

УДК 621.396

## АНАЛИЗ НАПРАВЛЕННЫХ СВОЙСТВ ПЛОСКОГО БИКОНИЧЕСКОГО ВИБРАТОРА

А. В. Ашихмин, В. К. Маршаков, А. П. Преображенский

*Закрытое акционерное общество "Иркос", г.Москва  
Воронежский государственный университет, г.Воронеж  
Воронежский институт высоких технологий, г.Воронеж*

В работе на основе метода интегральных уравнений проведен расчет характеристик плоского биконического вибратора, расположенного в свободном пространстве, и находящегося над идеально проводящим экраном бесконечных размеров.

### ВВЕДЕНИЕ

В ряде радиофизических приложений (таких, как радиомониторинг и радиопеленгация) существенными требованиями, предъявляемыми к антенным устройствам, являются: широкая полоса частот (с коэффициентом перекрытия до 100 и более), пониженное значение минимальной граничной частоты диапазона, малые габаритные размеры и легкость их транспортировки [1]. Кроме того, конструкция антенны должна быть максимально простой и дешевой в производстве. В ряде случаев важно, чтобы была возможность конформного расположения антенного устройства с плоскостями ее мобильного носителя [2—3].

Большинству этих требований удовлетворяют объемные биконические антенны и логопериодические вибраторные структуры [4—5]. Однако, недостатком первых является трудность их транспортировки, вторых — невозможность их монтирования «заподлицо» с металлическими стенками автомобиля или летательного аппарата. Этих недостатков лишены плоские биконические вибраторы, которые, однако, вполне удовлетворяют всем вышеперечисленным требованиям [6]. Кроме того, существует возможность построения подобных антенн с квазитороидальной диаграммой направленности в полосе частот с коэффициентом перекрытия до 100 и более и создания плоских антенн с веерными и игольчатыми диаграммами направленности. Подобные свойства плоских биконических антенн получены в известной литературе [4—5], как правило, на основе приближенных, качественных исследова-

ний или же на основе анализа экспериментальных данных.

В связи с этим определен интерес представляет изучение количественных характеристик плоских биконических антенн методами электродинамики. При этом возникает необходимость в численном решении электродинамических интегральных уравнений [7, 9]. В данной работе предлагается подобный анализ направленных свойств двух модификаций плоского биконического вибратора: находящегося в свободном пространстве и расположенного над металлическим экраном.

### МЕТОДИКА

Геометрия рассматриваемого плоского биконического вибратора, возбуждаемого электрическим диполем, расположенным в его зазоре, поясняется рис. 1.

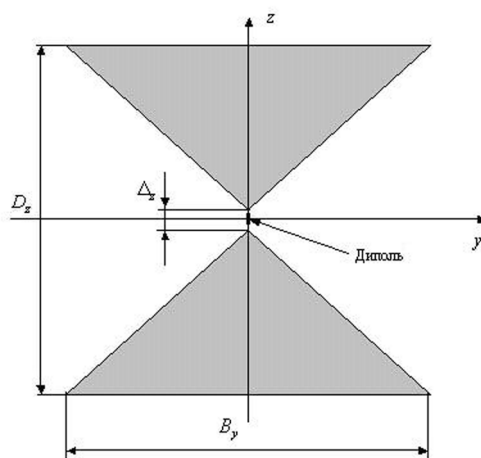


Рис. 1. Плоский биконический вибратор, возбуждаемый электрическим диполем, расположенным в его зазоре

Распределение плотности электрического тока  $\vec{J}(\vec{r})$  по поверхности биконического плоского вибратора  $S$  удовлетворяет следующему интегральному уравнению Фредгольма 2-го рода [8]:

$$\vec{J}(\vec{r}) = 2 \left[ \vec{n}(\vec{r}), \vec{H}(\vec{r}) \right] + \frac{1}{2 \cdot \pi} \vec{n}(\vec{r}) \times \int_S \left[ \vec{J}(\vec{r}'), \text{grad}(G(\vec{r}, \vec{r}')) \right] dS_q,$$

где  $G(\vec{r}, \vec{r}') = G(p, q) = G(|\vec{r} - \vec{r}'|) = \frac{\exp(-ik_0 r_{p,q})}{r_{p,q}}$  —

функция Грина точечного источника в свободном пространстве;  $r_{p,q} = |\vec{r} - \vec{r}'|$  — расстояние между текущими точками наблюдения  $p$  и интегрирования  $q$ ;  $k_0$  — волновое число свободного пространства;  $\vec{n}(\vec{r})$  — вектор внешней нормали к поверхности  $S$  в точке наблюдения (в рассматриваемом случае —  $\vec{n}(\vec{r}) = \pm \vec{x}_0$ , где  $\pm \vec{x}_0$  — единичный вектор, перпендикулярный плоскости чертежа на рис. 1);  $\vec{H}(\vec{r}) = \vec{\varphi}_0 H_\varphi(\vec{r})$  — вектор напряженности магнитной компоненты возбуждающего поля электрического диполя длиной  $L$ , расположенного вдоль координаты  $z$ , обтекаемого током с амплитудой  $I_0$ ;  $\vec{\varphi}_0$  — единичный вектор в направлении азимутальной координаты  $\varphi$ , отсчитываемой от положительного направления оси  $x$  в сторону положительного направления оси  $y$  к точке наблюдения;

$$H_\varphi(r) = \frac{ik_0 I_0 L}{4\pi} \sin(\theta) \frac{\exp(-ik_0 r)}{r} \left( 1 + \frac{1}{ik_0 r} \right);$$

$\theta$  — угол места, отсчитываемый от положительного направления оси  $z$  к точке наблюдения.

Поскольку аналитического решения приведенного интегрального уравнения для плотности тока  $\vec{J}(\vec{r})$  в рассматриваемом случае не имеется, то при решении данного уравнения будем использовать численные методы [8]. С этой целью преобразуем интегральное векторное уравнение в покоординатную форму.

Вектор напряженности магнитной компоненты поля возбуждающего диполя представим в базисе  $\vec{x}_0, \vec{y}_0$  следующим образом:

$$\begin{aligned} \vec{H}(\vec{r}) &= (\vec{y}_0 \cos(\varphi) - \vec{x}_0 \sin(\varphi)) H_\varphi(\vec{r}) = \\ &= \vec{x}_0 H_x(\vec{r}) + \vec{y}_0 H_y(\vec{r}), \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} H_x(x, y, z) &= -\sin(\varphi) \sin(\theta) \frac{ik_0 I_0 L}{4\pi} \times \\ &\times \frac{\exp(-ik_0 \sqrt{x^2 + y^2 + z^2})}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \left( 1 + \frac{1}{ik_0 \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \right), \\ H_y(x, y, z) &= \cos(\varphi) \sin(\theta) \frac{ik_0 I_0 L}{4\pi} \times \\ &\times \frac{\exp(-ik_0 \sqrt{x^2 + y^2 + z^2})}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \left( 1 + \frac{1}{i \cdot k_0 \cdot \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \right), \end{aligned}$$

$\{x, y, z\}$  — декартовы координаты точки наблюдения  $\vec{r}$ .

Вектор градиента функции Грина согласно [8] запишем в виде

$$\text{grad}_q(G(p, q)) = -\frac{\vec{r}_{p,q}}{r_{p,q}^2} \frac{1 + ik_0 r_{p,q}}{4\pi r_{p,q}} \exp(-ik_0 r_{p,q}),$$

где  $\vec{r}_{p,q}$  — вектор, направленный из точки  $q$  в точку  $p$   $\vec{r}_{p,q} = [(x_p - x_q), (y_p - y_q), (z_p - z_q)]^T$ .

Следовательно, в покоординатной записи этот градиент можно представить как

$$\begin{aligned} \text{grad}_q(G(p, q)) &= -[(x_p - x_q), (y_p - y_q), (z_p - z_q)]^T \times \\ &\times \frac{1 + ik_0 r_{p,q}}{4\pi r_{p,q}^3} \exp(-ik_0 r_{p,q}). \end{aligned}$$

Используя приведенные соотношения, векторное интегральное уравнение для плотности тока  $\vec{J}(\vec{r})$  нетрудно записать покоординатно:

$$J_y(\vec{r}) = \frac{1}{2\pi} \int_S [n_x (J_y \text{grad}_q(G)_x)] dS_q,$$

$$J_z(\vec{r}) = -2n_x H_y + \frac{1}{2\pi} \int_S n_x (J_z \text{grad}_q(G)_x) dS_q.$$

Для решения этой системы интегральных уравнений целесообразно использовать метод коллокаций, с помощью которого интегральные уравнения системы сводятся к системе линейных алгебраических уравнений [8, 9]. При этом компоненты тока  $J_y(\vec{r}) = , J_z(\vec{r}) =$  раскладываются по системе базисных функций  $I_{y_i}, I_{z_i}$ , заданных на поверхности вибратора:

$$J_y = \sum_i J_{y_i} I_{y_i}, J_z = \sum_i J_{z_i} \cdot I_{z_i}.$$

В качестве базисных функций были использованы кусочно-постоянные функции

[8], что существенно упрощает алгоритмизацию решаемой задачи:

$$I_{y_i} = \begin{cases} I_{y_i} & \text{в области } \Delta_i \\ 0 & \text{вне области } \Delta_i \end{cases},$$

$$I_{z_i} = \begin{cases} I_{z_i} & \text{в области } \Delta_i \\ 0 & \text{вне области } \Delta_i \end{cases}.$$

При этом ток аппроксимируется ступенчатой функцией, образованной из кусочно-постоянных сегментов тока.

Далее в качестве пробных функций выбираем дельта-функции Дирака [8], умножая которые на приведенное выше по координатное представление и интегрируя по поверхности вибратора, приводим его к системе линейных алгебраических уравнений.

Такая система линейных алгебраических уравнений в рассматриваемом случае имеет вид:

$$\vec{y}_0 : \begin{cases} [U_{yy}][J_y] + [U_{yz}][J_z] = [B_1] \\ [U_{zy}][J_y] + [U_{zz}][J_z] = [B_2] \end{cases},$$

где

$$U_{yy_{ij}} = n_{x_i} \text{grad}'_{x_{ij}} - \delta_{ij};$$

$$U_{yz_{ij}} = 0;$$

$$U_{zz_{ij}} = n_{x_i} \text{grad}'_{x_{ij}} - \delta_{ij};$$

$$U_{zy_{ij}} = 0;$$

$$B_{1i} = 0;$$

$$B_{2i} = -2[n_{x_i} H_{y_i}].$$

Шаг метода коллокаций при решении системы линейных алгебраических уравнений целесообразно выбирать в соответствии с алгоритмом, приведенным на рис. 2. Кро-

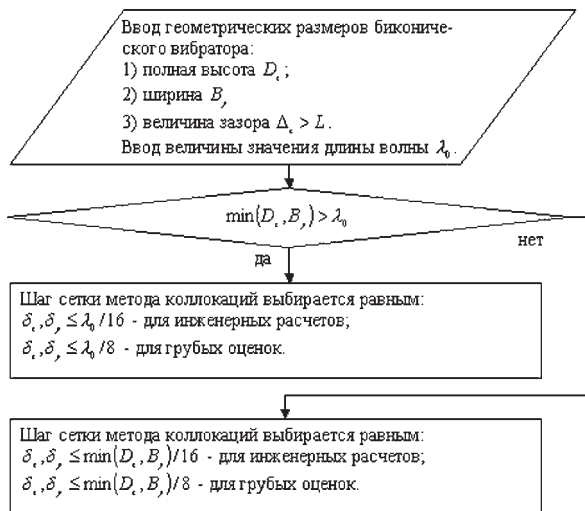


Рис. 2. Алгоритм выбора шага сетки метода коллокаций

ме того, когда  $\min(D_z, B_y) \gg \lambda_0$  для уменьшения порядка результирующей системы линейных алгебраических уравнений значение шага сетки увеличивалось для точек максимально удаленных от места его запитки (места расположения электрического диполя) (рис. 3).

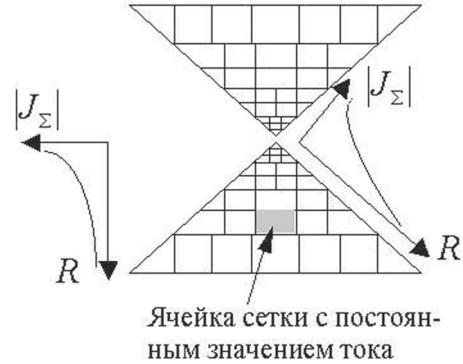


Рис. 3. Выбор размеров ячеек сетки с учетом характера распределения тока

Подобный способ выбора шага сетки метода коллокаций обоснован тем, что при больших электрических размерах биконического вибратора имеет место автоматическая отсечка тока в радиальных направлениях  $r$  (быстрое убывание по закону, близкому к экспоненциальному) и ток в периферийных областях рассматриваемой антенны не оказывает существенного влияния на ее основные характеристики (в первую очередь, на диаграмму направленности и входное сопротивление). Поэтому при увеличении расстояния от центра вибратора  $r$  при  $\min(D_z, B_y) \gg \lambda_0$  можно увеличивать шаг сетки без существенной потери точности моделирования рассматриваемого электродинамического объекта.

Кроме того, необходимо отметить, что ядра интегралов в скалярных интегральных уравнениях имеют интегрируемую особенность при совпадении точек наблюдения  $p$  и интегрирования  $q$ . Зависимости реальной и мнимой частей ядер от нормированного частотного параметра  $r_{p,q} / \lambda_0$  (отношения расстояния между точками наблюдения и интегрирования к длине волны) в направлении их максимального изменения показаны на рис. 4, 5.

Обойти проблему сингулярности ядер можно путем аналитического ее выделения: разложить в ряд Тейлора в окрестности точ-

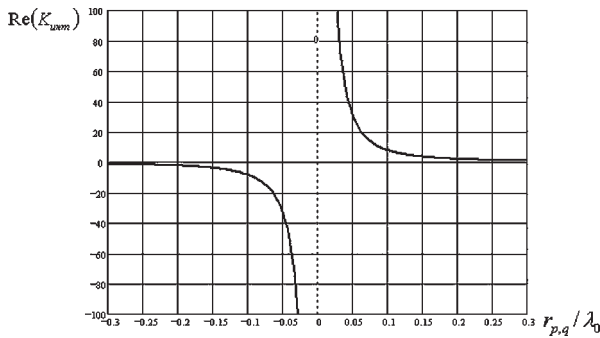


Рис. 4. Зависимость реальной части ядра интеграла от расстояния между точками наблюдения и интегрирования

ки  $p$  ядро интеграла и аналитически вычислить его значение в малой круговой окрестности точки наблюдения (при этом неизвестный ток в окрестности точки  $p$  считается постоянной величиной и выносится за знак интеграла). При использовании декартовой системы координат было бы удобнее аналитически выделять сингулярную компоненту интеграла в квадратной области, а не в круговой. Нетрудно видеть, что значения интегралов в круглой и квадратной окрестностях точки  $q = p$  при фиксированном шаге сетки равно  $\pi / 4$ . Интегрирование по области  $S$  с выколотой окрестностью точки  $q = p$  ведется путем перехода от интеграла к конечным суммам.

При другом подходе, который и был использован в данной работе, ячейка, для которой  $q = p$  может быть разделена на несколько частей, например, в соответствии с рис. 6 и, используя свойство нечетности реальной и мнимой частей ядер интегралов в зависимости от  $r_{p,q} / \lambda_0$ , а также малые изменения компонент плотности тока в центре ячейки  $q = p$ , можно просто игнорировать соответствующую сингулярную компоненту интеграла (при уменьшении радиуса окрестности точки  $q = p$  значение интегра-

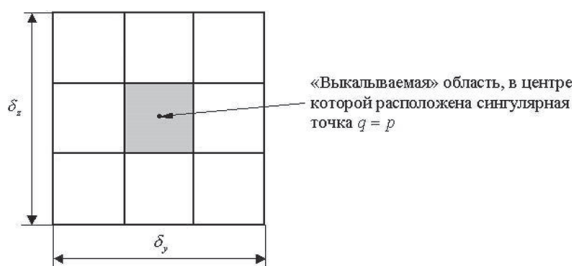


Рис. 6. Иллюстрация принципа устранения сингулярности

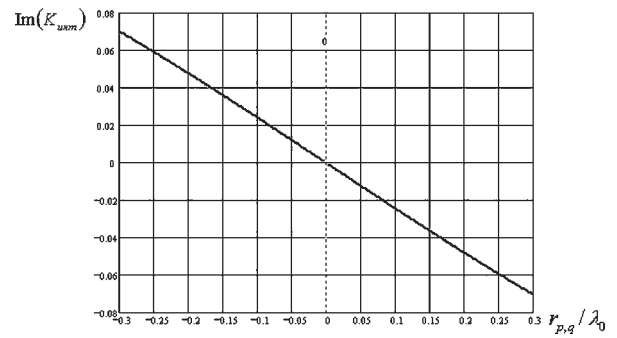


Рис. 5. Зависимость мнимой части ядра интеграла от расстояния между точками наблюдения и интегрирования

ла стремиться к нулю), что согласуется с рекомендациями, приведенными в [9].

На основе рассмотренного выше подхода к расчету характеристик плоского биконического вибратора в свободном пространстве также можно выполнить анализ такого вибратора, расположенного на расстоянии  $\Delta_x$  от идеально проводящего экрана бесконечных размеров. При этом следует воспользоваться принципом зеркальных изображений электродинамики [10].

Исходная структура в виде вибратора (возбуждаемого, как и прежде, электрическим диполем, расположенным в его зазоре) над металлическим экраном заменяется на структуру в виде двух вибраторов: реального вибратора и его зеркального изображения относительно экрана, рис. 7. При этом токи, возбуждающие реальный электрический диполь и его зеркальное изображение, равны по амплитуде и противоположны по фазе. Порядок результирующей системы линейных алгебраических уравнений в данном случае получается вдвое выше, чем в предыдущем случае.

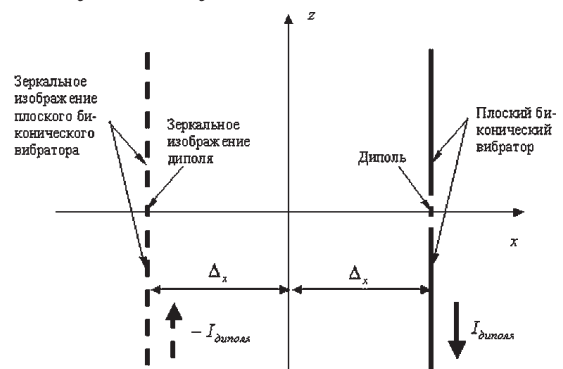


Рис. 7. Модель плоского биконического вибратора, расположенного над экраном, основанная на принципе зеркальных изображений

Решение вышеприведенной системы линейных алгебраических уравнений позволяет определить распределение плотности тока  $\vec{J}(\vec{r})$  на поверхности вибратора  $S$ . Это распределение, в свою очередь, позволяет найти напряженность магнитной компоненты электромагнитного поля плоского биконического вибратора в дальней зоне [8]:

$$\vec{H}^p(\vec{r}) = \frac{j\omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0} \exp(-jk_0r)}{4\pi r} \times \int_s \vec{J}(\vec{r}') \times \vec{r} \exp(jk_0\vec{r}\vec{r}') ds',$$

где  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м,  $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м — магнитная и электрическая постоянные свободного пространства;  $\vec{r}'$  — радиус-вектор точки вибратора;  $\vec{r}$  — радиус-вектор точки наблюдения в дальней зоне.

Зависимости  $D(\theta, \varphi) = |\vec{H}^p(\vec{r})|$ , как известно, характеризуют диаграммы направленности рассматриваемого источника излучения электромагнитных волн. Эти диаграммы направленности и определяют основные направленные свойства исследуемых электродинамических структур.

### РЕЗУЛЬТАТЫ

На основе вышеизложенного были разработаны программы расчета диаграмм направленности двух модификаций плоского биконического вибратора.

На рис. 8 показаны нормированные диаграммы направленности  $D(\theta, \varphi)$  в Н-плоскости (плоскость  $xOy$ ) на частотах 1, 5 и 8 ГГц плоского биконического вибратора в свободном пространстве с размерами  $D_z = B_y = 18$  мм,  $\Delta_z = 0.5$  мм. Видно, что на

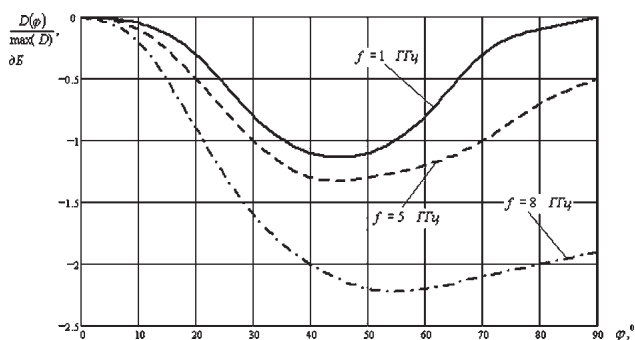


Рис. 8. Нормированные диаграммы направленности в Н-плоскости плоского биконического вибратора, расположенного в свободном пространстве

всех частотах максимум излучения приходится в направлении нормали к плоскости вибратора; степень неравномерности диаграммы направленности в Н-плоскости увеличивается с ростом частоты (1.15 дБ на частоте 1 ГГц и 2.25 дБ на частоте 8 ГГц), но при этом уменьшается ширина главного лепестка и растет коэффициент направленного действия антенны.

Ширина диаграммы направленности плоского биконического вибратора в Е-плоскости (плоскость  $xOz$ ) также уменьшается с ростом частоты, рис. 9, при этом степень направленности антенны в Е-плоскости существенно выше, чем в Н-плоскости (где диаграмма направленности является квазиизотропной), как видно из предыдущего рисунка.

Диаграммы направленности в Н- и Е-плоскостях плоского биконического вибратора, расположенного на расстоянии  $\Delta_x$  от идеально проводящего экрана бесконечных размеров, показаны соответственно на рис. 10, 11.

Из рис. 10 видно, что характерной особенностью диаграмм направленности в Н-

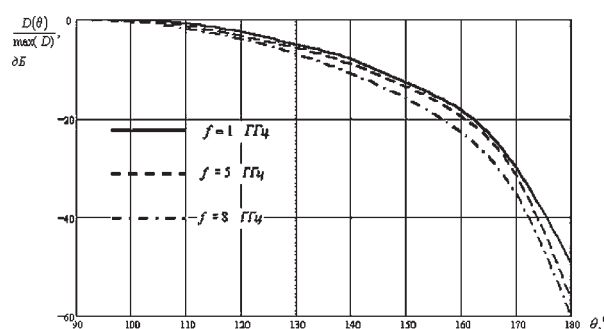


Рис. 9. Нормированные диаграммы направленности в Е-плоскости плоского биконического вибратора, расположенного в свободном пространстве

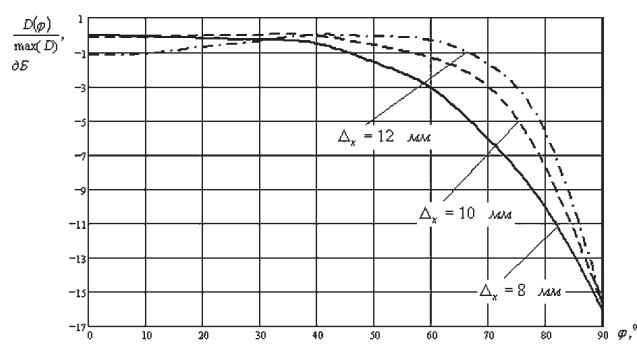


Рис. 10. Нормированные диаграммы направленности в Н-плоскости на частоте  $f = 8$  ГГц плоского биконического вибратора, расположенного над идеально проводящим экраном бесконечных размеров

плоскости является появление провала в направлении нормали, которое можно трактовать как увеличение интерференционных максимумов в направлениях, близких к плоскости вибратора. Глубина провала увеличивается с увеличением прицельного расстояния  $\Delta_x$ , однако, в данном случае при проектировании антенного элемента приходится искать компромисс между гладкостью диаграммы направленности в области ее основного лепестка и качеством согласования, которое имеет тенденцию ухудшаться при уменьшении величины  $\Delta_x$ , что вызвано возрастающим шунтированием биконического вибратора близко расположенным ( $\Delta_x < \lambda_0$ ) металлическим экраном.

Ширина диаграммы направленности в Е-плоскости уменьшается при уменьшении прицельного расстояния, что иллюстрирует рис. 11.

Коэффициент направленного действия (КНД) излучателя (дБ), расположенного над металлическим экраном, определялся в соответствии с выражением [11]

$$\text{КНД} = 10 \lg \left( 4\pi / \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^{\pi} |D(\theta, \varphi)|^2 \sin(\theta) d\theta d\varphi \right).$$

Вычисленные значения коэффициента направленного действия плоского биконического вибратора с размерами  $(18 \times 18)$  мм<sup>2</sup> на частоте 8 ГГц для величин прицельного расстояния 8, 10 и 12 мм соответственно равны 7.6, 6.5 и 5 дБ, что является вполне приемлемым для практических приложений.

Сопоставление полученных численных характеристик плоских биконических вибраторов с результатами исследований реальных биконических антенн [2—3] показывает, что рассчитанные теоретические зависимости удовлетворительно аппроксимируют экспериментальные данные. Это позволяет рекомендовать применение приведенного теоретического анализа для проектирования новых поверхностно-распределенных антенных систем. При этом следует отметить, что количество вычислительных операций в случае моделирования плоского биконического вибратора оказывает большое влияние на машинное время, затрачиваемое в процессе автоматизированного про-

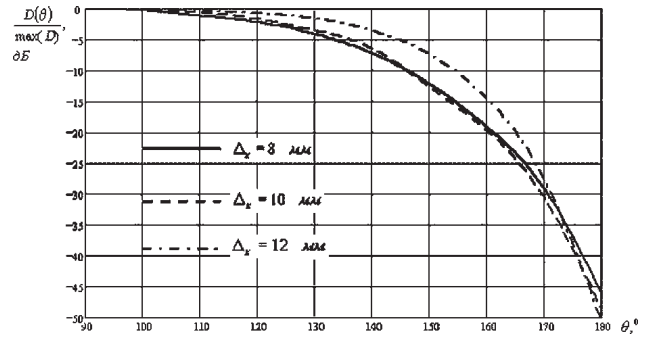


Рис. 11. Нормированные диаграммы направленности в Е-плоскости на частоте  $f = 8$  ГГц плоского биконического вибратора, расположенного над идеально проводящим экраном бесконечных размеров

ектирования многоэлементных антенных решеток с экраном при их параметрическом синтезе (выборе оптимального шага решетки в направлениях  $y$  и  $z$ , а также расстояния до металлического экрана), например, для выравнивания частотных зависимостей входного сопротивления и диаграмм направленности в Е- и Н-плоскостях.

Таким образом, в настоящей работе показано, что метод интегральных уравнений электродинамики может быть использован для анализа направленных свойств плоских биконических вибраторов, находящихся в свободном пространстве и расположенных над идеально проводящим экраном. При этом плоские биконические вибраторы могут использоваться в качестве антенн аппаратуры радиомониторинга, широкополосных систем приема-передачи информации и применяться в качестве базовых элементов печатных антенных решеток в широкой полосе частот.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ашихмин А.В. Комплексы радиоконтроля компании ЗАО «ИРКОС» — состояние и перспективы / А. В. Ашихмин, А. М. Рембовский, В. Н. Кондращенко // Радиоэлектроника и связь. Научно-практический журнал Санкт-Петербургского НТО радиотехники, электроники и связи им. А. С. Попова. / Материалы семинара «Реализация концепции совершенствования системы радиоконтроля в Российской Федерации». — 1999. — № 3. — С. 134—143.
2. Ашихмин А.В. Выявление технических каналов утечки информации: методы, структура и характеристики средств. / А. В. Ашихмин, А. М. Рембовский // Специальная техника — 2002. — Специальный выпуск. С. 42—48.

3. Ашихмин А.В. Принципы построения современных радиопеленгаторов / А. В. Ашихмин, А. Д. Виноградов, А. М. Рембовский // Ведомственные корпоративные сети и системы. — 2002. — № 2. — С. 80—85.
4. Антенны / Пер. с англ. под ред. А. И. Шпунтова. — М.: Гостехиздат, 1951. — 292 с.
5. Айзенберг Г.З. Антенны ультракоротких волн. / Г. З. Айзенберг. — М.: Связьиздат, 1957. — 698 с.
6. Yangvesson K.S. Endfire tapered slot antennas on dielectric substrates. / K. S. Yangvesson, D. H. Schaubert, T. L. Korzeniowsky, E. L. Kollberg, T. Thungren, J. F. Johansson // IEEE Trans. Antennas and Propag. — 1985. — V. 33, № 12. — P. 1392—1400.
7. Фок В.А. Распределение токов, возбуждаемых плоской волной на поверхности проводника / В. А. Фок // Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 1945. — Т. 15, № 12. — С. 693.
8. Вычислительные методы в электродинамике / Под ред. Р. Миттры. — М.: Мир, 1977. — 485 с.
9. Васильев Е.Н. Возбуждение тел вращения. / Е. Н. Васильев. — М.: Радио и связь, 1987. — 272 с.
10. Никольский В.В. Электродинамика и распространение радиоволн. / В. В. Никольский, Т. И. Никольская. — М.: Наука, 1989. — 453 с.
11. Бахрах Л.Д. Справочник по антенной технике: в 5 т. / Л. Д. Бахрах, Л. С. Бененсон, Е. Г. Зелкин и др.; Под ред. Я. Н. Фельда, Е. Г. Зелкина. — М.: ИПРЖР, 1997. — Т. 1. — 256 с.