

Зависимость \bar{a}/a_0 от параметра нелинейности R_T приведена на рис. 1 штриховой линией.

Из условия совпадения полной ширины пучка, средней по реализациям при ветровой рефракции, и ширины, полученной по профилю средней интенсивности при тепловой дефокусировке, $(\langle a_x \rangle^2 + \langle a_y \rangle^2)^{1/2} = \bar{a}$, можно установить связь параметров нелинейности R_0 и R_T (рис. 2). Близкая зависимость параметров R_0 и R_T следует из условия равенства интенсивности на оси пучка: $\langle I(0, 0, z') \rangle = \bar{I}(0, 0, z')$. Некоторое отличие связано с тем, что интенсивность на оси $\langle I(0, 0, z') \rangle$, как локальная характеристика пучка, определяется с большей погрешностью при конечной выборке M , чем интегральная ширина пучка (2). Заметим, что распределения интенсивности в поперечном сечении пучка $\langle I(x, y, z') \rangle$ и $\bar{I}(x, y, z')$ существенно отличаются от гауссовых функций.

Из приведенных результатов видно, что зависимость $R_T = f(R_0)$, найденная указанным способом, с хорошей точностью аппроксимируется линейной функцией для всех рассмотренных z . Угол наклона прямых определяет эффективное число Пекле: $4Pe \approx 0,66$. Отсюда коэффициент турбулентной теплопроводности равен

$$\chi_{эфф} \approx 1,52a_0\nu_0. \quad (5)$$

Соотношение (5) позволяет рассчитывать средние параметры светового пучка при тепловом самовоздействии в случае распространения вдоль среднего ветра при $|R_0| < 40$ на основе задачи о тепловой самодефокусировке с эффективным коэффициентом теплопроводности. Данный подход справедлив для трасс, сравнимых с дифракционной длиной.

ЛИТЕРАТУРА

1. Воробьев В. В. — Изв. вузов — Физика, 1977, № 11, с. 61.
2. Егоров К. Д., Кандидов В. П., Лагучев А. С. Тезисы докладов VI Всесоюзного симпозиума по распространению лазерного излучения в атмосфере. — Томск: ИОА ТФ СО АН СССР, 1981. — Ч. 3, с. 151.

Московский государственный университет

Поступила в редакцию
26 октября 1982 г.,
после доработки
23 февраля 1983 г.

УДК 620.371.08

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ОБРАЩЕНИЯ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ВБЛИЗИ ВЗВОЛНОВАННОЙ ПОВЕРХНОСТИ МОРЯ

Х. Г. Ахунов

В работах [1, 2] описаны специфические когерентные эффекты, которые могут наблюдаться при рассеянии волн вблизи границы раздела двух сред. В частности, в работе [1] проанализировано обратное рассеяние звуковых волн от рассеивателя, расположенного вблизи взволнованной поверхности моря. Оказалось, что при выполнении определенных условий принимаемые по перекрестным каналам 12 и 21 (рис. 1а) сигналы u_{12} и u_{21} складываются когерентно, и тогда средняя интенсивность \bar{I} обратно отраженного поля будет примерно в полтора раза превышать интенсивность сигнала при реализации случая некогерентного сложения полей u_{12} и u_{21} , т. е.

$$I_{\text{ког}} = |u_{11}|^2 + |u_{22}|^2 + 4|u_{12}|^2 \approx 6I_0; \quad (1a)$$

$$I_{\text{неког}} = |u_{11}|^2 + |u_{22}|^2 + 2|u_{12}|^2 \approx 4I_0. \quad (16)$$

Здесь I_0 — интенсивность рассеянного поля по одному каналу, и при оценках принято, что $\bar{I}_{11} \approx \bar{I}_{22} \approx \bar{I}_{12} \approx \bar{I}_{21} \approx I_0$.

Аналогичное усиление интенсивности обратно рассеянной волны от препятствия, расположенного в звуковом канале, может наблюдаться при наличии многолучевого распространения (рис. 1б). При большом числе лучей ($N \gg 1$) интенсивность обратно рассеянного сигнала меняется от значения $N^2 I_0$, отвечающего некогерентному сложению полей, до значения $2N^2 I_0$ в случае когерентного сложения [2].

В обоих указанных случаях за когерентное сложение полей ответственны перекрестные звуковые каналы. Ниже рассмотрены особенности рассеяния в условиях, когда рассеивающим объектом является система, обращающая волновой фронт (ОВФ

зеркало, рис. 2). Тогда поля, распространяющиеся по лучам 1 и 2, возвращаются к источнику по тем же лучам, т. е. в этом случае перекрестные каналы отсутствуют. При этом поле вблизи источника (точка А) будет иметь вид

$$u(A) = u_1(A) + u_2(A). \quad (2)$$

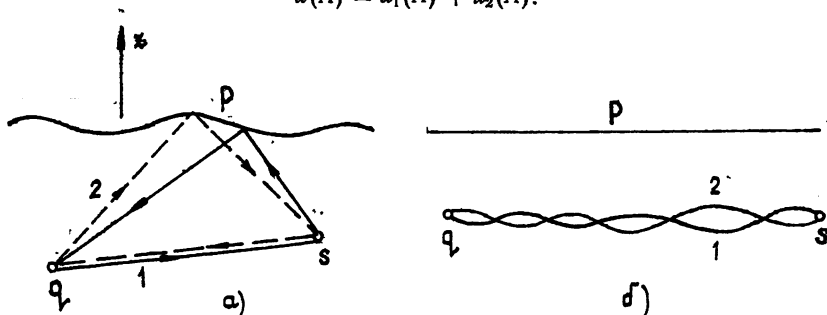


Рис. 1*.

Первое слагаемое отвечает прямому распространению, а второе слагаемое соответствует полю, достигнутому ОВФ зеркала, предварительно отразившись от поверхности. В приближении Кирхгофа поле может быть представлено в виде

$$u_2(A) = \frac{1}{16\pi^2} \int d^2\rho_1 \int d^2\rho_2 \int d^2\rho_3 \frac{R^2}{(R_1 R_2)^2} q'_z q''_z \exp \{ i [q'_z \zeta'(\rho_1, t') - q''_z \zeta''(\rho_2, t'')] \}. \quad (3)$$

Здесь R_1 и R_2 — соответственно расстояния от источника и от точки отражения от поверхности обращаемого зеркала до подстилающей поверхности, ρ_1 и ρ_2 — переменные интегрирования по подстилающей поверхности, ρ_3 — переменная интегрирования по апертуре зеркала ОВФ, q — вектор рассеяния [3], $t'' - t' \approx 2R_2/c = \tau$ — интервал времени между моментами отражения падающей и обращенной волны от взволнованной границы, R — локальный коэффициент отражения от поверхности. Интенсивность обращенного поля, усредненная по положению рассеивателя, равна

$$\langle I \rangle = \langle |u_1(A) + u_2(A)|^2 \rangle = \langle |u_1(A)|^2 \rangle + \langle |u_2(A)|^2 \rangle + 2 \langle u_1(A) u_2^*(A) \rangle. \quad (4)$$

Для оценки (4) предположим, что поверхность неподвижна. В силу обращения волнового фронта вблизи источника $u_1(A)$ и $u_2(A)$ оказываются синфазными при произвольной форме поверхности. В результате $u_1(A) u_2^*(A) = |u_1(A)| |u_2(A)|$, и при $|u_1(A)| \approx |u_2(A)|$ имеем

$$\langle I \rangle \approx 4 I_0. \quad (5)$$

Особенностью обратного рассеяния от зеркала ОВФ при наличии границы раздела является когерентность полей $u_1(A)$ и $u_2(A)$, а также отсутствие перекрестных каналов в случае относительно больших апертур обращаемой системы.

Если за время τ поверхность успевает сильно измениться, то из усреднения (4) с использованием (3) следует, что интенсивность принимаемого сигнала будет порядка

$$\langle I \rangle \approx 2 I_0. \quad (6)$$

т. е. поля $u_1(A)$ и $u_2(A)$ становятся некогерентными.

Несколько иначе происходит сложение полей в случае малой апертуры зеркала ОВФ; т. е. при $l < \lambda/\alpha$ (где l — апертура зеркала, α — угол между падающими лучами, см. рис. 2). Условие $l < \lambda/\alpha$ означает, что на апертуру попадает не больше одного интерференционного максимума. В этом случае рассеяние происходит практически так же, как на теле малых размеров [4], и поэтому

$$\langle I \rangle \approx 6 I_0. \quad (7)$$

* Точку q на рис. 1 и 2 следует читать как A .

Нужно только отметить, что величина I_0 при $l < \lambda/\alpha$ существенно меньше, чем при $l > \lambda/\alpha$.

Указанные эффекты проявляются и в случае, когда источник и ОВФ система находятся в волновом канале. Если размер апертуры l больше $\lambda/\Delta\alpha_{ij}$, где $\Delta\alpha_{ij}$ — разность углов прихода i -го и j -го лучей, то перекрестные каналы отсутствуют и

$$\langle I \rangle = \left\langle \left| \sum_n u_n \right|^2 \right\rangle = N^2 I_0, \quad (8)$$

где N — число падающих на зеркало лучей. Если же апертура зеркала мала ($l < \lambda/\Delta\alpha_{ij}$), то появляются перекрестные каналы, при этом получается результат работы [2]:

$$\langle I \rangle \approx N I_0 + 2N(N-1)I_0 \approx 2N^2 I_0. \quad (9)$$

Разумеется, в (8) и (9) значения интенсивностей I_0 различны.

Автор выражает особую признательность А. И. Санчеву за ценные критические замечания по поводу первого варианта статьи и Ю. А. Кравцову за внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ахунов Х. Г., Кравцов Ю. А. — Акуст. журн., 1982, 28, № 4, с. 438.
2. Ахунов Х. Г., Кравцов Ю. А. — Акуст. журн., 1983, 29, № 5, с. 650.
3. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. II (Случайные поля). — М.: Наука, 1978.

Московский государственный
педагогический институт
им. В. И. Ленина

Поступила в редакцию
11 января 1983 г.

УДК 621.396

ОБРАТНАЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКАЯ ЗАДАЧА ДЛЯ КРУГОВОГО ЦИЛИНДРА

В. И. Короченцев, Б. А. Сальников

Различные методы синтеза антенн при минимаксном и среднеквадратичном критерии близости заданной и реализуемой диаграмм направленности рассмотрены в различных работах [1–4].

Целью настоящей статьи является разработка метода синтеза цилиндрической антенны, основанного на аппроксимации заданной диаграммы направленности обобщенным рядом Фурье. Этот метод дает устойчивое решение задачи синтеза в явном виде и имеет физическую интерпретацию.

Рассмотрим бесконечно протяженную цилиндрическую антенну, поле которой не зависит от координаты z (z, r, φ — цилиндрические координаты), осью антенны является координата z . Исходными данными задачи синтеза являются: цилиндрическая антенна радиуса a , заданная нормированная диаграмма направленности $R(\varphi)$, питаемая в квадрате на интервале $|\varphi| \leq \pi$. Поскольку $R(\varphi) \in L^2$, можно представить $R(\varphi)$ в виде ряда Фурье:

$$R(\varphi) = \sum_{-\infty}^{\infty} B_n e^{in\varphi}, \quad (1)$$

где

$$B_n = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} R(\varphi) e^{-in\varphi} d\varphi. \quad (1a)$$

На поверхности антенны выполняются следующие граничные условия:

$$I_z(a, \varphi) = H_\varphi(a, \varphi) = (1/i\omega\mu_a)(\partial E_z/\partial r)|_{r=a}, \quad (2)$$

где $I_z(a, \varphi)$ — распределение тока на поверхности антенны, $H_\varphi(a, \varphi)$ — напряженность магнитного поля на поверхности антенны, ω — круговая частота, μ_a — магнитная проницаемость среды, $E_z(r, \varphi)$ — напряженность электрического поля, остальные составляющие электрического поля $E_r(r, \varphi) = E_\varphi(r, \varphi) = 0$. В результате решения задачи синтеза следует определить распределение тока $I_z(a, \varphi)$ на поверхности ци-