01;07;09

ЭШЕЛЕТТ ДЛЯ ВОЛН E-ПОЛЯРИЗАЦИИ: СТУПЕНЧАТЫЕ ПОВЕРХНОСТИ С ПРЯМОУГОЛЬНОЙ КАНАВКОЙ НА СТУПЕНЬКЕ

Е.П.Копосова

Институт прикладной физики РАН,
603600, Нижний Новгород, Россия
(Поступило в Редакцию 1 декабря 1993 г.
В окончательной редакции 7 июля 1994 г.)

В конструкциях резонаторов различных приборов для повышения селективных свойств [1–4] используются эшелетты — отражательные дифракционные решетки, на одной частоте эффективно (с коэффициентом, близким к единице) отражающие падающую волну обратно. При отстройке от этой частоты отражение происходит со смещением по углу и коэффициент отражения резко падает.

В отличие от оптического и близких к нему диапазонов, где выбор профиля решетки ограничен и конечная проводимость оказывает заметное влияние [5], в области СВЧ металл можно считать идеально проводящим, а класс профилей решетки может быть существенно расширен.

Простейшим примером решетки с такими свойствами является известный ступенчатый эшелетт [1], грани ступеней которого перпендикулярны вектору падения волны, а по другой грани ступеньки укладывается целое число полуволн. При падении на такую структуру H-поляризованной волны (с вектором магнитного поля H вдоль штрихов решетки и вектором электрического поля E, перпендикулярным штрихам) энергия полностью отражается в антизеркальном направлении. Физическая природа эффекта полного антизеркального отражения (ПАО) в этом случае совершенно прозрачна, так как стоячая волна точно удовлетворяет граничному условию $E_\tau = 0$ на поверхности рассматриваемого эшелетта. Эшелетт со ступенчатым профилем гофра является также наиболее удобным в использовании, так как позволяет наиболее легко контролировать размеры при техническом изготовлении.

Однако рассмотренный простейший профиль может быть использован в качестве эшелетта только для H-поляризованных волн. Для

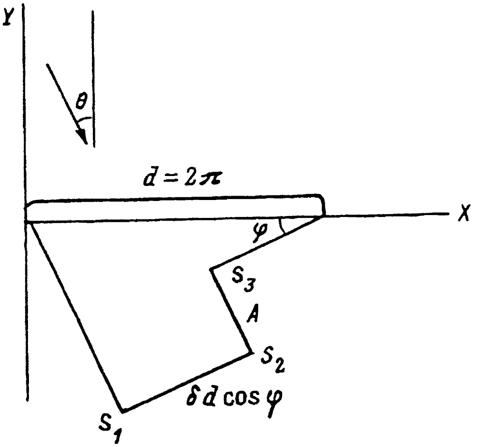

Рис. 1.

волн E-поляризации он не годится. Режим антизеркального отражения в этом случае отсутствует, а коэффициент отражения волны в антизеркальном направлении существенно меньше единицы.

Численные исследования, проведенные на основе строгого решения задачи о дифракции плоской волны на идеально проводящей периодически гофрированной поверхности [6,7], показывают, что режимы полного антизеркального отражения имеются у отражательных решеток практически с любым достаточно глубоким профилем гофра [7,8] как для H-, так и для E-поляризованных волн.

Чтобы сделать глубину гофра достаточной для полного антизеркального отражения волны с поляризацией E вдоль штрихов решетки, сохраняя нормальное положение ступеней по отношению к направлению падения волны, расположим на ступеньках классического эшелетта на волны H-поляризации дополнительные прямоугольные канавки (рис. 1).

Исследуем свойства отражательных решеток с таким профилем гофра на основании численного решения интегрального уравнения [7,9]. Пусть плоская волна под произвольным углом θ падает на идеально проводящую периодически гофрированную с периодом $d = 2\pi$ в направлении X поверхность профиля рис. 1, однородную в направлении Z. Поскольку рассматриваемый профиль гофра является неоднозначной функцией $y = f(x)$, то будем описывать его в параметрическом виде $x = x(s)$, $Y = y(s)$, полагая глубину канавки A и угол наклона φ.

$$
\begin{array}{lll}
s < s_1 & x = s\sin\varphi, & y = -s\cos\varphi, \\
s_1 < s < s_2 & x = (s - s_1)\cos\varphi + x_1, & y = (s - s_1)\sin\varphi + y_1, \\
s_2 < s < s_3 & x = -(s - s_2)\sin\varphi + x_2, & y = (s - s_2)\cos\varphi + y_2, \\
s_3 < s & x = (s - s_3)\cos\varphi + x_3, & y = (s - s_3)\sin\varphi + y_3,
\end{array}
$$

где

$$s_1 = d\sin\varphi + A, \qquad s_2 = s_1 + \delta d\cos\varphi, \qquad s_3 = s_2 + A,$$

Период по переменной s соответствует $l = d(\cos\varphi + \sin\varphi) + 2A$.

Применение метода интегрального уравнения для решени задач о дифракции плоской волны на гофрированных поверхностях с профилями, описываемыми неоднозначными функциями, аналогично применению его в случае однозначных профилей, но в качестве рабочей переменной вместо x берется s. Такой переход возможен ввиду того, что все функции, периодичные по x, являются периодичными и по s. Ограничимся рассмотрением волн с поляризацией вектора электрического поля E вдоль штрихов решетки. Составляющую полного электрического поля E_z представим как скалярную функцию $\psi(x, y)$. В соответствии с принципом Гюйгенса полное поле $\psi(x, y)$ вне металла определяется согласно теореме Грина и формуле Кирхгофа [10] в виде

$$\psi(x, y) = \psi_1(x, y) + \int ds' \left\{ G(x - x', y - y') \frac{\partial}{\partial n'} \psi(x', y') - \right.$$

$$\left. - \psi(x', y') \frac{\partial}{\partial n'} G(x - x', y - y') \right\}, \tag{1}$$

где $x' = x'(s')$, $y' = y'(s')$, через $\psi_i \exp(ik_x x - ik_y y)$ обозначено поле падающей волны, ds' представляет собой элемент дуги профиля поверхности.

Интегрирование производится по периоду структуры.

Двумерная функция Грина

$$G(x - x', y - y') = \frac{1}{2id} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1}{k_{ny}} \exp\left(ik_{xn}(x - x') + ik_{yn}|y - y'|\right) \tag{2}$$

соответствует полю в среде, создаваемому решеткой коллинеарных линейных по z источников, расположенных по x с периодом d. Здесь

$$k_{nx} = k\sqrt{\varepsilon} \sin\theta + n\frac{2\pi}{d}, \qquad k_{ny} = \sqrt{k^2 - k_{nx}^2}.$$

Учитывая граничные условия для E_z-поляризованного поля

$$\psi(x, y) = 0 \Big|_{x = x(s), y = y(s)} \tag{3}$$

и помещая точку наблюдения в (1) на поверхность, получаем

$$\int ds' G(x - x', y - y') \frac{\partial}{\partial n'} \psi(x', y') \Big|_{x = x(s), y = y(s)} +$$

$$+ \psi_i(x, y) \Big|_{x = x(s), y = y(s)} = 0 \tag{4}$$

— интегральное уравнение Фредгольма первого рода относительно поверхностного тока

$$\frac{\partial}{\partial n'} \psi(x', y').$$

Оно, как показано в [9], в силу логарифмической расходимости ядра в точке $s = s'$ при решении методом разложения в ряды Фурье приводится к устойчивой матрице близкого к диагональному вида.

Полное поле в пространстве выражается, согласно (1), через неизвестную

$$\frac{\partial}{\partial n'}\psi(x', y')$$

следующим образом:

$$\psi(x, y) = \psi_i(x, y) + \int ds' G(x - x', y - y')\frac{\partial}{\partial n'}\psi(x', y'). \tag{5}$$

Учитывая справедливость разложения поля в пространстве вне решетки при $y > \max y(s)$ по пространственным гармоникам, определим их амплитуды или комплексные коэффициенты отражения

$$R_n = \frac{1}{2idk_{ny}} \int ds' \exp(-ik_{xn}x' - ik_{yn}y')\frac{\partial}{\partial n'}\psi(x', y'). \tag{6}$$

Полученное уравнение (4) можно представить в виде

$$\int_0^1 W(s, s')U(s')ds' + V(s) = 0, \tag{7}$$

где

$$U(s) = \frac{\partial}{\partial n}\psi(x, y)\Big|_{x=x(s), y=y(s)},$$

$$V(s) = \psi_i(x, y)\Big|_{x=x(s), y=y(s)},$$

$$W(s, s') = G(x - x', y - y')\Big|_{\substack{x=x(s), y=y(s),\\ x'=x(s'), y'=y(s')}},$$

$$R_n = \frac{1}{2idk_{ny}} \int_0^1 ds' \exp(-ik_{xn}x'(s') - ik_{yn}y'(s'))U(s').$$

Следуя [9] и пользуясь периодичностью функций по переменной s, разлагаем в ряды Фурье

$$U(s) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} U_k \exp\left(ik\frac{2\pi}{I}s\right),$$

$$V(s) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} V_k \exp\left(ik\frac{2\pi}{I}s\right),$$

$$W(s, s') = \sum_{k=-\infty}^{\infty}\sum_{m=-\infty}^{\infty} W_{km} \exp\left(ik\frac{2\pi}{I}s - im\frac{2\pi}{I}s'\right), \tag{8}$$

где

$$V_k = \frac{1}{l}\int_0^1 dsV(s)\exp\left(-ik\frac{2\pi}{I}s\right),$$

$$W_{km} = \frac{1}{l^2}\int_0^1\int_0^1 dsds'W(s,s')\exp\left(-ik\frac{2\pi}{I}s + im\frac{2\pi}{I}s'\right).$$

Подставляя эти разложения в (7), получаем бесконечную систему линейных алгебраических уравнений

$$\sum_{m=-\infty}^{\infty} W_{km}U_m = -V_k. \tag{9}$$

Решая систему (9) численно с конечным количеством M неизвестных U_m, увеличиваем M постепенно так, чтобы достичь необходимой точности вычисления U_m. Используя для нахождения коэффициентов алгоритм быстрого преобразования Фурье [9], выбираем M соответствующим степени 2 и располагаем точки равномерно по переменной s.

Коэффициенты отражения пространственных гармоник определяем через найденные неизвестные также с помощью быстрого преобразования Фурье

$$R_n = \frac{1}{2idk_{ny}}\sum_{k=-\infty}^{\infty} U_k\frac{1}{I}\int_0^1 ds\exp(-ik_{xn}x(s) - ik_{yn}y(s))\exp\left(ik\frac{2\pi}{I}s\right).$$

Как следует из анализа результатов численного исследования отражательных свойств дифракционной решетки с рассматриваемым профилем гофра, наличие прямоугольной канавки на ступеньке приводит к появлению режима полного антизеркального отражения для волн E-поляризации при определенной глубине этой канавки.

На рис. 2,*а*,*б* приведены коэффициенты отражения по энергии в минус первую гармонику в режиме автоколлимации от параметра $\varkappa = d/\lambda$, характеризующего частоту (или жестко связанного с ним условием автоколлимации $2x\sin\theta = 1$ угла падения волны θ) для различных относительных ширин канавки δ при падении волны перпендикулярно ступеньке ($\theta = \varphi$). Кривые построены для нескольких глубин канавки A, включая нулевую (отсутствие канавок), для которой энергия отражения в минус первую гармонику не превышает 0.7. Как видно, даже небольшого углубления

$$A\frac{2\pi}{d} = 0.5\text{–}1.0$$

достаточно для появления режима ПАО в высокочастотной области двухволнового интервала при малых углах падения. С увеличением глубины канавки режим ПАО смещается в низкочастотную область интервала и в сторону больших углов падения тем дальше, чем шире канавка.

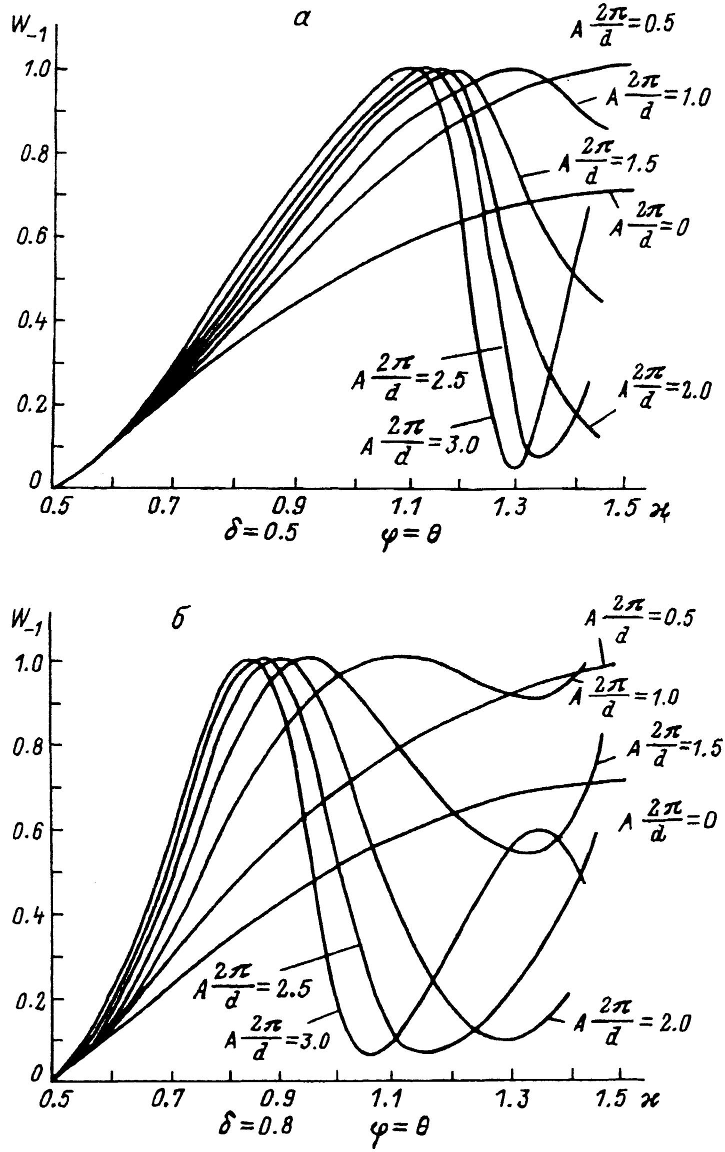

Рис. 2.

Рис. 3 иллюстрирует частотно-селективные свойства исследуемого эшелетта. На нем представлены кривые энергии отражения в минус первую автоколлимирующую гармонику при различных амплитудах и ширинах канавки для разных углов падения волны (разных частот $\varkappa$), но при фиксированном угле $\varphi = 30°$ наклона ступеньки эшелетта. В данном случае волна падает перпендикулярно ступеньке лишь при $\varkappa = 1$. При всех других $\varkappa$ угол падения волны на плоскость ступени отличен от нормального. Как видно из рисунка, не при любой ширине канавки возможно достижение режима ПАО лишь увеличением ее глубины. Так при $\varkappa = 1(\theta = \varphi = 30°)$ искомый режим отсутствует при

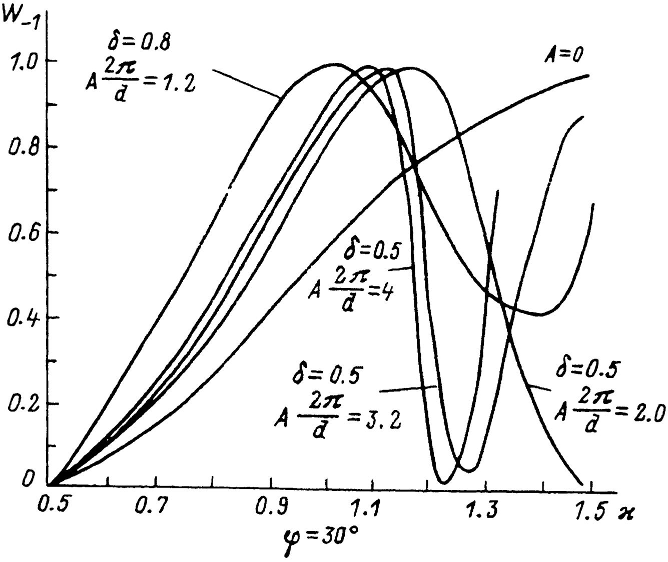

Рис. 3.

любой глубине канавки ($W_{-1}^{\max} = 0.87$), если ширина ее недостаточна $\delta = 0.5$. В то же время он достигается в случае $\delta = 0.5$ при меньших углах падения волны ($\theta = 25$–$27°$), когда вектор падающей волны расположен к ступеньке под углом, отличном от нормального. Использование решетки в таком режиме, как частотно-селективного эшелетта, не всегда удобно.

Для достижения более удобного режима необходимо сделать канавку шире. Так, при $\delta = 0.8$ режим ПАО достигается в желаемой точке $\varkappa = 1$ ($\theta = \varphi = 30°$) выбором амплитуды канавки, которая при такой ширине оказывается достаточно мелкой

$$A\frac{2\pi}{d} = 1.2.$$

При этом при других углах падения волны и на других частотах энергия отражения в минус первую гармонику в режиме автоколлимации отлична от единицы тем сильнее, чем сильнее отличны от рабочих частота или угол, что обеспечивает частотно-селективные свойства эшелетта.

Естественно, что при увеличении глубины канавки появляется возможность осуществления удобного режима при более узкой ее ширине (рис. 4). Так, при

$$A\frac{2\pi}{d} = 3.2$$

высокие коэффициенты отражения в минус первую гармонику в режиме автоколлимации, включая ПАО, наблюдаются в интеравале ширин канавки $\delta = 0.55$–0.63, близких к полупериоду.

Рис. 5 демонстрирует изменение фазы коэффициента отражения в минус первую гармонику в режиме автоколлимации с ростом амплитуды канавки по мере приближения к режиму ПАО, а также разброс

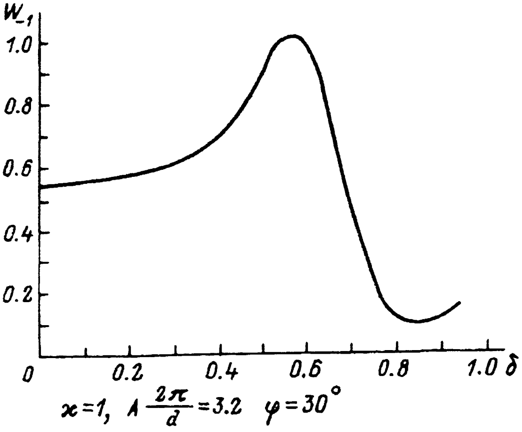

Рис. 4.

фаз и энергии отраженной волны при возможных отклонениях параметров канавки при изготовлении эшелетта ($\delta = 1/2\cos 30^\circ = 0.58$, $x = 1$ ($\varphi = \theta = 30^\circ$)).

Эшелетт на волны E-поляризации исследовался экспериментально как зеркало квазиоптического двухзеркального резонатора, второе зеркало которого было плоским (рис. 6). Измерения производились в четырехмиллиметровом диапазоне. Зеркала были выполнены из дюралюминия. Количество элементов решетки составляло $N = 25$. Параметры гофра были следующие: период $d \cong 6$ мм, относительная ширина канавки $\delta = 0.7$. Зеркала располагались на специальных механических приспособлениях, позволяющих менять угол их наклона в двух плоскостях и перемещаться относительно друг друга.

Настройка на максимальное значение добротности моды осуществлялась путем подбора оптимального угла θ и расстояния L. Изменением угла наклона с одновременной подстройкой расстояния L осуществлялась перестройка резонатора по частоте. Возбуждение колебаний осуществлялось через отверстие связи в плоском зеркале с помощью прямоугольного волновода, ориентированного так, что век-

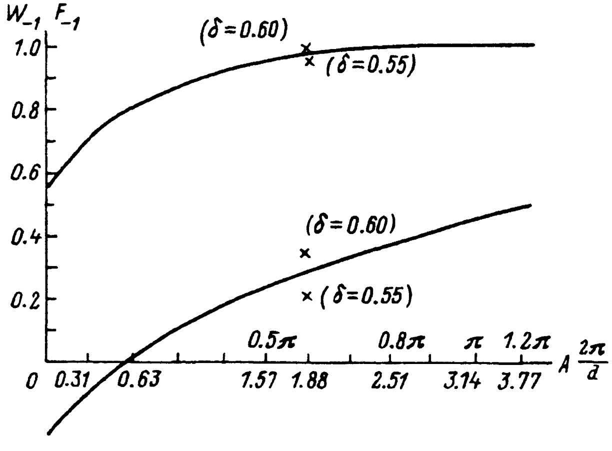

Рис. 5.

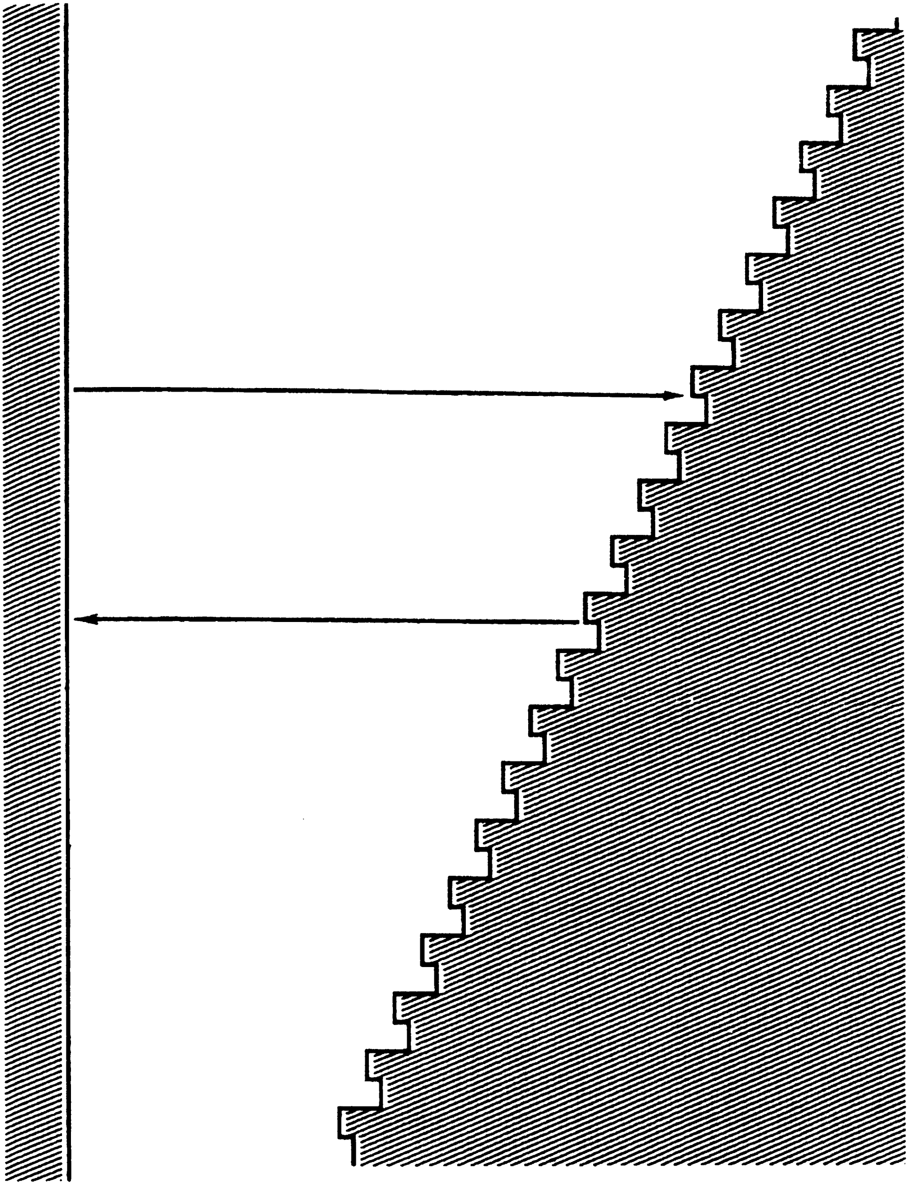

Рис. 6.

тор электрического поля был параллелен штрихам решетки. Методика измерений была аналогична использованной в [1]. При фиксированном $L \simeq 40$ мм и $\theta \simeq 20°$ (соответсвующем нормальному падению волны на ступеньку) в диапазоне частот 56–80 Гц наблюдалось несколько колебаний с различными продольными индексами, добротность которых была достаточно высокой лишь у двух, попадающих в полосу эффективного отражения эшелетта в моду резонатора $\nu \cong 75$ ($Q \sim 1000-1500$) и 71 ГГц ($Q \sim 750-1000$) и резко падала вне этой полосы $\nu < 65$ ГГц. Полоса эффективного отражения эшелетта под определенным углом рабочей моды резонатора определялась как полосой эффективного антизеркального режима, так и углочастотной дисперсией эшелетта. При перестройке резонатора добротность сохранялась достаточно высокой в интервале углов $19 < \theta < 23°$. Диапазон перестройки определялся полосой, в которой исследуемый эшелетт обладал эффективным антизеркальным режимом ($W_{-1}(\nu) \geqslant 0.9$) при различных углах падения.

Модуль коэффициента отражения от эшелетта определялся по добротности колебания. Добротность колебания в эквивалентном открытом двухзеркальном резонаторе может быть представлена как $Q = (kL)/\Delta$, где Δ — потери энергии колебания за время пробега полем расстояния $2L$. Потери $\Delta = \Delta_{\text{om}} + \Delta_{\text{dif}} + \Delta_R$ состоит из омических потерь Δ_{om}, дифракционных, связанных с излучением "через край" Δ_{dif}, и потерь рассеяния, связанных с отличием коэффициента отражения от эшелетта от единицы $\Delta_r = 1 - W_{-1}$. По оценкам, проведенным по теории резонатора с плоскими зеркалами [11], а также по экспериментальным оценкам потерь в эквивалентном резонаторе Фабри–Перо, Δ_{dif} по порядку величины составляет 2%, Δ_{om} существенно меньше Δ_{dif} и экспериментально наблюдаемых. Потери в исследуемом резонаторе в основном определялись потерями рассеяния, которые по порядку величины составляли 10%.

На рис. 7 представлена экспериментальная зависимость коэффициента отражения R_{-1} от параметра $\varkappa = \lambda/d$, соответствующего ему угла θ в режиме автоколлимации и частоты ν. Штриховой линией обозначена расчетная зависимость, полученная из численного решения задачи о дифракции. Максимальное экспериментальное значение коэффициента отражения

$$R^{э}_{-1} = 0.96 \pm 0.02 \tag{10}$$

соответствует $\varkappa = 1.4–1.45$, рассчитанному на нормальное падение волны на грань ступеньки, при котором теоретически достигается $R_{-1} = 1$. Следует отметить, что при тех же параметрах падения волны, но в отсутствие канавки на ступеньке коэффициент отражения в

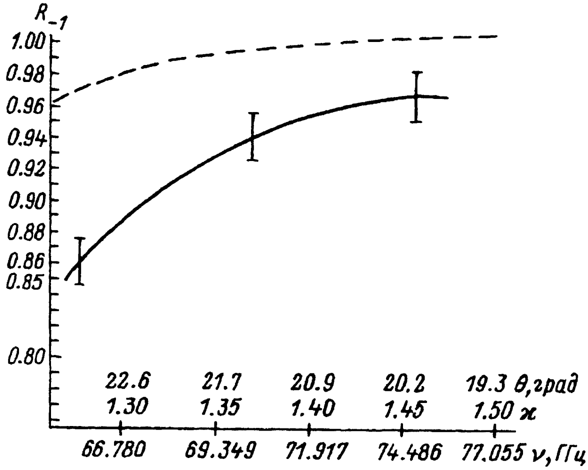

Рис. 7.

режиме автоколлимации теоретически не превышает по порядку величины 0.8 (рис. 2). Расхождение в величинах теоретического и экспериментального коэффициента отражения можно объяснить недостаточной точностью изготовления эшелетта, а также высвечиванием с его края.

Список литературы

[1] *Косарев Е.Л.* // Письма в ЖЭТФ. 1966. Т. 3. Вып. 7. С. 295–298.

[2] *Авербах В.С., Власов С.Н., Таланов В.И.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1967. Т. 10. № 9–10. С. 1333–1357.

[3] *Аверков С.И., Фурашов М.И.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1969. Т. 12. № 12. С. 1532–1545.

[4] *Шестопалов В.П., Кириленко А.А., Масалов С.А., Сиренко Ю.К.* Резонансное рассеяние волн. Т. 1. Дифракционные решетки. Киев: Наукова думка, 1986.

[5] Справочник по лазерам / Под ред. А.М.Прохорова. Т. 2 М., 1978. 400 с.

[6] *Шестопалов В.П., Литвиненко Л.Н., Масалов С.А., Сологуб В.Г.* Дифракция волн на решетках. Харьков, 1973.

[7] Electromagnetic Theory of Grating / Ed. R. Petit. Berlin; Heidelberg; New York: Springer Verlag, 1980.

[8] *Шейнина Е.В.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1988. Т. 31. № 6. С. 885–888.

[9] *Вайнштейн Л.А., Суков А.И.* // РИЭ. 1984. Т. 29. № 8. С. 1472.

[10] *Чжуан Шуньлянь, Гун Жэньао* // ТИИЭР. 1981. Т. 69. № 2. С. 43.

[11] *Вайнштейн Л.А.* Открытые резонаторы и открытые волноводы. М.: Сов. радио, 1966. 476 с.