

УДК 535.41

© 1997 г. В.В. СИДОРЕНКОВ, В.В. ТОЛМАЧЕВ

НАПРАВЛЕННОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ АНТЕННЫ И ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ МОД ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

Сформулирована и доказана теорема об оценке сверху коэффициента направленного действия антенны с заданным мультипольным составом. На основе интерференционной теории приемной антенны предложен метод синтеза устройств, преобразующих моду поля одной электромагнитной волны в моду другой электромагнитной волны.

Постановка задачи синтеза антенных устройств высокой направленности электромагнитного (ЭМ) излучения с размерами порядка и меньше длины волны базируется на так называемой теореме о сверхнаправленности (супергейне), доказанной в 1922 г. Озееном [1]. Теорема утверждает, что уравнения электродинамики Максвелла не противоречат идее создания классической электродинамической системы произвольно малых размеров со сколь угодно высокой направленностью излучения. Доказательство существенно опирается на математическую теорему Вейерштрасса о возможности аппроксимации с произвольно заданной точностью любой непрерывной функции, определенной на конечном отрезке, с помощью полинома. Несмотря на строгую электродинамическую теорему Озеена, до настоящего времени проблема супергейна далека от практического разрешения [2].

Критическое соображение, позволяющее объяснить, почему не удается создать остронаправленную антенну малых размеров (супергейн), было высказано в 1948 г. Тейлором [3]. Кратко изложим данное возражение, которое надо понимать не как строгий запрет, а как предвидение очень серьезных трудностей на пути по практическому созданию супергейна.

Пусть антенна должна излучать плоскую гармоническую ЭМ-волну частоты ω , распространяющуюся вдоль оси x и линейно поляризованную вдоль оси y . Разложим эту волну по сферическим гармоникам. Считаем, что $x = r \cos \theta$, где r – расстояние до точки наблюдения ЭМ-волны, θ – полярная угловая координата точки наблюдения относительно x . Тогда [4]

$$e^{ikx} = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l P_l(\cos \theta) \left(\frac{\pi}{2kr} \right)^{1/2} J_{l+1/2}(kr), \quad (1)$$

где $P_l(\cos \theta)$ – полином Лежандра и $J_{l+1/2}$ – сферическая функция Бесселя, k – волновое число. При малых kr сферическая функция Бесселя описывается асимптотической формулой

$$J_{l+1/2}(kr) \approx \left(\frac{2kr}{\pi} \right)^{1/2} \frac{(2kr)^l l!}{(2l+1)!},$$

которая показывает, что $J_{l+1/2}(kr) \sim Cr^l$ при $kr \ll 1$. При $kr \gg 1$ имеем другую асимп-

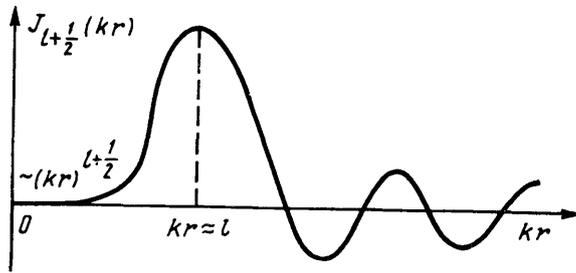


Рис. 1

точечную формулу

$$J_{l+1/2}(kr) \approx \left(\frac{2}{\pi kr}\right)^{1/2} \sin\left(kr - \frac{1}{2}l\pi\right),$$

т.е. функцию, гармонически осциллирующую в пространстве с периодом $\lambda = 2\pi/k$.

На рис. 1 схематически показано поведение бесселевой функции большого порядка l . Видно, что при $l \gg 1$ функция Бесселя имеет практически нулевые значения вплоть до точки $r = l/k$. Область $kr > l$ является дифракционной "областью света", область $kr \ll l$ - "областью тени". Дипольная антенна излучает только сферическую гармонику $l = 1$, описываемую полиномом Лежандра $P_1(\cos \theta) = \cos \theta$. Антенна с острой диаграммой направленности должна излучать большое число сферических гармоник, вплоть до некоторой предельной порядка l_{max} . Приведенное разложение плоской волны по сферическим гармоникам (1) показывает, что для эффективного излучения гармоники порядка l необходимо иметь антенну радиуса $r \approx l\lambda/2\pi$ (см. рис. 1). При размере антенны $r \ll l\lambda/2\pi$ возбудить гармонику $l \gg 1$ крайне трудно, так как ее амплитуда порядка $(kr)^{l+1/2}$, т.е. очень близка к нулю (см. рис. 1), а потому необходимо возбуждать в антенне электрический ток очень точного пространственного профиля.

В настоящее время идут по первому пути, создают антенны высокой направленности с размерами, много большими длины волны. Например, если необходимо излучить, скажем, сто гармоник ($l_{max} \sim 100$), то антенна должна иметь размеры $r_0 \approx l_{max}\lambda/2\pi$, т.е. порядка десятка длин волн. Таким образом, обсуждаемое критическое замечание Тейлора [3] указывает на очень серьезные трудности, которые предстоит преодолеть на пути практического создания малогабаритных антенн типа "супергейна".

Представление собственного ЭМ-поля излучения произвольной антенны в виде разложения по фундаментальным мультипольным полям позволяет доказать строгую электродинамическую теорему об оценке сверху значения коэффициента направленного действия (КНД) передающей антенны, уточняющую теорему Озеена [1] о супергейне.

Ради определенности здесь ограничимся рассмотрением магнитной антенны произвольного мультипольного состава, излучающей строго гармоническое ЭМ-излучение угловой частоты ω и волнового числа $k = \sqrt{\epsilon_0\mu_0}\omega$. Для такой антенны сферические компоненты электрической напряженности ЭМ-поля даются формулами

$$E_\theta = \sum_{lm} c(l,m) i\omega\mu_0 \zeta_l^{(1)}(kr) \frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial Y_{lm}}{\partial\varphi} e^{-i\omega t},$$

$$E_\varphi = \sum_{lm} c(l,m) i\omega\mu_0 \zeta_l^{(1)}(kr) \frac{\partial Y_{lm}}{\partial\theta} e^{-i\omega t}, \quad (2)$$

$$E_r = 0$$

и магнитной напряженности – формулами

$$\begin{aligned}
 H_{\theta} &= \sum_{lm} c(l, m) \left(\frac{d\zeta_l^{(1)}(kr)}{dr} + \frac{\zeta_l^{(1)}(kr)}{r} \right) \frac{\partial Y_{lm}}{\partial \theta} e^{-i\omega t}, \\
 H_{\varphi} &= \sum_{lm} c(l, m) \left(\frac{d\zeta_l^{(1)}(kr)}{dr} + \frac{\zeta_l^{(1)}(kr)}{r} \right) \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial Y_{lm}}{\partial \varphi} e^{-i\omega t}, \\
 H_r &= \sum_{lm} c(l, m) l(l+1) \frac{\zeta_l^{(1)}(kr)}{r} Y_{lm} e^{-i\omega t},
 \end{aligned} \tag{3}$$

где r, θ, φ – сферические координаты с центром в антенне с произвольно направленной осью z .

Комплексные числа $c(l, m)$ ($l = 1, 2, \dots; m = -l, -l + 1, \dots, l$) считаются заданными; они характеризуют мультипольный состав рассматриваемой произвольной магнитной антенны.

Функции Y_{lm} – обычные сферические функции, функция

$$\zeta_l^{(1)}(kr) = \sqrt{\frac{\pi}{2kr}} H_{l+\frac{1}{2}}^{(1)}(kr),$$

где $H_{l+\frac{1}{2}}^{(1)}$ – функция Ганкеля первого рода полуцелого аргумента.

Коэффициент направленного действия антенны в направлении, характеризуемом углами θ, φ , дается выражением

$$D(\theta, \varphi) = \lim_{r \rightarrow \infty} \left[4\pi \frac{r^2 \langle S_r \rangle}{\mathcal{E}} \right] = \frac{4\pi}{\mathcal{E}} \lim_{r \rightarrow \infty} [r^2 \langle S_r \rangle], \tag{4}$$

в которое входит усредненная по периоду колебаний $T = 2\pi/\omega$ радиальная компонента вектора Пойнтинга

$$\langle S_r \rangle = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \{ E_{\theta} H_{\varphi}^* - E_{\varphi} H_{\theta}^* \},$$

где $*$ означает комплексное сопряжение.

Усредненный по периоду колебаний T полный поток ЭМ-энергии, излучаемый антенной, дается формулой

$$\mathcal{E} = r^2 \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} \sin \theta d\theta \langle S_r \rangle = \frac{\omega \mu_0}{2k} \sum_{lm} l(l+1) |c(l, m)|^2. \tag{5}$$

Используя асимптотические формулы для приведенных полей (2), (3) при $r \rightarrow \infty$, получим для усредненного потока $\langle S_r \rangle$ в направлении, характеризуемом углами θ, φ , формулу

$$\begin{aligned}
 \lim_{r \rightarrow \infty} [r^2 \langle S_r \rangle] &= \frac{\omega \mu_0}{16\pi k} \sum_l \sum_{l'} [(2l+1)l(l+1)]^{1/2} [(2l'+1)l'(l'+1)]^{1/2} \times \\
 &\times \operatorname{Re} \{ i^{l-l'} [c(l, 1)c^*(l', 1) + c(l, -1)c^*(l', -1)] \}.
 \end{aligned} \tag{6}$$

Как видим, в нее вошли только мультиполи lm и $l'm'$ при $m = \pm 1$ и $m' = \pm 1$; остальные мультиполи вкладов не дают.

Так как мультипольный состав антенны произвольный, то можно без ограничения общности рассмотреть в качестве произвольного направления только направление $\theta = 0, \varphi = 0$. Опуская в знаменателе приведенного выражения для $D(0, 0)$ поло-

жительные слагаемые, соответствующие мультиполям $c(l, m)$ с $|m| \neq 1$, что увеличивает дробь, получим неравенство

$$D(0, 0) \leq \frac{A}{2B}, \quad (7)$$

где

$$A = \sum_l \sum_{l'} [(2l+1)l(l+1)]^{1/2} [(2l'+1)l'(l'+1)]^{1/2} (b_{l,1} b_{l',1}^* + b_{l,-1} b_{l',-1}^*),$$

$$B = \sum_l l(l+1)(b_{l,1} b_{l,1}^* + b_{l,-1} b_{l,-1}^*)$$

и где использованы удобные обозначения

$$b_{lm} = (-i)^l c(l, m), \quad b_{lm}^* = i^l c^*(l, m).$$

Найдем теперь такой мультипольный состав антенны, для которого ее коэффициент направленного действия $D(0, 0)$ принимает максимальное значение, для чего найдем максимум функции $A/2B$ независимых переменных $b_{l,1}$ и $b_{l,-1}$.

Легко убедиться, что максимум достигается при значениях $b_{l,\pm 1}$, удовлетворяющих следующим уравнениям:

$$b_{l,\pm 1} = \left[\frac{2l+1}{l(l+1)} \right] \frac{K_{\pm 1} B}{A}, \quad (8)$$

где

$$K_{\pm 1} = \sum_l [(2l+1)l(l+1)]^{1/2} b_{l,\pm 1};$$

при этом максимальное значение $D(0, 0)$ равно

$$D_{max}(0, 0) = \sum_l (2l+1). \quad (9)$$

Если антенна содержит все мультиполи $l = 1, 2, \dots$ до бесконечности, то сумма $\sum_l (2l+1)$ обращается в бесконечность и наши вычисления становятся бессмысленными. Поэтому ограничим мультипольный состав антенны некоторым максимальным мультипольным моментом $l_{max} = L$, т.е. будем считать, что в нашей магнитной антенне представлены только мультиполи $l = 1, \dots, L$.

Тогда $\sum_{l=1}^L (2l+1) = L(L+2)$, так что для магнитной антенны оптимального состава с максимальным мультипольным моментом L имеем следующее значение коэффициента направленного действия:

$$D(0, 0) = \frac{A}{2B} = \frac{1}{2} L(L+2). \quad (10)$$

Таким образом, мы доказали следующую теорему о коэффициенте направленного действия магнитной антенны ограниченного мультипольного состава.

Теорема. Коэффициент направленного действия магнитной антенны, излучающей произвольный набор мультипольных полей lm , моменты которых ограничены условием $l \leq L$, где L – некоторое фиксированное число, удовлетворяет неравенству

$$D \leq \frac{1}{2} L(L+2),$$

причем равенство достигается при интенсивностях излучения отдельных мультиполей, удовлетворяющих условию

$$\mathcal{E}_l = C(2l+1),$$

где C – некоторая постоянная, причем интенсивность излучения дается суммой

$$\mathcal{E} = \sum_{l=1}^L \mathcal{E}_l = \frac{C}{2} L(L+2).$$

Эта теорема существенно уточняет известную теорему Озеена [1] о супергейне. Наша теорема показывает, что, взяв L очень большим (в пределе $L = \infty$), мы действительно можем получить в согласии с теорией Озеена диаграмму направленности излучателя со сколь угодно высокой направленностью (бесконечной в пределе $L = \infty$). Однако наша теорема утверждает также, что такая остронаправленная антенна должна излучать очень большую (бесконечную в пределе $L = \infty$) энергию. Озеен [1] не рассмотрел полную энергию, излучаемую в пределе бесконечно острой направленной антенны, в исследуемом им решении уравнений Максвелла. Если бы он сделал это, то получил бы неутешительный результат, убедившись, что энергия излучения равна бесконечности.

Согласно нашей сформулированной теореме можно оценить величину коэффициента направленного действия любой реальной антенны. Например, если антенна способна излучать только дипольное и квадрупольное поля ($L = 2$), то ее максимальный КНД, согласно (10), равен $D_{max} = \frac{1}{2} \cdot 2 \cdot 4 = 4$. Антенна, излучающая мультипольные поля с моментами l вплоть до $L = 10$, имеет $D_{max} = 60$. Для антенны с $L = 100$ получаем $D_{max} = 5100$.

В [5] отмечается, что любая приемная антенна, вне зависимости от степени согласования ее с нагрузкой, рассеивает в окружающее ее пространство часть падающей на нее энергии. Приводится рассуждение, показывающее, что если в антенну действительно поступает некоторая мощность, то это может быть только при наличии рассеяния. Суть его такова, что поток энергии от полного поля $\vec{E}_0 + \vec{E}_{рас}$, $\vec{H}_0 + \vec{H}_{рас}$ (\vec{E}_0 , \vec{H}_0 – поле падающей первичной волны, $\vec{E}_{рас}$, $\vec{H}_{рас}$ – поле волны, рассеянное антенной), протекающий внутрь через некоторую замкнутую поверхность S , окружающую антенну, характеризующий принимаемую антенной мощность, дается интегралом

$$\begin{aligned} \mathcal{E} = & -\frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_S [(\vec{E}_0 + \vec{E}_{рас}) \times (\vec{H}_0^* + \vec{H}_{рас}^*)]_n dS = -\frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_S [\vec{E}_0 \times \vec{H}_0^*]_n dS - \\ & -\frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_S [\vec{E}_{рас} \times \vec{H}_{рас}^*]_n dS - \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_S \{[\vec{E}_0 \times \vec{H}_{рас}^*]_n + [\vec{E}_{рас} \times \vec{H}_0^*]_n\} dS. \end{aligned} \quad (11)$$

Очевидно, что в (11) первый интеграл всегда равен нулю, а второй и третий равны нулю при отсутствии рассеяния ($\vec{E}_{рас} = 0$, $\vec{H}_{рас} = 0$). Таким образом, действительно, как отмечается в [5], "если антенна не рассеивает, то она ничего не принимает". Повидимому, впервые в 1942 г. Слэтер [6] показал, что формально вводимая в теории антенн "наведенная ЭДС" физически обосновывается концепцией интерференционного энергетического взаимодействия дипольного ЭМ-излучателя с внешним ЭМ-полем принимаемой волны, так как мощность "наведенной ЭДС" в цепи антенны в точности равна интегральному интерференционному потоку ЭМ-энергии, поступающему на антенну (см. третий интеграл соотношения (11)). В итоге Слэтер доказал [6], что ЭМ-антенна принципиально является интерференционным устройством.

Интерференционная теория приемной антенны получила дальнейшее развитие в исследованиях [7], посвященных изучению физики приема ЭМ-сигналов в радио и СВЧ-диапазонах на антенну, работающую в режиме активного когерентного излучения на несущей частоте принимаемого сигнала. Экспериментально установлено и теоретически обоснована возможность приема на активную антенну ультраслабых (20–30 дБ ниже порога чувствительности приемника в режиме пассивного приема) ЭМ-сигналов. Физически указанный эффект состоит в том, что приемником теперь

фиксируется энергия не самого сигнала, которая ничтожно мала, а изменения энергии колебаний в ближней (реактивной) зоне антенны, излучающей при наличии поля сигнала. Указанные изменения энергии обусловлены явлением интерференции этих полей и несут информацию о параметрах принимаемого сигнала. Интересно, что теоретически возможность подобного эффекта независимо предсказана в работе [8] без указания технических применений.

Фундаментальная роль явлений интерференции в процессах излучения и поглощения ЭМ-энергии, которая, по нашему мнению, в электродинамике должным образом еще не оценена, демонстрируется также на примере эффекта ЭМ туннельной интерференции [9, 10] – интерференции встречных когерентных ЭМ-волн в средах с комплексным показателем преломления. Показано, что, когда среда поглощающая (и даже сильно поглощающая – металлы), интерференционный поток встречных волн отличен от нуля, является незатухающим и его можно использовать для своеобразного просветления диссипирующего слоя конечной толщины. Это явление экспериментально установлено для металлических пленок в оптическом и СВЧ-диапазонах [9].

На основе разработанной в [7] интерференционной теории ЭМ приемной антенны можно предложить метод синтеза электромагнитных интерференционных преобразователей (ЭМИП), преобразующих моду (структуру) поля одной ЭМ-волны в моду другой ЭМ-волны. В частности, в случае ЭМИП, используемого в качестве антенного устройства, при приеме происходит преобразование моды поля плоской ЭМ-волны сигнала в поле ЭМ-волны фидерной линии, а при передаче – моды поля фидера в поле волны, излучаемой антенной. Существенно, что такие устройства принципиально должны быть антеннами направленного излучения.

Метод синтеза предлагаемых ЭМИП (например, используемых в качестве антенн) состоит в том, что в окрестности (порядка нескольких длин волн) точки приема определяют (например, расчетным путем) пространственную структуру распределения интерференционных потоков ЭМ-энергии для поля волны принимаемого сигнала и поля излучения фидерной линии (в частности, элементарного излучателя: диполь, квадруполь и т.д.). В соответствии с этой потоковой структурой формируют фрагменты антенной системы из проводящего материала, размещая и ориентируя их в пространстве таким образом, чтобы конфигурация указанных фрагментов передавала полностью или частично топологию этой структуры.

Математически решение поставленной задачи сводится к решению системы обыкновенных дифференциальных уравнений для определения линий векторного поля усредненного по времени интерференционного вектора Пойнтинга: $\vec{S} = [\vec{E}_1 \times \vec{H}_2] + [\vec{E}_2 \times \vec{H}_1]$, где \vec{E}_1 и \vec{H}_1 – векторы напряженности электрического и магнитного полей плоской ЭМ-волны; \vec{E}_2 и \vec{H}_2 – векторы напряженности поля излучения приемника-облучателя. В качестве примера рассмотрим электрический диполь с моментом \vec{p}_0 , расположенный в начале координат и ориентированный вдоль оси z , гармонически колеблющийся с частотой ω . На диполь падает плоская гармоническая ЭМ-волна частоты ω , распространяющаяся вдоль оси x и линейно поляризованная вдоль оси z . Определим интересующий нас интерференционный комплексный вектор Пойнтинга

$$\vec{S}_{\text{инт}} = \frac{1}{2}[\vec{E}_1 \times \vec{H}_2^*] + \frac{1}{2}[\vec{E}_2 \times \vec{H}_1^*] \quad (12)$$

и запишем его усредненные по времени компоненты в декартовой системе координат:

$$I_x = \frac{|p_0| |E_0|}{8\pi\sqrt{\epsilon_0\mu_0}} \left(\frac{2z^2 - x^2 - y^2}{r^5} + \frac{k^2(x^2 + y^2)}{r^3} + \frac{k^2x}{r^2} \right) \cos \psi +$$

$$+ \frac{|p_0| |E_0|}{8\pi\sqrt{\epsilon_0\mu_0}} \left(\frac{k(2z^2 - x^2 - y^2)}{r^4} - \frac{kx}{r^3} \right) \sin \psi,$$

$$I_y = \frac{|p_0||E_0|}{8\pi\sqrt{\epsilon_0\mu_0}} \left\{ -\frac{ky}{r^3} \sin \psi + \frac{k^2y}{r^2} \cos \psi \right\}, \quad (13)$$

$$I_z = \frac{|p_0||E_0|}{8\pi\sqrt{\epsilon_0\mu_0}} \left\{ zx \left(-\frac{3}{r^5} + \frac{k^2}{r^3} \right) \cos \psi - zx \frac{3k}{r^4} \sin \psi \right\},$$

где $\psi = \alpha - \beta + kr - kx$ – интерференционная фаза, α и β – начальные фазы колебаний диполя и волны, соответственно, $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$. Тогда уравнения "силовых линий", реализующие топологию интерференционных потоков энергии на элементарный диполь, излучающий в поле плоской ЭМ-волны, запишется в виде

$$\begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= \left(\frac{2x^2}{t^5} - \frac{x^2 + y^2}{r^5} + \frac{k^2(x^2 + y^2)}{r^3} + \frac{k^2x}{r^2} \right) \cos \psi + \left(\frac{2z^2k}{r^4} - \frac{(x^2 + y^2)k}{r^4} - \frac{kx}{r^3} \right) \sin \psi, \\ \frac{dy}{dt} &= \frac{yk^2}{r^2} \cos \psi - \frac{yk}{r^3} \sin \psi, \\ \frac{dz}{dt} &= \left(-\frac{3}{r^5} + \frac{k^2}{r^3} \right) xz \cos \psi - \frac{3kxz}{r^4} \sin \psi, \end{aligned} \quad (14)$$

где t – параметр на линии потока.

Численный расчет по формулам (14) был проведен для $\alpha - \beta = \pi/2$ на частоте 2380 МГц в плоскостях xz и xy , где линии интерференционного потока вектора Пойнтинга являются плоскими кривыми (см. рис. 2). Отметим, что подобные расчеты проводились и представлены в работе [11], где обсуждается в рамках классической электродинамики физический механизм, позволяющий атому "засасывать" ЭМ-энергию "из области пространства, значительно превосходящей его объем". Полученные в [11] кривые подобны кривым рис. 2, однако не раскрывают тонкую и сложную геометрически топологию линий интерференционных потоков энергии, поступающих на диполь.

Материализация расчетных линий осуществлялась металлизацией их на фольгированном тонкослойном диэлектрике (стеклотекстолит 0,5–2 мм). Внешний вид макета ЭМИП типа "перекрестье" представлен на рис. 3. Указанное устройство состоит из преобразователя мод ЭМ-полей, выполненного в виде двух пластин (190×280 мм²) с линиями металлизации в плоскостях xz и xy (рис. 2) и соединенных с помощью разрезов вдоль оси симметрии голографической структуры; приемника-облучателя в виде полуволнового дипольного вибратора, смонтированного на конце фидера (коаксиальный кабель) и расположенного на пластине xz в центре голограммы.

На рис. 4 представлены измеренные экспериментально диаграммы направленности на частоте 2380 МГц в азимутальной $L(\varphi)$ (сплошные кривые) и меридиональной $L(\theta)$ (штриховые кривые) плоскостях для поляризации падающей на ЭМИП плоской ЭМ-волны, параллельной оси облучателя (вектор \vec{E} лежит в плоскости xz) – правая часть рис. 4 и ортогональной облучателю (вектор \vec{E} лежит в плоскости xy) – левая часть рис. 4. Уровень ЭМ-сигнала (напряженность поля) в зависимости от угла поворота антенны представлен в относительных единицах (в децибеллах). По полученной в эксперименте диаграмме направленности можно оценить КНД макета антенного устройства, который на частоте 2380 МГц составляет 9,6 при широкополосности 5% и КПД не менее 40%. Измерения показывают, что описанный здесь ЭМИП является направленной антенной дециметрового ($\lambda_{cp} \sim 13$ см) диапазона с техническими параметрами, близкими к параметрам стандартной антенны этого диапазона ("волновой канал", рупор и др.).

Подводя итог, отметим, что в определенном смысле прототипом ЭМИП являются оптические голограммы, формально распространенные в СВЧ-диапазон. Эти голо-

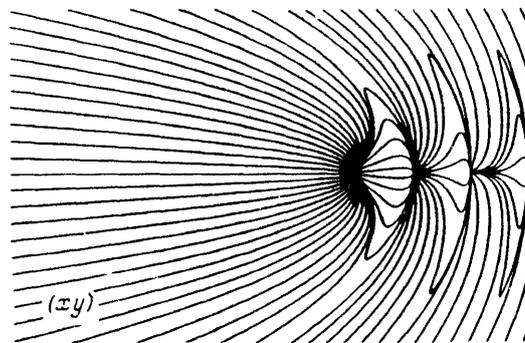
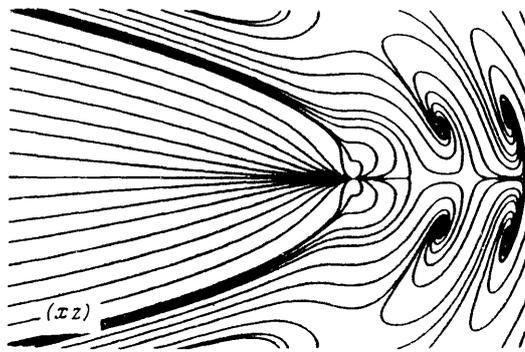


Рис. 2. Графическое представление численного расчета по формуле (14)

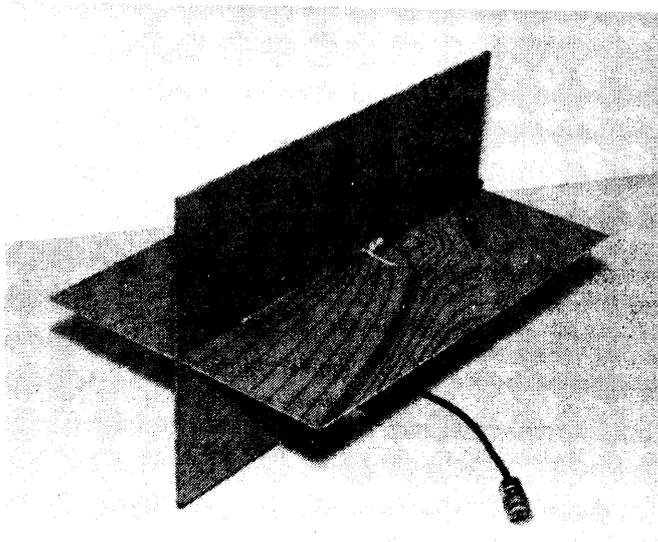


Рис. 3. Внешний вид макета интерференционного преобразователя ЭМ-полей

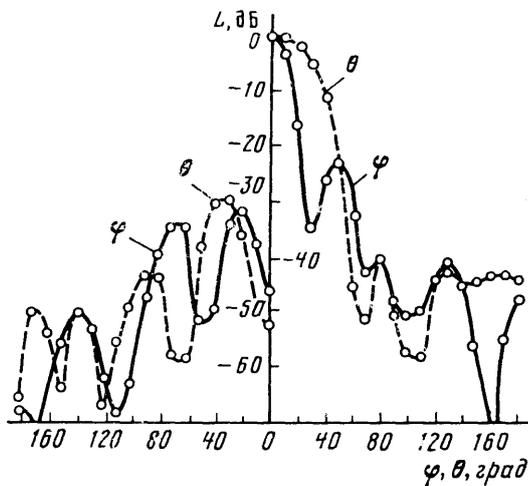


Рис. 4. Диаграмма направленности в азимутальной (сплошные кривые) и меридиональной (штриховые кривые) плоскостях

граммы используются в качестве направленных антенн при их размерах много больших длины волны [12] – голограммы коротковолнового приближения. ЭМИП на основе голограмм элементарных излучателей (диполь, квадруполь и т.д.) по существу являются новым видом голограмм – голограмм длинноволнового приближения, имеющих размеры порядка длины волны, элементы которых обладают намного более тонкой и геометрически богатой структурой. Предлагаемый метод синтеза и реализации таких голограмм [13] требует нового подхода с использованием современной вычислительной техники и базируется не только на идеях классической теории ЭМ-излучения, но и физической теории интерференционного взаимодействия ЭМ-излучателей [7, 8]. Можно надеяться, что с помощью данного подхода возможно впервые будет материально воплощена теорема Озеена о супергейне.

В заключение авторы выражают благодарность А.А. Федотову за проведение расчетов на ЭВМ картины интерференционных потоков, результаты которых были использованы для создания шаблонов голограмм, представленных в статье.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Oseen C.W. // Ann. Phys. 1922. V. 69. № 17. S. 202.
2. King R.W.P. // IEEE. Trans. Antennas Propag. 1989. V. 37. № 2. P. 178.
3. Taylor T.T. // Proc. I.R.E. 1948. V. 36. P. 1135.
4. Хенл Х., Мауэ Ф., Вестпфаль К. Теория дифракции. М.: Мир, 1964. 428 с.
5. Бененсон Л.С., Фельд Я.Н. // РЭ. 1988. Т. 33. В. 2. С. 225.
6. Слэтер Дж. Передача ультракоротких волн. М.: ГИТТЛ, 1946. С. 266.
7. Сидоренков В.В., Толмачев В.В. // Вестн. МГТУ. Сер. Приборостроение. 1992. № 1. С. 43.
8. Колоколов А.А., Скоцкий Г.В. // УФН. 1992. Т. 162. № 12. С. 165.
9. Сидоренков В.В., Толмачев В.В. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 21. С. 43; 1990. Т. 16. Вып. 3. С. 20; 1990. Т. 16. Вып. 20. С. 5.
10. Толмачев В.В., Савичев В.В., Сидоренков В.В. // Вестн. МГТУ. Сер. Приборостроение. 1990. № 1. С. 125.
11. Пауль Х., Фишер Р. // УФН. 1983. Т. 141. № 2. С. 375.
12. Iizuka K., Vizusana V., Urasaki Sh., Ushigome H. // IEEE. Trans. Antennas Propag. 1975. V. 23. № 11. P. 807.
13. Сидоренков В.В., Толмачев В.В., Федотов А.А. Пат. № 2089027 РФ // Б.И. 1997. № 24.

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана