

УДК 621.396.67

К РАСЧЕТУ ВЕКТОРНЫХ ДИАГРАММ АПЕРТУРНЫХ АНТЕНН

В. П. Нарбут

Получена общая формула, позволяющая осуществлять синтез кросс-поляризационного распределения поля в раскрыве апертурных антенн по известному основному распределению при произвольных поляризационных характеристиках облучателя (представляющего совокупность электрического и магнитного диполей) и произвольной геометрии антенны. Для частных случаев зеркальных параболических и диэлектрических линзовых антенн установлена связь поляризации поля в раскрыве с поляризацией поля облучателя; зависимость положения максимума кросс-поляризационного распределения поля в раскрыве от поляризационной характеристики облучателя и ряд других закономерностей.

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время широко проводятся расчеты векторных диаграмм антенн, знание которых необходимо для правильного выбора и построения антенных систем различного назначения. Как правило, минимальный объем при исследовании векторных диаграмм состоит в определении амплитудных диаграмм на основной и кросс-поляризационной компонентах поля. Диаграммы на основной поляризации для различных типов антенн хорошо исследованы и для антенн оптического типа связываются с формой распределения поля на основной поляризации в раскрыве антенны [1]. Именно исходя из формы распределения поля основной поляризации в раскрыве реальной антенны, из уровня поля на краю раскрыва можно по таблицам определить основные характеристики антенны: ширину главного лепестка на половинном и нулевом уровнях, коэффициент использования площади, уровень первого бокового лепестка. Кроме того, в таблицах обычно приводятся формулы для расчета всей диаграммы. Такой подход к оценке характеристик антенн, когда первичным, или исходным, является распределение поля в раскрыве, наиболее удобен и широко применяется на практике. Однако приводимые в литературе формы распределений поля на основной поляризации не дают возможности произвести расчет или прямо получить из таблиц характеристики кросс-поляризационной диаграммы той или иной антенны, так как не определены связи основного распределения с кросс-поляризационным.

В ряде работ [2, 3] первичной при расчетах диаграмм антенн выбирается диаграмма облучателя. Такой подход является в принципе наиболее правильным, так как позволяет сделать максимально точный расчет диаграмм. Однако он имеет целый ряд дефектов и неудобств, ограничивающих его применение. Во-первых, необходимы знания амплитудно-фазовых диаграмм первичного облучателя, которые невозможно в настоящее время с требуемой точностью получить из теоретического расчета. Следовательно, нужно достаточно сложное и громоздкое экспериментальное исследование первичных диаграмм, в результате которого уменьшается точность производимых расчетов. К сожалению, в настоящее время погрешности расчета диаграмм остронаправленных

антенн оптического типа в основном зависят от погрешностей определения первичных диаграмм облучателей, которые, как правило, в несколько раз больше поправок за счет дифракционных эффектов в антенне (т. е. поправок на ближнее поле облучателя, краевой эффект, кризису поверхности зеркала или линзы и т. п.). Другими словами, точность определения первичной диаграммы облучателя является тем критерием, который определяет приближенность расчетов вторичных диаграмм антенны токовым или апертурным методом (или их модификациями, в особенности, если необходимо учитывать производные от диаграммы облучателя). Во-вторых, огромное многообразие типов первичных облучателей и их геометрических размеров не позволяют надеяться на создание достаточно компактной таблицы, охватывающей хотя бы наиболее широко применяемые антенны и позволяющей по известной геометрии зеркала или линзы и облучателя определять характеристики диаграмм даже на основной поляризации.

Целью данной работы является разработка методики синтеза кросс-поляризационного распределения поля в раскрыве антенн оптического типа (осесимметричных и несимметричных) по известному (заданному) распределению поля на основной поляризации и детализации полученных общих выражений для зеркальных и линзовых антенн.

1. ОБЩИЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ СИНТЕЗА КРОСС-ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОЛЯ В РАСКРЫВЕ

Векторное распределение линейно-поляризованного поля в раскрыве антенны оптического типа можно представить в виде

$$\begin{aligned} E_a(x, y) &= E_0(x, y) \exp[j \Psi_0(x, y)] e_0 + E_{кр}(x, y) \exp[j \Psi_{кр}(x, y)] e_{кр} = \\ &= E_x(x, y) \exp[j \Psi_x(x, y)] e_x + E_y(x, y) \exp[j \Psi_y(x, y)] e_y, \end{aligned} \quad (1)$$

где E_0 , $E_{кр}$, E_x , E_y — амплитудные распределения поля на основной, кросс-поляризационной, x -й и y -й компонентах поля, Ψ_0 , $\Psi_{кр}$, Ψ_x , Ψ_y — фазовые распределения поля на тех же компонентах, e_0 , $e_{кр}$, e_x , e_y — единичные векторы, x , y — координаты точки в плоскости раскрыва.

Пусть вектор E поля основной поляризации наклонен на угол ω к оси Ox . Тогда можно записать

$$\begin{aligned} E_x(x, y) \exp[j \Psi_x(x, y)] &= E_0(x, y) \exp[j \Psi_0(x, y)] \cos \omega - \\ &- E_{кр}(x, y) \exp[j \Psi_{кр}(x, y)] \sin \omega; \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} E_y(x, y) \exp[j \Psi_y(x, y)] &= E_0(x, y) \exp[j \Psi_0(x, y)] \sin \omega + \\ &+ E_{кр}(x, y) \exp[j \Psi_{кр}(x, y)] \cos \omega. \end{aligned} \quad (3)$$

Если обозначить диаграмму облучателя $T(\theta, \varphi)$, множитель пространственного ослабления поля $Q(\theta, \varphi)$, фазу поля на луче в плоскости раскрыва $\Psi_n(x, y)$, амплитуду поля облучателя E_n , то векторное распределение поля в раскрыве равно

$$E_n(x, y) = E_n Q(\theta, \varphi) T(\theta, \varphi) \exp[j \Psi_n(x, y)] [f_1 e_x + f_2 e_y], \quad (4)$$

где f_1 , f_2 — функции, зависящие от типа и геометрии антенны и поляризационных характеристик облучателя, будут определены ниже, θ , φ — угловые координаты сферической системы координат. При записи выражения (4) предполагалось, что облучатель точечный и набег фазы $\Psi_n(x, y)$ определяется только длиной оптического пути по лучу. Сравнивая (1) и (4), имеем

$$E_x(x, y) = Q(\theta, \varphi)T(\theta, \varphi)f_1, \quad E_y(x, y) = Q(\theta, \varphi)T(\theta, \varphi)f_2, \quad (5)$$

$$\Psi_x = \Psi_y = \Psi_n.$$

Отсюда легко получить равенство

$$E_x(x, y)f_2 = E_y(x, y)f_1. \quad (6)$$

Подставляя (2) и (3) в (6) и делая несложные преобразования, окончательно имеем

$$E_{кр}(x, y) = E_0(x, y) \frac{f_2 \cos \omega - f_1 \sin \omega}{f_2 \sin \omega + f_1 \cos \omega}, \quad \Psi_{кр} = \Psi_0 = \Psi_n. \quad (7)$$

Формулы (7) позволяют вычислять кросс-поляризационное распределение поля по заданному основному, если известны функции f_1 и f_2 .

В частных случаях поляризации антенны формула (7) упрощается. Например, при $\omega = 0$ (вертикальная поляризация) и при $\omega = \pi/2$ (горизонтальная поляризация) соответственно имеем

$$E_{кр}(x, y) = E_0(x, y) \frac{f_2}{f_1}, \quad E_{кр}(x, y) = -E_0(x, y) \frac{f_1}{f_2}. \quad (8)$$

Как видно из (7) и (8), фазовое распределение на кросс-поляризации может отличаться от фазового распределения на основной поляризации на π за счет изменения знака амплитудного распределения. Для определения функций f_1 и f_2 необходимо конкретизировать тип и геометрию антенны, а также поляризационные характеристики облучателя. Методу вычисления f_1 и f_2 рассмотрим на двух примерах: зеркальной антенны с зеркалом в виде параболоида вращения или его части и диэлектрической линзовой антенны с линзой в виде тела вращения с одной преломляющей поверхностью (гиперболическая или эллиптическая линза).

2. ЗЕРКАЛЬНЫЕ АНТЕННЫ

Предположим, что облучатель представляет совокупность электрического и магнитного диполей с модулями моментов μ и ν соответственно и наклонен на угол γ к оси антенны Oz в плоскости xOz и на угол β к оси Ox в плоскости xOy (рис. 1), т. е. момент электрического диполя совпадает с осью Ox' , а магнитного — с осью Oy' . Тогда моменты диполей запишутся в виде

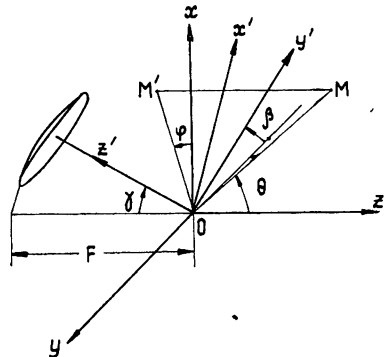


Рис. 1. Системы координат для облучателя и зеркала.

$$p = \mu [\cos \beta (\cos \gamma e_x + \sin \gamma e_z) + \sin \beta e_y]; \quad (9)$$

$$m = \nu [-\cos \beta e_y + \sin \beta (\cos \gamma e_x + \sin \gamma e_z)]. \quad (10)$$

Единичный радиус-вектор точки на поверхности зеркала и нормаль к поверхности равны

$$p_0 = e_x \cos \varphi \sin \theta + e_y \sin \varphi \sin \theta + e_z \cos \theta; \quad (11)$$

$$\mathbf{n} = -e_x \cos \varphi \cos \frac{\theta}{2} - e_y \sin \varphi \cos \frac{\theta}{2} + e_z \sin \frac{\theta}{2}. \quad (12)$$

Учитывая, что с точностью до постоянного множителя распределение поля в раскрыве связано с распределением тока на поверхности зеркала уравнением

$$E_a = I^2 [e_z [e_z i^2]], \quad (13)$$

где $I^2(\theta, \varphi, \gamma, \beta, \frac{\mu}{\nu})$ — распределение суммарного тока на зеркале, i^2 — единичный вектор суммарного тока, равный

$$i^2 = [n h^2], \quad (14)$$

где $h^2 = h^p + h^m$, h^p и h^m — единичные векторы магнитного поля облучателя от электрического и магнитного диполей, найдем распределение суммарного тока на зеркале в кирхгофовском приближении:

$$I^2 = [n H^2] = QT(\theta, \varphi) i^2, \quad (15)$$

где $Q = 1/\rho$, ρ — модуль радиуса-вектора. Фазовый множитель в выражении (15) опущен, так как в случае параболического зеркала в раскрыве формируется равномерное фазовое распределение поля.

Поскольку $h^p = [\rho_0 D]$, $h^m = [\rho_0 [m \rho_0]]$, то, используя (9) — (12), для h^2 получим

$$h^2 = e_x(\mu a_1 + \nu b_1) + e_y(\mu a_2 - \nu b_2) + e_z(\mu a_3 + \nu b_3), \quad (16)$$

где

$$a_1 = \sin \varphi \sin \theta \cos \beta \sin \gamma - \sin \beta \cos \theta, \quad b_1 = \sin \beta \cos \gamma - A \cos \varphi \sin \theta,$$

$$a_2 = \cos \theta \cos \beta \cos \gamma - \cos \varphi \sin \theta \cos \beta \sin \gamma, \quad b_2 = \cos \beta + A \sin \varphi \sin \theta,$$

$$a_3 = \cos \varphi \sin \theta \sin \beta - \sin \varphi \sin \theta \cos \beta \cos \gamma, \quad b_3 = \sin \beta \sin \gamma - A \cos \theta,$$

$$A = \cos \varphi \sin \theta \sin \beta \cos \gamma - \sin \varphi \sin \theta \cos \beta + \cos \theta \sin \beta \sin \gamma.$$

Подставляя (12) и (16) в (14), имеем

$$i^2 = e_x f_1 + e_y f_2 + e_z f_3, \quad (17)$$

где

$$f_1 = - \left[\mu \left(a_2 \sin \frac{\theta}{2} + a_3 \sin \varphi \cos \frac{\theta}{2} \right) + \nu \left(b_3 \sin \varphi \cos \frac{\theta}{2} - b_2 \sin \frac{\theta}{2} \right) \right]; \quad (18)$$

$$f_2 = \mu \left(a_1 \sin \frac{\theta}{2} + a_3 \cos \varphi \cos \frac{\theta}{2} \right) + \nu \left(b_1 \sin \frac{\theta}{2} + b_3 \cos \varphi \cos \frac{\theta}{2} \right); \quad (19)$$

$$f_3 = \mu \left(a_1 \sin \varphi \cos \frac{\theta}{2} - a_2 \cos \varphi \cos \frac{\theta}{2} \right) + \nu \left(b_1 \sin \varphi \cos \frac{\theta}{2} + b_2 \cos \varphi \cos \frac{\theta}{2} \right). \quad (20)$$

Рассмотрим связь поляризации облучателя с поляризацией поля в центре раскрыва. Пусть вектор E поля в раскрыве антенны повернут на угол ω относительно оси Ox . Тогда из (2) и (3) следует

$$E_0 = E_x \cos \omega + E_y \sin \omega, \quad E_{кр} = -E_x \sin \omega + E_y \cos \omega. \quad (21)$$

Поскольку из (13) получаем $E_0 = -I_0$, $E_{кр} = -I_{кр}$, $E_x = -I_x$, $E_y = -I_y$, то

$$\frac{E_y}{E_x} = \frac{I_y}{I_x} = \operatorname{tg} \omega. \quad (22)$$

После подстановки координат центра зеркала ($\theta = \pi - \gamma$, $\varphi = 0$) в (18) и (19) из (17) имеем

$$\frac{I_y}{I_x} = \frac{f_2}{f_1} = \operatorname{tg} \beta. \quad (23)$$

Сравнивая (22) и (23), получаем $\omega = \beta$. Следовательно, угол поворота вектора E в центре раскрыва несимметричной или осесимметричной параболической антенны относительно оси Ox в плоскости xu равен углу поворота электрического диполя облучателя, представляющего совокупность электрического и магнитного диполей, относительно оси Ox' в плоскости $x'y'$. Хотя доказательство проведено для случая облучателя с линейной поляризацией, оно справедливо для общего случая эллиптической поляризации, так как любое произвольно поляризованное поле можно представить в виде двух ортогональных в пространстве линейно-поляризованных полей, имеющих определенный фазовый сдвиг.

Анализ формулы (7) с учетом (18)–(20) показывает, что в общем случае несимметричного параболического зеркала при заданных форме основного распределения и типе облучателя будет существовать вполне определенное кросс-поляризационное распределение. Рассмотрим более подробно случай осесимметричного зеркала. Используя (7), (18)–(20) и полагая $\omega = \beta = \gamma = 0$, получим

$$E_{\text{кр}}(x, y) = -E_0(x, y) \frac{(\mu - \nu) \sin 2\varphi \sin \theta \cos \frac{\theta}{2}}{2(\mu + \nu) \sin^2 \frac{\theta}{2} - (\mu - \nu) \cos 2\varphi \sin \theta \cos \frac{\theta}{2}}; \quad (24)$$

$$T(\theta, \varphi) = \rho \frac{E_0(x, y)}{f_1} = E_0(x, y) \rho \frac{1}{(\mu + \nu) \sin^2 \frac{\theta}{2} - \frac{1}{2} (\mu - \nu) \cos 2\varphi \sin \theta \cos \frac{\theta}{2}}. \quad (25)$$

Как видно из (24), при $\mu = \nu$ $E_{\text{кр}} = 0$. Таким образом, если облучатель идеальный, «оптического» типа (элемент Гюйгенса), то в распределении поля в раскрыве отсутствует кросс-поляризационная компонента и в приближении Кирхгофа кросс-поляризационная диаграмма антенны формируется только за счет продольной компоненты тока. Как известно, в этом гипотетическом случае (практически он трудно реализуем) необходимо учитывать дифракционные поправки к току, в первую очередь — ближнее поле облучателя.

Из (24) также ясно, что положение максимума кросс-поляризационного распределения поля не лежит в плоскости $\varphi = \pi/4$, а сложным образом зависит от φ . Местоположение максимума кросс-поляризации в раскрыве можно определить из (24) обычным путем, исследуя его на экстремум. Однако в общем случае при $\frac{\partial E_0(x, y)}{\partial \varphi} \neq 0$ для определения положения максимума $E_{\text{кр}}(x, y)$ по координате φ (т. е. φ_m) необходимо решение алгебраического уравнения четвертой степени общего вида. Если основное распределение поля $E_0(x, y)$ не зависит от φ , то, как легко показать, φ можно определить по формуле

$$\varphi_m = \frac{1}{2} \arccos \left(\frac{\mu - \nu}{\mu + \nu} \operatorname{ctg}^2 \frac{\theta}{2} \right). \quad (26)$$

Ясно, что в этом случае φ_m не зависит от формы основного распределения, а определяется поляризационными характеристиками облучателя и θ .

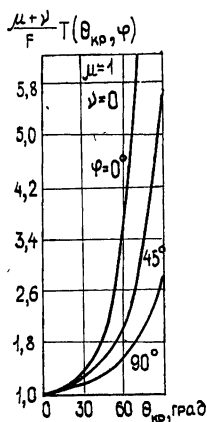
При проведении расчетов скалярных диаграмм обычно предполагается, что распределение поля в раскрыве связано с диаграммой направленности облучателя соотношением

$$E_a(x, y) = \frac{1}{\rho} T(\theta, \varphi). \quad (27)$$

Сравнение формул (25) и (27) показывает, что приближение (27) действует при выполнении условий $\mu \rightarrow \nu$ и $\theta \rightarrow \pi$, т. е. в случае длиннофокусных зеркал с идеальными облучателями. Для получения в раскрыве равномерного распределения на основной поляризации ($E_0 = 1$) требуется облучатель с диаграммой

$$T(\theta, \varphi) = F \frac{1}{\left[(\mu + \nu) \sin^3 \frac{\theta}{2} - \frac{1}{2} (\mu - \nu) \cos 2\varphi \sin \theta \cos \frac{\theta}{2} \right] \sin^2 \frac{\theta}{2}},$$

где F — фокусное расстояние зеркала. На рис. 2 показаны зависимости $[(\mu + \nu)/F]T(\theta, \varphi)$ от $\theta_{кр}$ ($\theta_{кр} = \pi - \theta$) в различных сечениях по φ ($0, \frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{4}$) для облучателя типа электрического диполя ($\mu = 1, \nu = 0$).



Из рисунка и расчетов следует, что с помощью облучателя типа электрического или магнитного диполя при $F/D \leq 0,25$ (D — диаметр раскрыва) невозможно создать равномерное распределение. При облучателях типа электрического или магнитного диполей для создания равномерного распределения необходимо иметь диаграмму облучателя с определенной зависимостью от φ .

Рис. 2. Форма диаграммы облучателя при равномерном распределении поля на основной поляризации в раскрыве зеркала.

На рис. 3 показаны зависимости диаграмм облучателя от φ , необходимые для получения равномерного основного распределения поля в раскрыве. На рис. 4 приведены кросс-поляризационные распределения, рассчитанные по формуле (7) для равномерного основного распределения. Видно, что кросс-поляризационные распределения при облучателях в виде электрического и магнитного диполей противоположны по знаку.

Проведенные расчеты кросс-поляризационных распределений поля при различных формах и уровнях на краю зеркала основного распределения поля показывают, что уровень кросс-поляризационного распределения тем ниже, чем ниже уровень основного распределения на краю зеркала и чем выше скорость спада основного распределения.

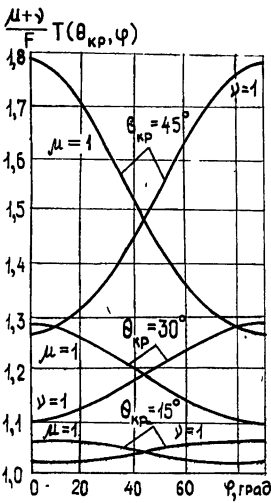


Рис. 3.

Рис. 3. Изменение диаграммы облучателя в зависимости от φ при различных значениях $\theta_{кр}$ для зеркальной антенны.

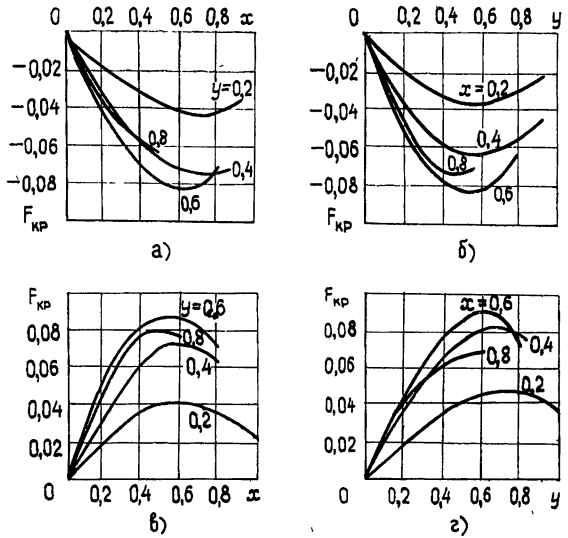


Рис. 4.

Рис. 4. Кросс-поляризованное распределение поля в раскрыве зеркала при $F/D=0,5$ (а, б — $\mu = 1, \nu = 0$; в, г — $\mu = 0, \nu = 1$).

3. ЛИНЗОВЫЕ АНТЕННЫ

В случае диэлектрической линзовой антенны ($n > 1, n$ — коэффициент преломления), линза которой образована двумя поверхностями вращения (или их частями) с общей осью симметрии, моменты электрического и магнитного диполей облучателя можно представить в виде

$$p = \mu [\cos \beta (\cos \gamma e_x - \sin \gamma e_z) + \sin \beta e_y]; \quad (28)$$

$$m = \nu [\cos \beta e_y - \sin \beta (\cos \gamma e_x - \sin \gamma e_z)]. \quad (29)$$

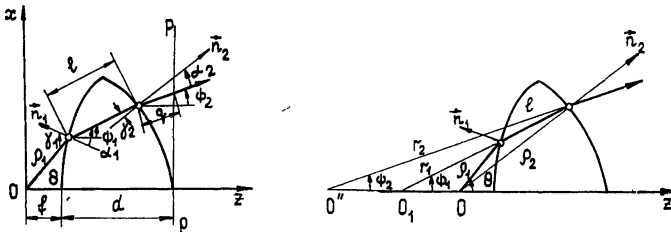


Рис. 5. Геометрия двупреломляющей линзы, падающего и преломленного лучей.

Выражения (28), (29) отличаются от (9), (10), так как изменилось направление электрической оси облучателя и направление его наклона (под углом γ). Учитывая методику работы [4], а также используя обозначения, приведенные на рис. 5, легко записать выражение для векторного распределения поля в раскрыве линзы:

$$E_a = E_m Q T(\theta, \varphi) \exp(j \Psi_m) T_1'' T_2'' \{ [\cos \varphi \cos \Psi_2 e_0^z - \sin \varphi \cos(\gamma_1 - \alpha_1) \times \\ \times \cos(\gamma_2 - \alpha_2) e_\varphi^z] e_x + [\sin \varphi \cos \Psi_2 e_0^z + \cos \varphi \cos(\gamma_1 - \alpha_1) \cos(\gamma_2 - \alpha_2) e_\varphi^z] e_y \}, \quad (30)$$

где T_m'' — коэффициент прохождения параллельной плоскости падения компоненты поля через внутреннюю ($m = 1$) или внешнюю ($m = 2$) поверхности линзы, e_0^z и e_φ^z — компоненты единичного вектора электрического поля в сферической системе координат. В общем случае приведенные величины равны [4]

$$e^z = e^p + e^m = [p - (p \rho_0) \rho_0] + [m \rho_0], \quad e_0^z = (e^z e_0), \quad e_\varphi^z = (e^z e_\varphi); \quad (31)$$

$$Q = \frac{r_1 r_2}{\rho_1 (r_1 + l) (r_2 + q)}, \quad \Psi_m = k(\rho_1 + nl + q); \quad (32)$$

$$T_m'' = \frac{2 \cos \gamma_m \sin \alpha_m}{\sin(\gamma_m + \alpha_m) \cos(\gamma_m - \alpha_m)}, \quad (33)$$

где e^z — единичный вектор электрического поля облучателя, e^p и e^m — единичные векторы электрического поля электрического и магнитного диполей соответственно, r_1 , r_2 , ρ_1 , l , q , γ_m , α_m показаны на рис. 5, k — волновое число, e_0 и e_φ — единичные векторы сферической системы координат, $m = 1, 2$.

Сравнивая (4) и (30), легко найти выражения для f_1 и f_2 линзовой антенны (опущены множители T_1'' , T_2''):

$$f_1 = \cos \varphi \cos \Psi_2 e_0^z - \sin \varphi \cos(\gamma_1 - \alpha_1) \cos(\gamma_2 - \alpha_2) e_\varphi^z; \quad (34)$$

$$f_2 = \sin \varphi \cos \Psi_2 e_0^z + \cos \varphi \cos(\gamma_1 - \alpha_1) \cos(\gamma_2 - \alpha_2) e_\varphi^z. \quad (35)$$

Формулы (34) и (35) справедливы для общего случая линзы и облучателя: линза несимметричная, облучатель имеет произвольную поляризационную характеристику. Для выбранного типа облучателя в виде совокупности электрического и магнитного диполей можно более конкретно определить e_0^z и e_φ^z . Подставляя (28) и (29) в (31), а также учитывая, что

$$e_0 = e_x \cos \theta \cos \varphi + e_y \cos \theta \sin \varphi - e_z \sin \theta, \quad e_\varphi = -e_x \sin \varphi + e_y \cos \varphi,$$

после громоздких преобразований получим

$$e_0^z = a \mu + b \nu, \quad e_\varphi^z = a^* \mu + b^* \nu, \quad (36)$$

$$a = \cos \gamma \cos \beta \cos \theta \cos \varphi + \sin \beta \cos \theta \sin \varphi + \sin \gamma \cos \beta \sin \theta,$$

$$b = \cos \beta \cos \varphi + \sin \beta \cos \gamma \sin \varphi,$$

$$a^* = \sin \beta \cos \varphi - \cos \gamma \cos \beta \sin \varphi,$$

$$b^* = -\cos \beta \cos \theta \sin \varphi + \sin \beta \sin \gamma \sin \theta + \sin \beta \cos \gamma \cos \theta \cos \varphi.$$

Дальнейшая конкретизация выражений (34) и (35) возможна при выборе геометрии линзы. Например, для осесимметричной фокусирующей линзы ($\gamma = 0$, $\Psi_2 = 0$) из (34) и (36) следует

$$f_1 = (\mu \cos \theta + \nu) \cos \varphi \cos(\varphi - \beta) + (\mu + \nu \cos \theta) \sin \varphi \sin(\varphi - \beta) \times \\ \times \cos(\gamma_1 - \alpha_1) \cos(\gamma_2 - \alpha_2); \quad (37)$$

$$f_2 = (\mu \cos \theta + \nu) \sin \varphi \cos(\varphi - \beta) - (\mu + \nu \cos \theta) \cos \varphi \sin(\varphi - \beta) \times \\ \times \cos(\gamma_1 - \alpha_1) \cos(\gamma_2 - \alpha_2). \quad (38)$$

Рассмотрим гиперболическую и эллиптическую линзы — наиболее распространенные типы используемых на практике фокусирующих линзовых антенн. Для гиперболической линзы $\gamma_2 = \alpha_2 = 0$, $\gamma_1 - \alpha_1 = \theta$, $Q_1 = \frac{1}{\rho_1}$, $\Psi_n = k(\rho_1 + nl)$, для эллиптической линзы $\gamma_1 = \alpha_1 = 0$, $\alpha_2 - \gamma_2 = \theta$, $Q = \frac{1}{\rho_2}$, $\Psi_n = k(\rho_1 + nl + q)$. Отсюда, используя (37) и (38), имеем

$$f_1 = (\mu \cos \theta + \nu) \cos \beta - \nu \sin^2 \theta \sin \varphi \sin(\varphi - \beta); \quad (39)$$

$$f_2 = (\mu \cos \theta + \nu) \sin \beta + \nu \sin^2 \theta \cos \varphi \sin(\varphi - \beta). \quad (40)$$

Легко показать, что в случае фокусирующих линз рассматриваемых типов угол поворота вектора E поля в центре раскрыва ω связан с углом поворота диполей облучателя β простым соотношением

$$\operatorname{tg} \omega = \frac{f_2}{f_1} = \cos \gamma \operatorname{tg} \beta. \quad (41)$$

Формула (41) получена из (34) — (36), (2), (3) и (6) при подстановке координат центра раскрыва ($\theta = \gamma$, $\varphi = 0$). Для осесимметричной линзы $\gamma = 0$, $\omega = \beta$. Если у осесимметричных гиперболической или эллиптической линз для определенности положить $\beta = 0$, то, используя (8), (39) и (40), получим

$$E_{\text{кр}}(x, y) = E_0(x, y) \frac{\frac{1}{2} \nu \sin^2 \theta \sin 2\varphi}{\mu \cos \theta + \nu(1 - \sin^2 \theta \sin^2 \varphi)}. \quad (42)$$

Из выражения (42) видно, что кросс-поляризационная компонента поля в раскрыве отсутствует для облучателя типа электрического диполя ($\nu = 0$) и что максимум $E_{\text{кр}}(x, y)$ не находится в плоскости $\varphi = \pi/4$.

Как и для зеркальной антенны при $\frac{\partial E_0(x, y)}{\partial \varphi} \neq 0$, для определения φ_m необходимо найти корни алгебраического уравнения четвертой степени общего вида. В отсутствие зависимости $E_0(x, y)$ от φ , отыскивая обычным способом положение максимума функции (42) по координате φ , легко получить

$$\varphi_m = \frac{1}{2} \arccos \left[- \frac{\nu \sin^2 \theta}{\nu(1 + \cos^2 \theta) + 2\mu \cos \theta} \right] = \arcsin \sqrt{\frac{\nu + \mu \cos \theta}{\nu(1 + \cos^2 \theta) + 2\mu \cos \theta}}. \quad (43)$$

Видно, что положение максимума $E_{\text{кр}}(x, y)$ по φ зависит от поляризационной характеристики облучателя (μ/ν) и угловой координаты θ (т.е. от величины $\sqrt{x^2 + y^2}$). Ясно также, что оно не зависит от формы амплитудного распределения на основной поляризации, если она не зависит от угла φ . На рис. 6 показаны графики, характеризующие зависимость φ_m от θ для различных значений μ/ν для линзы и зеркала, рассчитанные по формулам (26) и (43). Для зеркала на оси абсцисс отложен угол $(\pi - \theta)$, а для линзы — θ .

Легко показать, что, как и в случае параболической антенны, для реализации на основной поляризации равномерного амплитудного

распределения (или распределения, не зависящего от φ) необходима диаграмма облучателя со сложной зависимостью от φ . Используя (30) и (39) и полагая $\beta = 0$ (вертикальная поляризация), получим

$$T(\theta, \varphi) = \frac{E_0(x, y)}{QT_1''T_2''} \frac{1}{f_1} = \frac{E_0(x, y)}{QT_1''T_2''} \frac{1}{(\mu \cos \theta + \nu) - \nu \sin^2 \theta \sin^2 \varphi}. \quad (44)$$

Поскольку $QT_1''T_2''$ зависит от типа линзы и координаты θ , то зависимость $T(\theta, \varphi)$ от φ определяется множителем $1/f_1$. На рис. 7 показаны зависимости диаграмм облучателя по φ , необходимые для получения равномерного основного амплитудного распределения поля в раскрыве.

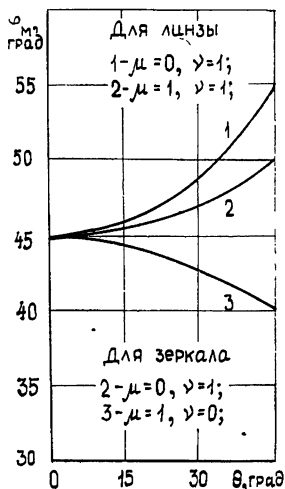


Рис. 6.

Рис. 6. Зависимость φ_m от θ для различных μ/ν .

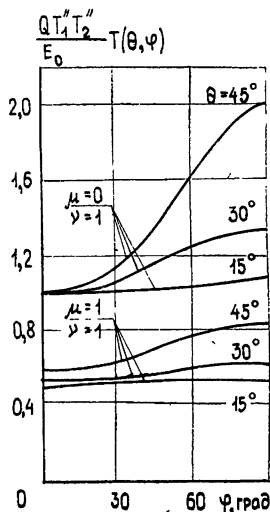


Рис. 7.

Рис. 7. Изменение диаграммы облучателя в зависимости от φ при различных значениях θ для линзовой антенны.

4. ВЫВОДЫ

1) Получена общая формула, позволяющая осуществлять синтез кросс-поляризованного распределения поля в раскрыве антенны оптического типа по известному основному при произвольных поляризационных характеристиках облучателя и геометрии антенны.

2) Показано, что фазовое распределение на кросс-поляризации идентично основному и может отличаться на π за счет изменения знака амплитудного распределения. Определено, что форма и относительная величина кросс-поляризованного распределения зависит от поляризационных характеристик облучателя, степени несимметрии зеркала или линзы, типа и геометрии антенны и формы основного распределения.

3) Доказано, что угол поворота вектора E в центре раскрыва несимметричной и осесимметричной параболической антенны равен углу поворота диполей идеализированного облучателя в плоскости, перпендикулярной электрической оси облучателя. Для линзовой антенны эта

закономерность не имеет места и зависимость углов поворота более сложная.

4) Найдена возможность расчета кросс-поляризационных диаграмм антенн оптического типа по распределению поля в раскрыве, которое дает идеализированный облучатель, представляющий совокупность электрического и магнитного диполей и обеспечивающий заданное распределение поля на основной поляризации. Показано, что уровень кросс-поляризационного распределения тем ниже, чем ниже уровень поля основной поляризации на краю раскрыва и чем выше скорость спада основного распределения.

5) Выяснено, что местоположение максимума кросс-поляризационного распределения по φ зависит от поляризационной характеристики облучателя (μ/ν) и координаты θ и не зависит от формы основного распределения, если она не зависит от φ . Показано, что для реализации осесимметричного распределения на основной поляризации необходимо иметь диаграмму облучателя со сложной зависимостью по углу φ . Доказана невозможность формирования равномерного амплитудного распределения для зеркал с $F/D \leq 0,25$ с помощью реальных облучателей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. К ю н, Микроволновые антенны, изд. Судостроение, Л, 1967.
2. L. R a b u r n, IRE Trans. on Ant. and Prop., AP-8, № 1, 43 (1960).
3. В. М. Г и н з б у р г, И. Н. Б е л о в а, Расчет параболических антенн, изд. Сов. радио, М., 1959.
4. В. П. Н а р б у т, Докл. АН УССР, серия А, 11, 1034 (1975).

Поступила в редакцию
3 мая 1976 г.

TO CALCULATION OF APERTURE ANTENNA VECTOR DIAGRAMS

V. P. Narbut

A general formula is derived permitting to realize the synthesis of cross-polarization field distribution in the antenna aperture according to the known main distribution at the arbitrary polarization characteristics of the feed (consisting of a set of electric and magnetic dipoles) and the arbitrary antenna geometry. For partial cases of mirror parabolic and dielectric lens antennas the relation between polarization of the field in the aperture and that of the feed is established. The dependence of the position of the cross-polarization field distribution maximum in the aperture on the polarization characteristics of the feed and some other irregularities are found, as well,