

DKDP, например, при $T \simeq 220$ К экспериментально было достигнуто $\varepsilon_{\parallel} \simeq 650$ при $\varepsilon_{\perp} \simeq 60$. При $\varepsilon_{\parallel} d \gg l$ формула (12) упрощается:

$$Y_{1,25} \simeq 2,83y_0 + 0,45l \sqrt{\frac{\varepsilon_{\perp}}{\varepsilon_{\parallel}}}. \quad (13)$$

В работе [2] приводится аналогичная формула, отличающаяся от (13) численными коэффициентами. О причинах этого отличия судить трудно, поскольку в упомянутой работе не указан метод расчета.

Результаты, полученные в настоящей работе, дают возможность определить разрешающую способность пространственных модуляторов света на основе электрооптических кристаллов DKDP в зависимости от параметров системы на любом уровне контрастности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мустель Е. Р., Парыгин В. Н. Методы модуляции и сканирования света. М., 1970.
2. Casasent D. «IEEE Trans. El. Dev.», 1973, ED-20, 1109.

Кафедра
физики колебаний

Поступила в редакцию
28.02.78

УДК 538.56

Ю. А. ПИРОГОВ, Н. Ф. РЯПОЛОВ, Н. А. СИМОНОВ

ДИФРАКЦИЯ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ВОЛН НА КОЛЬЦЕВЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ

Вопросы дифракции электромагнитных волн на плоских периодических структурах достаточно подробно изучены. Открытые резонаторы с плоскими решетками находят широкое применение в дифракционной электронике [1, 2]. Весьма перспективными для этих целей представляются цилиндрические коаксиальные с отражательной решеткой на одном из зеркал резонаторы, геометрические особенности которых позволяют полнее использовать энергию дифракционного излучения электронных потоков [3, 4]. Однако изучены такие системы в значительно меньшей степени, чем плоские.

В настоящей работе рассматривается дифракция цилиндрических волн на кольцевых периодических структурах, состоящих из металлических дисков с круговыми отверстиями. Такая решетка с внешним бочкообразным зеркалом может использоваться в качестве колебательной системы приборов дифракционной электроники. Под воздействием собственного поля резонатора вблизи граничных поверхностей дифракционной решетки возбуждаются пространственные гармоники как вне ($r \geq r_1$), так и внутри ($r \leq r_2$) периодической структуры; именно в этих областях может пропускаться электронный пучок для осуществления электронно-волновых взаимодействий.

Особенно перспективной представляется система взаимодействия с пропусканием электронного пучка во внутреннем канале дифракционной структуры. Как будет показано ниже, амплитуда пространственных гармоник во внутреннем канале убывает с удалением от структуры медленнее, чем в случае плоской или выпуклой решетки, а концентрация

поля за счет радиального распространения (фокусировки) волн в приосевой области велика. Тем самым во внутреннем канале структуры обеспечивается высокое сопротивление связи поля с электронным пучком. Требования к плотности тока и пусковому току становятся менее жесткими, а выходная мощность и КПД прибора могут быть существенно увеличены по сравнению с характеристиками генераторов дифракционного излучения плоской конфигурации. В связи с этим изучение дифракции цилиндрических волн на кольцевых решетках представляет несомненный интерес.

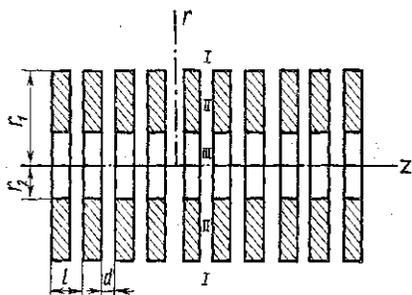


Рис. 1. Кольцевая периодическая решетка из диафрагм (аксиально-симметричный набор металлических дисков с круглыми отверстиями)

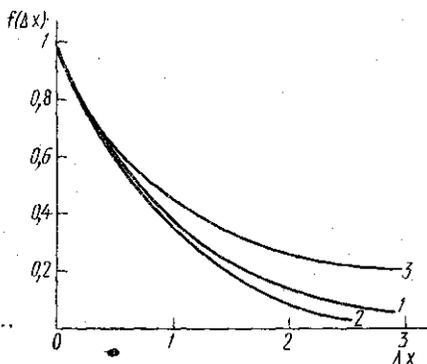


Рис. 2. Убывание поля пространственных гармоник при удалении от структуры ($q_n r_1 = q_n r_2 = 3$): 1 — плоская решетка, 2 — выпуклая решетка, 3 — вогнутая решетка

Пусть на структуру, состоящую из набора металлических диафрагм с круглыми отверстиями (рис. 1), падает H -поляризованная цилиндрическая волна. Магнитный вектор Герца Ψ в данном случае будет равен 0, а электрический имеет вид

$$\Phi_{\text{пад}} = \frac{1}{k\gamma} H_0^{(1)}(\gamma r) e^{-ihz}, \quad (1)$$

где $\gamma = k^2 - h^2$, $k = \frac{\omega}{c}$, $H_0^{(1)}(\gamma r)$ — функция Ханкеля 1-го рода, временная

зависимость $\exp(j\omega t)$ здесь и далее опускается. Рассмотрим простоты ради, но не ограничивая общности, только азимутально-симметричные моды ($\frac{\partial}{\partial \varphi} = 0$). Тогда для падающей волны ненулевые компоненты поля могут быть представлены в виде:

$$\left. \begin{aligned} H_\varphi &= jH_1^{(1)}(\gamma r) e^{-ihz}, \\ E_z &= \frac{\gamma}{k} H_0^{(1)}(\gamma r) e^{-ihz}, \\ E_r &= j \frac{h}{k} H_1^{(1)}(\gamma r) e^{-ihz}. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Поле, рассеянное цилиндрической решеткой, должно удовлетворять:

1) однородному уравнению Гельмгольца;

- 2) условию конечности амплитуды в любой точке пространства;
- 3) условию излучения;
- 4) граничным условиям на диафрагмах.

Для нахождения рассеянного поля можно воспользоваться методом частичных областей [5, 6], поскольку строгое решение задачи получить затруднительно. Разобьем исследуемое пространство на три области, как показано на рис. 1, где $r=r_1$ и $r=r_2$ будут соответственно границами областей I, II и II, III. Вследствие симметрии структуры и падающей волны ($\frac{\partial}{\partial \varphi} = 0$) магнитный вектор рассеянного поля должен иметь только азимутальную компоненту H_φ .

Рассеянное поле можно представить в виде ряда Фурье, так как объектом дифракции является периодическая структура [1]:

$$H_\varphi = \sum_n^{\pm\infty} H_{\varphi n}(r) e^{j\left(\frac{2\pi n}{l} - h\right)z}. \quad (3)$$

При малых периодах решетки ($l \ll \lambda$) все гармоники с $n \neq 0$ будут представлять собой замедленные поверхностные волны и должны описываться модифицированными цилиндрическими функциями:

$$H_{\varphi n}(r) = A_n I_1(q_n r) + B_n K_1(q_n r), \quad (4)$$

где $q_n^2 = \left(\frac{2\pi n}{l} - h\right)^2 - k^2$, $I_1(q_n r)$ — функция Бесселя мнимого аргумента,

$K_1(q_n r)$ — функция Макдональда. Нулевая пространственная гармоника $H_{\varphi 0}$ представляет собой суперпозицию функций Ханкеля:

$$H_{\varphi 0}(r) = A_0 H_1^{(2)}(\gamma r) + B_0 H_1^{(1)}(\gamma r). \quad (5)$$

Требую выполнения условий 1–4 и переобозначая коэффициенты разложения, легко получить из (4) и (5) выражения для рассеянного поля в областях I и III:

$$H_\varphi^I = jH_1^{(1)}(\gamma r) e^{-jhz} + ja_0 H_1^{(1)}(\gamma r) e^{-jhz} + \sum_{n \neq 0}^{\pm\infty} ja_n K_1(q_n r) e^{j\left(\frac{2\pi n}{l} - h\right)z}, \quad (6)$$

$$H_\varphi^{III} = jc_0 J_1(\gamma r) e^{-jhz} + \sum_{n \neq 0}^{\pm\infty} jc_n I_1(q_n r) e^{j\left(\frac{2\pi n}{l} - h\right)z}.$$

Компоненты электрического поля находятся из уравнений Максвелла в цилиндрических координатах.

Каждую ячейку периодической структуры можно рассматривать как отрезок радиальной линии, и поле в области II может быть представлено суперпозицией радиальных волн. Для системы с периодом l в интервале $d < l < \frac{\lambda}{2}$ при $\frac{\partial}{\partial \varphi} = 0$ в каждой ячейке структуры распространяется без затухания только основная мода, у которой H_φ и E_z отличны от нуля. Все остальные типы волн являются «запредельными», поэтому задача может решаться в одноволновом приближении. Согласно теореме Флоке волновое поле каждой ячейки периодической структуры «промодулировано» функцией e^{-jhz} [5], так что φ -компонента век-

тора магнитного поля в области II может быть представлена в виде

$$H_{\varphi}^{\text{II}} = jB[H_1^{(1)}(kr) + FH_1^{(2)}(kr)]e^{-jhz_0}, \quad (7)$$

где z_0 — координата средней точки между диафрагмами. Для сшивания решений для полей необходимо приравнять E_z и H_{φ} на границах областей, где H_{φ} представляет собой усредненное по ширине щели значение $H_{\varphi}(z)$. Опуская промежуточные выкладки, запишем уравнения, соответствующие условиям сшивания полей на границах:

$$\frac{\gamma}{k} H_0^{(1)}(\gamma r_1) + \frac{\gamma}{k} a_0 H_0^{(2)}(\gamma r_1) = \theta MB[H_0^{(1)}(kr_1) + FH_0^{(2)}(kr_1)],$$

$$\frac{q_n}{k} a_0 K_0(q_n r_1) = \theta MB[H_0^{(1)}(kr_1) + FH_0^{(2)}(kr_1)],$$

$$H_1^{(1)}(\gamma r_1)M + a_0 H_1^{(2)}(\gamma r_1)M + \sum_{n \neq 0}^{\pm \infty} a_n K_1(q_n r_1)M_n = B[H_1^{(1)}(kr_1) + FH_1^{(2)}(kr_1)],$$

$$\frac{\gamma}{k} c_0 J_0(\gamma r_2) = \theta MB[H_0^{(1)}(kr_2) + FH_0^{(2)}(kr_2)],$$

$$\frac{q_n}{k} c_n I_0(q_n r_2) = \theta M_n B[H_0^{(1)}(kr_2) - FH_0^{(2)}(kr_2)], \quad (8)$$

$$c_0 J_1(\gamma r_2)M + \sum_{n \neq 0}^{\pm \infty} c_n I_1(q_n r_2)M_n = B[H_1^{(1)}(kr_2) + FH_1^{(2)}(kr_2)],$$

где $J_0(\gamma r_2)$ и $J_1(\gamma r_2)$ — функции Бесселя, $\theta = d/l$,

$$M_n = \frac{\sin\left(h_n \frac{d}{2}\right)}{h_n \frac{d}{2}}, \quad h_n = h - \frac{2\pi n}{l}, \quad M \equiv M_0.$$

В результате решения системы (8) получим выражения для коэффициентов:

$$c_n = c_0 \frac{\gamma}{q_n} \cdot \frac{J_0(\gamma r_2)}{I_0(q_n r_2)} \cdot \frac{M_n}{M}, \quad (9)$$

$$a_0 = B \frac{\theta \gamma}{M} \cdot \frac{H_0^{(1)}(kr_1) + FH_0^{(2)}(kr_1)}{H_0^{(2)}(\gamma r_1)} \cdot \frac{H_0^{(1)}(\gamma r_1)}{H_0^{(2)}(\gamma r_1)}, \quad (10)$$

$$a_n = \frac{\gamma}{q_n} \cdot \frac{M_n}{M} \cdot \frac{H_0^{(1)}(\gamma r_1) + a_0 H_0^{(2)}(\gamma r_1)}{K_0(q_n r_1)}, \quad (11)$$

$$F = \frac{RH_0^{(1)}(kr_2) - H_1^{(1)}(kr_2)}{H_1^{(2)}(kr_2) - RH_0^{(2)}(kr_2)}, \quad B_j = \frac{M\xi}{\xi H_0^{(2)}(\gamma r_1)}. \quad (12)$$

В (9) — (12) использованы обозначения:

$$R = \theta \gamma \frac{J_1(\gamma r_2)}{J_0(\gamma r_2)} + \sum_{n \neq 0}^{\pm \infty} \theta q_n \frac{I_1(q_n r_2)}{I_0(q_n r_2)},$$

$$\begin{aligned}\theta_\nu &= \theta \frac{k}{\gamma} M^2, \quad \theta_{q_n} = \theta \frac{k}{q_n} M_n^2, \\ \xi &= H_1^{(1)}(kr_1) - UH_0^{(1)}(kr_1) + FH_1^{(2)}(kr_1) - UFH_0^{(2)}(kr_1), \\ \zeta &= H_1^{(1)}(\gamma r_1) H_0^{(2)}(\gamma r_1) - H_0^{(1)}(\gamma r_1) H_1^{(2)}(\gamma r_1), \\ U &= \theta_\nu \frac{H_1^{(2)}(\gamma r_1)}{H_0^{(2)}(\gamma r_1)} + \sum_{n \neq 0}^{\pm \infty} \theta_{q_n} \frac{K_1(q_n r_1)}{K_0(q_n r_1)}.\end{aligned}$$

Полученные формулы (9) — (12) можно использовать для определения всех амплитудно-фазовых характеристик поля, рассеянного кольцевой решеткой.

Распределение амплитуды замедленных волн по радиусу можно получить из выражений (9) и (11), преобразовав их к виду:

$$\frac{q_n}{k} c_n I_0(q_n r) = \frac{\gamma}{k} c_0 J_0(\gamma r_2) \frac{M_n}{M} \cdot \frac{I_0(q_n r)}{I_0(q_n r_2)}, \quad (13)$$

$$\frac{q_n}{k} a_n K_0(q_n r) = \frac{\gamma}{k} [H_0^{(1)}(\gamma r_1) + a_0 H_0^{(2)}(\gamma r_1)] \frac{M_n}{M} \cdot \frac{K_0(q_n r)}{K_0(q_n r_1)}.$$

Левые части равенств (13) определяют комплексные амплитуды гармоник. Для выпуклой граничной поверхности (область I) радиальное распределение амплитуды замедленных волн описывается функцией $\frac{K_0(q_n r)}{K_0(q_n r_1)}$, а для вогнутой поверхности (область III) — функцией $\frac{I_0(q_n r)}{I_0(q_n r_2)}$. Спадание интенсивности поля гармоник при удалении от структуры в случае больших радиусов ($q_n r_1 \gg 1$, $q_n r_2 \gg 1$), когда справедливы асимптотические выражения для цилиндрических функций [7], описывается соотношениями

$$f(\Delta x) = \frac{I_0(q_n r)}{I_0(q_n r_2)} \simeq e^{-q_n \Delta x} \left(1 + \frac{\Delta x}{2r_2} \right), \quad \Delta x = r_2 - r; \quad (14)$$

$$f(\Delta x) = \frac{K_0(q_n r)}{K_0(q_n r_1)} \simeq e^{-q_n \Delta x} \left(1 - \frac{\Delta x}{2r_1} \right), \quad \Delta x = r - r_1.$$

Эти соотношения показывают, что в качестве области взаимодействия с электронным пучком выгоднее использовать область III, в которой амплитуды поля пространственных гармоник убывают медленнее при удалении от структуры, чем в области I, где пространственные гармоники стелются ближе к поверхности. Различие в степени убывания поля замедленных волн более заметно при малых радиусах кривизны (порядка нескольких периодов решетки). Сравнение кривых спада интенсивности поля замедленных волн при удалении от структуры для трех различных случаев приведено на рис. 2.

Эффективность работы приборов, резонансная система которых имеет внутреннюю кольцевую структуру, будет зависеть от степени связи между полем области III, где осуществляется взаимодействие с электронным пучком, и полем области I, в которой локализовано собственное поле резонатора. Связь областей I и III по полю можно харак-

теризовать коэффициентом прохождения через структуру и коэффициентом отражения цилиндрических волн на границах структуры; эти коэффициенты, в свою очередь, определяются соотношениями параметров решетки и падающей волны. Для исследования прозрачности решетки рассмотрим однократное прохождение волны через структуру. Выражения для определения амплитудных характеристик при однократном прохождении можно получить из (8). При этом следует учесть, что нулевая гармоника в области III будет описываться функцией Ханкеля 1-го рода для сходящейся волны, прошедшей из области I в III, и функцией Ханкеля 2-го рода для расходящейся.

Нас будет интересовать коэффициент $|c_0|$, который определяет прохождение волны через решетку. Нетрудно показать, что прозрачность кольцевой диафрагменной решетки для волн, падающих на нее из внешней области и из центра, будет одинакова. В результате ряда преобразований из системы (8) получаем выражение для $|c_0|$ в случае больших радиусов структуры ($\gamma r_1 \gg 1, \gamma r_2 \gg 1$), когда справедлива замена цилиндрических функций их асимптотическими значениями [7]:

$$|c_0| = \frac{4\theta_\gamma}{\sqrt{16\theta_\gamma^2 + 4(1 + \theta_\gamma^2 + \theta_\gamma^2 s^2)(1 - \theta_\gamma^2 + \theta_\gamma^2 s^2) \sin^2 k(r_1 - r_2)}} \quad (15)$$

где $s = \sum_{n \neq 0}^{\pm \infty} \theta_{qn}$. Заметим, что цилиндрическая система при больших радиусах структуры по существу эквивалентна плоской решетке при падении на нее плоской волны. При этом толщина эквивалентной решетки равна $r_1 - r_2$, а угол падения волны определяется соотношением $\cos \alpha = \gamma/k$.

Для $d \ll l \ll \lambda$ и $h \ll k$ величиной $\theta_\gamma^2 s^2$ с достаточной степенью точности можно пренебречь. Поскольку

$$s = \sum_{n \neq 0}^{\pm \infty} \theta_{qn} < \frac{4l}{\lambda \theta} \sum_{n \neq 0}^{\pm \infty} \frac{1}{(2\pi n)^2} = \frac{l}{6\theta \lambda},$$

то $\theta_\gamma s \approx 0, 1/l\gamma$. С учетом этого (15) упрощается:

$$|c_0| = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{1}{4} \left(\frac{1}{\theta_\gamma} - \theta_\gamma \right)^2 \sin^2 2\pi k \delta}}, \quad (16)$$

где $\kappa = \frac{kl}{2\pi}$, $\delta = \frac{r_1 - r_2}{l}$ — обозначения, применяемые здесь для сопоставления результатов, полученных в приближении больших радиусов кольцевой структуры, с результатами работы [2], в которой рассматривается дифракция плоских волн на решетках из брусьев. При решении задачи указанным методом закон сохранения энергии выполняется и записывается в виде

$$|c_0|^2 + |a_0|^2 = 1, \quad (17)$$

где $|a_0|$ представляет коэффициент отражения структуры. Из (16) и (17) видно, что максимальное значение коэффициента прохождения, равное 1, достигается при условиях

$$\sin 2\pi k \delta = 0, \quad \kappa_N \delta = N/2, \quad N = 0, 1, 2 \dots \quad (18)$$

Соотношения (18) описывают условия резонансного прохождения для кольцевой структуры (случай больших радиусов); при этом падающая волна так же, как и в случае [2], полностью, без отражений проходит через решетку.

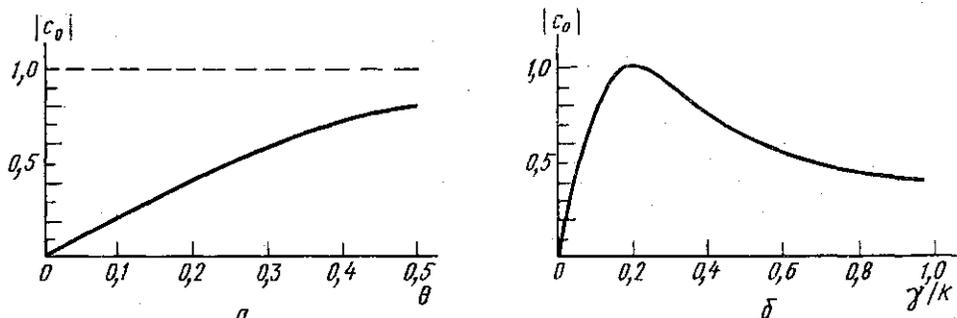


Рис. 3. Зависимость $|c_0|$ от коэффициента заполнения θ (а) и от угла падения γ/k (б): а — $\gamma/k=1$; $\kappa=0,315$; $\delta=7$, б — $\theta=0,2$; $\kappa=0,382$; $\delta=7$

На рис. 3 изображены зависимости $|c_0|$ от θ и γ/k , полученные из (16). Здесь имеется полное совпадение с результатами работы [2]. Кривые для кольцевой структуры, изображенные на рис. 4, отличаются от соответствующих зависимостей для плоской решетки (пунктирные

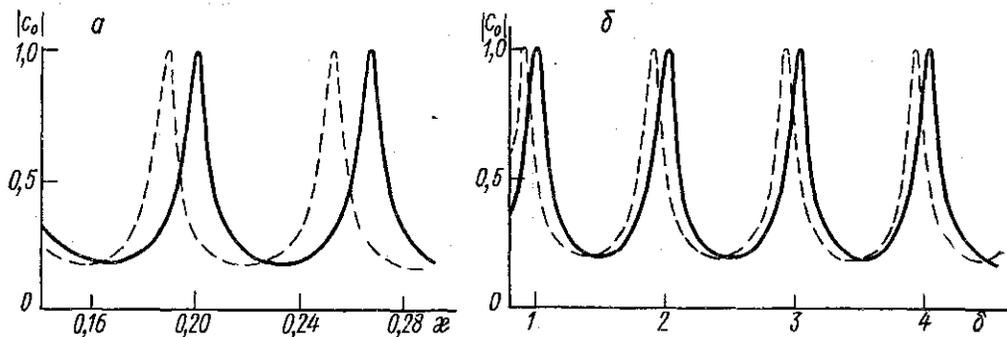


Рис. 4. Зависимость коэффициента прохождения $|c_0|$ от κ (а) и от толщины решетки δ (б) при $\gamma/k=1$; а — $\theta=0,086$, $\delta=7,52$; б — $\kappa=0,5$; $\theta=0,1$

линии) несовпадением резонансных частот. Наличие высших типов волн в щелях решетки приводит к изменению эффективной высоты гребней [8]. Для учета искривления фронта поля на краях отрезков радиальных линий можно ввести понятие эффективной толщины решетки $\delta_{\text{эфф}} = \delta + \delta_1$. Из работы [2] следует, что для $\theta \ll 1$ при выполнении соотношения $\kappa\delta = N/2$ коэффициенты прохождения $|c_0|$ и отражения $|a_0|$ совпадают с их значениями для ленточной решетки с тем же коэффициентом заполнения θ . При сравнении (16), где δ заменяем на $\delta_{\text{эфф}}$, с формулой Лэмба [9] для коэффициента прохождения ленточной решетки получаем величину поправки

$$\delta_1 = \frac{1}{2\pi\kappa} \arcsin \left(2\pi\kappa \frac{2\theta}{\pi} \ln \sin \frac{\pi\theta}{2} \right). \quad (19)$$

Для малых периодов ($l \ll \lambda$) $\delta_1 \cong -\frac{2\theta}{\pi} \ln \sin \frac{\pi\theta}{2}$, и резонансные условия прохождения $\kappa_N \delta_{эфф} = N/2$ совпадают с условиями для плоской решетки из брусьев ($\theta \ll 1$), полученными в [2]:

$$\kappa_N \cong \frac{N}{2\delta} \left(1 - \frac{2\theta}{\pi\delta} \ln \sin \frac{\pi\theta}{2} \right)^{-1}.$$

С учетом поправки (19) кривые рис. 4, а, б совмещаются практически полностью.

Для кольцевых решеток можно аналогичным образом ввести понятие эффективных радиусов, которые для $\theta \ll 1$ могут быть представлены в виде

$$\begin{aligned} r_{1эфф} &= r_1 - \frac{d}{\pi} \ln \sin \frac{\pi\theta}{2}, \\ r_{2эфф} &= r_2 + \frac{d}{\pi} \ln \sin \frac{\pi\theta}{2}. \end{aligned} \quad (20)$$

При рассмотрении дифракции волн с цилиндрическим фазовым фронтом ($h=0$) на структуре с большим внешним радиусом $kr_1 \gg 1$ и произвольным внутренним r_2 выражение для $|c_0|$, полученное из системы (8), после ряда преобразований будет иметь вид

$$|c_0| = \frac{4\theta |\sin \beta|}{\sqrt{16\theta^2 \sin^2 \beta + 4(1-\theta)^2 \left\{ \frac{(1+\theta)^2}{2} [1 - \rho \cos(2\nu + \eta)] - \theta \cos^2 \beta \right\}}}, \quad (21)$$

где

$$\nu = kr_1 - \varphi_0 - \frac{\pi}{4}, \quad \rho = \sqrt{1 - \frac{4\theta \cos^2 \beta}{(1+\theta)^2}},$$

$$\beta = \arg H_0^{(1)}(kr_2) - \arg H_1^{(1)}(kr_2).$$

Символ η определяет величину, удовлетворяющую системе уравнений

$$\sin \eta = \sin 2\beta [(\cos 2\beta - \theta)^2 + \sin^2 2\beta]^{-\frac{1}{2}},$$

$$\cos \eta = (\cos 2\beta - \theta) [(\cos 2\beta - \theta)^2 + \sin^2 2\beta]^{-\frac{1}{2}}.$$

Выражение (21) представляет довольно сложные зависимости, поэтому рассмотрим приближение при $\theta \cos^2 \beta \ll 1$, когда справедливо $\rho \cong 1 - \frac{2\theta \cos^2 \beta}{(1+\theta)^2}$. В этом случае (21) упрощается:

$$|c_0| = \frac{4\theta |\sin \beta|}{\sqrt{16\theta^2 \sin^2 \beta + 4(1-\theta)^2 (1 + 2\theta \sin^2 \beta + \theta^2) \sin^2 \left(kr_1 - \frac{\pi}{4} - \varphi_0 + \frac{\eta}{2} \right)}}, \quad (22)$$

и условия полного прохождения имеют вид

$$kr_1 - \arg H_0^{(1)}(kr_2) - \pi/4 + \eta/2 = N\pi.$$

Значения $\varphi_0 = \arg H_0^{(1)}(x)$, $\varphi_1 = \arg H_1^{(1)}(x)$, необходимые для расчетов, приведены в таблицах [10]. Построение графиков для рассмотренных величин по таблицам дает возможность убедиться, что они достаточно быстро приближаются к асимптотическим значениям. Уже при $kr_2 > 3$ выполняются соотношения $\arg H_0^{(1)}(kr_2) \approx kr_2 - \pi/4$, $\sin \beta \approx 1$, $\cos^2 \beta \ll 1$ с хорошей точностью. Поэтому для $kr_2 > 3$ справедливо приближение

$$|c_0| = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{1}{4} \left(\frac{1}{\theta} - \theta \right)^2 \sin^2 \left(kr_1 - kr_2 + \frac{1}{2} \arctg \frac{\sin 2\beta}{\cos 2\beta - \theta} \right)}}; \quad (23)$$

и условие резонансного прохождения записывается в виде

$$k(r_1 - r_2) + \frac{1}{2} \arctg \frac{\sin 2\beta}{\cos(2\beta - \theta)} = N\pi.$$

При условии полного прохождения модули амплитуд поверхностных гармоник пропорциональны $|J_0(\gamma r_2)|$ [см. формулу (13)]. Это также подтверждает преимущество малого радиуса внутреннего канала структуры при осуществлении взаимодействия электронного пучка с гармониками.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шестопапов В. П., Литвиненко Л. П., Масалов С. А., Сологуб В. Г. Дифракция волн на решетках. Харьков, 1973.
2. Сологуб В. Г., Шестопапов В. П., Половников Г. Г. ЖТФ, 1967, 37, 4, 666.
3. Нефедов Е. И. «Изв. вузов. Радиофизика», 1977, 20, 11, 1740.
4. Нефедов Е. И. «Радиотехника и электроника», 1977, 22, 9, 1769.
5. Силли Р. А., Сазонов В. П. Замедляющие системы. М., 1966.
6. Альтшулер Ю. Г., Тараненко А. С. Лампы малой мощности с обратной волной. М., 1963.
7. Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф. Специальные функции. М., 1968.
8. Завьялов А. С. «Изв. вузов. Радиотехника», 1962, 5, 5, 568.
9. Лэмб Г. Гидродинамика. М., 1947.
10. Ватсон Г. Теория бесселевых функций, т. 2. М., 1949.

Кафедра
радиофизики СВЧ

Поступила в редакцию
14.03.78

УДК 621.315.592

С. Н. КОЗЛОВ, Н. Л. ЛЕВШИН

О КИНЕТИКЕ МЕДЛЕННОЙ РЕЛАКСАЦИИ ЗАРЯДА НА ПОВЕРХНОСТИ ГЕРМАНИЯ В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ВРЕМЕНИ

Исследованию кинетики медленной релаксации на реальной поверхности германия посвящено значительное количество работ (см. литературу к [1, 2]). Однако ни в одной из них не проводилось достаточно подробного изучения полных кинетических кривых перезарядки медленных состояний (МС) в широком диапазоне времени*. Между тем такая

* Обычно кинетика медленной релаксации исследуется в диапазоне $1 \text{ с} \ll t \ll 10^3 \text{ с}$.