \varphi_P, \vartheta_P)d\Omega. \quad (1)$$

Для того чтобы посчитать интенсивность рассеянного сигнала  $dJ$ , пришедшего в малый телесный угол  $d\Omega$  с направления, задаваемого углами  $\varphi_P, \vartheta_P$ , нужно знать следующие параметры луча  $\Lambda_{Pl}$ , выходящего из точки  $P$  (рис. 1): координаты  $\mathbf{R}_{Dl}$  точек отражения луча от дна  $D_l$  как функцию его углов выхода  $\varphi_P, \vartheta_P$  и номера отражения  $l$ ; направление, в котором этот луч падает на дно в точках  $D_l$ , т.е. волновой вектор  $\mathbf{k}_{PDl}$ ; время распространения сигнала  $t_{PDl}$  от точки  $P$  до точки  $D_l$ ; интенсивность звукового поля  $I_{Pl}(\varphi_P, \vartheta_P)$ , соответствующего лучу, вышедшему из точки  $P$  в направлении, задаваемом углами  $\varphi_P, \vartheta_P$ , и пришедшему в точку  $D_l$  (после  $(l-1)$  отражения от дна). Кроме того, в каждой точке  $D_l$  необходимо знать

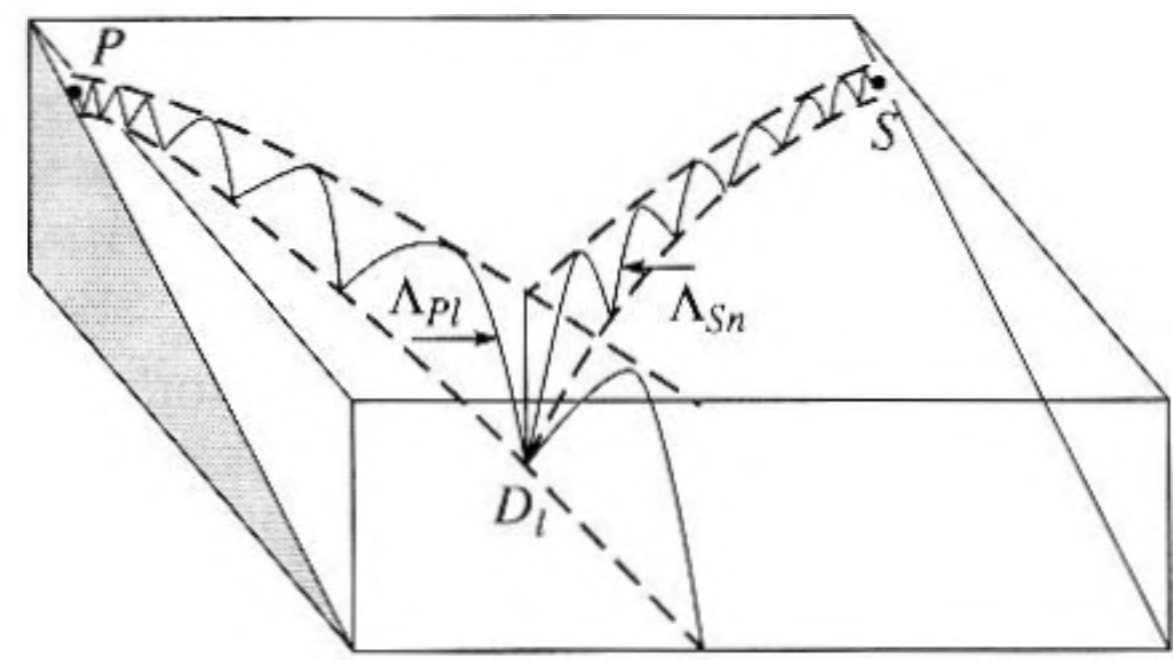


Рис. 1. Схема задачи.

угловой спектр  $I_S(\mathbf{R}_{Dl})$  падающего поля, создаваемого источником  $S$ :

$$I_S(\mathbf{R}_{Dl}) = \sum_n I_{Sn}(\mathbf{R}_{Dl}). \quad (2)$$

Здесь  $I_{Sn}(\mathbf{R}_{Dl})$  – интенсивность звукового поля, соответствующего лучу  $\Lambda_{Sn}$ , вышедшему из точки  $S$  и пришедшему в точку  $D_l$  в момент  $n$ -го удара о дно (после  $(n-1)$  отражения от дна). Каждый такой луч распространяется по своей пространственной траектории. Необходимо знать следующие параметры этого луча: углы выхода  $\varphi_{SnDl}, \vartheta_{SnDl}$  из точки  $S$ ; направление, в котором луч падает на дно в точках  $D_l$ , или волновой вектор  $\mathbf{k}_{SnDl}$ ; время распространения сигнала  $t_{SnDl}$  от точки  $S$  до точки  $D_l$  по лучу  $\Lambda_{Sn}$ .

Рассмотрим луч  $\Lambda_{Sn}$ , соединяющий источник  $S$  и точку  $D_l$ , принадлежащую рассеивающей площадке  $dB_l$ , и сделавший  $(n-1)$  отражение от дна до прихода в точку  $D_l$ . Рассеянный площадкой  $dB_l$  сигнал пропорционален интенсивности соответствующего этому лучу поля  $I_{Sn}(\mathbf{R}_{Dl})$  и коэффициенту рассеяния от дна  $m_{BOT}(\mathbf{k}_{SnDl}, \mathbf{k}_{PDl})$ , зависящему от направления прихода сигнала от источника  $S$  (волновой вектор  $\mathbf{k}_{SnDl}$ ) и от направления, в котором этот луч далее распространяется и попадает в точку приема  $P$  (волновой вектор  $\mathbf{k}_{PDl}$ ). Кроме того, этот рассеянный сигнал пропорционален площади рассеивающего участка  $dB_l$  и интенсивности соответствующего лучу  $\Lambda_{Pl}$  поля, создаваемого в точке приема  $P$  источником, расположенным в точке  $D_l$  (в силу принципа взаимности эта интенсивность равна интенсивности соответствующего лучу  $\Lambda_{Pl}$  поля  $I_{Pl}(\varphi_P, \vartheta_P)$ , создаваемого в точке  $D_l$  расположенным в точке  $P$  источником). Таким образом, интенсивность сигнала, рассеянного площадкой  $dB_l$  и пришедшего в точку  $P$  с направления, задаваемого углами  $\varphi_P, \vartheta_P$ , по лучам  $\Lambda_{Pl}$  и  $\Lambda_{Sn}$ , равна  $m_{BOT}(\mathbf{k}_{SnDl}, \mathbf{k}_{PDl})I_{Pl}(\varphi_P, \vartheta_P)I_{Sn}(\mathbf{R}_{Dl})dB_l$ . Для учета характеристики направленности источника  $S$  необходимо еще добавить множитель

$X(\varphi_{SnDl}, \vartheta_{SnDl})$ . Если в точке  $S$  в момент времени  $t_S$  излучается импульс малой длительности  $\Delta t$ , то рассеянный площадкой  $dB_l$  сигнал придет в точку  $P$  по лучам  $\Lambda_{Pl}$  и  $\Lambda_{Sn}$  в момент времени  $t = t_S + t_{PDl} + t_{SnDl}$ .

Учитывая полный спектр (2) падающего на площадку  $dB_l$  поля от источника  $S$ , имеем следующее выражение для вклада рассеяния от этой площадки в реверберационный сигнал, приходящий в точку  $P$  с направления, задаваемого углами  $\varphi_P, \vartheta_P$ , в момент времени  $t$ :

$$dJ_l = \sum_n m_{BOT}(\mathbf{k}_{SnDl}, \mathbf{k}_{PDl}) I_{Pl}(\varphi_P, \vartheta_P) \times \quad (3)$$

$$\times I_{Sn}(\mathbf{R}_{Dl}) dB_l X(\varphi_{SnDl}, \vartheta_{SnDl}) E(t - t_S - t_{PDl} - t_{SnDl}),$$

где  $E(t)$  – форма излученного импульса. Суммируя вклады всех площадок  $dB_l$ , получаем следующее выражение для интенсивности  $dJ$  рассеянного сигнала, пришедшего в телесный угол  $d\Omega$  с направления, задаваемого углами  $\varphi_P, \vartheta_P$ .

$$dJ = \sum_l I_{Pl}(\varphi_P, \vartheta_P) dB_l \sum_n m_{BOT}(\mathbf{k}_{SnDl}, \mathbf{k}_{PDl}) \times \quad (4)$$

$$\times I_{Sn}(\mathbf{R}_{Dl}) X(\varphi_{SnDl}, \vartheta_{SnDl}) E(t - t_S - t_{PDl} - t_{SnDl}).$$

Выделим отдельным множителем потери энергии при многократных отражениях от дна луча, вышедшего из точки  $P$  в направлении, задаваемом углами  $\vartheta_P, \varphi_P$ , и пришедшего в точку  $D_l$ , совершив  $(l-1)$  отражение от дна до прихода в эту точку. Эти потери энергии можно записать в виде произведения  $\prod_{j=1}^{l-1} V_j^2$ , где  $V_j = V(\vartheta_j)$ ,  $\vartheta_j$  – угол скольжения этого луча при  $j$ -том отражении от дна,  $V(\vartheta)$  – зависимость коэффициента отражения волны дном от угла скольжения луча. Тогда интенсивность звукового поля  $I_{Pl}(\varphi_P, \vartheta_P)$ , соответствующего лучу, вышедшему из точки  $P$  в направлении, задаваемом углами  $\varphi_P, \vartheta_P$ , и пришедшему в точку  $D_l$  (после  $(l-1)$  отражения от дна) можно представить следующим образом:

$$I_{Pl}(\mathbf{R}_{Dl}) = I_{0l}(\mathbf{R}_{Dl}) \prod_{j=1}^{l-1} V_j^2, \quad (5)$$

где  $I_{0l}(\mathbf{R}_{Dl})$  – интенсивность поля, соответствующего аналогичному лучу в аналогичном волноводе с абсолютно отражающими границами.

В силу закона сохранения потока энергии в лучевой трубке в нулевом приближении геометрической оптики, имеем

$$I_{0l}(\mathbf{R}_{Dl}) \Delta B_l = \text{const} = I_0(R_1) \Delta S_1, \quad (6)$$

где  $\Delta B_l$  – площадь поперечного сечения трубки вблизи площадки  $dB_l$ ;  $\Delta S_1 = d\Omega R_1^2$  – площадь поперечного сечения лучевой трубки на единичном расстоянии  $R_1$  от точки  $P$ ;  $I_0(R_1) = 1/R_1^2$  – интенсивность поля на единичном расстоянии от точечного источника, расположенного в точке  $P$ . При этом соотношение (6) переходит в следующее:

$$I_{0l}(\mathbf{R}_{Dl}) \Delta B_l = d\Omega. \quad (7)$$

Учтем, кроме того, что  $dB_l = \Delta B_l / \sin \vartheta_l$ , где  $\vartheta_l$  – угол скольжения луча  $\Lambda_{Pl}$  в точке  $D_l$ . Тогда выражение (4) принимает вид

$$dJ = d\Omega \sum_l \sin^{-1} \vartheta_l \left[ \prod_{j=1}^{l-1} V_j^2 \right] \sum_n m_{BOT}(\mathbf{k}_{SnDl}, \mathbf{k}_{PDl}) \times \quad (8)$$

$$\times I_{Sn}(\mathbf{R}_{Dl}) X(\varphi_{SnDl}, \vartheta_{SnDl}) E(t - t_S - t_{PDl} - t_{SnDl}).$$

Учитывая (1), получаем следующее выражение для углового спектра донной реверберации  $N_{BOT}(t, \varphi_P, \vartheta_P)$

$$N_{BOT}(t, \varphi_P, \vartheta_P) =$$

$$= \sum_l \sin^{-1} \vartheta_l \left[ \prod_{j=1}^{l-1} V_j^2 \right] \sum_n m_{BOT}(\mathbf{k}_{SnDl}, \mathbf{k}_{PDl}) \times \quad (9)$$

$$\times I_{Sn}(\mathbf{R}_{Dl}) X(\varphi_{SnDl}, \vartheta_{SnDl}) E(t - t_S - t_{PDl} - t_{SnDl}).$$

Аналогичная формула для волновода с ровным дном приведена в работе [15]. Формула (9) положена в основу программы расчета углового спектра донной реверберации  $N(t, \varphi_P, \vartheta_P)$  в волноводе с произвольной зависимостью его глубины  $H$  от двух горизонтальных координат. Численный расчет по этой формуле требует численного решения двух разных задач: задача 1 – определение параметров луча, вышедшего из точки  $P$  в направлении, задаваемом углами  $\vartheta_P, \varphi_P$ ; задача 2 – определение углового спектра поля в заданной точке  $D$  от источника  $S$ , т.е. сбор лучей в точку.

При решении обеих задач используется разработанный ранее подход [16–20], при котором основным элементом решения трехмерной задачи расчета луча является определение горизонтальной проекции этого луча, которое сводится к решению лучевого уравнения для двумерно-неоднородной среды с эффективным показателем преломления, зависящим от рельефа дна и профиля скорости звука (двумерная задача). Достоинством этого подхода является то, что вместо расчета и запоминания быстро изменяющейся в пространстве траектории реального луча, многократно отраженного дном и поверхностью моря, рассчиты-

ваются и запоминаются медленно меняющиеся параметры этого луча.

Начальный этап алгоритма решения обеих задач представляет собой расчет “горизонтальных лучей”, т.е. проекций на горизонтальную плоскость реальных лучей, многократно отраженных от дна и поверхности моря. В основу этого этапа положен приближенный метод расчета “горизонтальных лучей”, основанный на результатах работ [16, 17]. На основе законов отражения луча от наклонного дна в работе [17] показано следующее:

1. Вдоль “горизонтального луча” сохраняется значение инварианта  $I(q, H)$  (аналогичного лучевому инварианту, введенному в работах [13, 21] для более простых моделей среды). Для луча, многократно отраженного от дна и поверхности, этот инвариант имеет вид:

$$I(q, H(x, y)) = \int_0^{H(x, y)} \sqrt{n^2(z) - q^2} dz. \quad (10)$$

Здесь  $n(z) = c(0)/c(z)$  – коэффициент преломления среды. Если луч в текущей точке  $(x, y)$  своей горизонтальной проекции (глубина места –  $H(x, y)$ ) имеет вверху или внизу точки заворота  $\bar{z}$  или  $z_*$ , то нижний или верхний пределы интегрирования в интеграле (10) заменяются соответственно на  $\bar{z}$  или  $z_*$ . Параметр  $q$  в интеграле (10) – это с точностью до константы проекция волнового вектора на горизонтальную плоскость. В случае регулярного волновода ( $H(x, y) = \text{const}$ )  $q = n(z) \cos \vartheta(z)$ , 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, и в результате  $q$  медленно изменяется вдоль горизонтальной траектории луча. Уравнение

$$I(q, H) = I(q_p, H_p), \quad (11)$$

где  $H_p = H(x_p, y_p)$ ,  $q_p = n(z_p) \cos \vartheta_p$ , определяет изменение  $q(H)$  вдоль “горизонтального луча” (для заданного значения угла выхода  $\vartheta_p$ ).

2. 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  $\tilde{n}(x, y) = q(H(x, y))$ . В частном случае среды с постоянной скоростью звука  $\tilde{n}(x, y) = \sqrt{1 - H_p^2 \sin^2 \vartheta_p / H^2(x, y)}$ .

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

Этот подход был реализован в программе расчета “горизонтальных лучей” в прибрежных районах океана [18, 19], в программе расчета анизотропии поля поверхностных источников шума [20] и положен в основу программы расчета донной реверберации. В программах предусмотрена кусочно-линейная аппроксимация зависимости от глубины  $z$  квадрата показателя преломления среды  $n(z)$ . 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  $\tilde{n}(H)$ . Для каждого элемента клиновидной области численно решается уравнение (11), определяется зависимость  $q(H)$  и эффективный показатель преломления  $\tilde{n}(H)$ , рассчитывается “горизонтальный луч”, т.е. зависимости его горизонтальных координат  $x(\rho)$ ,  $y(\rho)$  от длины пути  $\rho$  “горизонтального луча”. Кроме траектории “горизонтального луча”, для каждой его текущей точки рассчитывались зависимости от длины горизонтального пути  $\rho$  параметра  $q(\rho)$ , глубины места  $h(\rho)$ , времени распространения  $t(\rho)$  и значения азимутального угла  $\varphi(\rho)$ , а также числа полуциклов  $N_c(\rho)$ , пройденных реальным лучом до текущей точки. Таким образом определяются все параметры лучей, необходимые для расчета, при этом не возникает необходимость определять пространственные траектории реальных лучей, что потребовало бы больших затрат времени и большой памяти компьютера. Этот этап расчета занимает несколько минут в приведенных ниже примерах.

Точки выхода луча на поверхность и дно определяются с помощью функции  $N_c(\rho)$  (зависимость числа полуциклов от длины горизонтального пути). Обозначим через  $N_{c0}$  часть полуцикла, пройденную лучом от точки  $P$  до первого отражения от дна, тогда при  $l$ -ом отражении от дна значение  $N_c(\rho_l)$  равно  $N_{c0} + 2l$ , где  $l$  – номер отражения ( $l = 1, 2, 3, \dots, l_{\max}, l_{\max}$  – номер последнего отражения луча от дна). Таким образом, горизонтальные координаты  $x(\rho_l)$ ,  $y(\rho_l)$  точек выхода на дно  $D_l$  реального луча можно определить путем решения уравнения

$$N_c(\rho_l) - N_{c0} = 2l.$$

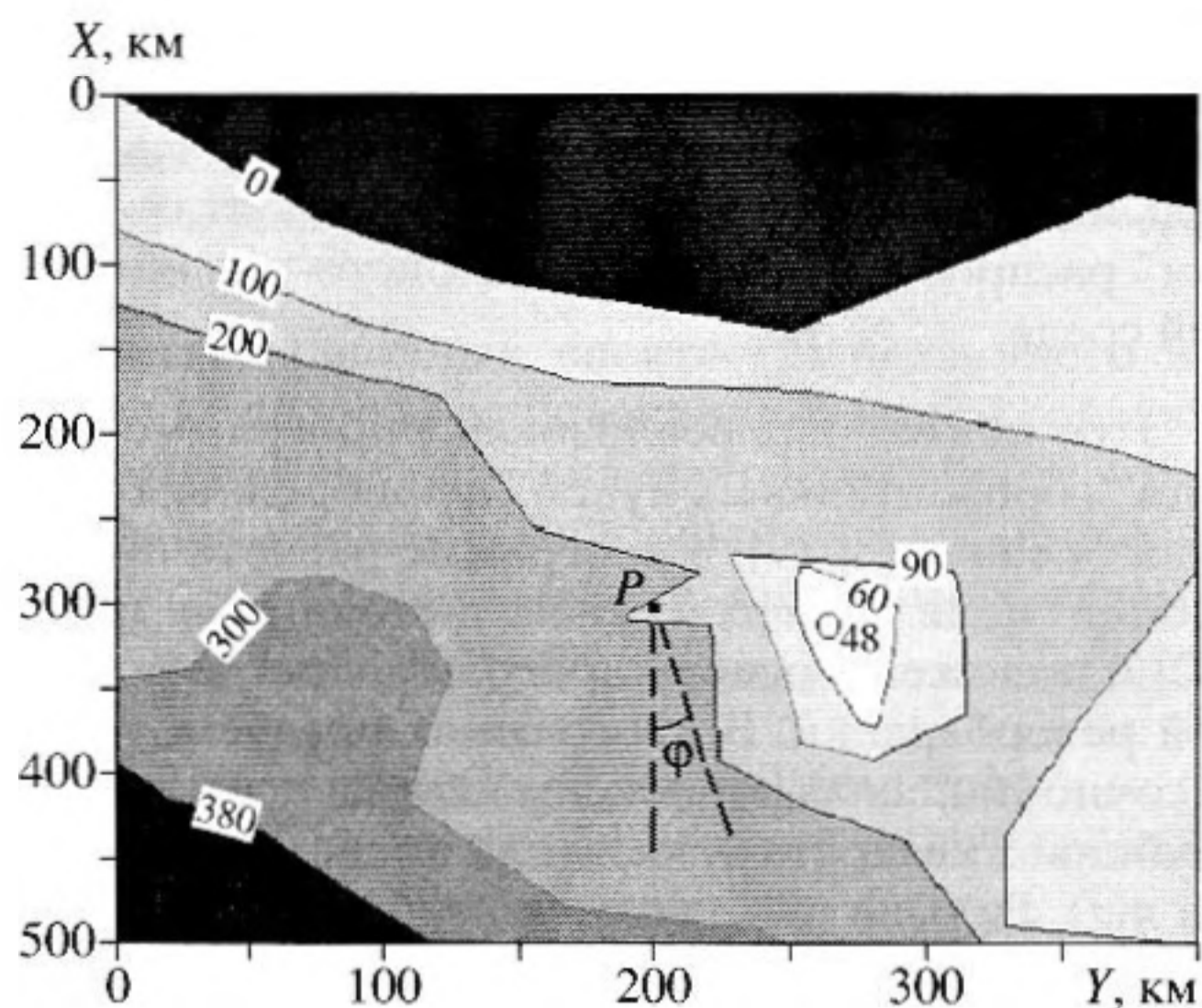


Рис. 2. Топография дна.

Зная значение длины дуги  $\rho_l$  горизонтального луча в точке отражения от дна  $D_l$  реального луча, можно определить глубину места  $H_l = H(x(\rho_l), y(\rho_l))$ , время распространения  $t_{PDl}$  от точки  $P$  до точки  $D_l$ , азимутальный угол  $\varphi(\rho_l)$  и угол скольжения реального луча  $\vartheta_l$  в этой точке из соотношения  $q(\rho_l) = n(H_l) \cos \vartheta_l$  (и, таким образом, волновой вектор  $\mathbf{k}_{PDl}$ ).

Приведенный выше алгоритм решает задачу определения параметров луча, вышедшего из точки  $P$  в направлении, задаваемом углами  $\vartheta_P, \varphi_P$ . Численный расчет по формуле (9) требует, кроме того, численного решения еще одной задачи: определения углового спектра поля в заданной точке  $D_l$  от источника  $S$ , т.е. решения задачи сбора лучей в точку. Эта задача решается в два этапа. Сначала проводится сбор "горизонтальных лучей" в точку  $D_{0l}$  – проекцию точки наблюдения  $D_l$  на горизонтальную плоскость. Следующий шаг – сбор в заданную точку  $D_l$  реальных лучей, т.е. определение углов выхода  $\vartheta_{Sn}, \varphi_{Sn}$  из источника  $S$  реальных лучей, приходящих в точку  $D_l$ . До сих пор значение вертикальной координаты точки приема  $D_l$  никак не использовалось при расчете. Рассчитанные выше параметры определяли фактически все лучи, проходящие под точкой  $D_{0l}$ . Из них нужно выбрать те, которые проходят через расположенную на дне точку  $D_l$ . Это осуществляется путем решения уравнения

$$N_{cD}(\vartheta_S) = N_{c0}(\vartheta_S) + 2n,$$

где  $N_{c0}(\vartheta_S)$  – часть полуцикла, пройденная лучом от точки  $S$  до первого отражения от дна. Таким образом, для расположенной на дне точки  $D_l$  определяется множество значений  $\vartheta_{SnD}$ , которые

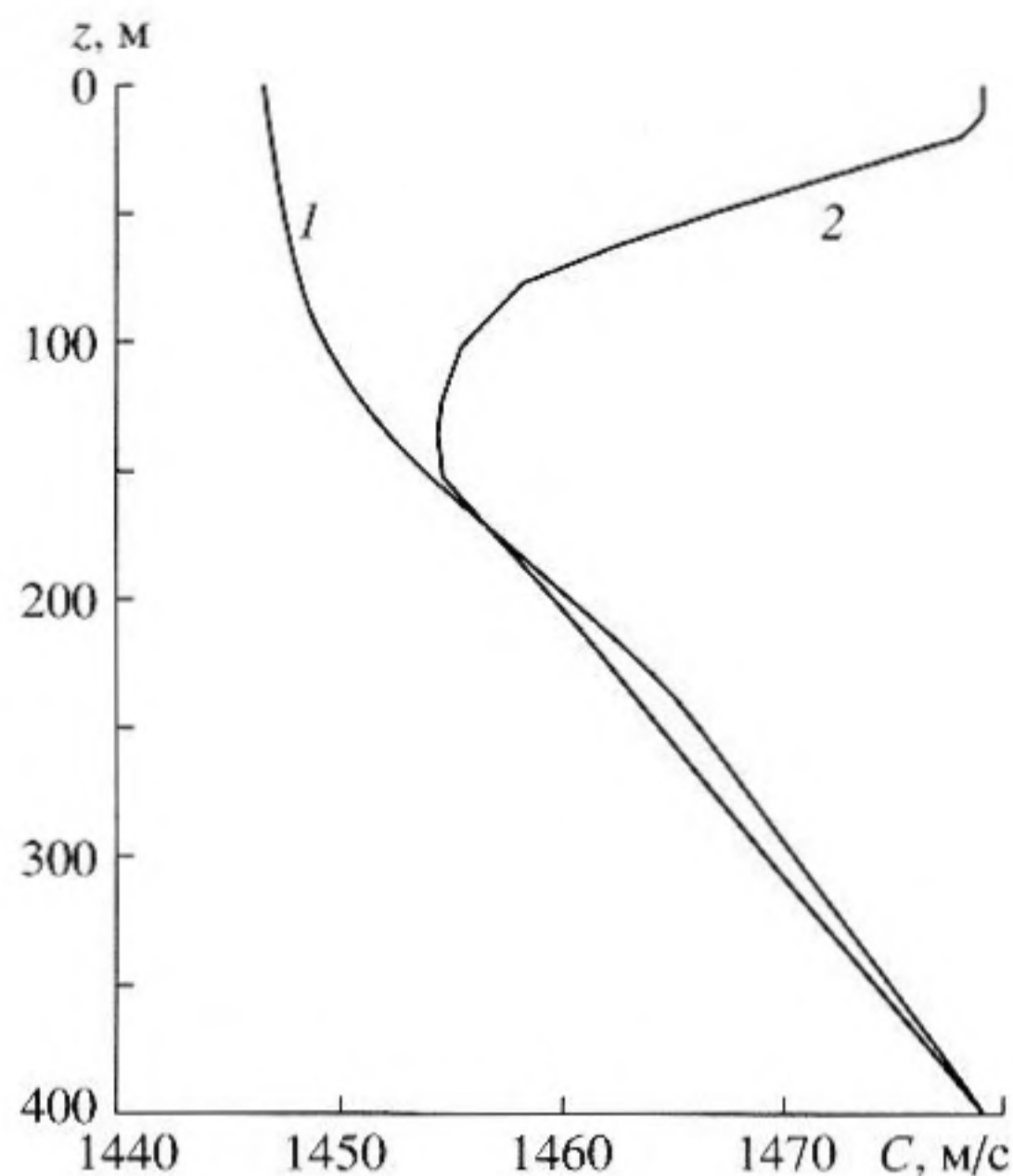


Рис. 3. Зимний (1) и летний (2) профили скорости звука.

и являются углами выхода лучей, приходящих в эту точку.

Расчет интенсивности  $I$  звукового поля, связанного с лучом, выходящим из точки  $S$  и приходящим в точку  $D_l$ , основан на использовании якобиана перехода от декартовых координат к лучевым. Лучевыми координатами здесь являются углы выхода реального луча  $\varphi_S, \vartheta_S$  из источника  $S$  и длина дуги  $\sigma$ . При этом [22]

$$I = \frac{n_S G_S}{nG},$$

где  $n$  – показатель преломления в текущей точке реального луча,  $n_S$  – показатель преломления в точке  $S$  (в источнике),  $G$  – якобиан перехода от декартовых координат к лучевым  $G = \frac{\partial(x, y, z)}{\partial(\varphi_S, \vartheta_S, \sigma)}$ ,  $G_S$  – значение якобиана в т.  $S$ , т.е. при  $\sigma = 0$ . Программа расчета, однако, вычисляет не длину дуги  $\sigma$  реального луча, а длину дуги  $\rho$  соответствующего ему "горизонтального луча" (т.е. проекции реального луча на горизонтальную плоскость). Для расчета якобиана  $G$  удобно перейти от лучевых координат  $\sigma, \varphi_S, \vartheta_S$  к координатам  $\rho, \varphi_S, \vartheta_S$ , в которых траектория реального луча описывается выражениями

$$\begin{aligned} x &= X(\rho, \varphi_S, \vartheta_S), & y &= Y(\rho, \varphi_S, \vartheta_S), \\ z &= Z(\rho, \varphi_S, \vartheta_S). \end{aligned}$$

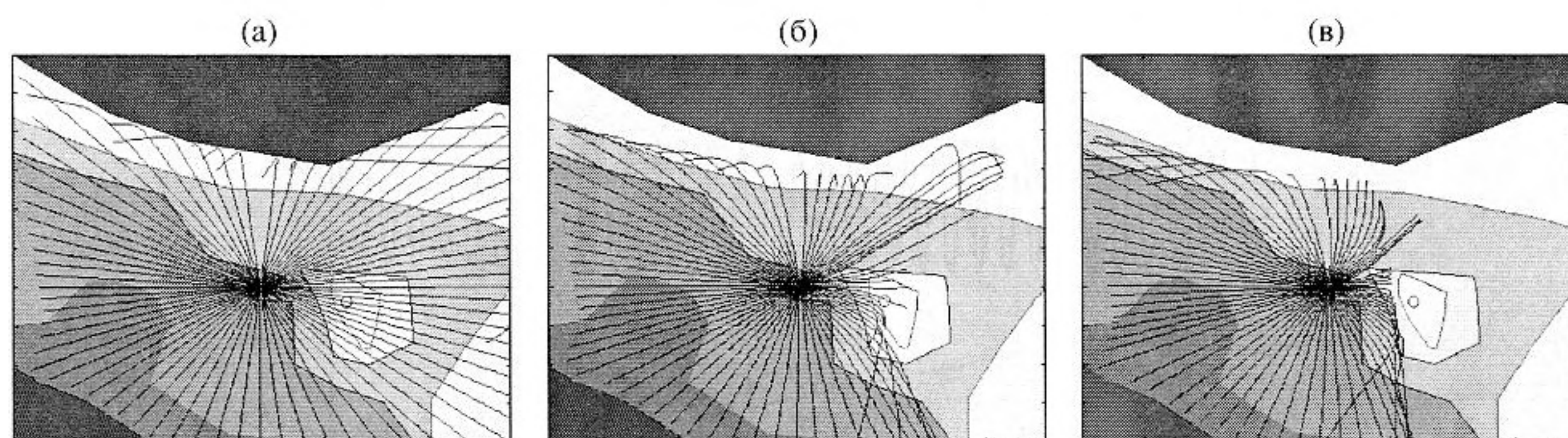


Рис. 4. Лучевые картины в горизонтальной плоскости для семейств лучей с углами скольжения в точке  $P$   $\vartheta_P = 2^\circ$  (а),  $14^\circ$  (б) и  $20^\circ$  (в) (зима).

Можно показать, что для якобиана  $G$  справедливо следующее выражение:

$$G = \begin{vmatrix} \frac{\partial X}{\partial \varphi_s} & \frac{\partial X}{\partial \vartheta_s} & \cos \vartheta \cos \varphi \\ \frac{\partial Y}{\partial \varphi_s} & \frac{\partial Y}{\partial \vartheta_s} & \cos \vartheta \sin \varphi \\ \frac{\partial Z}{\partial \varphi_s} & \frac{\partial Z}{\partial \vartheta_s} & \sin \vartheta \end{vmatrix},$$

где  $\vartheta, \varphi$  – значения угла скольжения и азимутального угла в текущей точке луча; частные производные  $\partial/\partial \vartheta_s$  и  $\partial/\partial \varphi_s$  берутся при  $\rho = \text{const}$ .

Описанный выше алгоритм и основанные на нем программы позволяют рассчитать все необходимые элементы формулы (9). Ниже представлены результаты расчетов уровня моностатической донной реверберации в заданной точке приема в одном из районов побережья. Топография дна, принятая в расчетах, изображена на рис. 2 (цифры означают значения глубин изобат в метрах). Черным цветом изображена земля. Значком прямоугольника указано местоположение приемной системы  $P$ , глубина приема – 100 м. Азимутальный угол  $\varphi$  отсчитывается от оси  $x$ . Угол скольжения  $\vartheta$  отсчитывается от горизонтали, положителен при приеме снизу. Расчеты проводились для двух типовых профилей скорости звука, характерных для летнего и зимнего периода года для этого района (изображены на рис. 3). Дно представляет собой песчаный грунт с параметрами: скорость звука – 1667 м/с, плотность – 1.9 г/см<sup>3</sup>.

К сожалению, мы располагаем скудными данными о зависимости коэффициента рассеяния от направлений падающей и рассеянной волн. Некоторые сведения имеются об измерениях силы обратного рассеяния [23]. Результаты измерений, приведенные в работе [7], показали, что сила обратного рассеяния составила величину от –37 до

–47 дБ. Как отмечено в работе [24], в районах с низким рассеянием назад (сила обратного рассеяния < –40 дБ) доминирующим механизмом является рассеяние на неровностях дна. Результаты измерений [25] силы обратного рассеяния в двух прибрежных районах с песчаным дном показали, что закон Ламберта

$$10 \lg(m_{\text{BOT}}) = \sigma + 10 \lg(\sin^2 \vartheta)$$

с параметром  $\sigma = -27$  дБ хорошо соответствует углам скольжения  $\vartheta < 10^\circ$ . Такие же оценки содержатся в работе [4]. Эти данные не противоречат результатам других измерений, проведенных в условиях песчаного дна; они приняты здесь для приведенных ниже результатов расчетов.

Особенностью данной акватории является сложная топография дна. Наряду с береговой чертой имеется и подводная возвышенность. Это обуславливает разные условия распространения в разных азимутальных направлениях и, в свою очередь, азимутальную зависимость структуры приходящего в точку  $P$  реверберационного сигнала. На рис. 4 изображены “горизонтальные лучи” при одних и тех же значениях угла скольжения  $\vartheta_P$  в точке  $P$  для зимнего профиля скорости звука. “Горизонтальные лучи отражаются” от берега. Расчет “горизонтального луча” прекращается, когда потери на отражение от дна соответствующего реального луча достигают определенной большой величины. Как видно на рис. 4а, при  $\vartheta_P = 2^\circ$  наличие подводной возвышенности не сказывается на “горизонтальных лучах”, в то же время “горизонтальные лучи” при  $\vartheta_P = 20^\circ$  (рис. 4в) “отражаются” от нее. Вместе с тем, нужно отметить, что из-за малого наклона дна часто лучи теряют энергию при многократных отражениях от дна раньше, чем начинает сказываться батиметрическая рефракция.

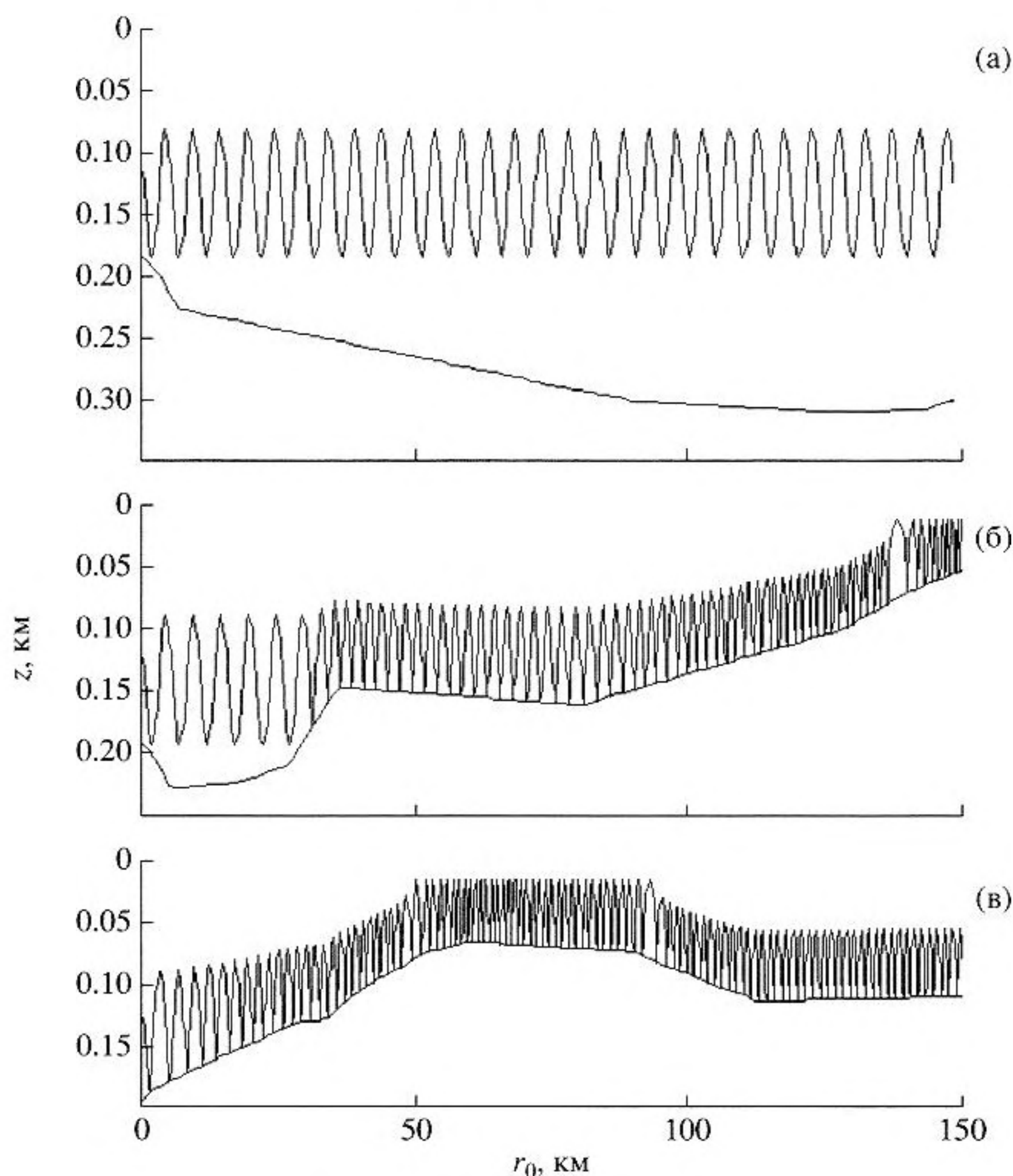
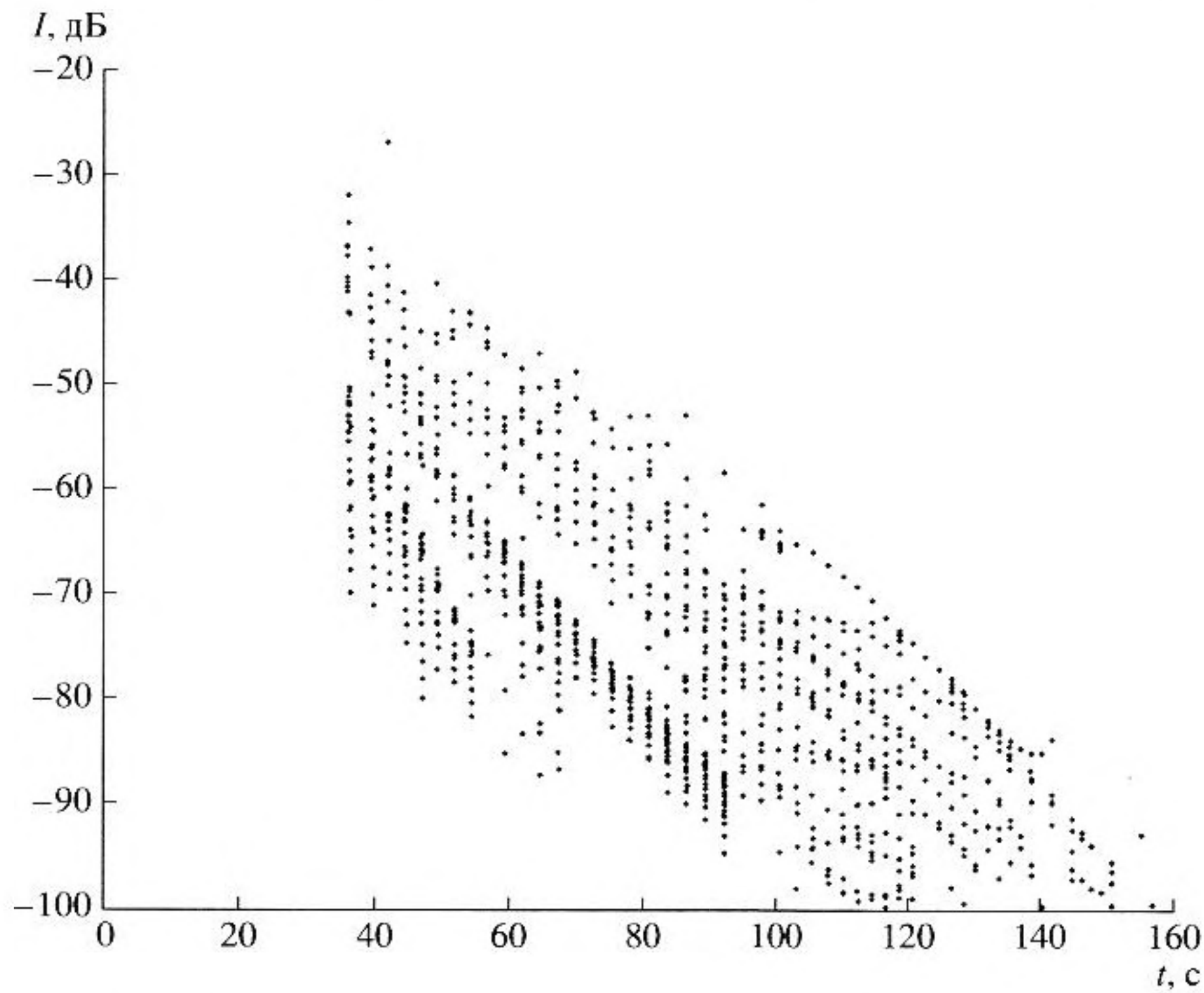


Рис. 5. Лучевые картины в вертикальной плоскости при разных азимутальных углах выхода  $\varphi_P = -90^\circ$  (а),  $180^\circ$  (б) и  $90^\circ$  (в) и угле скольжения в точке  $P$   $\vartheta_P = 3.2^\circ$  (лето).

На рис. 5 представлены три характерные лучевые картины в вертикальной плоскости для летнего сезона при угле скольжения луча в точке  $P$  равном  $\vartheta_P = 3.24^\circ$ . Рис. 5а соответствует лучу, вышедшему из точки  $P$  под азимутальным углом  $\varphi_P = -90^\circ$ . Этот луч нигде не касается дна, реверберационный сигнал для этого направления отсутствует. Рис. 5б соответствует лучу, вышедшему из точки  $P$  под азимутальным углом  $\varphi_P = 180^\circ$  (в направлении к берегу). Сначала луч распространяется, не касаясь дна, затем примерно на расстоянии 28 км начинается распространение с отражением от дна. Каждая точка отражения от дна – это рассеивающая точка. Луч, вышедший с тем же углом скольжения, но в направлении на возвышенность ( $\varphi_P = 90^\circ$ , рис. 5в), распространяется с многократными отражениями от дна. Первая рассеивающая точка расположена вблизи точки  $P$ . Лучевые картины показывают существенную зависимость характеристик звукового поля от азимутального направления. Особенности распро-

странения лучей в первую очередь определяют структуру реверберационного сигнала.

Если из источника излучается короткий импульс, то реверберационный сигнал представляет собой серию коротких импульсов, пришедших в разное время в результате рассеяния от всех рассеивающих точек. На рис. 6 представлена временная структура реверберационного сигнала при приеме с направления  $\varphi_P = 180^\circ$ ,  $\vartheta_P = 3.24^\circ$  (со стороны берега). Она представляет собой зависимость амплитуды каждого импульса (в дБ) от времени его прихода (каждая точка соответствует одному импульсу). На рисунке ясно видны серии почти вертикально расположенных точек, каждая такая серия соответствует одной рассеивающей точке. Видно, что реверберационный сигнал, приходящий с определенного направления в точку приема, формируется большим количеством лучей. Начало реверберационного сигнала соответствует времени распространения до первой рассеивающей точки и обратно. Все нижеследую-



**Рис. 6.** Временная структура реверберационного сигнала, приходящего в точку  $P$  с направления  $\varphi_p = 180^\circ$ ,  $\vartheta_p = 3.24^\circ$ . Лето.

щие расчеты проведены для длины излучаемого импульса 10 с. Вклады каждого приходящего рассеянного дном импульса суммировались, в результате рассчитывалась зависимость от времени интенсивности  $I(t)$  приходящего с заданного направления реверберационного сигнала.

Некоторые результаты расчетов углового спектра донной реверберации приведены на рис. 7 для зимы и на рис. 8 для лета при разных направлениях приема (значениях азимутального угла  $\varphi_p$  и угла скольжения  $\vartheta_p$ ). Расчеты проводились для рассеяния, определяемого законом Ламберта

$$10\lg(m_{\text{ВОТ}}) = \sigma + 10\lg(\sin \vartheta_i \sin \vartheta_r). \quad (12)$$

Для сравнения аналогичные расчеты проведены для силы рассеяния, определяемой выражением

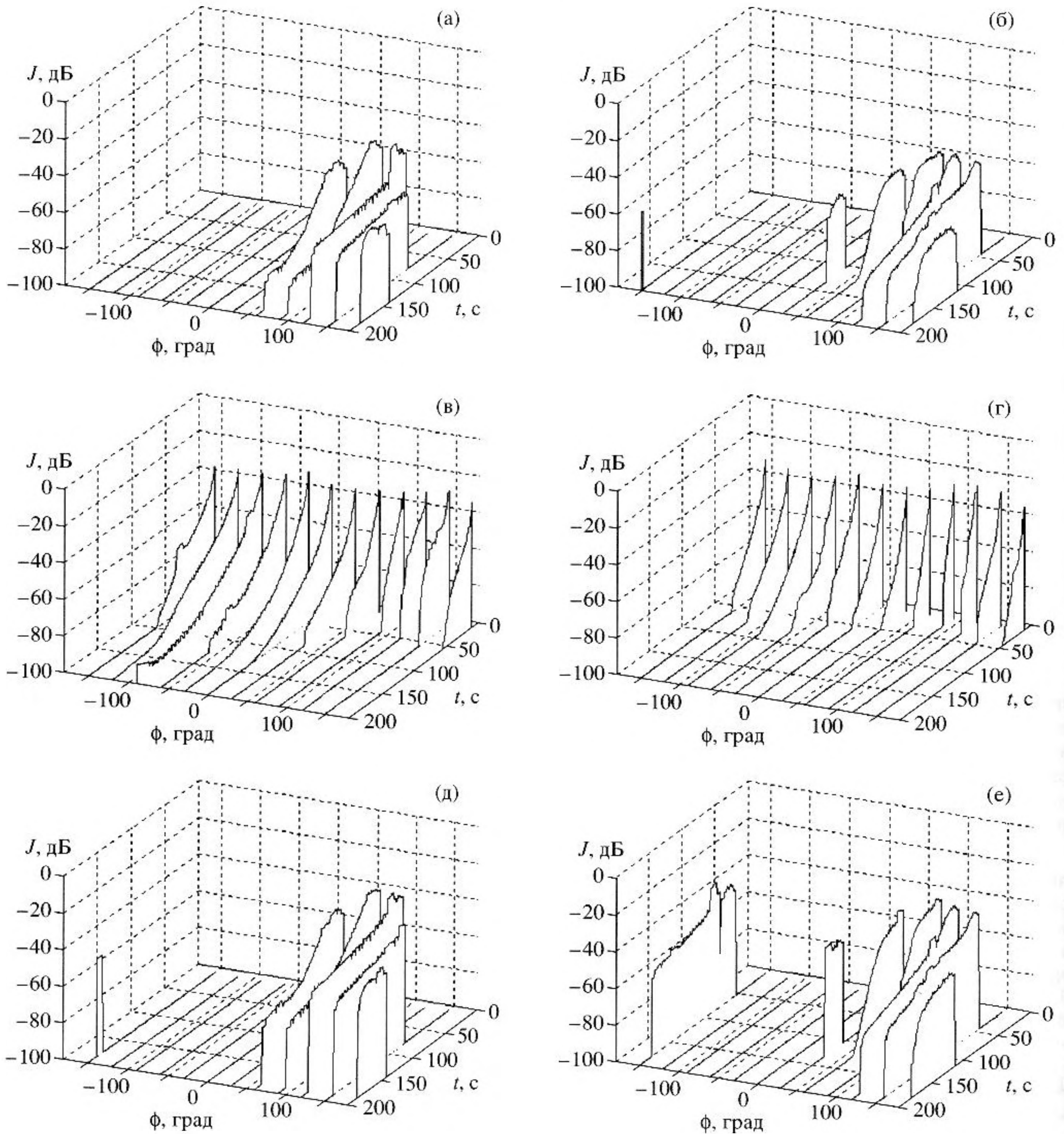
$$10\lg(m_{\text{ВОТ}}) = \sigma + 10\lg(\sin \vartheta_i), \quad (13)$$

в котором зависимость от угла скольжения  $\vartheta_i$  падающей волны сохраняется, а от угла рассеяния  $\vartheta_r$  — отсутствует [4]. По вертикали на рис. 7, 8 отложены значения уровня реверберации, по одной из горизонтальных осей — значения времени, по другой — значения азимутального угла прихода реверберационного сигнала в точку приема. Значение  $\varphi_p = 180^\circ$  соответствует направлению приема со

стороны берега, значение  $\varphi_p = 90^\circ$  — со стороны подводной возвышенности,  $\varphi_p = 0^\circ$  — со стороны глубоководной части,  $\varphi_p = -90^\circ$  соответствует примерно направлению вдоль изобаты.

Расчеты показывают, что реверберационный сигнал, приходящий под малыми углами скольжения, идет, в основном, со стороны мелководья (рис. 7а, 7б и 8а, 8б). При углах скольжения в точке приема порядка  $10^\circ$  наибольшая реверберация наблюдается с направления  $\varphi_p = -90^\circ$  (рис. 7в, 8в). При углах скольжения  $\vartheta_p \sim 20^\circ$  и выше азимутальная зависимость проявляется слабо (рис. 7г, 8г). Сравнение рис. 7 и 8 позволяют проследить сезонные изменения уровня реверберации. Они сказываются при малых значениях угла приема  $\vartheta_p$ . При углах  $\vartheta_p = 13^\circ$  и выше результаты для летнего и зимнего профилей скорости звука отличаются мало. Разница в уровнях реверберации для двух приведенных выше законов рассеяния проявляется также при малых углах  $\vartheta_p$  (рис. 7а, 7б и 7д, 7е для зимних условий и рис. 8а, 8б и 8д, 8е для летних условий), так как именно при малых углах рассеяния разница между этими законами велика. Как и следует ожидать, уровень реверберации в случае силы рассеяния (13) превышает (на 10–15 дБ) уровень реверберации в случае закона Ламберта. Однако качественно зависимость от времени и азимутального угла сохраняется. При углах  $\vartheta_p = 13^\circ$  и выше результаты расчета для силы рассеяния (13) мало отличаются от результа-



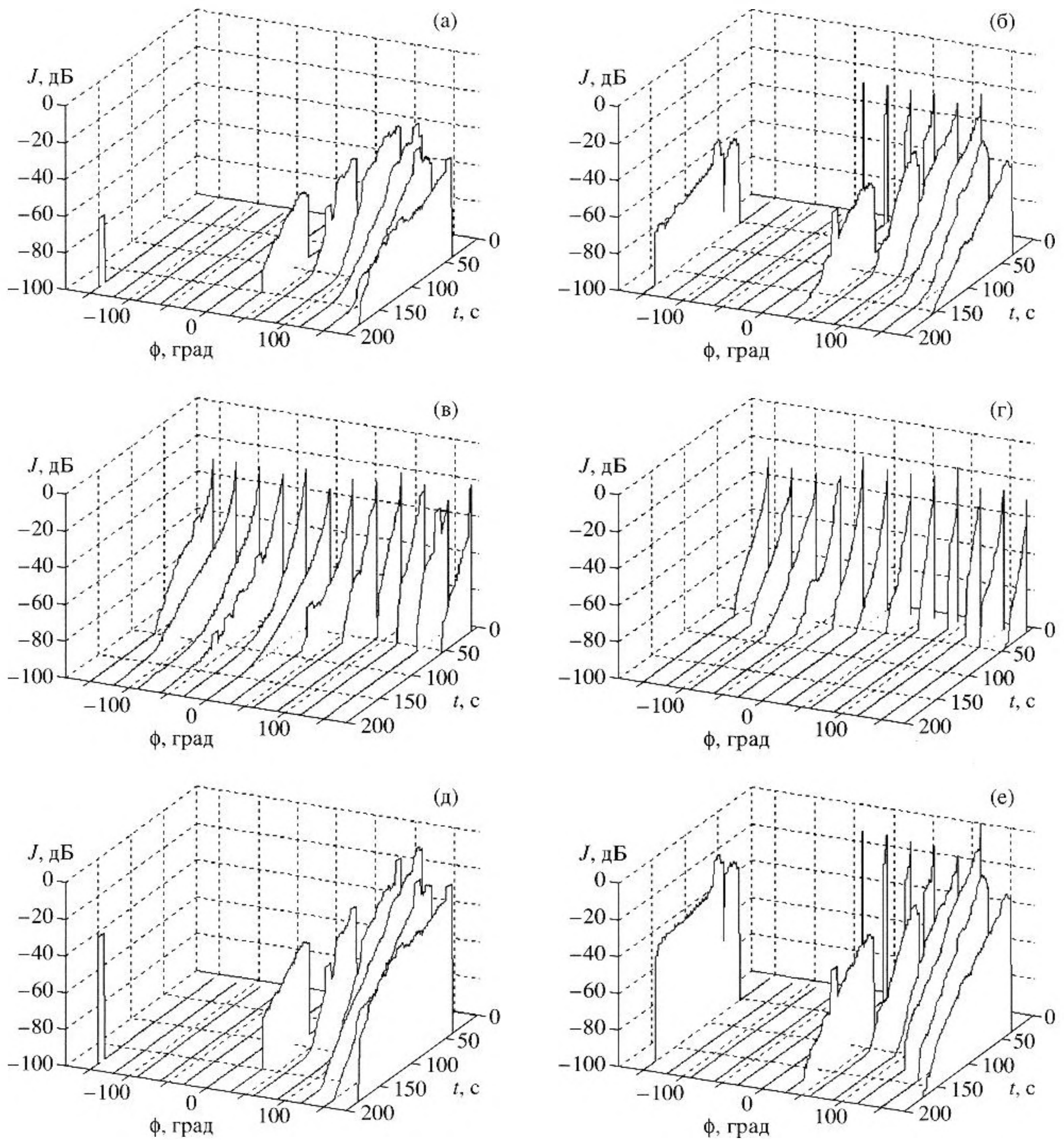


**Рис. 7.** Зависимость уровня реверберации от времени и азимутального угла при разных углах скольжения  $\vartheta_p = 0^\circ$  (а, д),  $3.2^\circ$  (б, е),  $13^\circ$  (в),  $20^\circ$  (г) для двух законов рассеяния: а-г – закон Ламберта (12), д, е – рассеяние, определяемое формулой (13). Зима.

тов расчета для рассеяния по закону Ламберта (рис. 7в, 7г и 8в, 8г) и здесь не приводятся.

Таким образом, в сложных топографических условиях интенсивность и продолжительность ре-

верберационного сигнала существенно зависят от направления приема, в том числе и от азимута. Расчет показывает, что в прибрежной зоне сложная топография дна в большей степени влияет на



**Рис. 8.** Зависимость уровня реверберации от времени и азимутального угла при разных углах скольжения  $\vartheta_p = 0^\circ$  (а, д),  $3.2^\circ$  (б, е),  $13^\circ$  (в),  $20^\circ$  (г) для двух законов рассеяния: а-г – закон Ламберта (12), д, е – рассеяние, определяемое формулой (13). Лето.

угловой спектр донной реверберации, чем профиль скорости звука и закон рассеяния.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 03-02-16565).

**СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ**

1. Андреева И.Б., Луновской В.Н. Бистатистическая морская реверберация вблизи материкового склона // Акуст. журн. 1993. Т. 39. № 4. С. 565–574.
2. Вадов Р.А., Гужавина Д.В., Дворников С.И. Некоторые экспериментальные данные о горизонталь-

- ной анизотропии реверберации // Акуст. журн. 1997. Т. 43. № 3. С. 409–412.
3. Makris N.C., Avelino L.Z., Menis R. Deterministic reverberation from ocean ridges // J. Acoust. Soc. Amer. 1995. V. 97. № 6. P. 3547–3574.
  4. MacKenzie K.W. Bottom reverberation for 530- and 1030-cps sound in deep water // Journ. Acoust. Soc. Amer. 1961. V. 33. № 11. P. 498–1504.
  5. Bucker H.P., Morris H.E. Normal mode reverberation in channel or ducts // J. Acoust. Soc. Amer. 1968. V. 44. № 3. P. 827–828.
  6. Ellis D.D. A shallow water normal mode reverberation model // Journ. Acoust. Soc. Amer. 1995. V. 97. № 5. P. 2804–2814.
  7. Григорьев В.А., Кузькин В.М., Петников В.Г. Низкочастотная донная реверберация в мелководных районах океана // Акуст. журн. 2004. Т. 50. № 1. С. 44–54.
  8. Cole B., Davis J., Leen W., Powers W., Hanrahan J. Coherent bottom reverberation: Modeling and comparisons with at-sea measurements // J. Acoust. Soc. Amer. 2004. V. 116. № 4. P. 1985–1994.
  9. Harrison C.H. Closed-form expressions for ocean reverberation and signal excess with mode stripping and Lambert's law. // Journ. Acoust. Soc. Amer. 2003. V. 114. № 5. P. 2744–2756.
  10. Smith K.B., Hodgkiss W.S., Tappert F.D. Propagation and analysis issues in the prediction of long-range reverberation // J. Acoust. Soc. Amer. 1996. V. 99. № 3. P. 1387–1404.
  11. Makris N.C., Berkson J.M. Long-range backscatter from the Mid-Atlantic Ridge // J. Acoust. Soc. Amer. 1994. V. 95. № 4. P. 1865–1881.
  12. Smith K.B., Cushman E.B. A comparison of quasi-continuous wave and broadband travel time techniques in the prediction of long-range reverberation // Journ. Acoust. Soc. Amer. 1997. V. 102. № 4. P. 2063–2071.
  13. Harrison C.H. Three-dimensional ray paths in basin, troughs, and near seamounts by use of ray invariants // Journ. Acoust. Soc. Amer. 1977. V. 62. № 6. P. 1382–1388.
  14. Riley J.M., Glegg S.A.L. Theoretical investigation of the array bearing error caused by bathymetric refraction // J. Acoust. Soc. Amer. 1996. V. 100. № 4. Pt 2. P. 2835.
  15. Андреева И.Б., Гончаров В.Н. Методы расчета многолучевой реверберации и контрольные сравнения с экспериментом. В кн.: Проблемы акустики океана. М.: Наука, 1984. С. 69–77.
  16. 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.
  17. 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.
  18. Комиссарова Н.Н. Расчет лучей в прибрежной зоне с произвольным рельефом дна // Акуст. журн. 1998. Т. 44. № 1. С. 68–75.
  19. Комиссарова Н.Н. Горизонтальная рефракция лучей в прибрежной зоне при разных профилях скорости звука // Акуст. журн. 1998. Т. 44. № 6. С. 801–807.
  20. Комиссарова Н.Н. Анизотропия поля поверхностных источников шума в прибрежной области с произвольной формой дна и профиля скорости звука // Акуст. журн. 2003. Т. 49. № 4. С. 519–528.
  21. Weston D.E. Horizontal refraction in a three-dimensional medium of variable stratification // Proc. Phys. Soc. (London). 1961. V. 78. P. 46–52.
  22. Кравцов Ю.А., Орлов Ю.И. Геометрическая оптика неоднородных сред. М.: Наука, 1980. 304 с.
  23. Бунчук А.В., Житковский Ю.Ю. Рассеяние звука дном океана в мелководных районах (обзор) // Акуст. журн. 1980. Т. 26. № 5. С. 641–654.
  24. Lyons A.P., Anderson A.L., Dawn F.S. Acoustic scattering from the seafloor-modeling and data comparison // J. Acoust. Soc. Amer. 1994. V. 95. № 5. P. 2441–2541.
  25. Hines P.C., Osler J.C., MacDougald D.J. Acoustic backscatter measurements from littoral seabeds at shallow grazing angles at 4 and 8 kHz // J. Acoust. Soc. Amer. 2005. V. 117. № 6. P. 3504–3516.

## Space Anisotropy of Bottom Reverberation in the Coastal Zone

N. N. Komissarova

*Andreev Acoustics Institute, Russian Academy of Sciences, ul. Shvernika 4, Moscow, 117036 Russia*

*e-mail: bvp@akin.ru*

**Abstract**—A method for calculating the bottom reverberation in a coastal zone with allowance for the three-dimensional bottom topography, which affects the spatial anisotropy of the incoming reverberation signal, is proposed. The method is based on the ray approach in combination with the use of the ray invariant. Examples of calculating the monostatic bottom reverberation level for one of the coastal regions with a complex bottom topography including the coastal line and an underwater elevation are presented.