

Я. С. ШИФРИН, д-р техн. наук, Ю. М. БОРОДАВКО, В. А. НАЗАРЕНКО

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛЯ ЛИНЕЙНОЙ АНТЕННЫ В ЗОНЕ ФРЕНЕЛЯ ПРИ НАЛИЧИИ СЛУЧАЙНЫХ ФАЗОВЫХ ОШИБОК В РАСПРЕДЕЛЕНИИ ИСТОЧНИКОВ

Интегральные энергетические характеристики поля антенны показывают, как распределяется излучаемая антенной мощность между различными областями пространства [1—3]. Изучение этих характеристик в зоне Френеля на различных расстояниях от антенны позволяет проследить динамику изменения (перераспределения) в пространстве мощности излучения антенны [3]. Для антенн со случайными ошибками в амплитудно-фазовом распределении (АФР) источников [4] интегральные энергетические характеристики определяют динамику изменения в пространстве средней излучаемой мощности [5]. С изменением параметров случайных ошибок меняются и интегральные энергетические характеристики поля. Исследуем соответствующие зависимости в зоне Френеля линейной непрерывной антенны при наличии в АФР источников случайных фазовых ошибок.

Рассмотрим три типа интегральных характеристик: область основного потока средней мощности (ОПСМ), коэффициент рассеяния средней мощности и коэффициенты концентрации средней мощности в заданных угловых интервалах.

Исходные соотношения. Комплексная амплитуда поля линейной непрерывной антенны в зоне Френеля определяется соотношением

$$E(\psi, \chi) = \frac{1}{R} f(\psi, \chi) = \frac{1}{R} \int_{-1}^1 A(x) e^{i\varphi(x)} e^{i(\psi x - \chi x^2)} dx, \quad (1)$$

где x — относительная координата вдоль антенны, $x = 2z/L$; L — длина антенны; ψ — угол, отсчитываемый от нормали к антенне, $\psi = \pi L \sin \theta / \lambda$; λ — длина волны; $\chi = kL^2 \cos^2 \theta / 8R$, k — волновое число, $k = 2\pi/\lambda$; R — расстояние от центра антенны до точки наблюдения; $f(\psi, \chi)$ — комплексный множитель системы в зоне Френеля; $A(x)$, $\varphi(x)$ — амплитудное и фазовое распределения источников в антенне. В правой части соотношения (1) опущены несущественные для последующего анализа постоянные множители, фазовый множитель e^{-ikR} и множитель, характеризующий направленность элементарных источников. Амплитудное распределение полагаем детерминированным, равномерным: $A(x) = A_0 = \frac{1}{2}$. Фазовое распределение $\varphi(x)$ считаем нормальной, однородной случайной функцией со средним значением $\overline{\varphi(x)} = 0$, дисперсией $\sigma^2(x) = \overline{\varphi^2(x)} = \alpha$ и коэффициентом корреляции

$$r(x, x_1) = \frac{\overline{\varphi(x)\varphi(x_1)}}{\sigma(x)\sigma(x_1)} = \frac{\overline{\varphi(x)\varphi(x_1)}}{\alpha} = r(x - x_1),$$

который выберем в гауссовой форме $r = e^{-\frac{(x-x_1)^2}{c^2}}$. Здесь c — радиус корреляции в относительных единицах, связанный с радиусом корреляции фазовых ошибок ρ соотношением $c = 2\rho/L$. Запишем соотношение для нахождения интенсивности поля антенны в зоне Френеля

$$P(\psi, \chi) = \frac{1}{R^2} |f(\psi, \chi)|^2 = \frac{1}{4R^2} \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 e^{i[\varphi(x) - \varphi(x_1)]} e^{j[\psi(x-x_1) - \chi(x^2 - x_1^2)]} dx dx_1. \quad (2)$$

Усредняя его, аналогично тому, как это сделано в монографии [4] для дальней зоны, получим следующее выражение для средней интенсивности поля:

$$\bar{P}(\psi, \chi) = \frac{1}{R^2} \overline{|f(\psi, \chi)|^2} = \frac{e^{-\alpha}}{4R^2} \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 e^{\alpha r} e^{j[\psi(x-x_1) - \chi(x^2 - x_1^2)]} dx dx_1. \quad (3)$$

Разложив показательную функцию $e^{\alpha r}$ в ряд, преобразуем соотношение (3) к виду

$$\bar{P}(\psi, \chi) = \frac{1}{R^2} \overline{|f(\psi, \chi)|^2} = \frac{e^{-\alpha}}{R^2} \left[|f_0(\psi, \chi)|^2 + \frac{1}{4} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\alpha^m}{m!} I(c_m, \psi, \chi) \right], \quad (4)$$

где $f_0(\psi, \chi)$ — множитель системы в отсутствие ошибок;

$$|f_0(\psi, \chi)|^2 = \frac{1}{4} \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 e^{j[\psi(x-x_1) - \chi(x^2 - x_1^2)]} dx dx_1; \quad (5)$$

$$I(c_m, \psi, \chi) = \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 e^{-\frac{(x-x_1)^2}{c_m^2}} e^{j[\psi(x-x_1) - \chi(x^2 - x_1^2)]} dx dx_1, \quad c_m = c/\sqrt{m}.$$

Если ошибки малы ($\alpha \ll 1$), то в выражении (4) можно ограничиться первым слагаемым суммы. Тогда

$$\bar{P}(\psi, \chi) = \frac{1}{R^2} [(1 - \alpha) |f_0(\psi, \chi)|^2 + \frac{\alpha}{4} I(c, \psi, \chi)]. \quad (6)$$

При больших ошибках ($\alpha \gg 1$) из выражения (3) находим

$$\bar{P}(\psi, \chi) = \frac{1}{4R^2} \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 e^{-\frac{(x-x_1)^2}{c^2}} e^{j[\psi(x-x_1) - \chi(x^2 - x_1^2)]} dx dx_1 = \frac{1}{4R^2} I(c/\sqrt{\alpha}, \psi, \chi). \quad (7)$$

Соотношения (4), (6), (7) для средней интенсивности поля — исходные при изучении интегральных характеристик поля.

Область ОПСМ. В отсутствие случайных ошибок основной поток мощности (ОПМ) определяется как часть полной мощности излучения, которая содержится в главном лепестке диаграммы направленности (ДН) антенны. Для антенны с круглой апертурой границы области ОПМ рассчитаны в работе [3]. В интервале расстояний, от апертуры

до так называемого «релеевского расстояния» $R_p = L^2/2\lambda$, область ОПМ близка к «области трубчатого луча». Характерные особенности последней рассмотрены в работе [6]. Линейные поперечные размеры «области трубчатого луча» и соответственно области ОПМ в указанном интервале расстояний фактически равны размерам апертуры. При дальнейшем удалении от апертуры, т. е. при $R > R_p$, поперечные размеры области ОПМ заметно растут, достигая на границе дальней зоны при $R = R_{дз} = \frac{2L^2}{\lambda}$ значений, в несколько раз превышающих размеры апертуры, например для круглой апертуры это превышение близко к пяти.

При наличии случайных ошибок в антенне целесообразно ввести понятие области основного потока средней мощности (ОПСМ). Границы этой области $\psi_{ср}^{гр}(R)$ в зоне Френеля линейной антенны определяются из условия равенства потока средней мощности в угловом интервале $\pm \psi_{ср}^{гр}$ основному потоку мощности, т. е. величине $P_{\Sigma гл}$. Для нахождения $\psi_{ср}^{гр}(\chi)$ линейной антенны с равномерным амплитудным распределением и случайными фазовыми ошибками запишем следующее уравнение:

$$\int_0^{\psi_{ср}^{гр}(\chi)} |f(\psi, \chi)|^2 d\psi = \int_0^{\pi} |f_0(\psi, 0)|^2 d\psi = \int_0^{\pi} \frac{\sin^2 \psi}{\psi^2} d\psi = \text{Si}(2\pi), \quad (8)$$

где $\text{Si}(2\pi)$ — интегральный синус аргумента 2π , равный 1,418. Используя соотношение (4), преобразуем (8) к виду

$$e^{-\alpha} \int_0^{\psi_{ср}^{гр}(\chi)} \left[|f_0(\psi, \chi)|^2 + \frac{1}{4} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\alpha^m}{m!} I(c_m, \psi, \chi) \right] d\psi = 1,418. \quad (9)$$

При малых и больших фазовых ошибках, используя выражения (6), (7), соответственно имеем

$$\int_0^{\psi_{ср}^{гр}(\chi)} \left[(1 - \alpha) |f_0(\psi, \chi)|^2 + \frac{\alpha}{4} I(c, \psi, \chi) \right] d\psi = 1,418; \quad (10)$$

$$\frac{1}{4} \int_0^{\psi_{ср}^{гр}(\chi)} I(c/\sqrt{\alpha}, \psi, \chi) d\psi = 1,418. \quad (11)$$

Численное решение уравнений (9) — (11) производилось на ЭВМ ЕС-1060. Полученные значения $\psi_{ср}^{гр}$ представлены на рис. 1, а. На рис. 1, б приведены линейные размеры области ОПСМ — значения $z_{ср}^{гр} = R \text{tg } \theta_{ср}^{гр} \approx R \sin \theta_{ср}^{гр} = \frac{\lambda}{\pi L} R \psi_{ср}^{гр}$. Здесь R_n — удаление точки наблю-

дения, нормированное на расстояние до границы дальней зоны. В отсутствие ошибок ($\alpha = 0$) поперечный размер области ОПМ при $R_n \ll 0,1$ практически равен размеру антенны L (рис. 1, б). Область от антенны до $R_n \sim 0,1$ — аналог «области трубчатого луча». Основной поток мощности переносится цилиндрической волной, образующая фронта которой имеет высоту, равную L [1; 5]. При удалении от антенны ($R_n > 0,1$) линейный размер ОПМ растет, достигая на границе дальней зоны при $R_n = 1$ значения $2z_{ср}^{гр} = 4L$.

Наличие случайных ошибок приводит к расширению области ОПСМ, которое сильнее проявляется с увеличением дисперсии ошибок

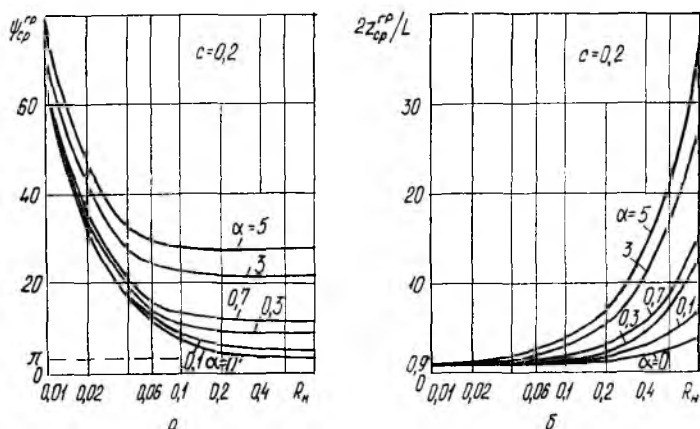


Рис. 1

и уменьшением их радиуса корреляции c . Расширение области ОПСМ может быть значительным (рис. 1, б). Так, при $\alpha = 3$ и $c = 0,2$ линейный размер области ОПСМ на границе дальней зоны увеличивается примерно в семь раз по сравнению со случаем, когда фазовых ошибок в антенне нет. При этом заметно сокращается и протяженность примыкающей к ближней границе зоны Френеля части области ОПСМ, поперечный размер которой близок к L .

Представленные на рис. 1, а значения $\psi_{ср}^{гр}$ при $R_n = 1$, т. е. $\psi_{ср}^{гр}(1)$, практически совпадают с асимптотическими значениями $\psi_{ср}^{гр}(\infty)$. Значения $\psi_{ср}^{гр}(1)$ «вырезают» в средних ДН угловой интервал, в пределах которого сосредоточен основной поток средней мощности и «интегрально» характеризуют распыление средних ДН антенны. Информация о значениях $\psi_{ср}^{гр}(1)$ — ценное дополнение к приведенным в работе [4] графикам средних ДН антенны при различных значениях α и c .

Коэффициент рассеяния средней мощности. Используемый в обычной (детерминированной) теории антенн коэффициент рассеяния мощности β [2] определяет часть излучаемой антенной мощности, которая сосредоточена в боковых лепестках ее ДН. При статистическом подходе естественно рассматривать коэффициент рассеяния средней

мощности $\beta_{\text{ср}}$. Обобщая далее это понятие для случая зоны Френеля, определим

$$\beta_{\text{ср}}(\chi) = 1 - \frac{\bar{P}_{\Sigma}(\psi_{\text{ср}}(\chi))}{\bar{P}_{\Sigma}}$$

В соответствии с этим соотношением значение $\beta_{\text{ср}}$ показывает, какая часть излучаемой антенной средней мощности сосредоточена вне области, соответствующей ширине средней «ДН» $2\psi_{\text{ср}}(\chi)$. Здесь понятие ДН для зоны Френеля заключено в кавычки, так как, строго говоря, это понятие справедливо лишь для дальней зоны. Значения $2\psi_{\text{ср}}(\chi)$ определяются по уровню половинной средней мощности [4; 5].

Предполагая далее, что полная средняя мощность излучения антенны \bar{P}_{Σ} равна полной мощности излучения P_{Σ} , имеем для $\beta_{\text{ср}}$ следующее выражение:

$$\beta_{\text{ср}}(\chi) = 1 - \frac{4}{\pi} \int_0^{\psi_{\text{ср}}(\chi)} \overline{|f(\psi, \chi)|^2} d\psi. \quad (12)$$

Условия, при которых $\bar{P}_{\Sigma} = P_{\Sigma}$, рассмотрены в работе [4].

При изучении $\beta_{\text{ср}}(\chi)$ целесообразно ограничиться случаем малых ошибок и значениями χ , удовлетворяющими неравенству $\chi \ll \pi$ ($R_{\text{н}} \geq 0,125$). Это означает, что далее рассматриваются ситуации, когда поперечное распределение средней интенсивности поля $P(\psi, \chi)$ сходно с распределением интенсивности поля в дальней зоне в отсутствие ошибок $P_0(\psi, 0)$, т. е. сходно с «невозмущенной» ДН антенны [5].

Результаты расчета коэффициента рассеяния средней мощности по формуле (12) с использованием соотношения (6) представлены на рис. 2, а.

$R_{\text{н}}$	χ	$ f_0(0, \chi) ^2$	$2\psi_0(\chi)/2\psi_0$
1	0,393	0,986	1,004
0,5	0,785	0,945	1,011
0,25	1,571	0,802	1,061
0,125	3,142	0,427	3,389

Как видно из рис. 2, а, в отсутствие ошибок ($c = \infty$) при углублении в зону Френеля вначале (до значений $\chi \approx 2$ или $R_{\text{н}} \approx 0,2$) коэффициент рассеяния мощности β_0 растет. Это объясняется уменьшением значения $|f_0(\psi, \chi)|^2$ в направлении $\psi = 0$ при почти неизменной ширине «ДН» — $2\psi_0(\chi)$ (см. таблицу, взятую из работы [5]). Здесь $2\psi_0(\chi)$ — ширина «ДН» антенны в зоне Френеля в отсутствие ошибок, $2\psi_0$ — ширина ДН в дальней зоне.

При дальнейшем углублении в зону Френеля до значений $\chi \approx \pi$ или $R_{\text{н}} \approx 0,125$ $\beta_{\text{ср}}$ уменьшается, что связано с заметным расширением «ДН» (таблица) и соответственно увеличением мощности внутри области $2\psi_0(\chi)$.

Наличие случайных ошибок приводит к увеличению коэффициента рассеяния. Это увеличение тем ощутимее, чем меньше радиус корреляции ошибок. Значения $\beta_{\text{ср}}$ при $R_{\text{н}} = 1$ практически определяют

коэффициент рассеяния средней мощности в дальней зоне. При радиусах корреляции $c \sim 0,05 \div 0,1$ средняя мощность бокового излучения в дальней зоне составляет примерно 50 % от всей излучаемой мощности, даже в случае сравнительно малых ошибок ($\alpha = 0,3$) (рис. 2, а).

Коэффициенты концентрации мощности в заданных угловых интервалах. Такие коэффициенты характеризуют часть излучаемой антенной мощности, содержащуюся в заданном телесном угле.

Введем в зоне Френеля линейной антенны коэффициенты концентрации мощности в следующих угловых интервалах: $[\psi_n, \psi_{n+1}]$, где

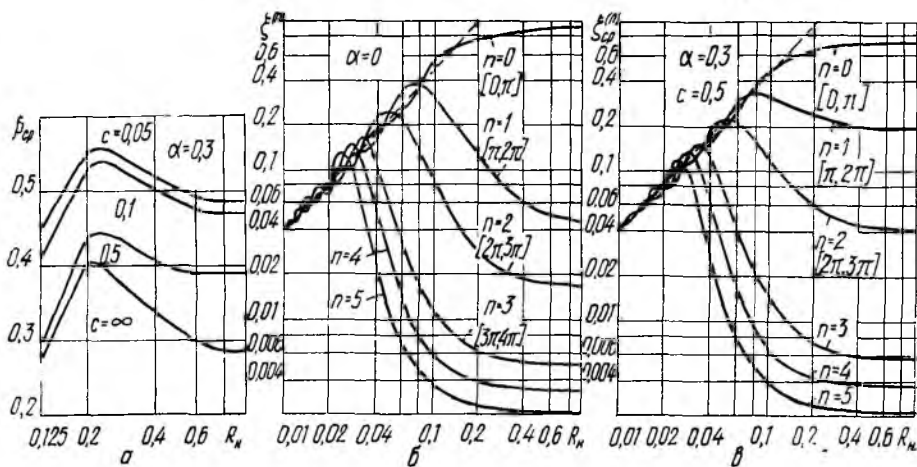


Рис. 2

$\psi_n = n\pi$, $\psi_{n+1} = (n+1)\pi$, $n = 0, 1, 2, \dots$ Эти интервалы соответствуют главному ($n = 0$) и боковым ($n = 1, 2, 3, \dots$) лепесткам «невозмущенной» ДН линейной антенны с равномерным амплитудным распределением. Следовательно, в отсутствие ошибок имеем

$$\xi^{(n)}(\chi) = \frac{P_{\Sigma}^{(n)}(\chi)}{P_{\Sigma}} = \frac{2}{\pi} \int_{n\pi}^{(n+1)\pi} |f_0(\psi, \chi)|^2 d\psi, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (13)$$

При наличии ошибок в распределении источников на антенне целесообразно ввести в рассмотрение коэффициенты концентрации средней мощности в указанных угловых интервалах

$$\xi_{\text{ср}}^{(n)}(\chi) = \frac{\bar{P}_{\Sigma}^{(n)}(\chi)}{\bar{P}_{\Sigma}}, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (14)$$

Предполагая, как и при определении $\beta_{\text{ср}}$, что $\bar{P}_{\Sigma} = P_{\Sigma}$, имеем

$$\xi_{\text{ср}}^{(n)}(\chi) = \frac{2}{\pi} \int_{n\pi}^{(n+1)\pi} |f(\psi, \chi)|^2 d\psi, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (15)$$

Результаты расчета значений $\xi^{(n)}$, $\xi_{\text{ср}}^{(n)}$ по формулам (13), (15) с использованием соотношений (5), (6) представлены на рис. 2, б, в. Эти рисунки иллюстрируют динамику перераспределения мощности между различными угловыми интервалами на различных удалениях от антенны при изменении параметров случайных ошибок.

Рассмотрим более детально рис. 2, б, на котором приведены значения $\xi^{(n)}$ для угловых интервалов $[n\pi, (n+1)\pi]$, $n = 0, 1, 2, \dots, 5$ на различных расстояниях R_n в отсутствие ошибок ($\alpha = 0$). Как отмечалось, указанные угловые интервалы соответствуют главному ($n = 0$) и первым пяти боковым лепесткам ($n = 1, \dots, 5$) ДН антенны. Из рис. 2, б видно, что перераспределение мощности между угловыми интервалами, обусловленное влиянием квадратичных фазовых ошибок (эти ошибки являются следствием конечности расстояния до точки наблюдения), таково, что при его анализе целесообразно для каждого углового интервала выделить три характерные области: область постоянной мощности, свидетельствующая о наличии в интерференционной структуре поля антенны сформировавшихся главного или соответствующих боковых лепестков; область заметного спада мощности в угловом интервале $[0, \pi]$ и соответствующего роста в угловых интервалах $[n\pi, (n+1)\pi]$, $n = 1, \dots, 5$; область, в которой мощность, соответствующая угловому интервалу $[0, \pi]$, уменьшается практически по линейному закону (пунктирная прямая). При этом мощность в угловых интервалах $[n\pi, (n+1)\pi]$, $n = 1, \dots, 5$ также уменьшается, осциллируя относительно указанной прямой. В этой области по мере приближения к антенне мощность в рассматриваемых угловых интервалах приближается к одинаковому для всех интервалов уровню.

Следует отметить, что протяженность первой из указанных областей по мере роста номера бокового лепестка увеличивается. Это подтверждает известное в теории антенн положение, относящееся к дальним боковым лепесткам: чем дальше боковой лепесток в ДН антенны отстоит от главного лепестка, тем на меньшем удалении от антенны заканчивается процесс его формирования [1].

Рассмотрим влияние случайных фазовых ошибок на динамику перераспределения средней мощности между угловыми интервалами (рис. 2, в). Из рис. 2, в следует, что кривые $\xi_{\text{ср}}^{(n)}$ качественно сходны с кривыми $\xi^{(n)}$. Количественные отличия имеют место и наиболее сильно проявляются в первой области. Здесь, например, в интервале $[\pi, 2\pi]$ (при $\alpha = 0,3$; $c = 0,5$) средняя мощность увеличивается примерно в три раза по сравнению со случаем отсутствия ошибок. По мере углубления в зону Френеля влияние случайных фазовых ошибок на распределение мощности между угловыми интервалами ослабляется.

В заключение отметим, что значения $\xi_{\text{ср}}^{(n)}$ при $R_n = 1$ характеризуют перераспределение мощности в средней ДН между угловыми интервалами, которые соответствуют главному и боковым лепесткам «невозмущенной» ДН.

Список литературы: 1. Сканирующие антенные системы СВЧ/ Под ред. Р. Хансена.— М.: Сов. радио, 1966.— 536 с. 2. Марков Г. Т., Сазонов Д. М. Антенны.— М.: Энергия, 1975.— 528 с. 3. Беляев Б. Г. Интегральные характеристики поля

апертурной круглой сфокусированной антенны в области Френеля // Антенны.— 1976.— Вып. 23.— С. 51—64. 4. Шифрин Я. С. Вопросы статистической теории антенн.— М.: Сов. радио, 1970.— 384 с. 5. Шифрин Я. С., Бородавко Ю. М., Назаренко В. А. Статистика поля линейной антенны в зоне Френеля.— Х., 1986.— 162 с.— Деп. в УкрНИИНТИ 08.07.86. № 1620. 6. Ramsay J. F. Tubular beams from radiating aperture // Advances Microwave.— 1968.— P. 127—221.
 Поступила в редколлегию 27.01.87

УДК 621.396

И. М. ЕФАНОВ, Н. П. ЖУК, канд. физ.-мат. наук, О. А. ТРЕТЬЯКОВ,
 д-р физ.-мат. наук

РАССЕЯНИЕ ВОЛН ПРОВОЛОЧНЫМ ВИБРАТОРОМ В ПЛОСКОСЛОИСТОЙ СРЕДЕ

Решение задачи рассеяния волн электрически тонким проводником играет ключевую роль в теории антенн [1]. Известные аналитические результаты относятся к случаю, когда рассеиватель находится в безграничной однородной среде или в полом волноводе [1; 2]. Решим задачу рассеяния электромагнитных волн неизолированным проволочным вибратором, который расположен произвольным образом в однородном слое плоскостойкой среды.

Безграничная по $\vec{R} = (x, y, z)$ плоскостойкая среда заполняет трехмерное пространство и характеризуется параметрами $\epsilon(z)$, $\mu(z)$. Последние представляют собой произвольные кусочно-непрерывные и в общем случае комплекснозначные ($\text{Im } \epsilon, \mu \geq 0$) функции вертикальной координаты z .

Погрузим в эту среду идеально проводящий вибратор, который имеет вид отрезка кругового цилиндра длиной $2l$ и диаметром $2a$. Пусть \vec{R}_1, \vec{R}_2 — точки пересечения оси вращения цилиндра с торцами вибратора: \vec{R}_c — его геометрический центр, $\vec{R}_i = \vec{r}_i + z_0 \vec{z}_i$ ($i = 0, 1$), $\vec{R}_c = (\vec{R}_1 + \vec{R}_2)/2 = \vec{r}_c + z_0 \vec{z}_c$, где $\vec{r} = (x, y, 0)$, \vec{z}_0 — орт оси z , $z_2 \geq z_1$. Обозначим через \vec{s}_0 орт вдоль оси вибратора, направленный от нижнего торца к верхнему, \vec{n}_0 — единичный вектор в направлении горизонтальной проекции \vec{s}_0 , $\vec{s}_0 = (\vec{R}_2 - \vec{R}_1)/|\vec{R}_2 - \vec{R}_1|$, $\vec{n}_0 = (\vec{r}_2 - \vec{r}_1)/|\vec{r}_2 - \vec{r}_1|$. Векторы $\vec{\varphi}_0 = \vec{z}_0 \times \vec{n}_0$, $\vec{\theta}_0 = \vec{s}_0 \times \vec{\varphi}_0$ и \vec{s}_0 образуют ортогональный базис с началом в \vec{R}_c . Далее удобно использовать прямоугольную декартову систему координат u, v, s относительно этого базиса. Боковая поверхность Σ вибратора задается в этих координатах условиями $u^2 + v^2 = a^2$, $-l < s < l$. Для произвольной точки $\vec{R} \equiv \vec{R}(x, y, z)$ далее подразумеваем соответствие $\vec{R} \equiv \vec{R}(u, v, s) = \vec{R}_c + \vec{\varphi}_0 u + \vec{\theta}_0 v + \vec{s}_0 s$.

Пусть $\vec{E}_0(\vec{R}), \vec{H}_0(\vec{R})$ — первичное электромагнитное поле, возбуждаемое сторонними монохроматическими ($e^{-i\omega t}$) источниками в слоис-