ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXV, № 10 РАДИОФИЗИКА 1982

УДК 538.574.7

АНАЛИТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАССЕИВАЮЩИХ СВОЙСТВ СТРУКТУРЫ, СОСТОЯЩЕЙ ИЗ ДВУХ НЕЗАМКНУТЫХ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ЭКРАНОВ

В. В. Веремей

Методом переотражений получено аналитическое решение задачи дифракции H-поляризованной электромагнитной волны на двух незамкнутых экранах в виде круговых цилиндров с продольной щелью. Полученное решение дает возможность оценить степень взаимного влияния элементов структуры и указать те области частот возбуждающего поля, при которых можно ограничиться приближением одиночных рассеивателей. Особое внимание уделяется влиянию взаимодействия между элементами на рассеянное поле в дальней зоне при возбуждении квазисобственных колебаний в структуре.

Исследование свойств структур, состоящих из конечного числа элементов, представляет интерес при решении ряда практических вопросов в СВЧ электронике, антенной и измерительной технике.

Изучению электродинамических и акустических характеристик структур, состоящих из конечного числа гладких цилиндрических рассеивателей, посвящено большое количество работ [1–5]. Интерес к такого рода структурам был обусловлен: во-первых, простым решением задачи дифракции волн на отдельном элементе структуры; во-вторых, простотой в изготовлении таких рассеивателей или отражателей, что делало исследование полезным с практической точки зрения. Особое внимание уделялось структурам из двух элементов [3–5] ввиду того, что их свойства являются определяющими и для структур из большего числа рассеивателей.

Свойства структур, образованных рассеивателями более сложной формы, до сих пор не были изучены в полной мере [6], хотя, несомненно, такие структуры, обладающие качественно новыми свойствами, могут найти широкое применение в прикладной электронике и акустике. Недостаточно полный физический анализ свойств таких структур обусловлен прежде всего сложностью решения поставленной задачи. Чаще всего не удается даже записать простое явное решение для задачи дифракции волн на одиночном элементе структуры, и во многих случаях численное решение задачи, требующее больших затрат машинного времени не позволяет провести подробный анализ физических свойств исследуемой структуры.

Целью настоящего исследования является получение аналитического решения задачи дифракции плоской H-поляризованной электромагнитной волны на двух незамкнутых круговых цилиндрах и проведение анализа рассеивающих свойств этой структуры.

1. ЯВНОЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ДИФРАКЦИИ ВОЛН НА СТРУКТУРЕ, СОСТОЯЩЕЙ ИЗ N НЕЗАМКНУТЫХ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ЭКРАНОВ

Наиболее удобным методом, позволяющим наглядно оценить степень взаимодействия элементов структуры, является метод переотражений, развитый в работах [1, 5]. Этот метод был успешно применен при исследовании дифракционных свойств структуры, состоящей из круговых цилиндров. Ниже для решения рассматриваемой задачи воспользуемся именно этим методом.

Элементы рассматриваемой структуры принципиально отличаются от элементов структур, изученных ранее. А именно: эти элементы, представляющие собой круговые цилиндры с продольными щелями, обладают ярко выраженными резонансными свойствами, которые проявляются при возбуждении собственных колебаний рассеивателя плоской H-поляризованной волной.

Пусть эта волна падает под углом φ_i на незамкнутый цилиндр радиуса ρ_s (см. рис. 1). Следуя работе [9], выражение для рассеянного поля вне препятствия можно записать следующим образом:

$$H_z^{\text{расс}} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \mu_m^s J_m'(k\rho_s) H_m^{(1)}(kR_s) \exp(im\varphi_s). \tag{1}$$

где $H_z^{\text{расс}}$ — z-я компонента рассеянного поля в точке с координатами (R_s, φ_s), $H_m^{(1)}$ — функция Ханкеля первого рода, μ_m^s — коэффициенты Фурье функции плотности поверхностного тока.

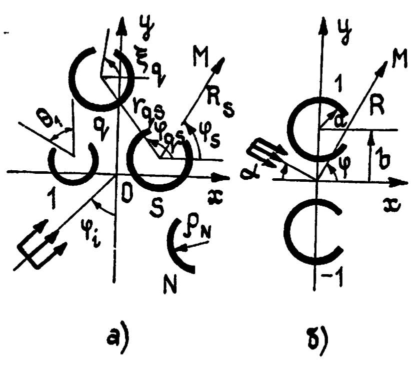

Рис. 1.

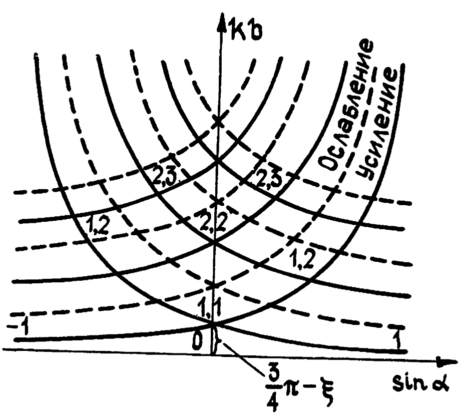

Рис. 2.

Как было показано в [7, 8], в случае узких щелей удается записать явное выражение для коэффициентов μ_m^s, а следовательно, и для поля, рассеянного незамкнутым цилиндрическим экраном.

Введя новые обозначения $x_m^s = \mu_m^s J_m'(k\rho_s)$ и используя результаты этой работы, можно записать явное выражение для x_m^s;

$$x_m^s = A_m^s \left[\Delta_m^s \left(1 - H_1^{(1)}(k\rho_s) \sum_{p \neq 0} \frac{\exp[ip(\xi_s + \varphi_i)]}{H_p^{(1)}(k\rho_s)} \right) - e^{im\varphi_i} \right],$$

$$A_m^s = J_m'(k\rho_s) / H_m^{(1)\prime}(k\rho_s), \qquad \Delta_m^s = -\frac{J_1(k\rho_s)}{J_m'(k\rho_s)} e^{-im\xi_s} \frac{1}{D_0^s}, \tag{2}$$

$$D_0^s = 1 + i\pi J_1(k\rho_s) H_1^{(1)}(k\rho_s) (k\rho_s)^2 W_0 + J_1(k\rho_s) \times$$

$$\times H_1^{(1)}(k\rho_s) \sum_{m \neq 0} \left\{ \frac{1}{J_m'(k\rho_s) H_m^{(1)\prime}(k\rho_s)} + i\pi \frac{(k\rho_s)^2}{|m|} \right\},$$

$$W_0 = 2 \ln \sin(\theta_s/2).$$

Полученное выражение для рассеянного поля одиночным незамкнутым цилиндром (1) дает возможность эффективно применить метод переотражений при исследовании структуры, состоящей из N незамкнутых экранов. Ниже будет приведено формальное решение задачи для системы из N элементов, хотя анализ решения будет проведен для двухэлементной структуры. Суть метода переотражений заключается в последовательном рассмотрении этапов рассеяния волн на элементах структуры. Рассеянное поле от системы представляется в виде суперпозиции рассеянных полей от отдельных элементов $H_z^p = \sum_{s=1}^{N} {}^sH_z^p$, а рассеянное поле от произвольного s-го цилиндра — в виде суммы бесконечного числа порядков рассеяния ${}^sH_z^p = \sum_{m=1}^{\infty} {}^sH_z^m$, причем, ${}^sH_z^m = \sum_{n=-\infty}^{\infty} {}^s\mu_n^m J_n'(k\rho_s) H_n^{(1)}(kR_s) e^{in\varphi_s}$, где ${}^s\mu_n^m$ — коэффициенты Фурье функции плотности поверхностного тока m-го порядка рассеяния на s-м цилиндре. Рассеянное поле первого порядка — это рассеянное поле одиночным s-м рассеивателем. Рассеянное поле второго порядка ${}^sH_z^2$ — это отклик s-го рассеивателя на суперпозицию рассеянных полей первого порядка от остальных элементов структуры и т. д. Можно показать [7, 8], что при такой постановке задачи граничные условия для полного поля выполняются на поверхности каждого рассеивателя.

Проводя аналогичные рассуждения, что и в работе [7, 8], для ${}^sx_m^n$ получим следующее выражение:

$$
{}^sx_m^n = A_m^s \sum_{s'=1}^{N}{}' \sum_{m'=-\infty}^{\infty} {}^{s'}x_{m'}^{n-1} F_{m,m'}^{s,s'},
$$

$$
F_{m,m'}^{s,s'} = \Delta_m^s \Bigg(H_{m'}^{(1)}(kr_{s,s'}) \exp(im\varphi_{s',s}) -
$$

$$
- H_1^{(1)}(k\rho_s) \sum_{p\neq 0} \frac{\exp(ip\xi_s)}{H_p^{(1)'}(k\rho_s)} H_{m'-p}^{(1)}(kr_{s,s'}) \exp\left[i(m'-p)\varphi_{s',s}\right] \Bigg) - \tag{3}
$$

$$
- H_{m'-m}^{(1)}(kr_{s,s'}) \exp\left[i(m'-m)\varphi_{s',s}\right],
$$

$$
{}^sx_m^n = {}^s\mu_m^n J_m'(k\rho_s).
$$

Обозначение $\sum_{s=1}^{N}{}'$ отражает тот факт, что слагаемое при $s' = s$ опускается.

Таким образом, зная плотность поверхностного тока $(n-1)$-го порядка на всех цилиндрах, кроме s-го, можно определить плотность поверхностного тока n-го порядка на s-м цилиндре. Таким образом, получена некоторая рекуррентная формула для плотностей поверхностного тока, представляющих собой отклики на соответствующие порядки рассеянного поля. Используя рекуррентное соотношение (3), можно записать выражения для полного поля, рассеянного структурой, состоящей из N резонансных рассеивателей:

$$
H_z^p = \sum_{s'=1}^{N}{}' \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} {}^{s'}x_n^m H_n^{(1)}(kR_{s'}) \exp(in\varphi_{s'}) =
$$

$$= \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} {}^{s}x_n^m H_n^{(1)}(kR_s)\, e^{in\varphi_s} + \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n'(k\rho_s) \times$$

$$\times \sum_{q=1}^{N}{}' \sum_{p=-\infty}^{\infty} {}^{q}x_p^m H_{p-m}^{(1)}(kr_{qs}) \exp\left[i(p-m)\varphi_{qs} + in\varphi_s\right],$$

$$ {}^{s}x_n^m = A_n^s \left\{ \prod_{\mu=(1)}^{(m-1)} \sum_{s(\mu)}{}' \sum_{n(\mu)} {}^{s(\mu)}A_{n(\mu)} F_{n(\mu-1),\, n(\mu)}^{s(\mu-1),\, s(\mu)} \right\} E_{s(m-1)}\, \Phi_{n(m-1)}^{s(m-1)}, \tag{4}$$

$$E_{s(m-1)} = \exp\left[ikr_{s,\, s(m-1)} \sin(\varphi_i + \varphi_{s,\, s(m-1)})\right],$$

$$\Phi_n^s = \Delta_n^s \left(1 - H_1^{(1)}(k\rho_s) \sum_{p\neq 0} \frac{\exp(ip\xi_s)}{H_p^{(1)}(k\rho_s)} e^{ip\varphi_i}\right) - e^{in\varphi_i}.$$

Заметим, что величины Φ_n^s и $F_{n,\, n'}^{s,\, s'}$ образованы двумя слагаемыми, причем первое характерно только для цилиндра с продольной щелью и обращается в нуль при $\theta_s \to 0$, а второе соответствует замкнутому круговому цилиндру [1].

Таким образом, получено решение задачи дифракции плоской волны на структуре, состоящей из N незамкнутых цилиндрических экранов при условии, что щели у рассеивателей узкие. При устремлении ширины щелей к нулю оно переходит в решение задачи дифракции на круговых замкнутых цилиндрах (см. [1]).

Сложность выражения не позволяет провести подробное аналитическое рассмотрение свойств исследуемой структуры в общем случае. Поэтому нужно ограничиться более конкретной структурой. Наиболее простой структурой, свойства которой являются определяющими для системы из N рассеивателей, является структура, состоящая из двух элементов. Как будет показано ниже, для нее общий вид рассеянного поля значительно упростится, что позволит подробно проанализировать ее дифракционные свойства, обусловленные влиянием элементов друг на друга.

2. АНАЛИТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ДИФРАКЦИИ ВОЛН НА ДВУХ НЕЗАМКНУТЫХ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ЭКРАНАХ

В случае двух рассеивателей $r_{s(\mu-1),\, s(\mu)} = 2b$

$$\varphi_{s(\mu),\, s(\mu-1)} = (\pi/2)s(\mu-1) = -(\pi/2)s(\mu), \qquad E_{s(m-1)} = \exp\left[-ikbs(m-1)\sin\alpha\right].$$

Поле, рассеянное препятствием в дальней зоне, можно представить в виде произведения «амплитудной» $H(r)$ $\Bigl($причем при $r\to\infty$ $H(r) \to \sqrt{\frac{2}{\pi r}} \exp\left[i\left(r - \frac{\pi}{4}\right)\right]\Bigr)$ и «фазовой» $g(\varphi_i, \varphi)$ (φ_i — угол падения, φ — угол наблюдения) функций, т. е. $H_z^p = g(\varphi_i, \varphi)H(r)$. При этом вид «амплитудной» функции не зависит от свойств рассеивателя, в то время как изучение «фазовой» функции рассеянного поля может дать вполне исчерпывающую характеристику рассеивающих свойств препятствия. Используя оптическую теорему, можно, например, вычислить полный поперечник рассеяния препятствия по формуле $\sigma_s^H = -(4/k)\operatorname{Re} g(\varphi_i, (\pi/2) - \varphi_i)$. Поэтому при изучении дифракционных свойств двух незамкнутых экранов ограничимся рассмотрением рассеянного поля структурой в дальней зоне. Для получения простых аналитических формул для рассеянного поля будем полагать, что расстояние между рассеивателями значительно больше длины волны. При условии, что $kR_s \gg 1$, $kR_s \gg n$ и $kr_{s(\mu-1),\, s(\mu)} \gg 1$, $kr_{s(\mu-1),\, s(\mu)} \gg |n(\mu-1) - n(\mu)|$, функцию Ханкеля ν-го порядка можно записать в виде

$$H_\nu^{(1)}(x) \approx H_0^{(1)}(x)\, i^{-\nu} \quad (x = kR_s,\ kr_{s(\mu-1),\, s(\mu)},\ \nu = n,\ (n(\mu-1) - n(\mu))).$$

Таким образом, используя (4), для поля, рассеянного двумя незамкнутыми цилиндрами в дальней зоне, можно записать следующее выражение:

$$H_z^p = H_0^{(1)}(kR) \sum_{s=\pm 1} \exp(-ikb \sin\varphi\, s - ikb \sin\alpha\, s) \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{in\varphi} \times$$

$$\times (-1)^n A_n^s H_0^{(1)\,(m-1)}(2kb) \prod_{\mu=(1)}^{(m-1)} \Bigg\{ \sum_{s(\mu)}' \sum_{n(\mu)} A_{n(\mu)}^{s(\mu)} L_{n(\mu),\, n(\mu-1)}^{s(\mu),\, s(\mu-1)} \times$$

$$\times \exp(in(\mu)\, s(\mu)(\pi/2) - is(\mu)\, kb \sin\alpha) \Bigg\} \exp\left(in(m-1)\frac{\pi}{2}\right) \Phi_{n(m-1)}^{s(m-1)}\left(\alpha + \frac{\pi}{2}\right),$$

$$L_{n(\mu),\, n(\mu-1)}^{s(\mu),\, s(\mu-1)} = \Delta_{n(\mu-1)}^{s(\mu-1)} \Bigg(i^{n(\mu-1)} - i^{n(\mu-1)} H_1^{(1)}(k\rho_{s(\mu-1)}) \sum_{p \neq 0} \frac{\exp(ip\, \xi_{s(\mu-1)})}{H_p^{(1)\prime}(k\rho_{s(\mu-1)})} \times$$

$$\exp\left[-ip\frac{\pi}{2} - is(\mu)\frac{\pi}{2}p\right] \Bigg) - \exp\left[-in(\mu-1)\, s(\mu)\frac{\pi}{2}\right].$$

Рассеянное поле можно представить в такой форме, когда все порядки рассеяния, соответствующие волнам, испытавшим определенное число переотражений, могут быть просуммированы в явном виде. В этом случае можно получить явное выражение для поля, в котором взаимное влияние элементов структуры учитывается в полной мере.

В случае, когда незамкнутые цилиндры имеют одинаковые радиусы, одинаковые размеры щелей и углы ориентации щелей равны нулю, выражение для поля в дальней зоне несколько упрощается:

$$H_z^p = 2H_0(kR) \left\{ C \cos\gamma + H_0(2kb) \frac{\Gamma_e + HC_\pi \Gamma_0}{1 - (HC_\pi)^2} \right\} \quad \text{при } |(HC_\pi)^2| < 1,$$

$$C = \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n \exp\left[in\left(\varphi - \frac{\pi}{2}\right)\right] \Phi_n\left(\alpha + \frac{\pi}{2}\right), \tag{5}$$

$$C_\pi = \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n L_n^{-1} \exp\left(in\frac{\pi}{2}\right) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n L_n^{+1} \exp\left(-in\frac{\pi}{2}\right),$$

$$\Gamma_e = \frac{1}{2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{in\varphi} A_n (-1)^n \sum_{n'=-\infty}^{\infty} A_{n'} \Phi_{n'}\left(\alpha + \frac{\pi}{2}\right) \times$$

$$\times \{(-1)^{n'} L_n^{+1} \exp(i\gamma') + L_n^{-1} \exp(-i\gamma')\},$$

$$\gamma = kb \sin\alpha + kb \sin\varphi, \qquad \gamma' = kb \sin\varphi - kb \sin\alpha, \qquad \Gamma_0 = \Gamma_e(-\alpha).$$

Здесь первое слагаемое описывает рассеянное поле от двух невзаимодействующих незамкнутых резонансных цилиндров, а второе слагаемое учитывает в полной мере влияние элементов структуры друг на друга. Такое представление поля, характерное для метода переотражений, позволяет указать области изменения параметров структуры, в которой справедлива теория одиночных рассеивателей, а также области сильного взаимодействия элементов.

Длина волны, на которой происходит возбуждение собственного колебания элемента структуры «щелевого» типа, значительно больше характерного размера препятствия. Поэтому особое внимание будем уделять этому диапазону длин волн. Как показывают исследования, проведенные в [9], при $2\pi a/\lambda > 1$ в резонансе поле, рассеянное незамкнутым цилиндром, носит изотропный характер, т. е. в этой области можно ограничиться приближением изотропных рассеивателей:

$$C = A_0\Phi_0\left(\alpha + \frac{\pi}{2}\right), \qquad C_\pi = A_0 L_0, \qquad \Gamma_0 = A_0^2\Phi_0\left(\alpha + \frac{\pi}{2}\right) L_0 \cos\gamma,$$

$$\Gamma_e = \Gamma_0(-\alpha), \qquad L_0 = \Delta_0\left(1 - H_1^{(1)}(ka)\sum_{p\neq 0}\frac{1}{H_p^{(1)'}(ka)}\right) - 1,$$

$$L_0 \simeq \frac{1}{D_0} - 1, \qquad \Phi_0 \simeq \Delta_0\left(1 - H_1^{(1)}(ka)\frac{i\cos\alpha}{2H_1^{(1)'}(ka)}\right) - 1.$$

Поле, рассеянное структурой в дальней зоне в случае изотропных рассеивателей, можно записать:

$$H_z^p = 2H_0(kR)A_0\Phi_0\cos\gamma\left\{\frac{1 + HA'\cos\gamma'/\cos\gamma}{1-(HA')^2}\right\}, \tag{6}$$

$$A' = A_0L_0, \qquad H = H_1^{(1)}(2kb).$$

Величину HA' представим в виде $HA' = Be^{i\beta}$. Тогда

$$H_z^p = H_0(kR)A_0\Phi_0\frac{2(\cos\gamma + Be^{i\beta}\cos\gamma')}{1 - B^2e^{2i\beta}} =$$

$$= H_0(kR)A_0\Phi_0(e^{i\gamma}(1 + B\exp(i\beta - 2iA)) + e^{i\gamma}(1 + B\exp(i\beta + 2iA)))/(1 - B^2e^{2i\beta}), \tag{7}$$

где $A = kb\sin\alpha$.

Для длин волн, удовлетворяющих условиям

$$\beta \pm 2A = 2p_\pm\pi, \qquad p_\pm = 1, 2, 3, \ldots, \tag{8}$$

(7) переходит в

$$H_z^p = 2H_0A_0\cos\gamma/(1 - B) = H_z^1(1 + B + B^2 + \ldots), \tag{8a}$$

т. е. в этом случае все порядки рассеяния синфазны и усиливают первый порядок рассеяния, что увеличивает интенсивность рассеянного поля. Аналогично для длин волн, удовлетворяющих

$$\beta \pm 2A = (2p_\pm + 1)\pi, \qquad p_\pm = 1, 2, 3, \ldots, \tag{9}$$

получается:

$$H_z^p = 2H_0(kR)A_0\cos\gamma/(1 + B) = H_z^1(1 - B + B^2 - B^3 + \ldots). \tag{9a}$$

Порядки рассеянного поля, следующие один за другим, оказываются в противофазе, что приводит к ослаблению интенсивности рассеянного поля. Нужно заметить, что аналогичные соотношения для длин волн, при которых возникает эффект сильного взаимного влияния элементов структуры, можно записать и в случае двух замкнутых круговых цилиндров, однако качественные и количественные отличия уравнений (8) и (9) от аналогичных соотношений в работе [5] обусловлены иной зависимостью амплитуды (B) и фазы (β) комплексной величины HA' от параметров структуры. (Резонансные свойства отдельных рассеивателей вносят существенные поправки).

Используя асимптотические выражения для функций Бесселя и Ханкеля, можно записать:

$$HA' = A_0 L_0 H_0^{(1)}(2kb) = iB_0 e^{i\varphi}(1 - 1/D_0)(1/\sqrt{\pi kb}) \exp\left(i2kb - i\frac{\pi}{4}\right) =$$

$$= B_0(1/\sqrt{\pi kb})(1 - 1/D_0) \exp\left[i\left(2kb + \frac{\pi}{4} + \varphi\right)\right] = Be^{i\beta},$$

причем $B_0 \simeq \pi (ka)^2/4, \quad \varphi \simeq \pi$.

Особый интерес представляет величина $(1 - 1/D_0)$, описывающая возбуждение резонансного режима колебаний «щелевого» типа в незамкнутом экране. При $x = ka$ имеем

$$D_0 = D_0' + iD_0'' = 1 + x^2 W_0 + x^4\left[C_1 + \ln\frac{x}{2} + \frac{Q-1}{4} - \frac{W_0}{2}\left(C_1 + \ln\frac{x}{2} + \frac{1}{4}\right)\right] -$$

$$- i\frac{\pi x^4}{2}\left(1 - \frac{W_0}{2}\right),$$

$$Q = \frac{\pi^2}{3} - \frac{\pi^4}{45} - \frac{4\pi^6}{945} + 4, \qquad C_1 = 0{,}577216.$$

Пусть $(1 - 1/D_0) = Ge^{i\xi}$, тогда $G = |D_0|^2 \big/ \sqrt{(|D_0|^2 - D_0')^2 + D_0''^2}$, $\xi = \operatorname{arctg}(D_0''/\,|D_0|^2 - D_0')$ Таким образом, $B = (\pi x^2/4)(1/\sqrt{\pi kb})G$, $\beta = 2kb + \pi/4 + \pi + \xi$, а системы уравнений для определения частот, на которых элементы структуры сильно влияют друг на друга, будут иметь вид

$$2kb(1 \pm \sin\alpha) + \pi/4 + \pi + \xi = 2p_{\pm}\pi; \tag{10а, б}$$

$$2kb(1 \pm \sin\alpha) + \pi/4 + \pi + \xi = (2p_{\pm} + 1)\pi. \tag{11а, б}$$

Решение систем уравнений (10) для различных $p_{\pm}$ — это совокупность точек пересечения ветвей гипербол, образующих сеть на координатной плоскости (kb, $\sin\alpha$). Можно показать, что даже при выполнении одного из соотношений (10) (а или б) или (11) (а или б) взаимное влияние элементов приводит к существенным искажениям по сравнению с теорией одиночных рассеивателей (см. рис. 2).

Наиболее интересная ситуация возникает в том случае, когда на длинах волн, определяемых из условия (10) или (11), возбуждаются собственные колебания «щелевого» типа, характерные для незамкнутых экранов в длинноволновой области. При этом резко возрастает значение величины B $(0 < B < 1)$, что приводит к росту полного поперечника рассеяния для такой структуры, причем величина его значительно больше алгебраической суммы полных поперечников рассеяния двух одиночных цилиндров на той же частоте.

Введем следующие величины: коэффициент усиления K_1 и коэффициент ослабления K_2: $K_1 = 1/(1 - B)$, $K_2 = 1/(1 + B)$ согласно формулам (8а) и (9а).

При условии, что расстояние между цилиндрами удовлетворяет (8) $H_z^p = K_1\,{}^0H_z^p$, где ${}^0H_z^p$ — поле, рассеянное структурой из двух невзаимодействующих цилиндрических экранов.

В случае, если расстояние между цилиндрами удовлетворяет условию (9), $H_z^p = K_2\,{}^0H_z^p$.

Как показывают расчеты, в случае возбуждения в элементах структуры собственных колебаний «щелевого» типа величины коэффициента усиления и коэффициента ослабления могут достигать значений 1,5 и 0,8 соответственно. Это говорит о том, что даже в случае, когда элементы структуры находятся на значительном расстоянии друг от друга, их взаимное влияние может оказать существенное воздействие на результирующее рассеянное поле.

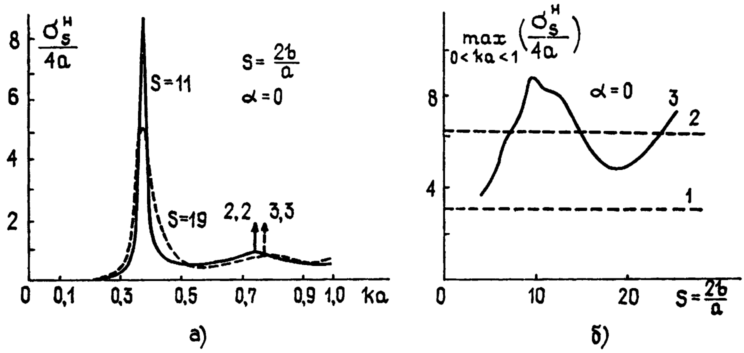

Рис. 3. а) Зависимость поперечника полного рассеяния структуры от волнового параметра ka, k — волновое число, a — радиус цилиндра.
б) Зависимость максимальной величины поперечника полного рассеяния при возбуждении квазисобственного режима колебаний от расстояния между элементами: 1 — одиночный цилиндрический экран, 2 — без учета взаимодействия, 3 — с учетом взаимодействия.

Справедливость полученных аналитических выражений для рассеянного поля и коэффициентов усиления и ослабления подтверждается результатами расчетов структуры на основе строгого решения задачи дифракции [7, 8]. Значение коэффициента заполнения (s), при котором наблюдаются максимальное и минимальное значения полного поперечника рассеяния, а также величины максимума и минимума, полученные по аналитическим формулам, хорошо согласуются с результатами строгих расчетов (см. рис. 3).

Полученное в работе аналитическое решение задачи дифракции волн на системе из двух незамкнутых круговых цилиндров позволяет провести подробный анализ ее рассеивающих свойств.

Исследование структуры из двух рассеивателей является определяющим при изучении свойств структур, состоящих из большого числа элементов.

Метод последовательных переотражений, лежащий в основе полученного аналитического решения, дает наглядную физическую интерпретацию явлениям возрастания и ослабления интенсивности поля, рассеянного структурой. Особое внимание уделяется влиянию режимов собственных колебаний элементов структуры на ее свойства в целом.

Полученные аналитические выражения дают возможность определить параметры структуры, при которых пренебрежение взаимным влиянием элементов приводит к очень существенным погрешностям в расчетах.

Результаты исследования структуры, проведенные по аналитическим формулам, подтверждаются строгими расчетами.

В заключение автор выражает благодарность В. П. Шестопалову и Э. И. Велиеву за постоянное внимание к работе и ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Twersky V.— J. Acoust. Soc. Am., 1952, 24, № 1, p. 42.
2. Millar R. F.— Canadian J. of Phys., 1960, 52, № 2, p. 272.
3. Zitron N., Karp S.— J. Math. Phys., 1961, 2, № 3, p. 394.
4. Young J. W., Bertrand J. C.— J. Acoust. Soc. Am., 1975, 52, № 6, p. 1190.
5. Twersky V.— J. Appl. Phys., 1952, 23, № 4, p. 407.
6. Климов А. Е., Лейко А. Г.— Акуст. журн., 1979, 25, № 5, с. 717.
7. Велиев Э. И., Веремей В. В. Препринт ИРЭ АН УССР № 163 — Харьков, 1980.
8. Велиев Э. И., Веремей В. В., Шестопалов В. П.— ДАН УССР. Сер.-А, 1981, № 5, с. 62.
9. Носич А. И., Шестопалов В. П. Препринт ИРЭ АН УССР № 78 — Харьков, 1977.

Институт радиофизики и электроники
АН УССР

Поступила в редакцию
13 ноября 1981 г.

ANALYTICAL STUDY OF SCATTERING PROPERTIES OF A STRUCTURE CONSISTING OF TWO UNCLOSED CYLINDRICAL SCREENS

V. V. Veremej

By the multiple of reflection method an analytical solution has been obtained for the problem of diffraction of H-polarized electromagnetic wave by two unclosed screens in the form of circular cylinders with a longitudinal slot. The solution obtained gives a possibility to estimate the degree of mutual effect of the structure elements and specify those frequency regions of the exciting field which are sufficient for the approximation of single scatterers. A particular attention is paid to the effect of interaction between elements on the scattered field in the far zone at the excitation of quasi-self oscillations in the structure.

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ, т. XXII, № 4, 1982 г.

(Продолжение)

Д. В. Благовещенский, А. В. Широчков. Характеристики распространения КВ на высокоширотной радиотрассе во время авроральных возмущений.

По данным наклонного зондирования ионосферы на высокоширотной радиотрассе исследовано поведение ряда параметров распространения КВ за периоды авроральных бухтообразных возмущений. Анализировались в основном вариации минимальных и максимальных наблюдаемых частот слоев E_s и $F2$, а также некоторые другие характеристики. Приводятся оценки диапазона рабочих частот за рассматриваемые итнервалы времени.

Г. А. Михайлова, О. В. Капустина, Ю. М. Михайлов. Возбуждение сверхнизкочастотных пакетов волн в ионосфере короткими свистящими атмосфериками (наблюдения на ИСЗ «Интеркосмос-14»).

Представлены результаты исследований временных и частотновременных характеристик электромагнитного излучения на частотах ниже 2 *кГц*, стимулированного короткими свистящими атмосфериками в ионосфере на высотах 350—450 *км*.

(Окончание см. с. 1187)