

УДК 621.396.67

ПОЛЕ ПЛОСКОЙ АПЕРТУРНОЙ АНТЕННЫ В НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ*

Ю. И. Орлов, С. К. Тропкин

Приводятся результаты численного и асимптотического исследований поля плоской апертурной антенны с заданным амплитудно-фазовым законом возбуждения, расположенной под линейно-неоднородным полупространством. С помощью разложения по плоским волнам получены решения для поля в свободном полупространстве и в неоднородной среде. Это представление поля используется для численных расчетов с применением алгоритма быстрого преобразования Фурье. Получены асимптотические формулы для полей Формулы лучевой асимптотики (геометрической теории дифракции) представляют поле апертуры как результат суперпозиции полей лучей геометрической оптики и краевых (дифракционных) лучей, испускаемых краями апертуры. Даётся анализ особенностей лучевых картин и каустик, что важно для физической интерпретации и предсказания структуры поля апертурной антенны в неоднородной среде. Приводятся и обсуждаются характерные результаты численных расчетов.

Исследование структуры поля в неоднородной среде, создаваемого плоской апертурной антенной, представляет интерес в различных радиофизических и акустических приложениях (в частности, при излучении антенн в ионосфере и тропосфере, гидроакустических антенн в океане) и проводилось в ряде работ [1–3]. Аналогичные проблемы возникают также при дифракции ограниченных волновых пучков на неоднородных структурах в интегральной оптике, теории упругости и акустике [4, 5].

Основными факторами, определяющими структуру поля апертурной антенны при наличии неоднородной среды, являются рефракция и фокусировка волн в неоднородной среде, а также дифракционное расплывание волнового пучка, излучаемого апертурой. Учет этих факторов может быть проведен на основе интеграла Кирхгофа — Гюйгенса, в котором поле точечного источника (функция Грина) берется либо в геометрооптическом [2, 6], либо в каустическом (Эйри-) [3] приближениях. Однако, как показано в [7, 8], поле точечного источника в неоднородной среде имеет сложные лучевую и каустическую картины даже для одномерно неоднородной плоскослоистой среды $\epsilon(z)$ и не может быть полностью описано лучевым и каустическим (Эйри-) приближениями, которые только и рассматривались в литературе [2, 3, 6]. Это существенно затрудняет численные расчеты функции Грина, входящей в интеграл Кирхгофа — Гюйгенса. Кроме того, численные расчеты интеграла Кирхгофа — Гюйгенса от быстро осциллирующих функций представляют самостоятельную вычислительную проблему, требующую большого машинного времени; они становятся практически невозможными при достаточно больших электрических размерах апертуры.

Для одномерно неоднородной плоскослоистой среды $\epsilon(z)$ существенно более удобным оказывается интегральное представление поля апертурной антенны в виде разложения по плоским волнам [4, 9–12]. Такое представление позволяет использовать для численных расчетов алгоритм быстрого преобразования Фурье, что дает возможность увели-

* Основные результаты работы доложены на VII-Всесоюзном симпозиуме по дифракции и распространению волн (Ростов-на-Дону, 1977) [16].

чить скорость расчетов на ЭВМ и создать универсальный вычислительный алгоритм, справедливый для произвольного амплитудно-фазового распределения поля в раскрыве антенны. В работе представлены результаты численного и асимптотического исследования поля плоской апертурной антенны, расположенной под линейно-неоднородным полупространством $z \geq 0$ с $\epsilon(z) = 1 - az$ ($a > 0$). Асимптотические формулы, полученные в работе, определяют поле апертурной антенны в случае плавно неоднородной среды ($k/a \gg 1$).

1. РАЗЛОЖЕНИЕ ПОЛЯ ПО ПЛОСКИМ ВОЛНАМ И ЕГО АСИМПТОТИКА В НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

Рассмотрим задачу об излучении плоского раскрыва в виде полосы $|x| \leq D$, $|y| < \infty$ с заданным амплифазным распределением поля

$$\begin{aligned} E_0 &\equiv E(x, z = -H) \equiv E_y(x, z = -H) = \\ &= A(x) e^{i\Psi(x)} [h(x + D) - h(x - D)], \end{aligned} \quad (1)$$

где $h(x)$ — функция Хевисайда, который расположен в свободном полупространстве $z < 0$ на расстоянии H от полубесконечного линейного слоя

$$\epsilon(z) = \begin{cases} 1 - az & (a > 0), z \geq 0 \\ 1, & z < 0 \end{cases}. \quad (2)$$

Первичное (падающее) поле, создаваемое апертурной антенной (1), при $z \geq -H$ может быть представлено в виде следующего разложения по плоским волнам (по пространственным гармоникам), удовлетворяющего граничному условию (1) при $z = -H$ [11, 12]:

$$E_{\text{пад}}(x, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\xi) \exp [i\xi x + i\sqrt{k^2 - \xi^2}(z + H)] d\xi; \quad (3)$$

$$F(\xi) = \int_{-D}^D A(\xi) \exp [-i\xi \xi + i\Psi(\xi)] d\xi. \quad (4)$$

Здесь $\sqrt{k^2 - \xi^2} = i\sqrt{\xi^2 - k^2}$ при $|\xi| > k$ и $z \geq -H$, а $F(\xi)$ — исходный пространственный спектр поля, физически определяющий при $|\xi| = |k \sin \theta| < k$ диаграмму направленности апертуры в свободном пространстве.

В результате дифракции поля (3) на неоднородной среде (2) возникает отраженное поле $E_{\text{отр}}$ при $z \leq 0$ и преломленное поле $E_{\text{пр}}$ при $z \geq 0$, которые являются решениями уравнения Гельмгольца $\Delta E + k^2 \epsilon(z) E = 0$, удовлетворяющими соответствующему граничному условию при $z = 0$ и условию на бесконечности. Выражения для $E_{\text{отр}}$ и $E_{\text{пр}}$ находятся аналогично (3) с помощью разложения по плоским волнам [4, 9] и имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} E_{\text{пр}}(x, z) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\xi) \frac{2v(\zeta)}{v(\zeta_0) - i(-\zeta_0)^{-1/2} v'(\zeta_0)} \times \\ &\times \exp (i\xi x + i\sqrt{k^2 - \xi^2} H) d\xi; \end{aligned} \quad (5)$$

$$E_{\text{отр}}(x, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\xi) \frac{v(\zeta_0) + i(-\zeta_0)^{-1/2} v'(\zeta_0)}{v(\zeta_0) - i(-\zeta_0)^{-1/2} v'(\zeta_0)} \times \quad (6)$$

$$\times \exp [i \kappa x - i \sqrt{k^2 - \kappa^2} (z - H)] d\kappa,$$

где

$$\zeta = (k^2 a)^{-2/3} [\kappa^2 - k^2 (1 - az)], \quad \zeta_0 = (k^2 a)^{-2/3} (\kappa^2 - k^2),$$

$v(z)$, $v'(z)$ — функция Эйри—Фока и ее производная, а $F(\kappa)$ дается формулой (4). Ниже подробно исследуется поле $E_{\text{пр}}$ внутри неоднородной среды (2) (при $z > 0$).

Для асимптотического исследования поля (5) внутри плавно неоднородной среды (2) с $k/a \gg 1$ заменим функции $v(\zeta)$, $v(\zeta_0)$ и $v'(\zeta_0)$ их ВКБ-асимптотиками, справедливыми при $-\zeta \gg 1$ и $-\zeta_0 \gg 1$. В результате из (5) получим следующее асимптотическое интегральное представление:

$$E_{\text{пр}}(x, z) = \frac{1}{2\pi} \sum_{l=1}^2 \int_{-\infty}^{\infty} d\kappa \int_{-D}^D d\xi A(\xi) (-\zeta_0)^{1/4} (-\zeta)^{-1/4} \times \\ \times \exp \left[i f_l(\kappa, \xi) + i \frac{\pi}{4} (-1)^l - i \frac{\pi}{4} \right], \quad (7)$$

где

$$f_l(\kappa, \xi) = \psi(\xi) + \kappa(x - \xi) + H \sqrt{k^2 - \kappa^2} + \frac{2}{3} (-\zeta_0)^{3/2} - \frac{2}{3} (-\zeta)^{3/2} (-1)^l.$$

Стационарные точки κ_s , ξ_s интеграла (7) определяются из условий $f'_{ls} = f'_{ls} = 0$, откуда получим два уравнения

$$\kappa = \psi'(\xi), \quad (8)$$

$$x = \xi + \frac{\kappa H}{\sqrt{k^2 - \kappa^2}} + \frac{2\kappa}{k^2 a} [\sqrt{k^2 - \kappa^2} - (-1)^l \sqrt{k^2(1 - az) - \kappa^2}],$$

которые совпадают с уравнением лучей геометрической оптики, испускаемых апертурой:

$$x = x_{\text{п}} - (-1)^l \frac{2}{a} \sin \theta \sqrt{\cos^2 \theta - az} \equiv x_{\text{осн}}(\xi, z), \quad (9)$$

где

$$x_{\text{п}} = \xi + H \operatorname{tg} \theta + a^{-1} \sin(2\theta) \equiv x_{\text{п}}(\xi, \theta).$$

Здесь $x_{\text{п}}$ — координата точки поворота луча при $z = z_{\text{п}} = a^{-1} \cos^2 \theta$, а $\theta = \arcsin[k^{-1} \psi'(\xi)]$ — угол выхода луча из апертуры $z = -H$, $|\xi| < D$. Согласно (9), стационарные точки $\xi_s = \xi_s(x, z)$ определяют на апертуре точки выхода лучей (9), проходящих через точку наблюдения $\{x, z\}$. При этом величина $\kappa_s = k \sin \theta_s = \psi'(\xi_s)$ определяет направление выхода этого луча как направление нормали к волновому фронту.

Вычисляя двукратный интеграл (7) методом стационарной фазы с учетом вкладов краев области интегрирования по ξ , получим следующую асимптотику поля:

$$E_{\text{пр}}(x, z) = \sum_{s=1}^m U_{\text{осн}} s \exp(ik \varphi_{\text{осн}} s) + \sum_{j=1}^{n_1} U_{\text{kp}}^{(1)} j \exp(ik \varphi_{\text{kp}}^{(1)} j) + \\ + \sum_{j=1}^{n_2} U_{\text{kp}}^{(2)} j \exp(ik \varphi_{\text{kp}}^{(2)} j), \quad (10)$$

где

$$\begin{aligned}
 U_{\text{осн}} s &= A(\xi_s) [h(\xi_s + D) - h(\xi_s - D)] \frac{\sqrt{\cos \theta_s}}{\sqrt[4]{\cos^2 \theta_s - az}} \times \\
 &\quad \times \left| \frac{\partial x_{\text{осн}}}{\partial \xi_s} \right|^{-1/2} \exp \left(-i \frac{\pi}{4} \delta_s \right), \\
 U_{\text{кр}}^{(1, 2)} &= A(\xi_{\text{кр}1, 2}) \frac{k \cos \theta_j}{\psi'(\xi_{\text{кр}1, 2}) - k \sin \theta_j} \times \\
 &\quad \times \left\{ 2\pi k \sqrt{\cos^2 \theta_j - az} \left| \frac{\partial x_{\text{кр}}^{(1, 2)}}{\partial \theta_j} \right| \right\}^{-1/2} \exp \left(-i \frac{\pi}{4} v_j^{(1, 2)} \pm i \frac{\pi}{2} \right), \\
 \varphi_{\text{осн}} s &\equiv \varphi(\xi_s, \theta_s), \quad \varphi_{\text{кр}}^{(1, 2)} \equiv \varphi(\xi_{\text{кр}1, 2}, \theta_j), \\
 v_j^{(1, 2)} &= 1 + \delta(\xi_{\text{кр}1, 2}, \theta_j) + \operatorname{sgn} \left(\frac{\partial x_{\text{кр}}^{(1, 2)}}{\partial \theta_j} \right), \\
 \varphi(\xi, \theta) &= \frac{1}{k} \psi(\xi) + (x - \xi) \sin \theta + H \cos \theta + \frac{2}{3a} \times \\
 &\quad \times [\cos^3 \theta + (\cos^2 \theta - az)^{3/2} \delta(\xi, \theta)], \\
 \delta_s &= 1 + \delta(\xi_s, \theta_s) + \operatorname{sgn} [\psi''(\xi_s)] \left[1 - \operatorname{sgn} \left(\frac{\partial x_{\text{осн}}}{\partial \xi_s} \right) \right], \\
 \delta(\xi, \theta) &\equiv \operatorname{sgn} [x - x_{\text{n}}(\xi, \theta)].
 \end{aligned}$$

Здесь $\theta_s = \arcsin[k^{-1} \psi'(\xi_s)]$, ξ_s — корни уравнения $x = x_{\text{осн}}(\xi, z)$, определяющего лучи (9), проходящие через точку наблюдения $\{x, z\}$, m — число этих корней, $x_{\text{осн}}(\xi, z)$ — функция, входящая в уравнение лучей (9), θ_j — корни уравнений $x = x_{\text{кр}}^{(1, 2)}(\theta, z)$, которые описывают два семейства краевых лучей,

$$\begin{aligned}
 x &= \xi_{\text{кр}1, 2} + H \operatorname{tg} \theta + \frac{2}{a} \sin \theta [\cos \theta + \sqrt{\cos^2 \theta - az} \times \\
 &\quad \times \delta(\xi_{\text{кр}1, 2}, \theta)] \equiv x_{\text{кр}}^{(1, 2)}(\theta, z),
 \end{aligned} \tag{11}$$

испускаемых двумя краями апертуры $\xi_{\text{кр}1} = -D$, $\xi_{\text{кр}2} = D$, $n_{1, 2}$ — число корней $\theta_j(x, z)$ соответствующего уравнения в (11); $x_{\text{n}} = x_{\text{n}}(\xi, \theta)$ имеет тот же смысл, что и в (9).

Первая сумма в (10) соответствует вкладу лучей геометрической оптики (9), вторая и третья — вкладу краевых (дифракционных) лучей (11). Следовательно, формула (10) дает лучевое представление поля апертурной антенны в неоднородной среде и описывает его как результат интерференции полей геометрооптических и краевых лучей, приходящих в точку наблюдения. При этом аналогично геометрической теории дифракции (ГТД) краевые лучи (11) определяют поле вне прожекторного пучка геометрооптических лучей [12].

Очевидно, что число интерферирующих лучей m , n_1 и n_2 в (10) различно в различных областях пространства и изменяется на два при переходе через каустику и на один — при переходе через предельные лучи геометрической оптики (границы прожекторного пучка). Последние описываются уравнением

$$x = \xi_{kp\ 1,2} + H \operatorname{tg} \theta_{kp\ 1,2} + \frac{2}{a} \sin \theta_{kp\ 1,2} [\cos \theta_{kp\ 1,2} + \\ + \sqrt{\cos^2 \theta_{kp\ 1,2} - az} \ \delta(\theta_{kp\ 1,2})], \quad (12)$$

где

$$\xi_{kp\ 1,2} = \mp D, \quad \theta_{kp\ 1,2} = \arcsin[k^{-1} \psi'(\mp D)].$$

Как обычно в ГТД [13–16], лучевая асимптотика (10) несправедлива вблизи предельных лучей (12) (в области полутени), где $\underset{kp\ j}{U^{(1,2)} \rightarrow \infty}$, вблизи каустик геометрооптических (основных) лучей, где $\frac{\partial x_{osn}}{\partial \xi_s} \rightarrow 0$ и $U_{osn\ s} \rightarrow \infty$, и вблизи каустик краевых лучей, где $\frac{\partial x_{kp}}{\partial \theta_j} \rightarrow 0$ и $U_{kp\ j}^{(1,2)} \rightarrow \infty$. Для определения поля апертурной антенны в указанных областях вместо (10) следует использовать либо обычную полутеневую асимптотику [13] вдали от каустик, либо обобщенную полутеневую — каустическую асимптотику [14], справедливую как в области полутени, так и в окрестности каустик. При этом равномерная асимптотическая теория [14], использующая для описания поля неполную и обобщенную функции Эйри, учитывает одновременно эффекты дифракционного расплывания пучка геометрооптических лучей и эффекты его фокусировки на каустике. В случае каустик произвольной формы для расчетов полей можно использовать равномерное асимптотическое интегральное представление (7) [15].

При получении выражений (10) было принято, что стационарные точки находятся далеко друг от друга и не располагаются вблизи краев области интегрирования (точка наблюдения расположена вдали от каустик и от областей полутени). Согласно [17], достаточным условием применимости формул лучевого типа, а следовательно, и формул (10), является неравенство типа $a_f \ll L$, где a_f — поперечный размер френелевского объема, а L — характерный масштаб изменения параметров поля и среды. В частности, из этого неравенства следуют соотношения $D \gg a_f$, $|\xi_s \pm D| \gg a_f$, $|\xi_s - \xi_{s_2}| \gg a_f$ ($s, s_1, s_2 = 1, 2, \dots, m$, $s_1 \neq s_2$), которые эквивалентны требованию, чтобы область влияния стационарной точки (a_f) была мала по сравнению с размером апертуры и чтобы в эту область влияния не попадали края интервала интегрирования и другие стационарные точки.

Следует отметить, что более корректная оценка условий применимости получаемых приближенных выражений может быть проведена на основе точных интегральных представлений (5) и (6). Однако подробный анализ с целью оценки точности не проводится в данной работе, так как полученные асимптотические формулы ГТД используются здесь не для расчета, а для интерпретации и прогнозирования структуры поля.

Чтобы качественно представить структуру поля в неоднородной среде (2), создаваемого апертурной антенной (1), исследуем особенности соответствующих лучевых картин и каустик. Это исследование необходимо также для расчетов полей с помощью формул лучевой асимптотики (10) и ее квазилучевых обобщений [13, 14].

2. ЛУЧИ И КАУСТИКИ АПЕРТУРНОЙ АНТЕННЫ В ЛИНЕЙНОМ СЛОЕ

Согласно (11), краевые (дифракционные) лучи соответствуют лучам, испускаемым точечными источниками с координатами $z = -H$, $x = \mp D$. Поэтому при их анализе можно воспользоваться результата-

ми исследования лучей и каустик в случае точечного источника, полученные в [7, 8]. Согласно [7, 8] каустики краевых лучей являются неособыми только при $aH > 2/3$ (рис. 1). При $aH < 2/3$ на каустике появляется петля с двумя точками заострения, а при $aH < 1/2$ петля выходит в свободное полупространство. Область каустической петли при $aH < 2/3$ является областью четырехлучевости для краевых лучей (11); петля на каустике при $aH \rightarrow 2/3$ стягивается в точку, в связи с чем исчезает и указанная область четырехлучевости.

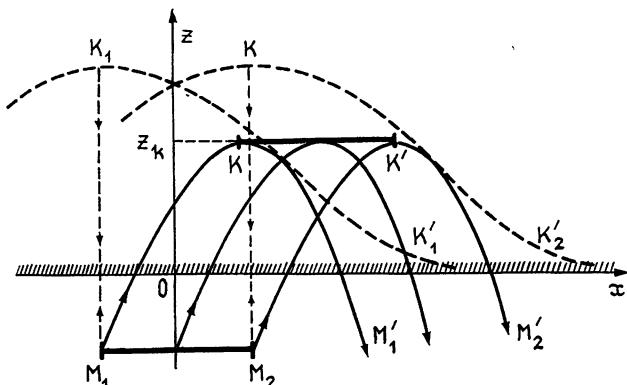


Рис. 1. Лучи и каустики апертуры с линейным фазовым возбуждением
 $\psi(x) = k\alpha x$ ($\alpha < 0$);

KK' — каустика геометрооптических лучей; $K_1K'_1$ и $K_2K'_2$ — каустики краевых лучей при $aH > 2/3$; $M_1KM'_1$ и $M_2K'M'_2$ — границы геометрооптического пучка (предельные лучи).

Вид семейства лучей геометрической оптики (9) зависит от закона фазового распределения $\psi(x) \equiv k\psi_0(x)$ поля в апертуре антенны и полностью определяется формой каустики этих лучей. Уравнения геометрооптической каустики следуют из (9) и условия $\frac{\partial}{\partial \xi} x_{\text{осн}}(\xi, z) = 0$ и в параметрической форме имеют следующий вид:

$$x = x_{\text{n}} + \frac{\psi'_0}{2\psi''_0} \left\{ -x'_{\text{n}} \pm \sqrt{(x'_{\text{n}})^2 + (4a^{-1}\psi'_0\psi''_0)^2} \right\} \equiv x_k(\xi), \quad (13)$$

$$z = \frac{1}{a} [1 - (\psi'_0)^2] - \frac{a}{16(\psi''_0)^2} \left\{ -x'_{\text{n}} \pm \sqrt{(x'_{\text{n}})^2 + (4a^{-1}\psi'_0\psi''_0)^2} \right\}^2 \equiv z_k(\xi),$$

где $\psi_0 = \psi_0(\xi) = k^{-1}\psi(\xi)$, $x_{\text{n}} = x_{\text{n}}(\xi)$ — горизонтальная координата точки поворота луча, определяемая формулой (9),

$$\psi'_0 \equiv \frac{d}{d\xi} \psi_0(\xi), \quad \psi''_0 \equiv \frac{d^2}{d\xi^2} \psi_0(\xi), \quad x'_{\text{n}} \equiv \frac{d}{d\xi} x_{\text{n}}(\xi).$$

Так же, как и каустика точечного источника [7, 8], каустика апертурной антенны (13) может иметь особые точки (точки заострения), определяемые из (13) условием $x'_k(\xi) = 0$ или $z'_k(\xi) = 0$, может пересекать границу $z = 0$ неоднородной среды и выходить в свободное пространство $z < 0$. Отметим, что уравнения (13) справедливы только для каустики внутри неоднородной среды, т. е. при $z > 0$. Аналогичные уравнения могут быть получены и для свободного полупространства $z < 0$. Отличительная особенность каустики (13) связана с наличием

на ней краевых точек — концевых фокусов, которые определяются из (13) при $\xi = \mp D$ и являются местом касания с каустикой (13) предельных лучей геометрической оптики (12).

Примеры каустик (13) приведены на рис. 1 и рис. 2. В случае линейного закона изменения фазы $\Phi_0(x) = \alpha x$ (рис. 1) лучи геометрической оптики (9) образуют семейство параллельных кривых; каустика (13) в этом случае есть отрезок прямой $az = 1 - \alpha^2$, $x_{\pi}(-D) < x < x_{\pi}(+D)$. Отметим, что лучевая картина (рис. 1) иллюстрирует эффект бокового смещения волнового пучка при отражении от неоднородной среды [4].

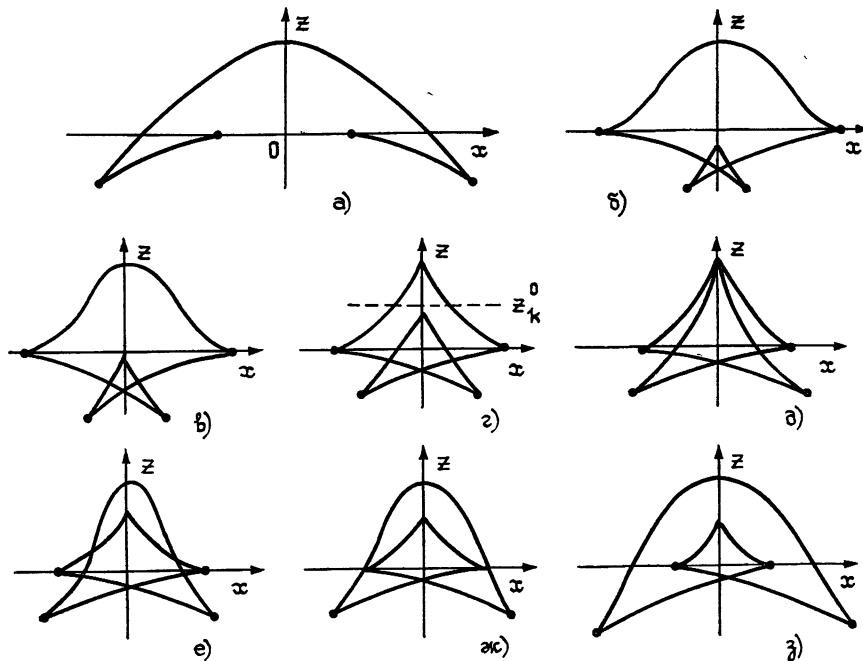


Рис. 2. Каустики апертуры с квадратичным фазовым возбуждением $\psi(x) = k \beta x^2$:
а) $\beta/a > 0$; б) $-0,125 < \beta/a < 0$; в) $\beta/a = -0,125$; г) $-0,250 < \beta/a < -0,125$,
д) $\beta/a = -0,250$; е) $-0,419 < \beta/a < -0,250$; ж) $\beta/a = -0,419$; з) $\beta/a < -0,419$.

В случае нелинейного фазового распределения $\Phi_0(x)$ форма каустики (13) существенно усложняется из-за совместного влияния двух факторов — фокусирующего (или дефокусирующего) действия самой апертуры и фокусирующего действия неоднородной среды (2). На рис. 2 приведены результаты исследования каустики (13) при квадратичном фазовом распределении $\Phi_0(x) = \beta x^2$ поля в апертуре, расположенной на границе неоднородной среды, т. е. при $H = 0$. Здесь для общности не учитывается конечность размеров апертуры, т. е. считается, что в (13) $|\xi| < \infty$. Очевидно, что в случае апертуры конечных размеров физически реализуются лишь конечные (центральные) участки изображенных на рис. 2 каустик, которые определяются из (13) условием $|\xi| < D^*$. Как видно из рис. 2, наиболее сложная по форме каустика (с пятью точками заострения) образуется в случае фокусирующей апертуры, т. е. при $\beta < 0$, что и следовало ожидать и из физиче-

* Строго говоря, при $2|\beta|D > 1$, когда на апертуре существуют неизлучающие участки, определяемые условием замедленности волны $\psi'(\xi) > k$, или $1/2|\beta| < |\xi| < D$, каустики (рис. 2) реализуются полностью.

ских соображений. Бифуркационные значения параметра β/a , при которых происходит существенная перестройка каустики, а следовательно, и лучевой картины указаны на рис. 2.

Совместное рассмотрение исследованных каустик краевых и геометрооптических лучей определяет различные зоны интерференции, через каждую из которых проходит определенное число лучей, а также определяет положение зон фокусировки поля. Даже без формул лучевой асимптотики (10) это дает качественную характеристику поля апертурной антенны в неоднородной среде, что в частности, важно для интерпретации и предсказания численных результатов.

3. ОБСУЖДЕНИЕ ЧИСЛЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Приведенные выше результаты были использованы для проведения расчетов и для интерпретации их результатов. Численные результаты, представленные ниже, получены с помощью алгоритма быстрого преобразования Фурье, используемого для расчетов по формулам (4), (5).

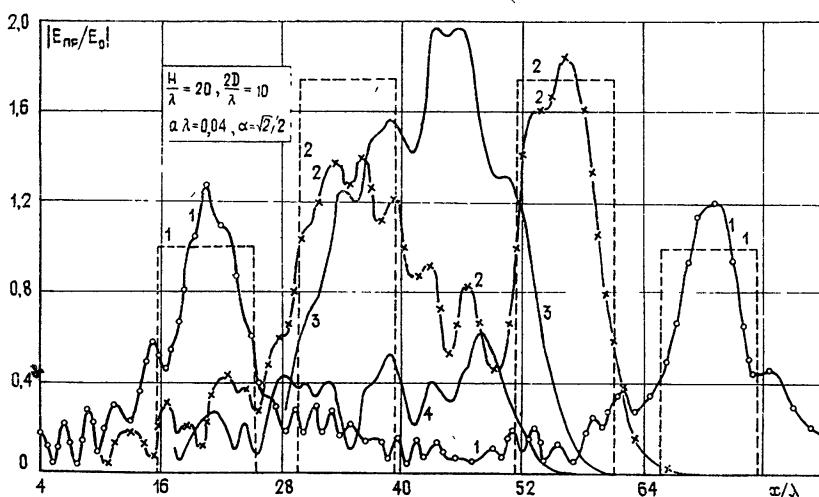


Рис. 3. Амплитудные распределения поля апертуры с равномерным амплитудным и линейным фазовым возбуждением $\psi(x)=kax$ в зависимости от расстояния z до границы неоднородной среды:

1 — $z/\lambda = 0$, 2 — $z/\lambda = 10$, 3 — $z/\lambda = z_k/\lambda = 12.5$, 4 — $z/\lambda = 15 > z_k/\lambda$.
Пунктир — приближение геометрической оптики.

На рис. 3 представлены амплитудные распределения поля апертурной антенны с равномерным амплитудным и линейным фазовым распределением поля (1) в зависимости от расстояния z до границы $z = 0$ неоднородной среды (2). Как видно из рис. 3, при увеличении дистанции z по мере приближения к каустике геометрооптических лучей $z_k = a^{-1}(1 - \alpha^2)$ наблюдается сближение «падающего» и «отраженного» волновых пучков и увеличение их амплитуд, что находится в полном соответствии с лучевой картиной (рис. 1) и лучевой асимптотикой (10). При дальнейшем увеличении дистанции z точка наблюдения попадает за каустику (13), т. е. в область $z > z_k$, что и приводит к резкому убыванию поля (кривая 4 на рис. 3). Характер поля при $z > z_k$ определяется полем краевых лучей и дифракцией на каустике $z = z_k$ (рис. 1).

Рис. 4 иллюстрирует дифракционную структуру поля равномерной синфазной апертурной антенны на каустике $z = z_k = a^{-1}$ в неоднород-

ной среде в зависимости от величины a градиента диэлектрической проницаемости слоя (2) и от размера апертуры $2D/\lambda$. При постоянных выбранных параметрах антенны (рис. 4а) с увеличением величины a уменьшается расстояние между апертурой и каустикой $z_k = a^{-1}$ и амплитудное распределение поля на каустике приближается к распределению, характерному для ближней зоны апертуры. При достаточно больших a возрастает роль дифракционных эффектов в неоднородной среде, что может приводить к относительному уменьшению максимальной амплитуды поля на каустике по сравнению со случаем меньших значений $a\lambda$ (рис. 4а), хотя ее зависимость от $a\lambda$ может быть и немонотонной.

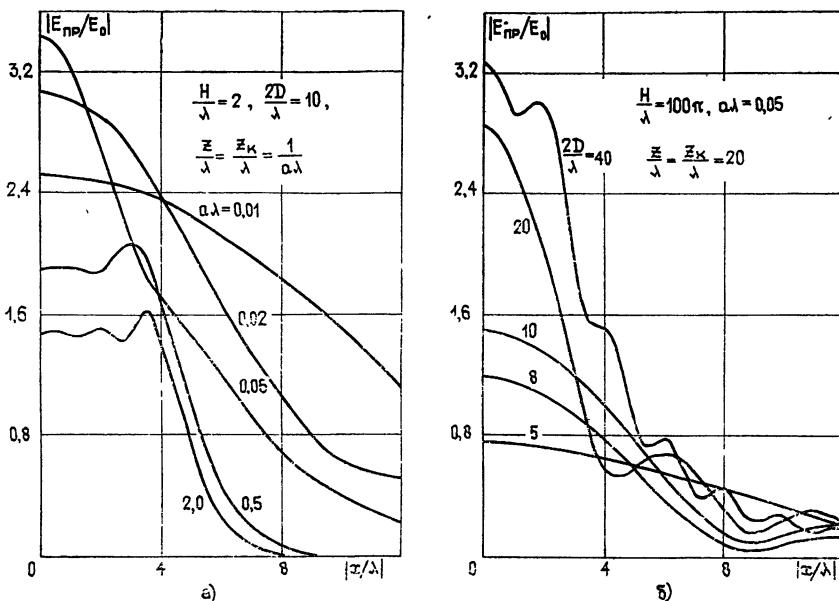


Рис. 4. Амплитудные распределения поля равномерной синфазной апертурной антенны на каустике в неоднородной среде в зависимости от а) величины градиента слоя, б) размеров апертуры.

В случае $a = \text{const}$ при увеличении размера апертуры $2D/\lambda$ наблюдается увеличение пронормированной по $|E_0|$ амплитуды поля на каустике (рис. 4б). При небольших $2D/\lambda$ преобладает эффект дифракционного расплывания пучка, и фокусировка на каустике или отсутствует, или слаба. С увеличением $2D/\lambda$ начинает сказываться эффект фокусировки, а поле приобретает структуру, свойственную ближней зоне апертуры (рис. 4б).

Рис. 5 наглядно показывает роль лучей и каустик в формировании поля апертурной антенны с нелинейным (квадратичным) фазовым распределением. Действительно, как видно из рис. 5а, при увеличении размера апертуры $2D/\lambda$ амплитудное распределение поля в центральной (главной) части волнового пучка ($|x|/\lambda \leq 8$) практически остается неизменным. Этот несколько неожиданный результат объясняется весьма просто: при выбранных параметрах задачи увеличение размеров апертуры D приводит лишь к удлинению ветвей каустики ниже сечения наблюдения $z = \text{const}$, но не затрагивает ее геометрии при заданных z . А эффективная ширина волнового пучка при $z = \text{const}$ в основном определяется расстоянием между точками пересечения сечения $z = \text{const}$ с каустикой, которое и остается неизменным при увеличении D . Отли-

чие же в распределении поля при $|x|/\lambda \geq 8$ (рис. 5а) связано с тем, что здесь уже становится заметно влияние краевых лучей и их каустик. Причем при увеличении размера апертуры $2D$ каустики краевых лучей «отодвигаются» дальше от геометрооптической каустики, что также согласуется с рис. 5а.

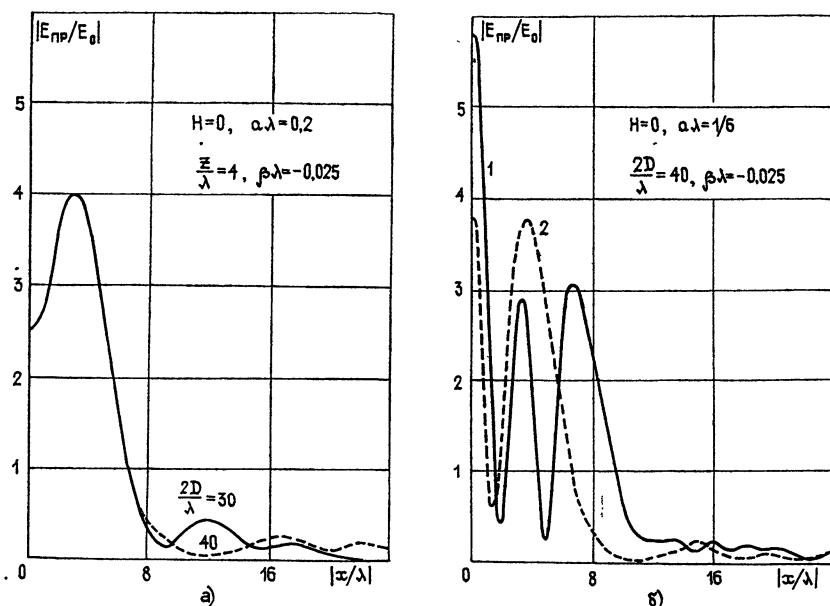


Рис. 5. Амплитудные распределения поля апертуры с равномерным амплитудным и квадратичным фазовым возбуждением $\psi(x) = k\beta x^2$ в зависимости от а) размеров апертуры, б) расстояния z до границы неоднородной среды $1 - z/\lambda = z_k^0/\lambda = 3,33$, $2 - z/\lambda = 4,5 > z_k^0/\lambda$.

Рис. 5а относится к случаю, когда в неоднородной среде образуется неособая каустика (рис. 2в). Влияние каустики сложной формы на поле иллюстрирует рис. 5б, который соответствует случаю, когда каустика в неоднородной среде имеет одну неособую «внешнюю» ветвь и две «внутренние» ветви с точкой заострения при $x = 0$ и $z = z_k^0$ (рис. 2г). Кривая 1 на рис. 5б показывает распределение поля в сечении $z = \text{const}$, проходящем как раз через точку заострения каустики ($z = z_k^0$), а кривая 2 — выше этой точки ($z > z_k^0$). Как и следовало ожидать, вследствие фокусировки лучей амплитуда поля в точке заострения $x = 0, z = z_k^0$ значительно превышает амплитуду поля при $x \sim 0$ и $z > z_k^0$. Резкое же ослабление поля и изменение характера его изменения при $|x|/\lambda \geq 10$ связано с пересечением «внешней» (гладкой) ветви каустики и выходом точки наблюдения в область геометрической тени. Так как «внешняя» каустика сужается при возрастании z (рис. 2г), то область геометрической тени для $z > z_k^0$ (кривая 2 на рис. 5б) наступает раньше (при меньших $|x/\lambda|$), чем для $z = z_k^0$ (кривая 1).

В заключение отметим, что осцилляции амплитудных распределений поля апертурной антенны в неоднородной среде (рис. 3—5) обусловлены интерференцией полей либо краевых лучей (вне основного пучка), либо краевых и геометрооптических лучей (в пределах основного пучка). В случае нелинейных фазовых распределений $\psi(x)$ может наблюдаться несколько периодов осцилляций, которые связаны с обра-

зованием областей многолучевости с разным числом интерферирующих лучей.

Приведенные численные результаты свидетельствуют об эффективности метода расчета и о наглядности физической интерпретации с помощью асимптотических методов. Полученные результаты могут быть использованы и для определения границ применимости различных асимптотических методов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Nicolis J. S.— IEEE Trans. Ant. and Propag., 1968, **16**, № 1, р. 71.
2. Кравцов Ю. А., Фейзуллин З. И.— Изв. вузов — Радиофизика, 1969, **12**, № 6, с. 866.
3. Кондратьев И. Г., Пермитин Г. В.— Изв. вузов — Радиофизика, 1970, **13**, № 12, с. 1794.
4. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах.— М.: Наука, 1973.
5. Введение в интегральную оптику.— М.: Мир, 1977.
6. Гутман А. Л.— Радиотехника и электроника, 1967, **12**, № 10, с. 1726.
7. Орлов Ю. И. Диссертация, М., МЭИ, 1969.
8. Орлов Ю. И.— Изв. вузов — Радиофизика, 1966, **9**, № 3, с. 497; 1977, **20**, № 11, с. 1669.
9. Марков Г. Т., Чаплин А. Ф. Возбуждение электромагнитных волн.— М.—Л.: Энергия, 1967.
10. Зверев В. А. Радиооптика.— М.: Сов. радио, 1975.
11. Хансен Р. К. В кн.: Сканирующие антенные системы СВЧ.— М.: Сов. радио, 1966.— Т. 1, с. 7.
12. Орлов Ю. И., Тропкин С. К.— Труды МЭИ, 1977, вып. 341, с. 37.
13. Боровиков В. А., Кинбер Б. Е. Четыре лекции по геометрической теории дифракции.— Л.: Гос. ун-т, 1972.
14. Орлов Ю. И.— Радиотехника и электроника, 1975, **20**, № 2, с. 242; 1976, **21**, № 1, с. 62, 1976, **21**, № 4, с. 730.
15. Орлов Ю. И. Тезисы докладов X Всесоюзной конференции по распространению радиоволн (секция VII).— М.: Наука, 1972, с. 23.
16. Орлов Ю. И., Аниютин А. П., Тропкин С. К. Краткие тексты докладов VII Всесоюзного симпозиума по дифракции и распространению волн.— М.: АН СССР, 1977.— Т. 1, с. 183.
17. Кравцов Ю. А., Орлов Ю. И.— В сб.: Современные проблемы распространения и рассеяния волн.— М.: ИРЭ АН СССР, 1979, с. 76.

Московский энергетический институт

Поступила в редакцию
6 декабря 1979 г.

A FIELD OF A PLANE APERTURE ANTENNA IN AN INHOMOGENEOUS MEDIUM

Yu. I. Orlov, S. K. Tropkin

Results of numerical and asymptotic investigation are presented for a field of a plane aperture antenna located under a linearly inhomogeneous semi-space with the given ampliphase excitation law. Solutions have been obtained by plane wave expansion for the field in a free semi-space and in an inhomogeneous medium. This field presentation is applied for numerical calculations with the use of an algorithm of fast Fourier transformation. Asymptotic formulars for fields have been derived. Formulas of the ray asymptotic (geometrical diffraction theory) represent an aperture field as a result of superposition of ray fields of the geometrical optics and boundary (diffraction) rays emitted by an aperture edges. An analysis of ray pictures and caustics is given that is important for the physical interpretation and prediction of an aperture antenna field structure in an inhomogeneous medium. Characteristic results of numerical calculations are given and discussed.