АКАДЕМИЯ НАУК СССР

РАДИОТЕХНИКА
И
ЭЛЕКТРОНИКА

Том 35

(ОТДЕЛЬНЫЙ ОТТИСК)

12

МОСКВА · 1990

1990 Вып. 12

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

Электродинамика, излучение и распространение радиоволн

УДК 537.874.2.01

В.А. Дорошенко, В.Г. Сологуб

ВОЗБУЖДЕНИЕ НЕЗАМКНУТОЙ КОНИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ РАДИАЛЬНЫМ ДИПОЛЕМ

В связи с использованием неоднородных конических структур в современных радиофизических системах повышается интерес к изучению электродинамических характеристик таких поверхностей.

Цель данной работы – теоретическое исследование задачи о возбуждении электрическим радиальным диполем с моментом $\vec{p}$ и радиусом-вектором $\vec{r}_0$ полубесконечного идеального проводящего кругового конуса, угол раствора которого во введенной сферической системе координат r, θ, φ равен 2γ, с периодически прорезанными вдоль образующих N щелями. Обозначим через $l = 2\pi/N$ период конической структуры, d – угловую "ширину" щелей, k – волновое число ($\operatorname{Im} k \leqslant 0$), r_0, θ_0, φ_0 – координаты источника. Поле диполя зависит от времени по закону $\exp(i\omega t)$. Использование интегрального преобразования Конторовича – Лебедева и метода полуобращения позволило свести задачу о возбуждении к решению бесконечной системы линейных алгебраических уравнений (БСЛАУ) 2-го рода фредгольмовского типа относительно не зависящих от волнового числа коэффициентов, через которые выражаются компоненты рассеянного на конической поверхности поля [1]. Для "полупрозрачного" конуса, который определяется существованием параметра Z:

$$Z = \lim_{\substack{N \to 1 \\ d/l \to 1}} \left[-\frac{1}{N} \ln \cos \frac{\pi d}{2l} \right], \tag{1}$$

конуса с узкими щелями ($d/l \ll 1$) и узких конических секторов ($(l - d)/l \ll 1$) решение БСЛАУ получено методом последовательных приближений и проведено аналитическое исследование особенностей, возникающих при рассеянии электромагнитных волн на конусе с неоднородностями в виде продольных щелей. В общем случае произвольных параметров задачи численный анализ характеристик поля основывается на использовании метода "усечения" при решении БСЛАУ. Для простоты и удобства анализа поля рассмотрим осесимметричный способ возбуждения. Рассеянное на полупрозрачном конусе поле является полем TM-типа линейной поляризации и при $Z \ll 1$ у вершины ($kr \ll 1$) имеет особенность, более сильную по сравнению с особенностью поля вблизи острия сплошного конуса.

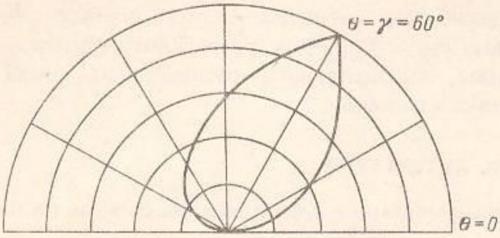

Рис. 1. ДН для полупрозрачного конуса

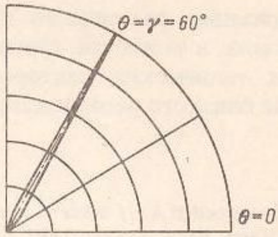

Рис. 2. ДН для узкого конического сектора

На рис. 1 приведена диаграмма направленности (ДН) в вертикальной плоскости по E_θ $(Z \gg 1)$ для случая близкого расположения источника к вершине $(kr_0 \ll \ll 1)$; $\gamma = 60°$, $\theta_0 = 180°$, $\varphi_0 = 0$. Излучение вдоль оси конуса в этом приближении отсутствует, а ДН тем у́же, чем меньше угол раствора конуса.

Структура рассеянного поля на конусе с узкими щелями такова, что в ней кроме слагаемых, соответствующих полю для сплошного конуса, присутствуют слагаемые, обусловленные наличием щелей. Рассеянное поле в этом случае представлено бесконечным набором *ТМ*-волн эллиптической поляризации. Спектр собственных значений граничной задачи для конуса с узкими щелями представляет собой возмущенный щелями спектр собственных значений соответствующей граничной задачи для сплошного конуса. Здесь и далее под спектром собственных значений подразумевается множество полюсов подынтегральной функции в представлении компонент поля в виде интеграла Конторовича – Лебедева. Результаты исследования поля вблизи нерегулярностей границы показали, что наличие узких щелей усиливает особенность поля у вершины по сравнению со сплошным конусом, а перпендикулярные кромкам щелей компоненты поля в окрестности кромок имеют корневую особенность [2].

В случае рассеивающей поверхности, образованной N узкими коническими секторами, спектр состоит из собственных значений, расположенных в окрестности корней косинуса, наименьшее из которых

$$(2)\qquad \mu_0 = \tfrac{1}{2} - \frac{N}{2\ln\left(\dfrac{\pi}{2}\left(\dfrac{l-d}{l}\right)\right)} + O\left(\ln^{-2}\left(\frac{l-d}{l}\right)\right)$$

определяет поведение поля вблизи вершины. При этом электрическое поле у вершины имеет особенность порядка $(kr)^{-3/2+\mu_0}$, а магнитное поле убывает как $(kr)^{-1/2+\mu_0}$. Волна, соответствующая собственному значению μ_0 в области между вершиной и источником $(r < r_0)$, является стоячей, а при $r > r_0$ – бегущей *Т*-волной. Причем, когда источник находится в точках $r_0 = \pi n/k$, $n = 1, 2, \ldots$, эта волна в области $r > r_0$ не возбуждается. В случае локализации источника вблизи вершины *Т*-волна описывает рассеянное поле в области $r > r_0$. Результаты исследования ДН по E_θ в этом приближении показали, что максимум поля достигается на каждом из секторов, а сами ДН имеют N-лепестковый характер. На рис. 2 приведена ДН по E_θ в вертикальной плоскости для одного узкого конического сектора с угловой шириной, равной 1,5°, и $\gamma = 60°$ при $kr_0 \ll 1$.

Итак, приведены результаты исследования задачи о возбуждении электрическим радиальным диполем полубесконечного идеально проводящего конуса, имеющего неоднородности в виде щелей, прорезанных вдоль образующих. На основе полученного аналитического решения изучено влияние щелей на структуру и поляризацию рассеянного поля, а также его поведение вблизи особых точек. Показано, в частности, существование в структуре поля, рассеянного системой из узких конических секторов, *T*-волны, определяющей распределение поля в случае близкого расположения источника к вершине.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Дорошенко В.А.* // Физика и техника миллиметровых и субмиллиметровых волн: Сб. науч. тр. Киев: Наук. думка, 1983. С. 113.
2. *Хенл X., Мауэ А., Вестфаль К.* Теория дифракции. М.: Мир, 1964.

Поступило в редакцию
5.03.90

УДК 621.371.2.01

В.В. Борисов

НЕУСТАНОВИВШИЕСЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПОЛЯ В ДВУГРАННОМ УГЛЕ

Направляющую систему в виде двугранного угла составляют две пересекающиеся проводящие плоскости, при этом направленное распространение волн происходит при углах, меньших π. Пространственно-временное разложение электромагнитных полей, возбуждаемых в такой системе током, можно представить, отделив переменные z, φ или ρ, φ и построив решения уравнений, зависящих от времени и одной пространственной переменной, соответственно τ, ρ или τ, z (неполное разделение переменных В.И. Смирнова [1, 2] и последующее применение формулы Римана [2]). В первом случае приходим к разложению, пространственно-временная структура слагаемых (мод) которого близка к полученной для секторального рупора [3], и поэтому такое разложение не рассматриваем. В данной работе исследован второй случай и приведены конечные выражения для тока, распределенного на линии – на части кругового контура (частный случай – поле точечного источника).

1. Совместим ось z цилиндрической системы координат с линией пересечения проводящих плоскостей; запишем уравнения плоскостей: $\varphi = 0$, $\varphi = \alpha$. Область внутри направляющей системы $\varphi \in (0, \alpha)$. Полагаем, что диэлектрическая и магнитная проницаемости среды равны единице (система единиц Гаусса), проводимость плоскостей идеальная.

Ограничимся вычислением продольной (направленной вдоль ребра двугранного угла) составляющей вектора магнитной индукции. Из системы уравнений Максвелла следует уравнение

$$(1)\quad \left(\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}\left(\rho\frac{\partial}{\partial\rho}\right)+\frac{1}{\rho^2}\frac{\partial^2}{\partial\varphi^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)B_z-\frac{\partial^2}{\partial\tau^2}B_z=$$

$$=\frac{4\pi}{c}\frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial(\rho j_\varphi)}{\partial\rho}-\frac{\partial j_\rho}{\partial\varphi}\right).$$

Здесь $\tau = ct$, c – скорость света, j_ρ, j_φ – составляющие вектора плотности стороннего тока.