

**КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ
И ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ**

УДК 621.396.677

**ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ
МЕТАЛЛОПЛАСТИНЧАТЫХ ЛИНЗ**

Э. М. Инспекторов

При расчете металлопластинчатых линзовых антенн обычно применяют приближенные методы [1, 2]. При этом не учитываются или учитываются приближенно конечная толщина пластин, влияние дифракции на краях и «переливание» поля облучателя за края линзы, а также установка на кромках различных экранов, улучшающих характеристики. Для более строгого анализа применим метод интегральных уравнений (рассматривается двумерная задача и случай E -волн). Исследуем две расчетные модели: линзу с постоянным коэффициентом преломления n эллиптического профиля (рис. 1а) и линзу с переменным n и плоскими поверхностями (рис. 1б). Линзы выполнены из идеально проводящих пластин, параллельных вектору E , толщиной 2δ с закруглениями радиуса δ на краях и возбуждаются системой из 3 нитей электрического тока, расположенной в фокусе. При условии $0,5 < a/\lambda < 1$ (a — расстояние между пластинами) в линзе распространяется только основной тип волны с компонентами H_y, H_x и E_z , на поверхности пластин существуют токи I_z^p .

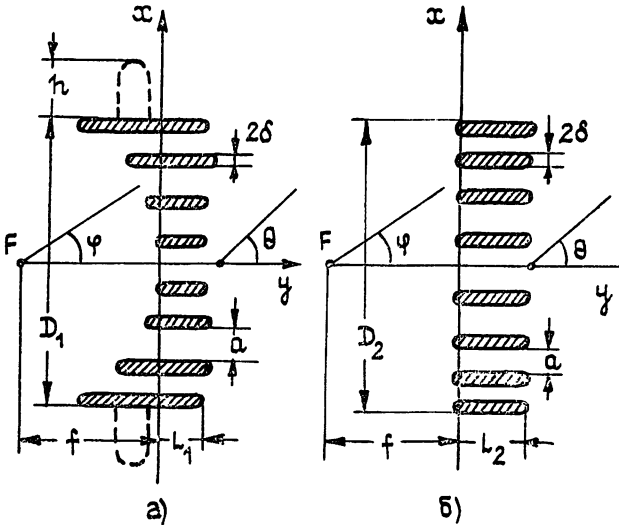


Рис. 1.

При решении используем метод интегральных уравнений, развитый в [3] для H -поляризации, а также в [4]. Ток I_z^p на контуре l пластин находится из решения интегрального уравнения Фредгольма II рода

$$I_z^p(u_2) + 2 \oint_l I_z^p(u_2') \frac{\partial G}{\partial u_1} dl = -2 \sum_{m=1}^3 \frac{\partial G_m}{\partial u_1} \quad (1)$$

Здесь u_1 и u_2 направлены по нормали и касательной к контуру l , G — двумерная функция Грина для свободного пространства, штрихом обозначена координата переменной точки интегрирования. Компонента E_z суммарного поля определяется из соотношения

$$E_z = - \oint_i I_z^2(u'_i) i \omega \mu G dl - i \omega \mu \sum_{m=1}^3 G_m. \quad (2)$$

При численных исследованиях для обеих моделей $f=6,9\lambda$, $2\delta=0,075\lambda$ и $2\delta=0,15\lambda$ уровень облучения кромки (направление на кромку соответствует $\varphi=28^\circ$) варьировался. Для модели рис. 1а число пластин 8, $a=0,625\lambda$ ($n=0,6$), L_1 варьировалось. Для модели рис. 1б число пластин 10, $a_{\max}=0,835\lambda$, $L_2=1,5\lambda$. При $2\delta=0,15\lambda$ размер $D_1=5,45\lambda$, $D_2=7,35\lambda$.

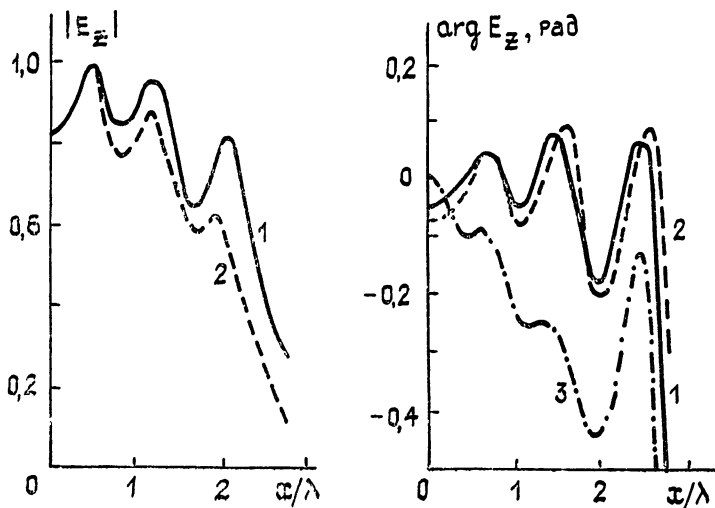


Рис. 2.

Распределение тока на стенках волновода, образованного пластинами, связано с наличием падающей и отраженной волн, длина волны соответствует выбранному a . На закругленных торцах пластин амплитуда тока возрастает, особенно на освещенной стороне, она увеличивается с уменьшением δ . На внешней поверхности крайних пластин амплитуда тока с удалением от освещенной стороны спадает по закону, близкому к экспоненциальному. При этом для модели рис. 1б вблизи теневой поверхности линзы она значительно больше, чем для модели рис. 1а. Это говорит о большей амплитуде дифрагировавшего поля.

Поле, прошедшее сквозь линзу, исследовалось в плоскости $y=\text{const}$, отстоящей на $\lambda/2$ от теневой поверхности линзы. Амплитуда поля осциллирует вокруг значений, определяемых диаграммой облучателя $F(\varphi)$. n и геометрией линзы, а фаза — вокруг постоянного значения. Величина осциллирующей возрастает к краям линзы и с увеличением облучения кромки. Распределение амплитуды и фазы для модели рис. 1а при $2\delta=0,15\lambda$ и $h=0$ приведено на рис. 2. Кривые 1 и 2 соответствуют $L_1=0,5\lambda$ при уровнях облучения —10 дБ и —20 дБ, кривая 3 — $L_1=0,25\lambda$ при уровне —20 дБ. При $L_1 > \lambda/2$ распределение фазы почти не зависит от L_1 . При $L_1 < \lambda/2$ появляются заметные фазовые искажения, связанные очевидно с наличием высших типов волн и отличием фазовой скорости на начальных и конечных участках плоского волновода. Для модели рис. 1б осцилляции амплитуды и фазы в 2—3 раза больше (при том же уровне облучения кромки), чем для модели рис. 1а; это связано с большим уровнем дифрагировавшего поля.

На диаграммы направленности помимо амплитудно-фазового распределения на теневой стороне оказывает влияние «переливание» поля облучателя за края линзы, сильно увеличивающее уровень дальних боковых лепестков. Этот нежелательный эффект можно ослабить установкой экрана высотой h (см. рис. 1а). На рис. 3 приведены диаграммы направленности $F(\theta)$ линзы рис. 1а при $2\delta=0,15\lambda$. Кривые 1 и 2 соответствуют отсутствию экрана ($h=0$) и уровню облучения —10 дБ и —20 дБ, кривая 3 — наличию экрана с $h=3\lambda$ при уровне —20 дБ. Кривая 4 — диаграмма облучателя $F(\varphi)$ при уровне —20 дБ. В секторе $\theta=0 \div 30^\circ$ диаграммы хорошо совпадают с рассчитанными апертурным методом. В области $\theta > 35^\circ$ основное влияние на диаграмму оказывает «переливающееся» поле облучателя. Установка экрана, практически не меняя диаграмму в секторе $\theta=0 \div 30^\circ$, позволяет снизить уровень бокового излучения в секторе $35^\circ - 50^\circ$ на 4—5 дБ. Для линзы рис. 1б диаграммы при том же уровне облучения кромок имеют в секторе $55^\circ - 80^\circ$ больший уровень лепестков и более резкие осцилляции. Это, очевидно, связано с большей амплитудой дифрагировавшего поля.

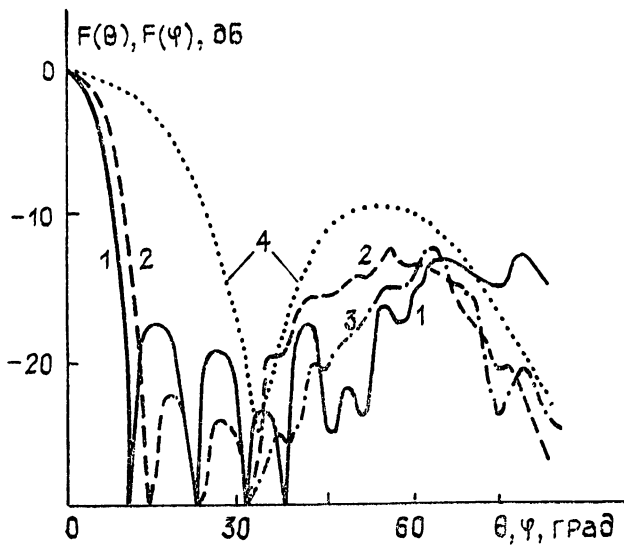


Рис. 3.

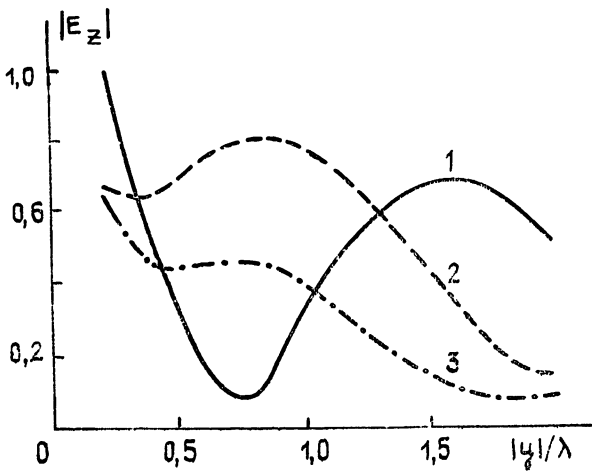


Рис. 4.

Исследование отраженного от линзы поля в плоскости $x=0$ показало сильную зависимость от профиля освещенной поверхности. На рис. 4 приведена зависимость амплитуды отраженного поля E_z (нормирована к падающему) от расстояния от линзы для уровня облучения -10 дБ. Кривая 1 соответствует линзе рис. 1а, а кривая 2 — линзе рис. 1б (обе при $2\delta=0,15\lambda$), кривая 3 — линзе рис. 1б при $2\delta=0,075\lambda$. Видно, что для линзы рис. 1б отраженное поле почти монотонно затухает, а для линзы рис. 1а имеются резкие осцилляции. Увеличение толщины пластин 2δ увеличивает уровень отраженного поля. Для линзы рис. 1б оценивался модуль коэффициента отражения R от центрального участка. Отраженное поле определялось вблизи поверхности линзы в плоскости $x=\lambda/4$, где поля, отраженные от соседних участков, компенсируются за счет противофазности. Для $2\delta=0,075\lambda$ $|R|=0,156$, для $2\delta=0,15\lambda$ $|R|=0,169$, расчет по методике [2] дает $|R|=0,111$. Заметное различие, очевидно, вызвано влиянием толщины стенок волновода, наличием высших типов волн в его раскрытии и влиянием взаимной связи между волноводами.

При анализе системы тонких пластин ошибки в распределении тока существенно зависят от соотношения между величиной интервалов Δu_2 , на которые разбивается контур, и толщиной пластин 2δ [3, 4]. Точность решения проверялась на модели рис. 1а при одинаковой длине всех пластин. Размер $a=0,437\lambda$ выбран таким, чтобы волновод являлся запертым. В этом случае затухание поверхностного тока, выраженное в дБ, линейно зависит от расстояния l до раскрытия. Максимальное значение Δu_2 (на прямолинейных участках) составляло $0,15\lambda$. Зависимость тока в центральном волноводе от l при различной толщине пластин приведена на рис. 5. Кривые 1, 2 и 3 соответствуют $2\delta=0,25\lambda$, $0,15\lambda$ и $0,075\lambda$. С уменьшением 2δ увеличивается отклонение от линейного закона и амплитуда тока при $l>2\lambda$. Ошибки мак-

симальны при $2\delta=0,075\lambda$, однако они не превышают 3% от амплитуды тока при $l=0$. Для получения большей точности необходимо выполнить условие $\Delta u_2 < 2\delta$. Для результатов, приведенных на рис. 2—4, оно выполнялось при $2\delta=0,15\lambda$; при $2\delta=0,075\lambda$ ошибки не должны превышать 3%. Проверялось также выполнение граничного условия $E_z^{\text{свмм}}=0$ на контуре пластин. Отклонение $E_z^{\text{свмм}}$ от нуля не превышало 3% $E_z^{\text{пад}}$.

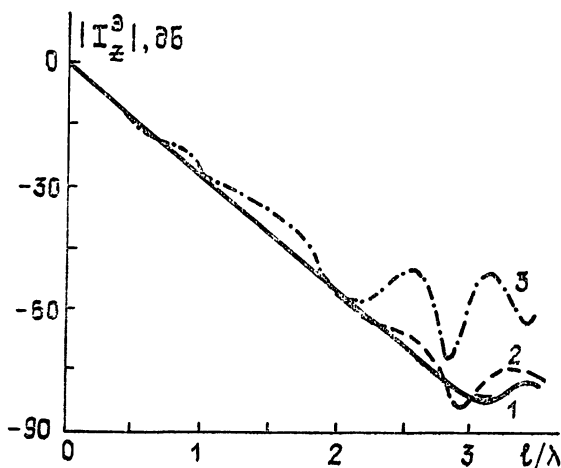


рис. 5.

Применение описанного подхода к анализу линз, состоящих из большого числа пластин, в настоящее время затруднено из-за ограниченных возможностей вычислительной техники. С ее прогрессом эти ограничения могут быть сняты.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зелкин Е. Г., Петрова Р. А. Линзовые антенны. — М.: Сов. радио, 1974. — 280 с.
2. Жук М. С., Молочков Ю. Б. Проектирование линзовых, сканирующих, широкодиапазонных антенн и фидерных устройств. — М.: Энергия, 1973. — 440 с.
3. Инспекторов Э. М. // Изв. вузов. Радиофизика. 1982. Т. 25. № 10. С. 1099.
4. Инспекторов Э. М. Численный анализ электромагнитного возбуждения проводящих тел. — Минск: Университетское, 1987. — 120 с.

Гомельский государственный университет

Поступила в редакцию 14 октября 1987 г.

УДК 517.9

ЭФФЕКТ ДРЕЙФА ВОЛНЫ ПЕРЕПАДА В НЕОДНОРОДНОЙ ВОЗБУДИМОЙ СРЕДЕ

Л. А. Островский, А. Я. Альбер

К настоящему времени достаточно подробно изучены основные типы стационарных автоволн (волна перепада, ведущий центр, ревербератор) в простых моделях однородной возбудимой среды с диффузией. В последние годы все большее внимание уделяется автоволновым процессам в неоднородных средах [1—5]. В частности, рассматривались автоволны (АВ) в плавно неоднородной среде при условии, что решение ведет себя квазистационарным образом, т. е. волна имеет в каждой точке те же параметры и ту же скорость, что и в однородной среде с параметрами, отвечающими данной точке [5]. Однако последовательная теория эволюции АВ в таких средах до сих пор не построена. При этом особенно интересны, на наш взгляд, случаи отклонения от квазистационарности, когда динамика АВ принципиально определяется неоднородностью. Например, как показано ниже, волновой перепад, неподвижный в однородной среде, в неоднородной способен дрейфовать с конечной скоростью, определяемой градиентами параметров среды.