

УДК 538.56

## О ДИАГРАММАХ НАПРАВЛЕННОСТИ ВИБРАТОРА, НАХОДЯЩЕГОСЯ ВБЛИЗИ ТОРЦА ЦИЛИНДРА

*Е. Н. Васильев, А. А. Фалунин, А. И. Гореликов*

Методом интегральных уравнений рассчитываются характеристики излучения электрического диполя и вибратора, находящихся вблизи торца идеально проводящего цилиндра. Излучатели располагаются на оси цилиндра перпендикулярно оси. На основе проведенных расчетов выясняются условия, при которых излучение направлено преимущественно в сторону цилиндра. Определяется роль бегущей вдоль цилиндра волны в формировании диаграммы направленности.

### ВВЕДЕНИЕ

В работах [1, 2] был предложен численный метод решения задачи о возбуждении идеально проводящих тел вращения. Суть метода заключается в том, что вводится ортогональная координатная система вращения  $u, v, \varphi$  (рис. 1), все поля и токи разлагаются в ряды Фурье по азимутальной координате  $\varphi$ , затем для каждой азимутальной гармоники составляется векторное интегральное уравнение относительно поверхностного тока, которое затем решается численными методами.

Интегральное уравнение имеет вид

$$\bar{J}_m(v) + \int_{v'} P_m(v, v') \bar{J}_m(v') dv' = 2 \bar{J}_m^{\text{перв}}(v), \quad (1)$$

где  $\bar{J}_m(v)$  — амплитуда  $m$ -й азимутальной гармоники искомой плотности тока, имеющая две составляющие — меридиональную  $J_{mv}$  и азимутальную  $J_{m\varphi}$ ;  $\bar{J}_m^{\text{перв}}(v)$  — амплитуда  $m$ -й азимутальной гармоники вектора  $[n \bar{H}^{\text{перв}}]$  ( $n$  — вектор внешней нормали к телу,  $\bar{H}^{\text{перв}}$  — первичное магнитное поле).

Уравнение (1) векторное, поэтому его ядро  $P_m(v, v')$  является матрицей со следующими элементами:

$$\begin{aligned} P_{m11} &= \left[ \cos \theta' \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{S_{m+1} + S_{m-1}}{2} \right) + \sin \theta' \frac{\partial S_m}{\partial R} \right] R', \\ P_{m12} &= R' \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{S_{m-1} - S_{m+1}}{2i} \right), \\ P_{m21} &= \left[ \frac{\cos \theta \sin \theta'}{R} - \frac{\cos \theta' \sin \theta}{R'} - \frac{z - z'}{RR'} \cos \theta \cos \theta' \right] i m S_m R', \\ P_{m22} &= \left[ \cos \theta \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{S_{m+1} + S_{m-1}}{2} \right) - \sin \theta \frac{\partial S_m}{\partial R'} \right] R'. \end{aligned} \quad (2)$$

В последних формулах  $z$  и  $R$  — цилиндрические координаты (ось  $z$  совпадает с осью вращения, рис. 1),  $\theta$  — угол между направлением вектора внешней нормали и положительным направлением оси  $z$ ,  $D$  — диполь или возбуждающий вибратор. Штрихами обозначены величины, относящиеся к точке интегрирования; величины, относящиеся к точке

наблюдения, оставлены без штрихов. Функция  $S_m$  и способы её вычисления описаны в [3], она определяется интегралом

$$S_m = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\exp(-i\sqrt{(z-z')^2 + R^2 + R'^2 - 2RR' \cos \Psi} - im\Psi)}{\sqrt{(z-z')^2 + R^2 + R'^2 - 2RR' \cos \Psi}} d\Psi. \quad (3)$$

Об определении вектора  $\bar{J}_{\text{перв}}$  будет сказано ниже. Все линейные размеры в (1), (2) и (3) нормированы, т. е. умножены на волновое число  $k = 2\pi/\lambda$ .

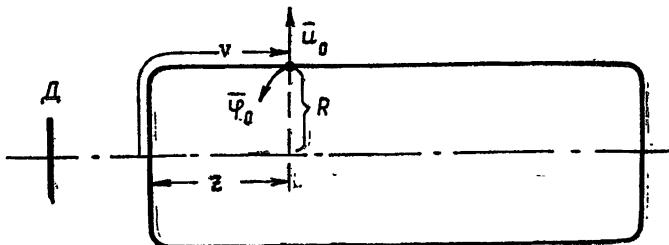


Рис. 1.

Переход к азимутальным гармоникам токов весьма удобен с точки зрения простоты вычислений, поскольку позволяет свести задачу к одномерным интегральным уравнениям. Последние решаются несравненно проще, чем двумерные.

Разложение полей в ряды Фурье удобно и с точки зрения анализа результатов расчета, поскольку поля и токи отдельных азимутальных гармоник имеют ряд особенностей. Так, например, при возбуждении вытянутых тел типа цилиндра или конуса конечной длины полем с нулевой азимутальной гармоникой (волна ТМ) вдоль этих тел распространяется бегущая волна [4-6]. Вторичное поле очень велико по сравнению с первичным, и диаграмма направленности близка к характеристике излучения провода с бегущей волной [7].

В данной работе рассматривается возбуждение цилиндра конечной длины первой азимутальной гармоникой. Выясняется роль волны, бегущей вдоль цилиндра, в формировании характеристики излучения, соотношения между амплитудами первичного и вторичного полей и другие подобные вопросы. В качестве первичного источника берется электрический диполь, расположенный на оси и перпендикулярный ей, а также полуволновый вибратор, расположенный аналогично.

Уравнение (1) решается численно путем его сведения к системе линейных алгебраических уравнений.

### ВОЗБУЖДЕНИЕ ЦИЛИНДРА ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ДИПОЛЕМ

Диполь Герца, расположенный на оси вращения и перпендикулярный ей, возбуждает только первую азимутальную гармонику, поэтому уравнение (1) решается лишь для  $m=1$ . Первичное поле определяется формулами

$$\begin{aligned} J_{m\varphi}^{\text{перв}} &= \frac{Il_d}{2} \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{S_{m+1} + S_{m-1}}{2} \right), \\ J_{m\varphi}^{\text{перв}} &= -\frac{Il_d}{2} \left[ \frac{\sin \theta}{R'} + \frac{z - z'}{RR'} \cos \theta \right] imS_m, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $I_d$  — момент диполя. Штрихами обозначены координаты диполя. Остальные обозначения в (4) те же, что и в (2).

Для выяснения поставленных во Введении вопросов были проведены расчеты распределения поверхностного тока и диаграммы направленности электрического диполя, расположенного на оси цилиндра (рис. 2, 3) при нескольких значениях радиуса цилиндра  $a$ , расстояния между цилиндром и диполем  $d$  и длины цилиндра  $l$ . Радиус цилиндра выбирался так, чтобы параметр  $ka$  ( $k = 2\pi/\lambda$ ) был близким к единице, поскольку при малом значении этого параметра цилиндр слабо возбуждается и мало влияет на диаграмму направленности, а при большом  $ka$  цилиндр создает тень, т. е. действует как экран.

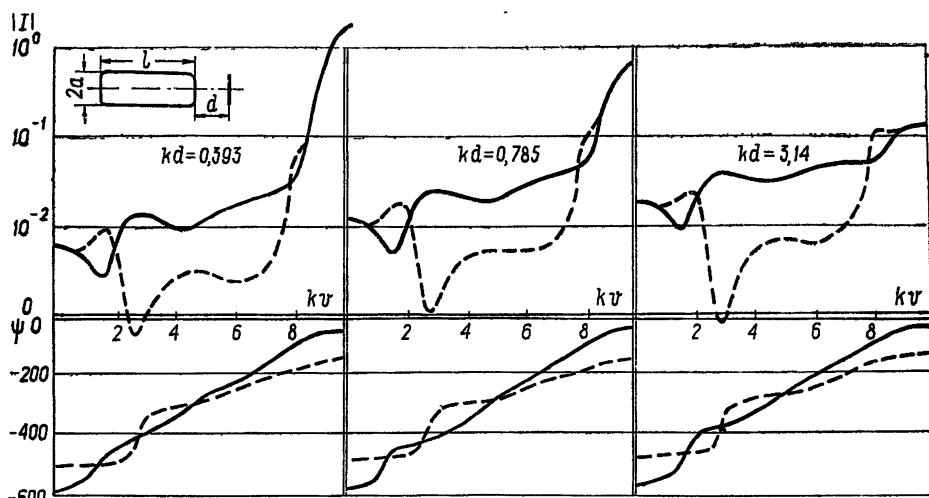


Рис. 2. Распределение плотности поверхностного тока при возбуждении цилиндра электрическим диполем, расположенным на оси.

—  $|I_v|$  (для верхней части графика) и  $\arg I_v$  (для нижней);  
—  $|I_\phi|$  и  $\arg I_\phi$  (для верхней и нижней части графика соответственно).

Рассмотрим распределение поверхностного тока на цилиндре, у которого  $ka = 1,8$ ,  $kl = 6,28$  (рис. 2). Когда расстояние между возбуждающим диполем и торцом цилиндра велико, распределение продольного тока относительно равномерное. С уменьшением этого расстояния плотность тока на освещенном торце быстро растет, а на остальной части цилиндра немногого убывает. Азимутальный поверхностный ток на торцах по величине мало отличается от продольного. На цилиндрической части тела преобладает продольный поверхностный ток. Азимутальные токи, как правило, имеют максимумы на кромках торцов. В рассматриваемом примере кромки цилиндра довольно сильно скруглены (радиус скругления  $kr = 0,2$ ), поэтому эти максимумы выражены слабо. Распределение поверхностного тока на цилиндрах меньшего радиуса имеет аналогичный вид с той лишь разницей, что удельные значения торцовых токов у них меньше.

Анализируя распределение токов, можно сделать вывод о том, что при расположении источника вблизи торца основной вклад во вторичное поле будут давать токи на торцах. Рассмотрение характеристик излучения подтверждает это. На рис. 3 даны диаграммы направленности диполя, расположенного вблизи цилиндров радиуса  $ka = 0,8; 1,0; 1,2; 1,8$ .

Для цилиндров радиуса  $ka = 0,8$  (длиной  $kl = 6,3$ ) и радиуса  $ka = 1,8$ , кроме характеристик излучения по полному полю, приведены

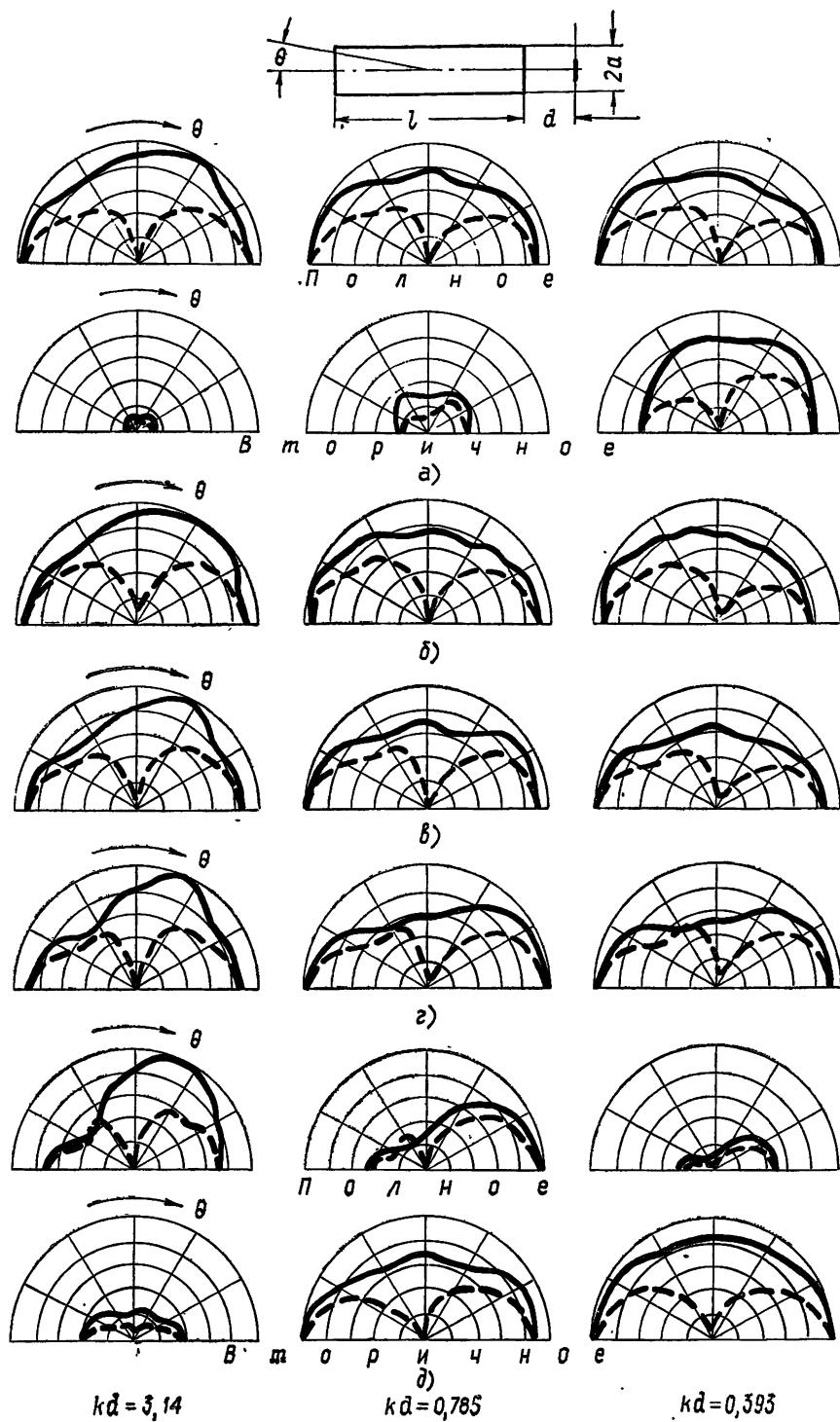


Рис. 3. Диаграммы направленности диполя, расположенного вблизи цилиндра.

—  $E_\phi$ , —  $E_{\theta \times}$   
 а)  $ka = 0,8$ ,  $kl = 6,3$ ; б)  $ka = 0,8$ ,  $kl = 18,9$ ; в)  $ka = 1$ ,  $kl = 6,3$ ;  
 г)  $ka = 1,2$ ,  $kl = 6,3$ ; д)  $ka = 1,8$ ,  $kl = 6,3$ .

характеристики излучения по вторичному полю. Во всех случаях нормировка у полного и вторичного полей одинакова.

Как видно из рис. 3, направляющее действие цилиндра при рассматриваемом способе возбуждения проявляется очень слабо, а при сравнительно большом диаметре цилиндра вообще не сказывается. Длина цилиндра мало влияет на характеристику излучения. Величина вторичного поля растет с уменьшением расстояния и с увеличением радиуса цилиндра. Для цилиндра радиуса  $ka = 1,8$  при  $kd = 0,393$  вторичное поле (так же как и первичное) превышает полное примерно в два раза, поэтому нормировка в этом случае проведена по максимуму вторичного поля.

Таким образом, при рассматриваемом способе возбуждения, несмотря на наличие бегущей вдоль цилиндра волны, не наблюдается эффектов, характерных для антенн в виде провода с бегущей волной тока. Однако надо заметить, что при малом радиусе цилиндра затенения практически нет.

### ВОЗБУЖДЕНИЕ ЦИЛИНДРА ПОЛУВОЛНОВЫМ ВИБРАТОРОМ

Переход к полуволновому вибратору математически означает замену правой части в интегральном уравнении (1). В этом случае правые части (1) определяются путем численного интегрирования выражений (4) по длине вибратора  $l$ . Распределение тока по вибратору предполагается синусоидальным.

При ввозбуждении вибратором соотношение между торцовыми токами и токами на боковой поверхности цилиндра несколько иное, чем в предыдущем случае, оно характеризуется увеличением токов на боковой поверхности. Это подтверждается графиками распределения токов на рис. 4. На нем приводятся результаты возбуждения цилиндра ради-

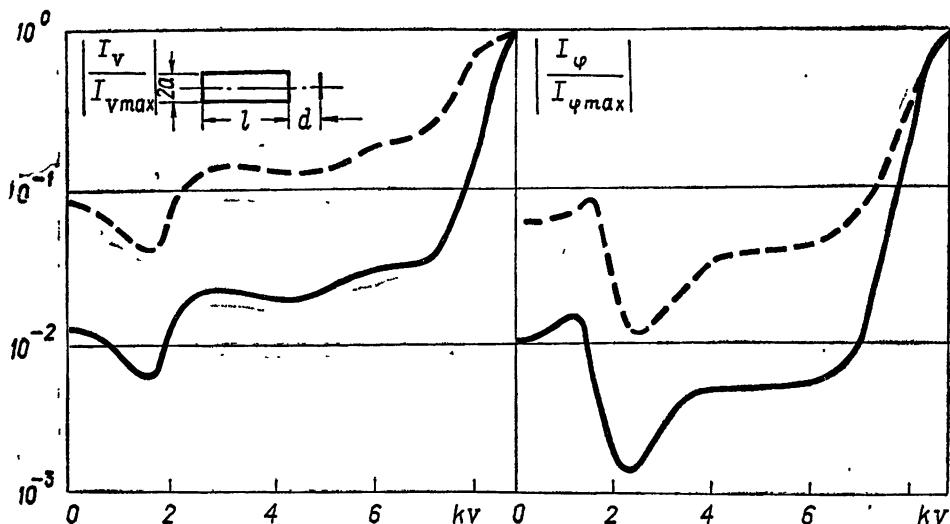


Рис. 4. Распределение плотности поверхностного тока при возбуждении цилиндра электрическим диполем и вибратором. —— возбуждение вибратором, —— возбуждение диполем,  $ka = 1,4$ ,  $kl = 6,28$ ,  $kd = 0,393$ .

уса  $ka = 1,4$  и длиной  $kl = 6,28$  диполем и полуволновым вибратором. В отличие от диполя полуволновый вибратор возбуждает на цилиндре все нечетные азимутальные гармоники тока. Однако излучающими являются только первая и третья, причем амплитуда поля последней не превышает 10% первой. В интересующих нас направлениях вдоль оси цилин-

Таблица 1

$k d$	$k a$	0,4		0,6		0,8		1,0		1,2		1,4		1,6		1,8		2,2	
		0	180°	0	180°	0	180°	0	180°	0	180°	0	180°	0	180°	0	180°	0	180°
0,393	диск	1,0	0,94	1,0	0,80	1,0	0,61	1,0	0,59	0,88	1,0	0,98	0,47	1,0	1,0	0,99	0,85	1,0	
	шар	1,0	0,93	1,0	0,85	1,0	0,77	1,0	0,69	1,0	0,57	1,0	0,46	1,0	0,68	0,73	0,28	1,0	
0,785	цил.	3,14	1,0	0,93	1,0	0,83	1,0	0,77	1,0	0,93	1,0	0,72	1,0	0,58	1,0	0,45	1,0	0,34	1,0
	цил.	6,28	1,0	0,93	1,0	0,96	1,0	0,90	1,0	0,83	1,0	0,74	1,0	0,77	1,0	0,55	1,0	0,62	1,0
1,57	диск	1,0	0,99	1,0	0,98	1,0	0,92	1,0	0,83	1,0	0,72	1,0	0,62	1,0	0,44	1,0	0,37	1,0	0,57
	шар	1,0	0,99	1,0	0,99	1,0	0,99	1,0	0,90	1,0	0,79	1,0	0,74	1,0	0,73	1,0	0,57	1,0	0,31
3,14	цил.	3,14	1,0	0,99	1,0	0,99	1,0	0,99	1,0	0,99	1,0	0,96	1,0	0,97	1,0	0,74	1,0	0,66	0,67
	цил.	6,28	1,0	0,99	1,0	0,99	1,0	0,99	1,0	0,99	1,0	0,96	1,0	0,97	1,0	0,82	0,83	0,73	0,73

дра создает излучение только первая азимутальная гармоника тока. На рассмотрении характеристик излучения этой гармоники мы и остановимся.

На рис. 5 приведены диаграммы направленности полуволнового вибратора вблизи цилиндра радиусом  $ka = 1,4$  и длиной  $kl = 6,28$  и цилиндра, у которого  $kl = 18,9$ ,  $kd = 0,393$ . Из-за увеличения токов на боковой поверхности цилиндра его направляющее действие проявляется значительно сильнее. В рассматриваемом случае из-за направляющего действия цилиндра излучение в его сторону почти вдвое превышает излучение в сторону вибратора. Изменение длины цилиндра незначительно сказывается на его направляющих свойствах.

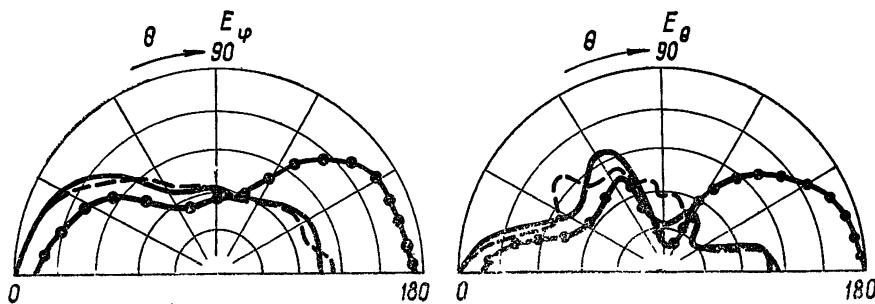


Рис. 5. Диаграммы направленности вибратора и диполя, расположенных вблизи цилиндра.

—  $ka = 1,4$ ,  $kl = 6,28$ ,  $kd = 0,393$  (возбуждение вибратором),  
—  $ka = 1,4$ ,  $kl = 18,9$ ,  $kd = 0,393$  (возбуждение вибратором),  
—●—  $ka = 1,4$ ,  $kl = 6,28$ ,  $kd = 0,393$  (возбуждение диполем).

Направляющие свойства цилиндра проявляются заметным образом при малом расстоянии между вибратором и торцом цилиндра, поскольку только в этом случае вторичное поле в дальней зоне велико и может превышать первичное. Если в этом положении полуволновый вибратор заменить диполем, то из-за слабого возбуждения токов на боковой поверхности цилиндра последний оказывает даже экранирующее действие (рис. 5).

Поскольку характер диаграмм направленности в большинстве рассчитанных случаев не сильно отличается от приведенных на рис. 3, мы дадим лишь таблицу значений поля в направлении  $\theta = 0^\circ$  и  $\theta = 180^\circ$  в соответствии с координатной системой, изображенной на рис. 3 (см. табл. 1).

Для получения более полной картины расчеты были проведены применительно к диску, шару и двум цилиндрам длиной  $kl = 3,14$  и  $kl = 6,28$  соответственно. Анализ таблицы показывает, что направляющие свойства сильнее всего проявляются у цилиндра с  $ka = 1,4$ . Шар в некоторых случаях также направляет излучение в свою сторону ( $ka = 0,8$  и  $1,0$ ), хотя и в меньшей степени, чем цилиндр. Диск при рассматриваемом возбуждении оказывает только экранирующее действие, тем более сильное, чем больше диаметр диска.

Когда расстояние между торцом цилиндра и вибратором составляет половину длины волны ( $kd = 3,14$ ), максимум излучения направлен под углом к оси вращения ( $\theta \approx 100^\circ \pm 110^\circ$ ). Поэтому в таблице оба значения поля для углов  $\theta = 0^\circ$  и  $180^\circ$  могут быть меньше единицы.

Проведенное исследование показало, что бегущая волна на цилиндре при возбуждении поперечным диполем или вибратором в некоторых случаях создает преимущественное излучение вдоль оси. Однако направ-

ляющее действие идеально проводящего цилиндра проявляется значительно слабее, чем при возбуждении его осевым диполем, т. е. полем ТМ-волны с нулевой азимутальной гармоникой. Эффект направленности проявляется заметным образом при определенных размерах цилиндра и положении вибратора и довольно быстро убывает при изменении указанных параметров.

### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Е. Н. Васильев, Научные доклады Высшей школы, Радиотехника и электроника, 1, № 1, 188 (1958).
2. Е. Н. Васильев, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 2, № 4, 588 (1959).
3. Е. Н. Васильев, Журн. ВММФ, 5, № 5, 841 (1965).
4. Е. Н. Васильев, А. Р. Серегина, Радиотехника и электроника, 8, № 12, 1972 (1963).
5. Е. Н. Васильев, А. Р. Серегина, В. Г. Каменев, Изв. высш. уч. зав.—Радиотехника, 7, № 2, 243 (1964).
6. Е. Н. Васильев, А. Р. Серегина, В. Г. Каменев, Радиотехника и электроника, 10, № 5 (1965).
7. Е. Н. Васильев, А. Р. Серегина, Радиотехника, 20, № 4, 27 (1965).

Московский энергетический институт

Поступила в редакцию  
27 марта 1972 г.

### THE RADIATION PATTERNS OF A VIBRATOR BEING NEAR THE CYLINDER EDGE

*E. N. Vasil'ev, A. A. Falunin, A. I. Gorelikov*

The characteristics of radiation from the electric dipole and vibrator being near the edge of a perfectly conducting cylinder are calculated by the integral equation method. The radiators are situated on the cylinder axis perpendicular to the axis. Based on the calculations made we find the conditions under which the radiation is directed towards the cylinder. The role of the traveling along the cylinder wave in formation of the radiation pattern is revealed.