асимметрии в помеховом воздействии ($\varkappa_1^\xi \neq 0$) выходное распределение также становится асимметричным. Графики зависимостей для симметричного $\varkappa_1^\xi = 0$ (рис. 2) и несимметричного $\varkappa_1^\xi = 0{,}6$ (рис. 3) воздействий иллюстрируют влияние параметра γ/Δ на вид выходного распределения. Видно, чем больше отношение суммы интенсивностей управляющих потоков γ к полосе удержания Δ, тем заметнее переход от бимодального распределения к одномодальному. Этот эффект свидетельствует о проявляющейся тенденции к нормализации выходного процесса. На рис. 4 отражено влияние отношения сигнал/помеха на характер выходного распределения. Чем меньше это отношение, тем более «расплывается» выходная плотность.

ЛИТЕРАТУРА

1. Казаков В. А. Изв вузов — Радиофизика, 1987, 30, № 11, с. 1309.
2. Тихонов В. И., Миронов М. А. Марковские процессы. — М.: Сов. радио, 1977. — 488 с.
3. Казаков В. А. Введение в теорию марковских процессов и некоторые радиотехнические задачи. — М.: Сов. радио, 1973. — 242 с.
4. Pawula R. F. — Trans. IEEE, 1967, IT-13, № 1, p. 33.
5. Mazo J. E., Salz J. — Trans. IEEE, 1970, IT-16, № 4.
6. Бердников А. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1980, 23, № 8, с. 998.
7. Миронов М. А. — Радиотехника, 1980, 35, № 7, с. 70.
8 Кляцкин В. И. Стохастические уравнения и волны в случайно-неоднородных средах. — М.: Наука, 1980.— 336 с.
9. Шапиро В. Е, Логинов В. М. Динамические системы при случайных воздействиях. — Новосибирск· Наука, 1983. — 160 с.
10. Стратонович Р. Л. Избранные вопросы теории флуктуаций в радиотехнике.— М.: Сов. радио, 1961. — 558 с.
11. Тихонов В И. Статистическая радиотехника. — М.: Сов. радио, 1966. —678 с.
12 Бочков Г. Н., Дубков А А, Шалфеев В. Д. Сб. трудов школы молодых ученых и специалистов по стабилизации частоты. — Нальчик, 1980, с. 124.

Рязанский радиотехнический институт

Поступила в редакцию 9 января 1986 г.

УДК 537.874.6

БЛИЖНЕЕ ПОЛЕ ДИФРАКЦИИ ПЛОСКОЙ E-ПОЛЯРИЗОВАННОЙ ВОЛНЫ НА ПЕРИОДИЧЕСКОЙ РЕШЕТКЕ ИЗ КОАКСИАЛЬНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЦИЛИНДРОВ

Ф. Г. Богданов, Г. Ш. Кеванишвили, М. Н. Чихладзе

Исследование полей дифракции в ближней зоне дает уникальную информацию о свойствах дифрагирующих тел и о ходе дифракционного процесса [1–3].

Немалый интерес представляет исследование ближнего поля дифракции на периодических решетках, поскольку они находят широкое применение в физике и технике [2].

В настоящей работе на базе алгоритмизированной задачи [4] исследуется ближнее поле дифракции плоской E-поляризованной волны на периодической решетке из коаксиальных диэлектрических цилиндров (рис 1). Здесь d — период решетки, ν — номер цилиндра в решетке, a и b — радиусы коаксиальных цилиндров, ε_1 и ε_2 — их диэлектрические проницаемости, θ — угол падения волны.

В [4] показано, что полное поле, возникающее в пространстве в результате дифракции плоской E-поляризованной волны на данной структуре, полностью определяется составляющей электрического поля, для которой справедливы разложения

$$E_{z1} = \exp[ik(x\cos\theta + y\sin\theta)] + \sum_{\nu=-\infty}^{\infty}\sum_{m=-\infty}^{\infty} X_m H_m^{(2)}(kr_\nu)\exp(ik\nu d\sin\theta + im\varphi_\nu) \quad \cancel{(r_\nu > a)}, \tag{1}$$

$$E_{z2}^{(\nu)} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} [G_m J_m(k_1 r_\nu) + D_m N_m(k_1 r_\nu)]\exp(ik\nu d\sin\theta + im\varphi_\nu) \quad (b < r_\nu < a); \tag{2}$$

$$E_{z3}^{(\nu)} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} M_m J_m(k_2 r_\nu)\exp(ik\nu d\sin\theta + im\varphi_\nu) \quad (0 < r_\nu < b), \tag{3}$$

где $J_m(x)$, $N_m(x)$, $H_m^{(2)}(x)$ — функции Бесселя, Неймана и Ханкеля m-го порядка, $k = \omega\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$ — волновое число свободного пространства, $k_1 = \omega\sqrt{\varepsilon_1\mu_0}$ и $k_2 = \omega\sqrt{\varepsilon_2\mu_0}$ — волновые числа заполнений, r_ν и φ_ν — полярные координаты точки наблюдения M в координатах ν-го цилиндра, X_m, C_m, D_m и M_m — мультипольные коэффициенты, являющиеся решениями соответствующей граничной задачи.

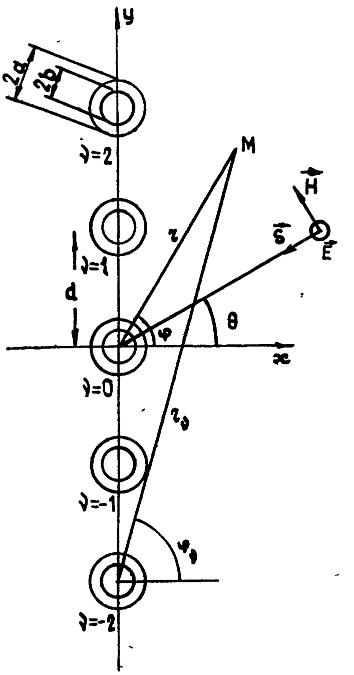


Рис. 1. Периодическая решетка из коаксиальных цилиндров в сечении z=const.

Для исследования дифракционного процесса на рис. 2 и 3 с помощью формул (1)—(3) построены картины линий равных амплитуд и фаз полного электрического поля дифрагированной волны на периоде решетки, выполненные при различных параметрах задачи (рис. 2 соответствует нерезонансному случаю при различных углах падения, а рис. 3 — резонансным случаям полного прохождения и полного отражения).

Границы заполнений выделены круговыми контурами. Линиям равных фаз сопоставлены их значения, а линиям равных амплитуд — их номера в порядке возрастания амплитуды. На рисунках отмечены также локальные экстремумы амплитуды.

Из анализа приведенных распределений следует, что наличие решетки приводит к несимметрии амплитудных и фазовых характеристик поля в ближней зоне вдоль периода решетки. Этот анализ позволяет сделать следующие выводы.

1) Линии равных амплитуд и фаз сгущаются внутри диэлектрика. В диэлектрике или вблизи него расположены локальные максимумы поля. Диэлектрик, таким образом, является ловушкой электромагнитного поля. Эффект концентрации поля усиливается с увеличением угла падения θ. Так, при параметрах рис. 2 для $\theta = 0^\circ$ максимум амплитуды поля $A_{\max} = 1{,}2$; для $\theta = 30^\circ$ $A_{\max} = 1{,}3$; для $\theta = 60^\circ$ $A_{\max} = 1{,}9$.

2) Максимумы амплитуды поля, как правило, располагаются в теневой части цилиндров. Цилиндры, по-видимому, обладают фокусирующим действием по отношению к падающей волне.

3) Искривление линий равных амплитуд и фаз тем больше, чем больше диэлектрическая проницаемость заполнения. Увеличением проницаемости диэлектрика можно добиться усиления наблюдаемых эффектов.

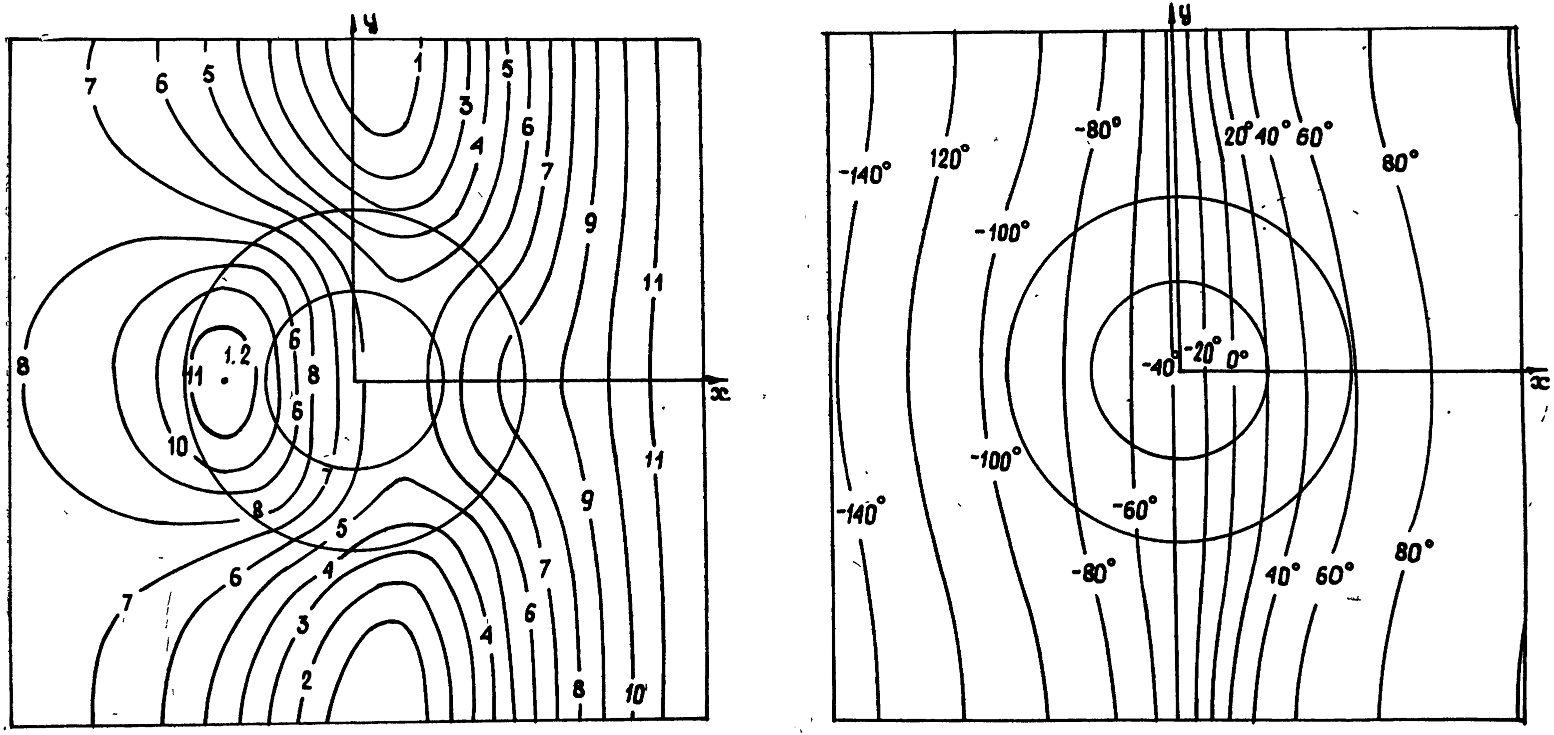
4) Распределение поля симметрично при нормальном падении (рис. 2а, 3а, б) и асимметрично при наклонном падении (рис. 2б, в) падающей волны. Внутри цилиндров могут реализоваться не только максимумы, но и минимумы амплитуды поля (рис. 2в, 3б).

5) При достаточно больших электрических размерах цилиндров в ближней зоне возникают узлы амплитуд и фаз поля (рис. 2б, в, 3а, б). В этих точках образуются вихри энергии поля и инверсия фаз: энергия вращается по замкнутому пути, не проникая через решетку Энергия при этом движется через решетку по суженным каналам.

6) В точках полного прохождения (рис. 3а) реализуется полная симметрия поля вдоль направления распространения. При этом возникают максимумы амплитуды как в теневой, так и в передней части цилиндров. Внутри цилиндров при этом, по-видимому, формируется поле «шепчущей галереи».

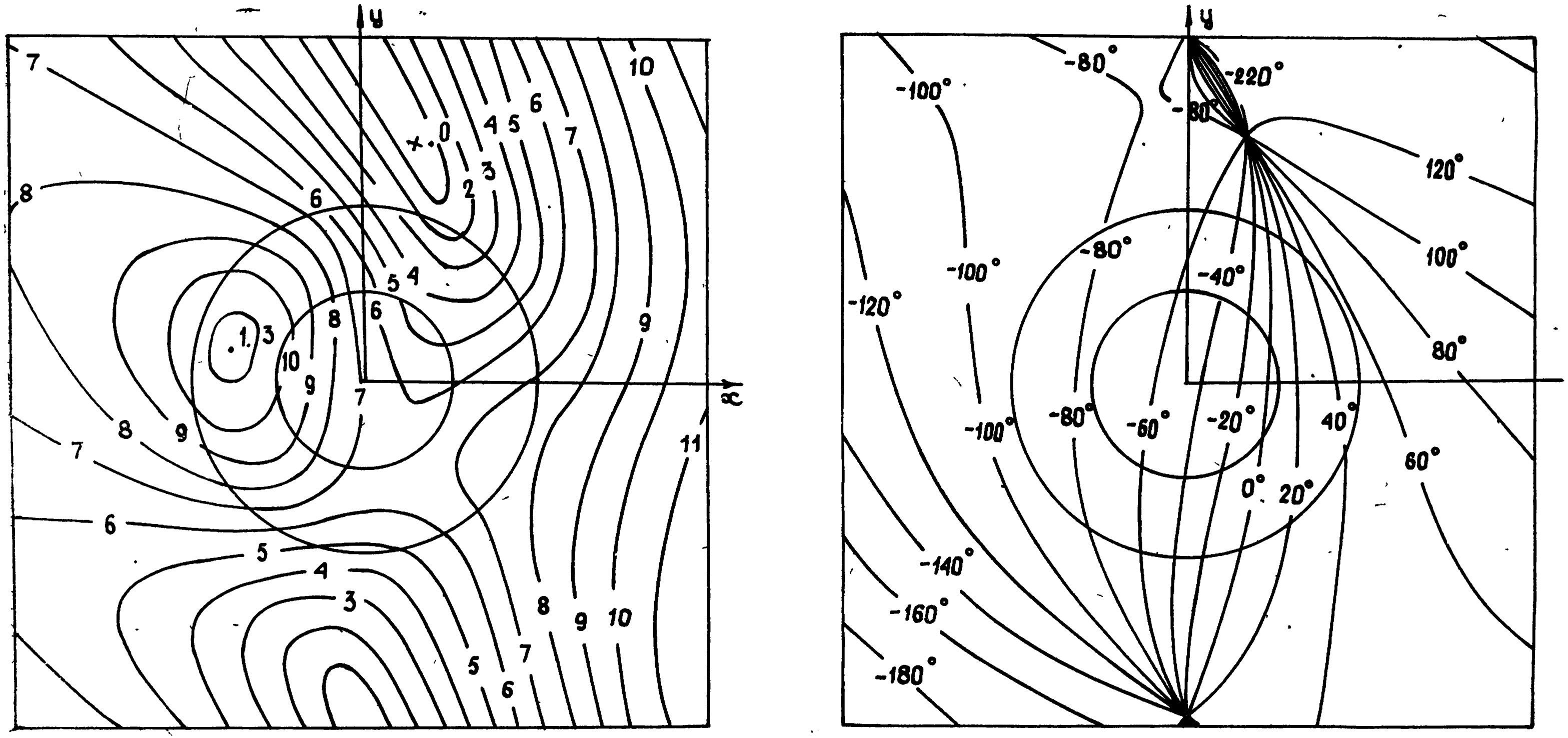
7) При полном отражении (рис. 3б) в передней части цилиндров и вне их возникает протяженный минимум электрического поля, с которым связан пучок линий фаз. Фаза поля меняется при его пересечении на противоположную, а энергия закручивается в гигантский вихрь, охватывающий весь период решетки. Фаза поля почти не меняется вдоль решетки, что означает весьма малую скорость движения энергии: поле пульсирует без движения, отражая всю энергию обратно, в сторону падающей волны. В теневой части цилиндров возникает максимум электрического поля, которое медленно спадает за пределами цилиндров до нуля.

Исследование дифракционного процесса показывает, что структура дифрагированного поля в ближней зоне, зависящая от параметров решетки, полностью определяет условия движения энергии в системе, а следовательно, и дифракционные свойства решетки. Изменением параметров можно эффективно управлять переизлученным полем.



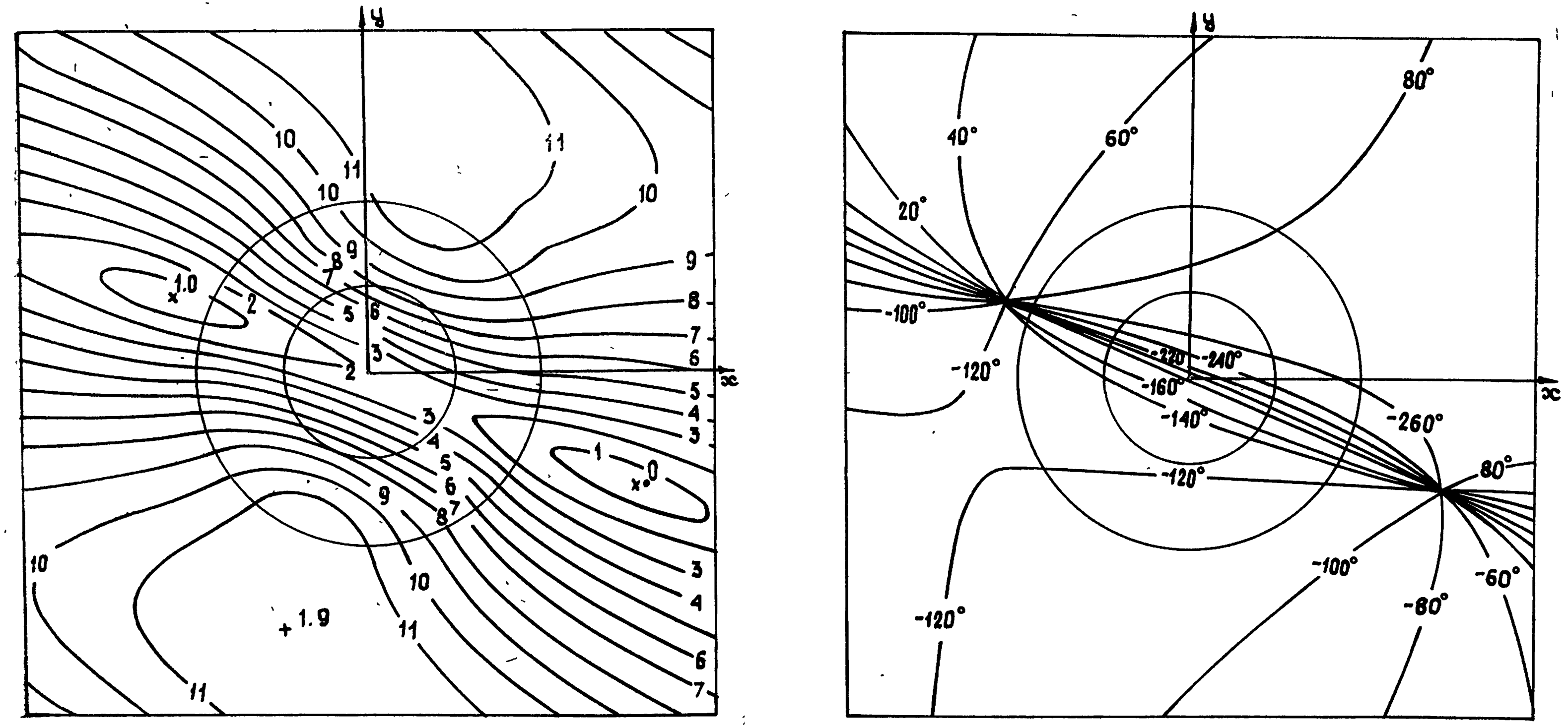
а)

Рис. 2. Картина линий равных амплитуд и фаз электрического поля на периоде решетки при различных углах падения θ и параметрах $d/\lambda=0{,}5$, $2a/d=0{,}5$, $b/a=0{,}5$, $\varepsilon_{r1}=5{,}4$, $\varepsilon_{r2}=2{,}1$: а) $\theta=0$.



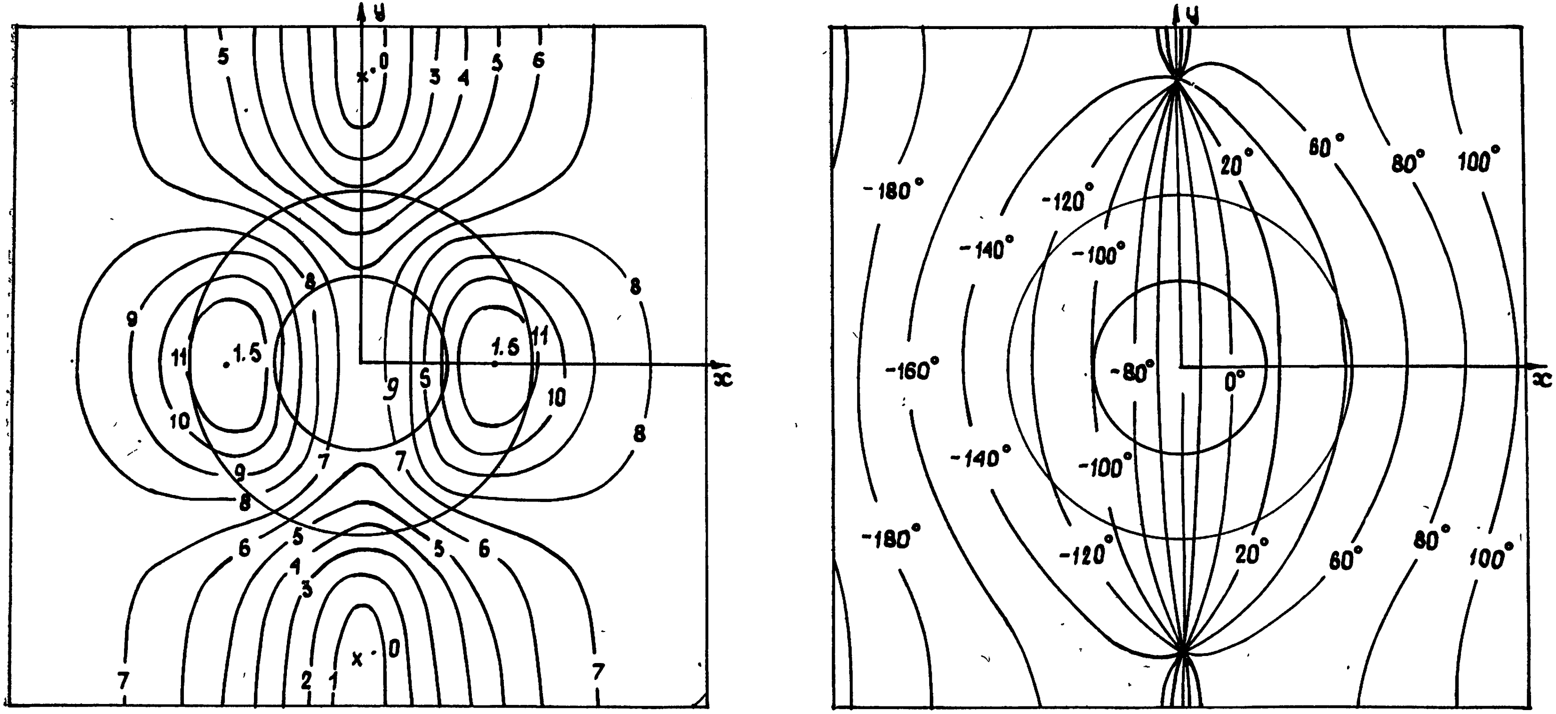
б)

Рис. 2. Картина линий равных амплитуд и фаз электрического поля на периоде решетки при различных углах падения θ и параметрах $d/\lambda=0{,}5$, $2a/d=0{,}5$, $b/a=0{,}5$, $\varepsilon_{r1}=5{,}4$, $\varepsilon_{r2}=2{,}1$: б) $\theta = 30°$.



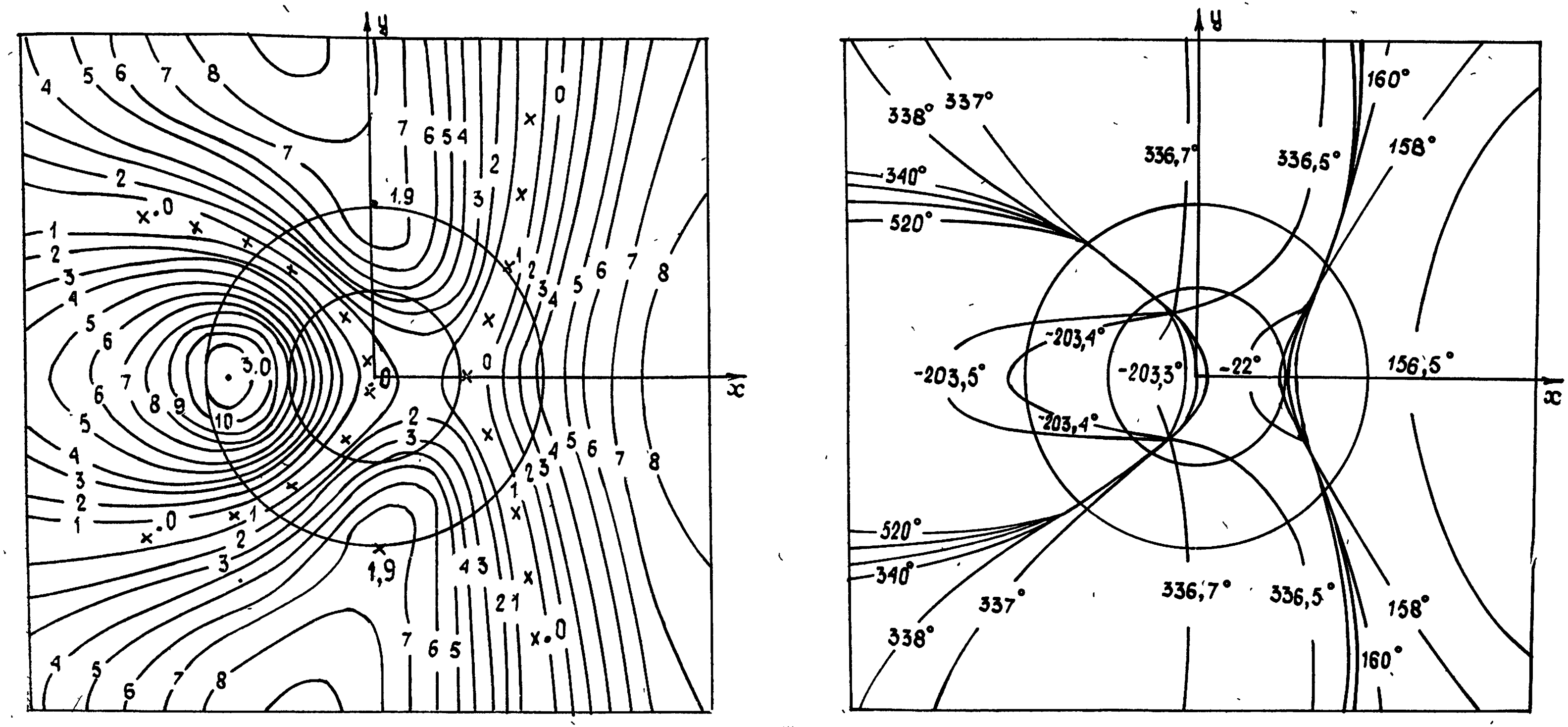
в)

Рис. 2. Картина линий равных амплитуд и фаз электрического поля на периоде решетки при различных углах падения θ и параметрах $d/\lambda=0{,}5$, $2a/d=0{,}5$, $b/a=0{,}5$, $\varepsilon_{r1}=5{,}4$, $\varepsilon_{r2}=2{,}1$: в) $\theta=60°$.



а)

Рис. 3. Картина линий равных амплитуд и фаз электрического поля на периоде решетки в резонансных точках при параметрах $\theta=0$, $2a/d=0{,}5$, $b/a=0{,}5$, $\varepsilon_{r1}=5{,}4$, $\varepsilon_{r2}=2{,}1$; а) $d/\lambda=0{,}62$.



б)

Рис. 3. Картина линий равных амплитуд и фаз электрического поля на периоде решетки в резонансных точках при параметрах $\theta=0$, $2a/d=0{,}5$, $b/a=0{,}5$, $\varepsilon_{r1}=5{,}4$, $\varepsilon_{r2}=2{,}1$: б) $d/\lambda=0{,}87$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Борн М, Вольф Э Основы оптики. — М: Наука, 1970
2 Шестопалов В. П., Литвиненко Л Н., Масалов С. А, Сологуб В. Г. Дифракция волн на решетках. — Харьков. Гос ун-т, 1973.
3. Богданов Ф. Г., Кеванишвили Г. Ш. — Радиотехника и электроника, 1983, 28, с. 1432.
4. Богданов Ф. Г, Кеванишвили Г. Ш, Чихладзе М Н., Чихладзе Г Г. Доклады IX Всесоюзного симпозиума по дифракции и распространению волн — Тбилиси, 1985, 2, с. 216

Грузинский политехнический институт

Поступила в редакцию 21 июля 1986 г.

УДК 621.372 512.3

ИМПУЛЬСНЫЙ РЕЖИМ ВОЗБУЖДЕНИЯ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ РЕЗОНАТОРОВ В ФОРМИРОВАТЕЛЯХ СВЧ ИМПУЛЬСОВ

С А Новиков, С В Разин, Ю. Г. Юшков

Формирователи СВЧ импульсов, основанные на временной компрессии энергии электромагнитных колебаний, имеют выходную импульсную мощность, на 20÷70 дБ превышающую мощность СВЧ генератора накачки [1,2]. Наибольшее усиление достигается при использовании сверхпроводящих накопительных объемов с собственной добротностью $Q_0 = 10^9 \div 10^{10}$ Общий кпд зависит от эффективности накачки резонатора и потерь энергии в криогенной системе на его охлаждение.

Эффективностью накачки η является отношение энергии поля в резонаторе $W_н$ к энергии возбуждающего поля. Для длительности импульса генератора $t_и$ величина η может быть представлена в виде [3]

$$\eta = \frac{2\beta}{\beta+1}\,\frac{(1-e^{-\gamma})^2}{\gamma}, \qquad (1)$$

где β — коэффициент связи, $\gamma = t_и/\tau$, τ — постоянная времени, равная $\tau = 2Q_0/\omega(1+\beta)$, Q_0 — собственная добротность, ω — круговая частота электромагнитного поля.

Потери энергии в криогенной системе на охлаждение резонатора непосредственно связаны с омическими потерями в стенках резонатора. Они вызывают существенное уменьшение общего кпд формирователя, особенно при высоком уровне средней выходной мощности.

В данной работе оптимизируется режим работы при импульсном возбуждении СВЧ накопителя, а именно, определяются β и $t_и$, соответствующие максимальному кпд, для заданных Q_0 и $W_н$. Приводятся построенные в универсальном параметрическом виде графики соответствующих зависимостей для широкого диапазона соотношений импульсной мощности генератора $P_г$ и величины $W_н$.

Очевидно, что один и тот же уровень $W_н$ можно получить при различных $P_г$, β и $t_и$. Целесообразно ввести безразмерную величину $\alpha = W_н/(\tau_0 P_г)$, где $\tau_0 = Q_0/\omega$, характеризующую соотношение между энергетическими параметрами и собственной добротностью Q_0. В зависимости от их значений будет изменяться длительность импульса генератора, которую можно получить из выражения (1):

$$\frac{t_и}{\tau_0} = -\frac{2}{1+\beta}\ln\left(1-\frac{1+\beta}{2\sqrt{\beta}}\sqrt{\alpha}\right). \qquad (2)$$

Расчет для постоянной α показывает, что зависимости $\eta(\beta)$ и $t_и(\beta)$ имеют экстремумы при одинаковых β Максимальному η соответствует минимальное $t_и$, так как при постоянной α это равнозначно минимальной энергии возбуждающего импульса. Значения $t_и$ и β, соответствующие экстремумам, являются оптимальными. На рис. 1 приведены графики зависимостей оптимальных β, $t_и/\tau_0$, η, рассчитанных при α, взятой в качестве независимой переменной. Графики позволяют выбрать режим, обеспечивающий максимальную эффективность накачки резонатора. Заметим, что при $\alpha < 10^{-1}$ эффективность остается практически постоянной, $\eta \simeq 0{,}8$

Для более полного учета энергетических затрат рассмотрим потери в стенках резонатора $W_р$ и потери на отражение $W_{отр}$ в течение длительности одного импульса $t_и$. Анализ переходного процесса приводит к следующим выражениям:

$$\frac{W_р}{t_и P_г} = \frac{4\beta}{(1+\beta)^2}\left[1-\frac{1}{\gamma}\left((1-e^{-\gamma}) + \frac{1}{2}(1-e^{-\gamma})^2\right)\right]; \qquad (3)$$