

УДК 534.23

© 1992 г. А.Д. Блажкун, О.С. Громашева, Б.А. Косырев,  
Б.П. Шарфарец

### РАСЧЕТ ПОЛЯ ЛИНЕЙНОЙ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ В ТРЕХМЕРНОМ КЛИНЕ

Приведены и анализируются результаты расчетов поля линейной горизонтальной антенной решетки в трехмерном однородном клине методом прямого суммирования полей отдельных элементов антенны и методом диаграммной функции антенны без учета и с учетом изменения свойств среды на апертуре антенны.

В работах [1–6] разработан метод диаграммных функций (МДФ) для расчетов акустических полей протяженных излучателей и откликов протяженных приемников в регулярных и нерегулярных океанических волноводах. Теоретически обоснованы преимущества этого метода в сравнении с методом функций Грина (МФГ). В настоящей статье приведены результаты численных экспериментов на ЭВМ.

В качестве примера модели нерегулярного волновода рассматривался трехмерный однородный жидкий клин с абсолютно жестким дном и свободной поверхностью. Излучающая антенна представляла собой линейную горизонтальную эквидистантную решетку. Приемник был точечный. Для расчетов поля точечного источника использовалась программа, основанная на методе горизонтальных лучей и вертикальных мод в адиабатическом приближении [7]. Поле антенны вычислялось тремя способами: МФГ, т.е. путем прямого суммирования полей отдельных элементов антенны, либо путем домножения энергии каждого луча, выходящего из геометрического центра антенны, на значение диаграммной функции, соответствующее углу выхода данного луча, без учета (МДФ-1) [2] или с учетом изменения свойств среды на апертуре антенны (МДФ-2) [5, 6].

Поле антенны при использовании МДФ описывается выражением:

$$U(\mathbf{r}, z) \sim \sum_l \sum_m \frac{\exp(jS_l^m(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}))}{|J_l^m(\mathbf{r}_0, \mathbf{r})|^{1/2}} \varphi_l(\mathbf{r}, z) D_{0l}(\theta). \quad (1)$$

Здесь  $\mathbf{r} = (x, y)$ ;  $\mathbf{r}_0 = (x_0, y_0)$ ;  $S_l^m(\mathbf{r}_0, \mathbf{r})$ ,  $J_l^m(\mathbf{r}_0, \mathbf{r})$  – эйконал и якобиан на луче под номером  $m$ , соответствующем  $l$ -й моде и соединяющем точки  $\mathbf{r}_0$ ,  $\mathbf{r}$ ; геометрический центр излучающей антенны в точке  $(\mathbf{r}_0, z_0)$ , приемник в точке  $(\mathbf{r}, z)$ ;  $D_0$  – диаграммная функция антенны;  $\theta$  – угол выхода луча в плоскости  $(x, y)$  из точки  $\mathbf{r}_0$ ;  $\varphi_l(\mathbf{r}, z)$  – нормированная собственная функция поперечной краевой задачи [8].

Для МДФ-1 диаграммная функция антенны вычисляется по формуле

$$D_{0l}(\theta) = D_0(\xi_l(\mathbf{r}_0), \theta) = \frac{\sin\left[\frac{Nd}{2}(\xi_l(\mathbf{r}_0) \sin(\theta - \varphi_0) - k \sin(\psi - \varphi_0))\right]}{\sin\left[\frac{d}{2}(\xi_l(\mathbf{r}_0) \sin(\theta - \varphi_0) - k \sin(\psi - \varphi_0))\right]}. \quad (2)$$

Здесь  $\xi_l(\mathbf{r})$  – собственное значение (горизонтальное волновое число), соответствующее функции  $\varphi_l(\mathbf{r}, z)$ ,  $l = 1, 2, \dots$ ;  $N$  – количество элементов антенны;  $d$  – расстояние

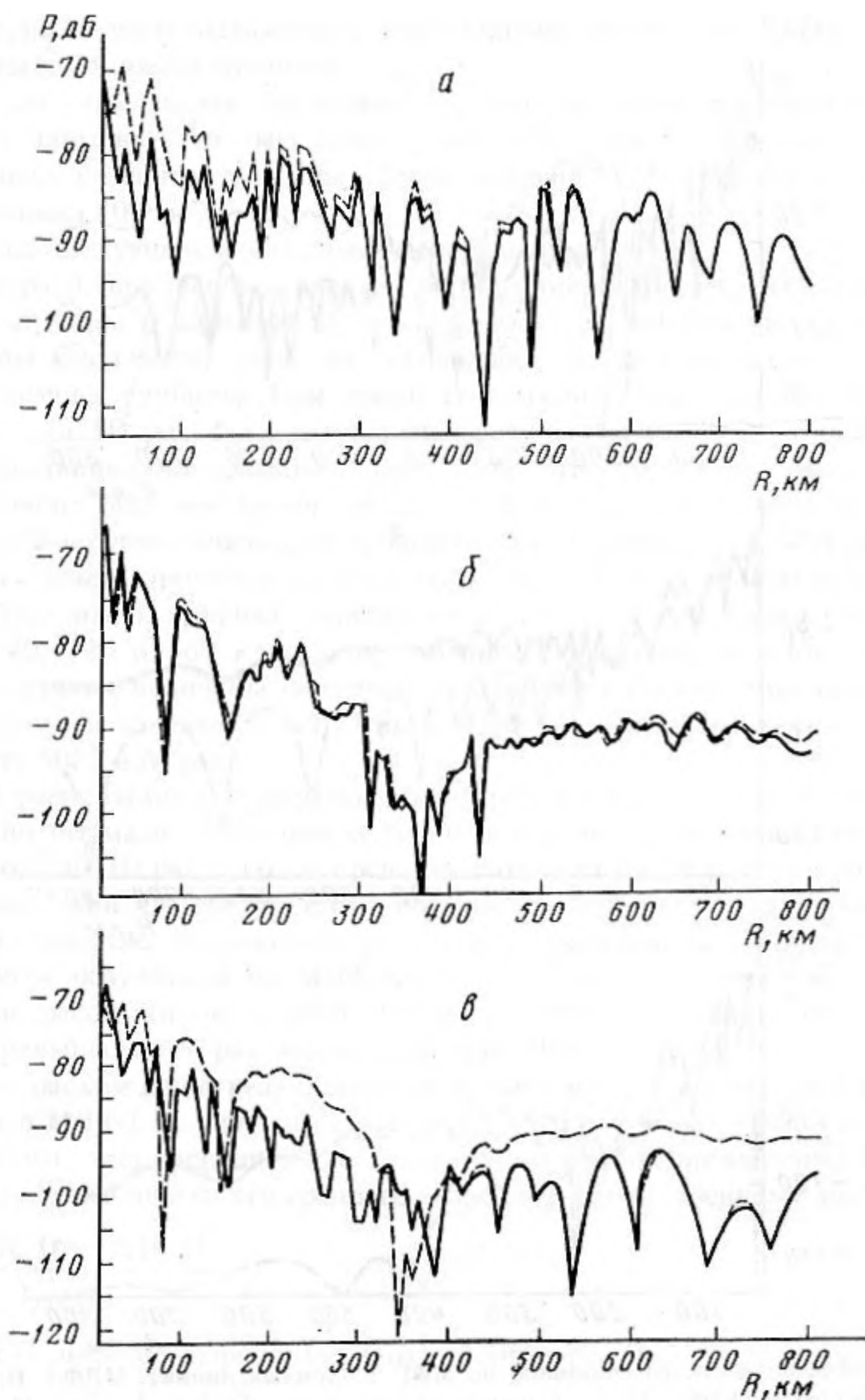


Рис. 1 (а, б, в)

между элементами;  $\varphi_0$  — угол между нормалью к антенне и осью  $x$ ;  $\psi$  — угол компенсации, отсчитываемый относительно оси  $x$ .

Для МДФ-2, учитывающего изменение свойств среды на апертуре антенны, в случае, когда антенна параллельна ребру клина (совпадающему с осью  $x$ ) и скомпенсирована по нормали, в направлениях  $\pi/2$  и  $3\pi/2$  формула для  $D_0$  имеет вид

$$D_{0l} \left( \begin{matrix} \pi/2 \\ 3\pi/2 \end{matrix} \right) = \frac{\exp(-j7\pi/4)}{2\pi^{1/2}} \frac{N}{(0,5 y_0 \operatorname{tg} \alpha)^{1/2}} \sin \left( \frac{l-0,5}{y_0 \operatorname{tg} \alpha} \pi \right) z_0, \quad (3)$$

где  $\alpha$  — угол раскрыва клина.

В случае, когда антенна перпендикулярна ребру клина и скомпенсирована вдоль своей оси в направлении увеличения значений  $y$ , в направлениях  $\pi/2$  и  $3\pi/2$  диаграм-

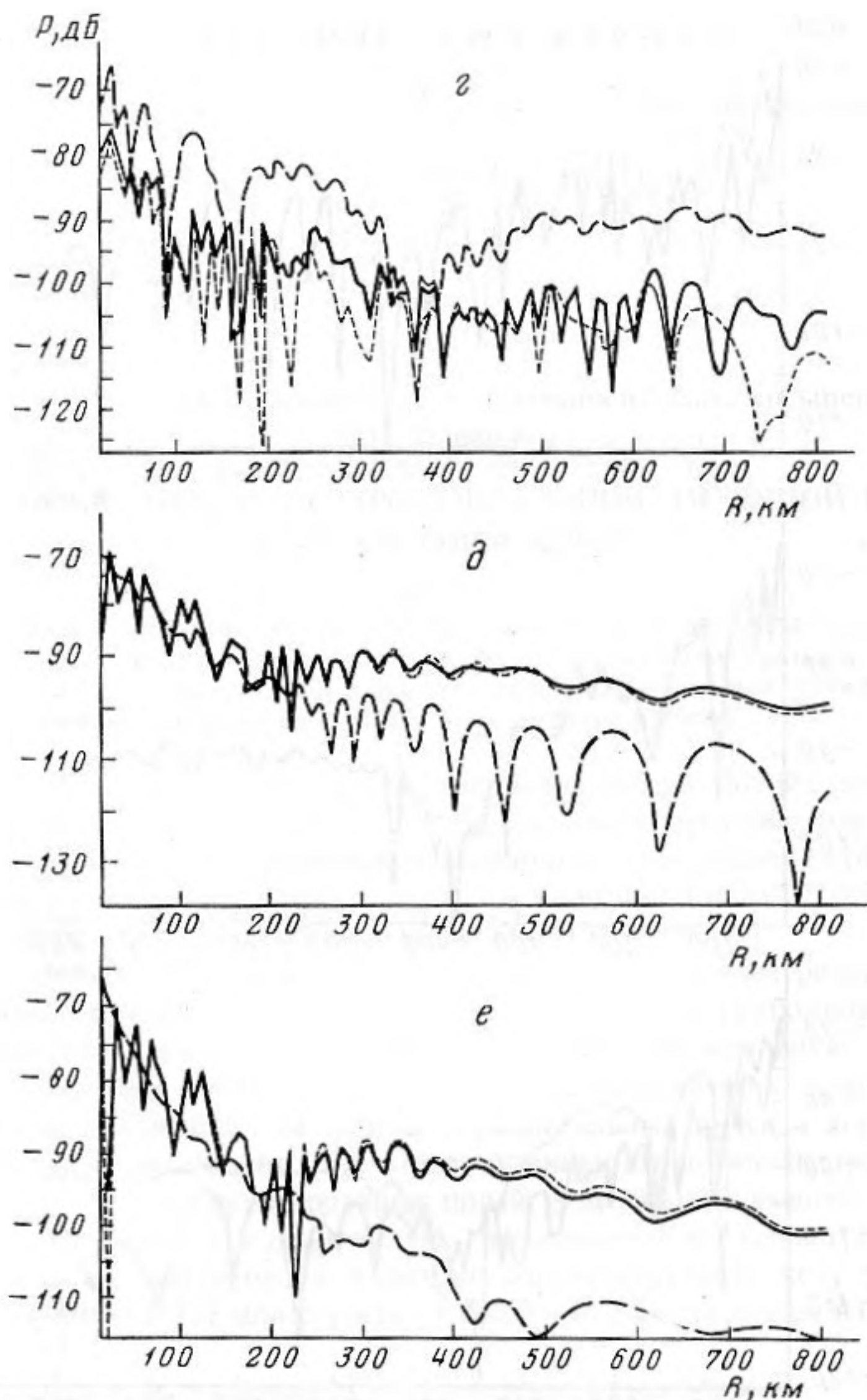


Рис. 1. Поле антенны, рассчитанное по МФГ (сплошная линия), МДФ-1 (крупный пунктир) и МДФ-2 (мелкий пунктир) при параметрах: а -  $\varphi_0 = \pi/2$ ,  $y_0 = 60,5$  км,  $L = 8$  км; б -  $\varphi_0 = 0$ ,  $y_0 = 60,5$  км,  $L = 2$  км; в -  $\varphi_0 = 0$ ,  $y_0 = 60,5$  км,  $L = 4$  км; г -  $\varphi_0 = 0$ ,  $y_0 = 60,5$  км,  $L = 8$  км; д -  $\varphi_0 = 0$ ,  $y_0 = 30,5$  км,  $L = 2$  км; е -  $\varphi_0 = 0$ ,  $y_0 = 30,5$  км,  $L = 4$  км

мая функция определяется выражением

$$D_{01}\left(\frac{\pi/2}{3\pi/2}\right) = \frac{\exp(-j7\pi/4)}{2\pi^{1/2}} \sum_{i=1}^N \frac{\exp(jk(y_i - y_0))}{(0,5y_i \operatorname{tg} \alpha)^{1/2}} \times$$

$$\times \sin\left(\frac{l-0,5}{y_i \operatorname{tg} \alpha} \pi\right) z_0 \exp\left(\mp j \int_{y_0}^{y_i} \xi_l(y) dy\right). \quad (4)$$

Верхний знак в экспоненте соответствует направлению  $\pi/2$ , нижний -  $3\pi/2$ . В случае, когда эта же антенна скомпенсирована по нормали, ее диаграммная функция опреде-

ляется также последним выражением при условии, что члены  $\exp(jk(y_l - y_0))$  под знаком суммы заменяются единицей.

Принятая для численных экспериментов модель характеризовалась следующими параметрами: тангенс угла раскрытия клина 0,01; частота 15 Гц; скорость звука 1500 м/с; число элементов антенны 11; заглубление антенны 200 м; заглубление точечного приемника 400 м.

Проводились следующие модельные эксперименты.

1. Антенна располагалась параллельно ребру клина и была скомпенсирована по нормали. Длина антенны  $L$  варьировалась изменением расстояния между элементами при их постоянном количестве. Поле рассчитывалось вдоль нормали к центру антенны в сторону увеличения глубины. При такой геометрии задачи методы МДФ-1 и МДФ-2 суть одно и то же. На рис. 1, а представлены результаты расчетов поля антенны в зависимости от дистанции до приемника при длине антенны 8 км и расстоянии от ребра клина до антенны 60,5 км тремя методами. Проведенные расчеты свидетельствуют, что МФГ и МДФ-1,2 дают близкие результаты, за исключением области вблизи антенны. Размеры этой области пропорциональны длине антенны и не зависят от неоднородности волновода. (Например, графики зависимостей для  $L = 2, 4$  и 8 км начинают совпадать с дистанции 40, 120 и 460 км соответственно. Результаты расчетов для  $y_0 = 60,5$  и 30,5 км дают равные величины указанных дистанций.) Расхождение обусловлено ограничением нулевыми членами асимптотик в МДФ [4]. Скорость расчетов по МДФ была выше скорости МФГ в  $N$  раз.

2. Антенна располагалась перпендикулярно ребру клина (вдоль оси  $y$ ) и была скомпенсирована по нормали. Поле рассчитывалось в сторону роста значений  $y$  тремя указанными методами. На рис. 1, б-е представлены некоторые результаты этих расчетов.

Приведенные зависимости уровня поля свидетельствуют, что при такой геометрии эксперимента сходство результатов расчетов по разным методам зависит от длины антенны, причем результаты по МДФ-2 ближе к эталонной зависимости уровня поля от расстояния, рассчитанной по МФГ. Скорость счета по МДФ-2 равна скорости счета по МДФ-1 и превышала в  $N$  раз скорость счета по МФГ.

Отмеченное расхождение результатов расчетов с увеличением длины антенны объясняется тем, что МДФ-1 не учитывает вариации горизонтальных волновых чисел мод по апертуре антенны; под вариацией здесь понимается отношение максимального отклонения  $\xi$  на апертуре антенны от его среднего значения к этому среднему значению:

$$\Delta \xi_l = \frac{\max(\xi_l(\mathbf{r}) - \xi_l(\mathbf{r}_0))}{\xi_l(\mathbf{r}_0)} \quad (5)$$

Учитывая, что значение горизонтального волнового числа определяется формулой

$$\xi_l(\mathbf{r}) = \left[ k^2 - \left( \frac{2l-1}{2H(\mathbf{r})} \pi \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (6)$$

где  $H(\mathbf{r}) = y \operatorname{tg} \alpha$  — глубина волновода, ясно, что величина вариаций зависит от угла раскрытия клина и длины антенны, т.е. некоторого параметра  $\beta = L \operatorname{tg} \alpha$ .

Несовпадение результатов расчетов по МДФ-2 и МФГ объясняется тем, что по МДФ-2 при расчете поля учитываются моды, определяемые положением геометрического центра антенны (толщиной соответствующего волновода сравнения), в то время как число подлежащих учету мод для крайних элементов антенны отличается.

С целью выяснения влияния изменений параметра  $\beta$  на сходство результатов расчетов полей была проведена серия экспериментов с использованием специально составленной программы, позволяющей вычислять зависимости от  $\beta$  величины усредненной вариации  $\xi$

$$\delta \xi = \left( \frac{\sum_l \max(\xi_l(\mathbf{r}) - \xi_l(\mathbf{r}_0))^2}{\sum_l \xi_l^2(\mathbf{r}_0)} \right)^{1/2} \quad (7)$$

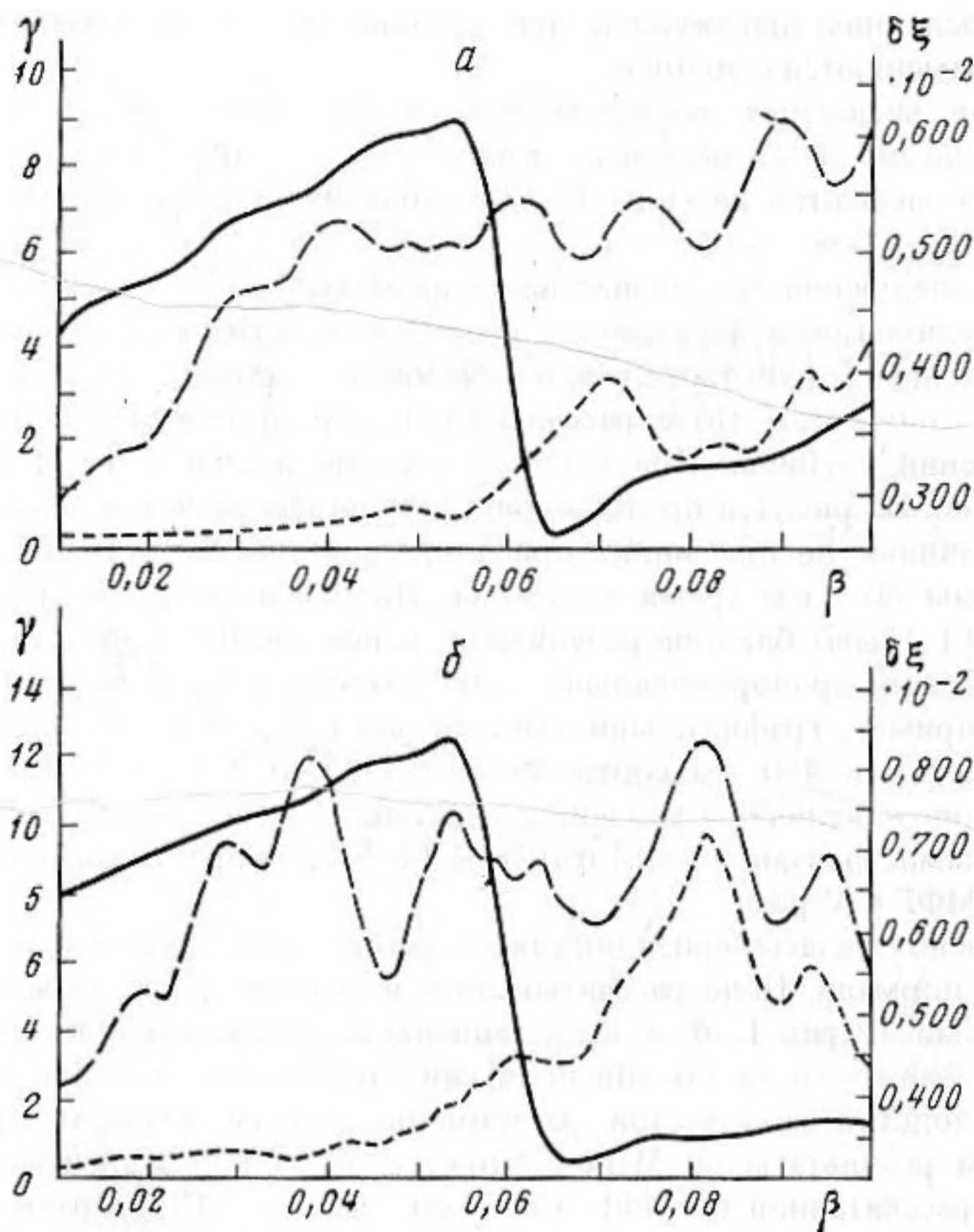


Рис. 2. Зависимости различия расчетов поля по МФГ и МДФ-1 (мелкий пунктир), МФГ и МДФ-2 (крупный пунктир) и усредненной вариации горизонтальных волновых чисел (сплошная линия) от  $\beta$  при параметрах:  $a - y_0 = 60,5$  км,  $b - y_0 = 30,5$  км

и некоторого численного критерия близости между рассчитанными по трем методам полями антенны. В качестве последнего использовались целевая функция, реализующая метод наименьших квадратов, вида

$$\gamma_1 = \frac{(U(r), U_0(r))}{\|U(r)\| \|U_0(r)\|}, \quad (8)$$

где  $U_0$  — вектор значений поля, рассчитанного по МФГ,  $U$  — по МДФ-1 или МДФ-2, либо целевая функция вида

$$\gamma_2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n |P_0(r_i) - P(r_i)|, \quad (9)$$

где  $P_0(r_i)$  и  $P(r_i)$  — элементы вектора значений уровня поля, рассчитанного по МФГ и по МДФ-1,2 соответственно. Для практических целей функция  $\gamma_2$  предпочтительнее, поскольку представляет собой среднюю ошибку расчетов уровня поля в децибелах.

На рис. 2, а, б представлены примеры расчетов по описанной программе. Приведенные зависимости свидетельствуют о том, что увеличение  $\beta$  при постоянстве других параметров модели сопровождается увеличением величины  $\delta\xi$  (скачкообразность зависимости объясняется пересечением антенной горизонтального расстояния от ребра клина, соответствующего критической глубине волновода для нарождающейся моды) и повышает ошибку расчетов уровня поля. Причем сопоставление рис. 2, а и 2, б

иллюстрирует тот факт, что большие значения  $\delta\xi$  при  $y_0 = 30,5$  км обуславливают и (сравнительно со случаем  $y_0 = 60,5$  км) большие значения ошибки расчетов уровня поля (см. также рис. 1, б, в и рис. 1, д, е).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шарфарец Б.П. Поле протяженного направленного излучателя в регулярном океаническом волноводе // Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 1. С. 132–137.
2. Шарфарец Б.П. Работа излучающей и приемной направленных антенн в слабонерегулярном океаническом волноводе // Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 2. С. 343–348.
3. Шарфарец Б.П. Геометрооптическое представление поля направленного излучателя в неоднородных средах // Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 4. С. 738–742.
4. Долгих В.Н., Шарфарец Б.П. Совместное направленное излучение и прием в регулярных волноводах // Акуст. журн. 1990. Т. 36. № 4. С. 654–658.
5. Шарфарец Б.П. Применение квазиклассического приближения для представления поля направленного излучателя в неоднородных средах // Акуст. журн. 1992. Т. 38. № 1. С. 162–169.
6. Шарфарец Б.П. Поле протяженного излучателя в нерегулярном океаническом волноводе // Акуст. журн. 1992. Т. 38. № 2. С. 345–349.
7. Барридж Р., Вейнберг Г. Горизонтальные лучи и вертикальные моды // Распространение волн и подводная акустика. М.: Мир, 1980. С. 76–125.
8. Булдырев В.С., Буслаев В.С. Распространение звука в океане: Препринт: М.: Ин-т радиотехники и электроники, 1984. 44 с.

Тихоокеанский океанологический институт  
ДВО Российской Академии наук

Поступила в редакцию  
10.10.91

A.D. Blazhkun, O.S. Gromasheva, B.A. Kosyrev, B.P. Sharfarets

#### LINEAR HORIZONTAL ARRAY GRATING IN THREE-DIMENSIONAL WEDGE

The results of numeric experiments on the field calculations of a linear horizontal equidistant grating in a three-dimensional homogeneous liquid wedge with ideal boundaries are presented. Three methods were used: (1) a direct summation of the fields of separate elements of the array, (2) a multiplication of the energy of each ray outgoing from the array geometrical center by the diagram function value corresponding to the emission angle of this ray, or (3) taking into account the alteration of medium properties at the array aperture. The results of field calculation at different parameters of the model of the wedge and array are analyzed. The influence of inhomogeneity degree of a waveguide on the agreement of the field calculation data by different methods have been revealed. The computation results of dependencies on significant parameters of the models of the wedge and array for specially constructed numeric criteria of the waveguide inhomogeneity and agreement of the data for the array fields calculated by different methods are given. The third method is shown to be the most efficient. It gives valid results and decreases the calculation time directly proportional to the number of the array elements compared with the first method.