

Сравнительный анализ характеристик одномерных мелкопериодных дифракционных решеток в мм и субмм диапазонах волн

А. А. Костенко

*Институт радиофизики и электроники
Национальной Академии наук Украины
Украина, 310085, Харьков, ул. Ак. Проскуры, 12*

Статья поступила в редакцию 24 октября 1997 г.

Для трех типов одномерных дифракционных решеток, выполненных в виде металлических круговых цилиндров, плоских лент, а также плоской металло-диэлектрической структуры, в сопоставимой форме представлены аналитические выражения для коэффициентов прохождения (отражения), полученные в длинноволновом приближении. При этом для металло-диэлектрической решетки проведен анализ точности расчетных характеристик, выполненных в соответствии с асимптотическими выражениями, в сравнении с результатами строгого решения дифракционной задачи. Расчетные характеристики получены для широкого ряда геометрических параметров, соответствующих типичным размерам дифракционных решеток, используемых в квазиоптических устройствах миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов, и проиллюстрированы большим количеством экспериментальных данных, полученных различными авторами.

Для трьох типів одновимірних дифракційних ґраток, що мають вигляд металевих кругових циліндрів, плоских стрічок, а також плоскої металево-діелектричної структури, в порівнюваній формі представлено аналітичні вирази для коефіцієнтів проходження (відбиття), що отримані в довгохвильовому наближенні. При цьому для металево-діелектричної ґратки проведено аналіз точності розрахункових характеристик, що одержані відповідно до асимптотичних виразів, в порівнянні з результатами строгого розв'язання дифракційної задачі. Розрахункові характеристики одержано для широкого діапазону геометричних параметрів, що відповідають типовим розмірам дифракційних ґраток, які використовуються в квазіоптичних пристроях міліметрового та субміліметрового діапазонів, та проілюстровано великою кількістю експериментальних даних, отриманих різними авторами.

1. Введение

Поляризационные свойства дифракционной решетки, впервые обнаруженные Г. Герцем, в 1895 г. были использованы П. Н. Лебедевым при разработке комплекса экспериментальных устройств, предназначенных для исследований на волне 6 мм [1]. По сути дела, эти опыты явились первой реализацией квазиоптических принципов в радиофизике миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн, однако дальнейшие работы в этом направлении стали возможными только в результате широкомасштабного освоения этих диапазонов и создания линий передачи квазиоптического типа [2-7]. При этом одномерная дифракционная решетка стала тем ключевым элементом, поляризационные свойства которого обеспечили уникальные характеристики целого ряда квазиоптических устройств, включая поляризаторы, преобразователи поляризации, делители луча и т.д. [2-8], а также интерферометрических [6-11] и антенно-фидерных [12] систем. Вместе с этим теоретические исследования, проводимые различными научными школами, заложили фун-

дамент современной теории дифракции электромагнитных волн на периодических структурах, наиболее полно отраженной в работах [13-16]. Экспериментальные исследования дифракционных решеток имеют тенденцию к продвижению со стороны инфракрасной области спектра электромагнитных колебаний [14-16] в области субмиллиметровых и миллиметровых волн с привлечением современных методов и средств исследований [9,10,20-23].

Тем не менее для инженерных разработок поляризационных устройств квазиоптического типа известные решения дифракционных задач не всегда удобны для работы, а расчетные формулы должны быть приведены к справочному виду, позволяющему проводить анализ электродинамических характеристик периодических структур различного типа в сопоставимой и доступной форме.

В общем случае одномерная дифракционная решетка образована идеально проводящими цилиндрическими проводниками с поперечным сечением произвольной формы, периодически расположенными в пространстве. В частности, слу-

чай круговых цилиндров диаметром $2b$ представлен на рис. 1, а. Ось OX направлена параллельно образующим элементам решетки, которые предполагаются бесконечными, а в направлении OY решетка периодична с периодом l , т. е. плоскость решетки параллельна плоскости XOY ($z = 0$).

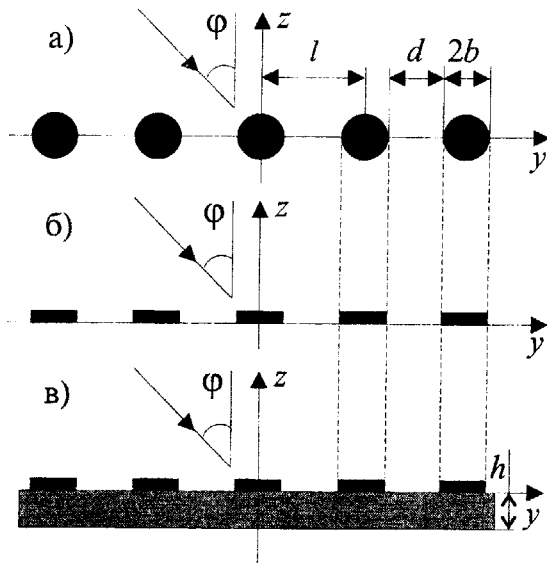


Рис. 1.

Пусть со стороны $z > 0$ на решетку падает плоская линейно поляризованная электромагнитная волна

$$\begin{aligned} \vec{E}^i &= \vec{E}_0 \exp[ik(\vec{n} \cdot \vec{r})], \\ \vec{H}^i &= \vec{H}_0 \exp[ik(\vec{n} \cdot \vec{r})], \end{aligned} \quad (1)$$

где предполагается зависимость от времени $\exp(-i\omega t)$; \vec{r} - радиус-вектор точки наблюдения; \vec{n} - нормаль к фронту волны, имеющая составляющие α, β, γ ($\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 = 1, \gamma < 0$);

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\epsilon \mu}; \quad \lambda - \text{длина волны в свободном пространстве; } \epsilon, \mu - \text{диэлектрическая и магнитная проницаемости среды, в которую помещена решетка. При этом направление падающей волны характеризуется углом падения } \varphi \text{ (угол между осью } OZ \text{ и проекцией } \vec{n}_1 \text{ вектора } \vec{n} \text{ на плоскость } YOZ) \text{ и углом } \theta \text{ между } \vec{n}_1 \text{ и } \vec{n}, \text{ а компоненты } \alpha, \beta, \gamma \text{ вектора } \vec{n} \text{ определяются выражениями}$$

$\alpha = \sin \theta, \beta = \cos \theta \sin \varphi, \gamma = \cos \theta \cos \varphi.$ (2)

В случае произвольного падения все составляющие вектора \vec{n} (2) отличны от нуля. Если вектор

\vec{n} лежит в плоскости YOZ ($\alpha = 0$), волна (1) называется наклонно падающей.

Для идеально проводящей решетки векторная задача дифракции разделяется на две скалярные, когда в зависимости от ориентации электрического и магнитного полей по отношению к направлению OX можно выделить два типа поляризации:

1) E - поляризация, когда магнитное поле расположено в плоскости, перпендикулярной элементам решетки, а электрическое поле имеет составляющую, параллельную им. Таким образом $H_x = 0$, а все компоненты выражаются через E_x ;

2) H - поляризация, когда электрическое поле расположено в плоскости, перпендикулярной элементам решетки, а магнитное поле имеет составляющую, параллельную им. Таким образом $E_x = 0$, а все компоненты выражаются через H_x .

При этом каждая из выделенных задач эквивалентна задаче дифракции волны соответствующей поляризации, наклонно падающей на решетку в плоскости YOZ с параметрами $\tilde{k}, \tilde{\alpha} = 0, \tilde{\beta}, \tilde{\gamma}$. По найденным решениям нетрудно определить дифрагированное поле в случае произвольного падения на решетку, используя формальную замену параметров

$$k = \frac{\tilde{k}}{\sqrt{1 - \alpha^2}}, \beta = \tilde{\beta} \sqrt{1 - \alpha^2}, \gamma = \tilde{\gamma} \sqrt{1 - \alpha^2} \quad (3)$$

и учитывая, что при этом полученные результаты смещаются в более коротковолновую область $\lambda = \tilde{\lambda} \sqrt{1 - \alpha^2}$.

Решение задачи заключается в нахождении комплексных амплитуд E^{*R} отраженного и E^{*T} прошедшего полей и позволяет определить комплексные коэффициенты отражения R^* и прохождения T^* :

$$R^* = E^{*R} / E^{*i} = |R| e^{i\Phi_R}, \quad (4)$$

$$T^* = E^{*T} / E^{*i} = |T| e^{i\Phi_T}, \quad (5)$$

где $|R|, |T|$ и Φ_R, Φ_T - модули и фазы коэффициентов отражения и прохождения,

$$|R|^2 = (\text{Re } R^*)^2 + (\text{Im } R^*)^2, \quad (6)$$

$$|T|^2 = (\text{Re } T^*)^2 + (\text{Im } T^*)^2, \quad (7)$$

$$\text{tg}(\Phi^R) = \frac{\text{Im } R^*}{\text{Re } R^*}, \quad (8)$$

$$\operatorname{tg}(\Phi^T) = \frac{\operatorname{Im} T^*}{\operatorname{Re} T^*} \quad (9)$$

В случае идеально проводящих металлических решеток для коэффициентов отражения и прохождения по мощности выполняется закон сохранения энергии

$$|R|^2 + |T|^2 = 1, \quad (10)$$

а фазы этих коэффициентов связаны следующим образом

$$\Phi^R - \Phi^T = \frac{\pi}{2}. \quad (11)$$

Как известно, соотношение между периодом решетки l и длиной волны электромагнитного излучения λ существенно определяет как свойства решетки, так и методы исследований дифракционных явлений. В дальнейшем нас будет интересовать длинноволновая область частотного параметра

$$k = l/\lambda \ll 1. \quad (12)$$

Подобная решетка может быть достаточно легко реализована в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах волн, причем ее типичные размеры

$$2a \gg \lambda \gg l > 2b \quad (13)$$

(где $2a$ – внешний размер решетки) являются характерными для устройств квазиоптического типа, а длинноволновое приближение (12) позволяет получить решение дифракционной задачи в виде простых аналитических выражений.

2. Дифракционные решетки из круговых цилиндров

Одномерная дифракционная решетка, у которой образующий элемент представляет собой проводящий цилиндр круглого поперечного сечения диаметром $2b$ (рис.1, а), нашла самое широкое распространение в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах волн. Именно в этих диапазонах стало возможным реализовать решетки из тонких металлических проволок, натянутых на плоские кольцевые оправки [3], которые идеально соответствуют квазиоптическому подходу при создании функциональных элементов. На основе подобных решеток был впервые реализован полный комплект широкодиапазонных квазиоптических устройств и радиоизмерительных приборов общего применения, в которых в качестве базовой линии передачи использовался полый диэлектрический лучевод [4,6]. Для таких структур выполняются условия (12), (13), и в то же время освоен их промышленный выпуск в диапазоне параметров $2b = (8 \div 20) \cdot 10^{-6}$ м, $l = (20 \div 400) \cdot 10^{-6}$ м и $2a = 40 \div 100$ мм.

Электродинамические свойства подобной решетки для длинноволновой области частотного параметра (12), в частности, рассмотрены методом возмущений в работе [13], в соответствии с результатами которой выпишем коэффициенты отражения по мощности (6) и их фазы (8) для случая редкой решетки, когда коэффициент заполнения S мал, т.е.

$$S = \frac{2b}{l} \ll 1. \quad (14)$$

Для E - поляризации:

$$|R_E|^2 = \frac{(1 - A_1 A_2)^2}{(1 + A_1^2)(1 + A_2^2)}, \quad (15)$$

$$\operatorname{tg}(\Phi_E^R) = \frac{A_1 - A_2}{1 + A_1 A_2}, \quad (16)$$

$$A_1 = 2k \ln\left(\frac{1}{\pi S}\right) A_3,$$

$$A_2 = \frac{k(\pi S)^2}{2} A_3, \quad A_3 = \cos \varphi.$$

Для H - поляризации:

$$|R_H|^2 = \frac{(A_4 + A_2 A_3)^2}{(1 + A_2^2)(A_3^2 + A_4^2)}, \quad (17)$$

$$\operatorname{tg}(\Phi_H^R) = \frac{A_3 + A_2 A_4}{A_4 - A_2 A_3}, \quad (18)$$

$$A_4 = \frac{A_2}{2A_3} (1 - 2\sin^2 \varphi).$$

Аналогичные выражения для рассматриваемой решетки, полученные методом последовательных приближений [14], несколько уточняют формулы (15) – (18). Тем не менее, как показывает сопоставление аналитических оценок с результатами строгого решения дифракционной задачи [16], формулы (15) – (18) обеспечивают высокую степень достоверности для $S < 0,25$ при $k < 0,5$, что соответствует геометрии проволочных решеток, используемых в квазиоптической технике в диапазоне длин волн $0,3 \div 2,5$ мм [3-6]. Расчетные зависимости коэффициента прохождения по мощности $|T|^2$ в широком диапазоне изменения параметра k в случае нормального падения на решетку из круговых идеально проводящих цилиндров, полученные в соответствии с формулами (15) – (18), приведены в виде гладких кривых на рис. 2, а (для E - поляризации) и на рис. 2, б (для

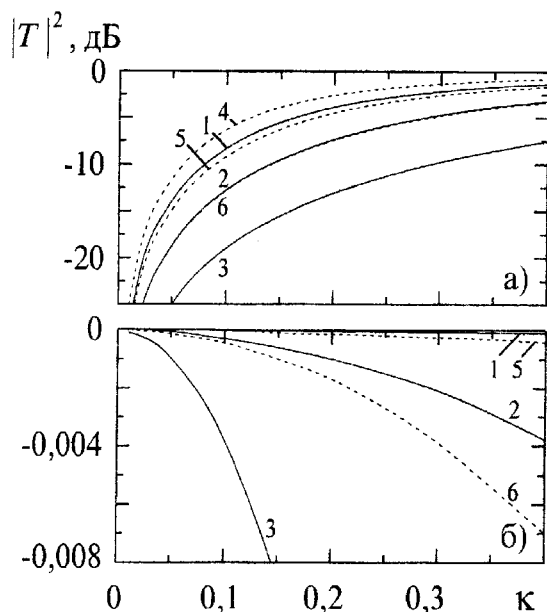


Рис. 2.

H – поляризации). При этом выбраны два крайних значения коэффициента заполнения $S = 0,04$ (кривая 1), $S = 0,2$ (кривая 3) и промежуточное значение $S = 0,1$ (кривая 2), характерные для типичных размеров используемых проволочных решеток. При диаметре цилиндра $2b = 8 \cdot 10^{-6}$ м в случае *E* – поляризации решетка с коэффициентом заполнения $S = 0,04$ обеспечивает коэффициент прохождения $|T_E|^2 < -20$ дБ, если длина волны $\lambda > 8,3$ мм, а для решетки с коэффициентом заполнения $S = 0,2$ это же условие выполняется, если $\lambda > 0,44$ мм. В случае *H* – поляризации коэффициент прохождения $|T_H|^2 > -10^{-2}$ дБ обеспечивается для решетки $S = 0,04$ во всем исследуемом диапазоне частотного параметра $k < 0,4$, т.е. $\lambda > 0,5$ мм, а для решетки $S = 0,2$, т.е. если $\lambda > 0,25$ мм.

Экспериментальные исследования проволочных решеток в инфракрасной области спектра [17-19] показали достаточно высокие поляризационные характеристики подобных систем. Однако в полной мере их уникальные свойства проявились в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах. Измерения параметров проволочных дифракционных решеток с использованием квазиоптических методов [9,22,23] позволили сопоставить экспериментальные результаты с расчетными данными, полученными в длинноволновой области частотного параметра в соответствии с [13] по формулам (15) - (18). Характеристики исследован-

ных решеток сведены в таблицу. Для рассматриваемых случаев измерительные установки обеспечивают нормальное падение ($\varphi = 0$) *E* – поляризованной электромагнитной волны на решетку. Расчетные зависимости $|T_E|^2$ от параметра k при различных значениях коэффициента заполнения S представлены на рис. 3 (нумерация соответствует таблице), где также приведены экспериментальные данные. Как видно, наблюдается

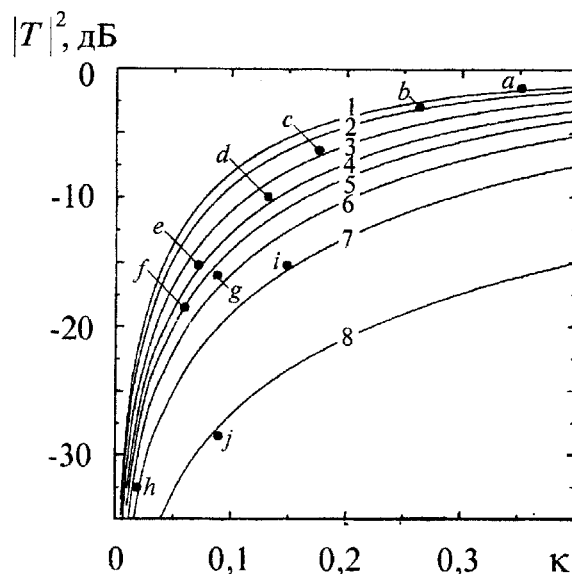


Рис. 3.

высокая степень корреляции экспериментальных данных и расчетных характеристик, полученных в соответствии с [13], для значений $k \leq 0,4$ и $S \leq 0,2$. Таким образом, в случае *E* – поляризации проволочные решетки с указанными параметрами обладают высокими поляризационными свойствами на волнах длиннее 0,3 мм, обеспечивая коэффициент прохождения $|T_E|^2 < -20$ дБ и коэффициент отражения $|R_E|^2 > -0,02$ дБ даже с учетом потерь, обусловленных отклонением проволоки от плоскости решетки и омических потерь в материале [6]. Проявляется уникальное свойство мелкопериодной дифракционной решетки – *E*-поляризованная электромагнитная волна практически полностью отражается от решетки как от металлического зеркала, а в случае *H*-поляризации наблюдается прохождение через решетку с пренебрежимо малыми потерями. Тем не менее, выбирать параметры решетки необходимо в каждом конкретном случае реализации приборов на основе подобных структур с учетом их электродинамических характеристик и конструктивных особенностей.

Таблица

№	S	k	l , мм	$2b$, мм	λ , мм	$ T_E ^2$, дБ	Обозн. на рис.3	Лит.
1.	0,0375	0,3509	0,400	0,015	1,140	- 1,43	a	[23]
2.	0,050	0,2632	0,300	0,015	1,140	- 2,92	b	[23]
3.	0,075	0,1754	0,200	0,015	1,140	- 6,38	c	[23]
4.	0,100	0,1316	0,150	0,015	1,140	- 10,00	d	[23]
	0,100	0,0714	0,150	0,015	2,100	- 15,23	e	[9]
5.	0,120	0,0595	0,125	0,015	2,100	- 18,54	f	[9]
6.	0,150	0,0877	0,100	0,015	1,140	- 16,02	g	[23]
7.	0,200	0,0190	0,040	0,080	2,100	- 32,60	h	[9]
	0,200	0,1484	0,050	0,010	0,337	- 15,23	i	[22]
8.	0,333	0,0890	0,030	0,010	0,337	- 28,54	j	[22]

При этом необходимо указать на недостаточную прочность проволочных решеток при различных механико-климатических воздействиях, как на основной их недостаток. Кроме того, при укорочении длины волны до значений $\lambda < 0,3$ мм для сохранения удовлетворительных характеристик как для E -, так и для H -поляризации требуется уменьшение диаметра проволоки $2b < 8 \cdot 10^{-6}$ м и периода намотки $l < 10^{-5}$ м, что не может быть осуществлено по технологическим причинам (при изготовлении решеток при помощи намоточных станков период намотки может быть выдержан с точностью не более $(10 \div 15) \cdot 10^{-6}$ м [24]). В этом смысле при разработке функциональных элементов квазиоптического типа интересные решения могут быть реализованы при исследовании рассматриваемых решеток в более широком диапазоне частотного параметра. В частности, в работе [25] в качестве преобразователя поляризации субмиллиметрового излучения из линейной в круговую предлагается использовать проволочную решетку в области параметра $k \approx 1$. При этом параметры решетки $l = 10^{-3}$ м, $2b = 4 \cdot 10^{-4}$ м ($S = 0,4$) обеспечивают необходимые электродинамические характеристики при высокой механической и электрической прочности устройства. Аналогичные подходы могут быть найдены и для других приложений, однако подробное рассмотрение этих вопросов выходит за рамки данной публикации. В то же время представляются перспективными дифракционные структуры на основе плоских ленточных решеток, которые при высокой технологичности и использовании современных материалов допускают реализацию широкого диапазона параметров k и S .

3. Плоские ленточные дифракционные решетки

Плоская ленточная дифракционная решетка в простейшем случае представляет собой систему эквидистантных металлических лент шириной $2b$, расположенных в плоскости $XOY (z = 0)$ (рис. 1, б). Именно к ленточной решетке был впервые применен метод полуобращений, позволивший получить эффективные решения и проанализировать электродинамические характеристики ряда структур [14,16,26,27]. Обладая более высокой технологичностью в широком интервале параметров k и S по сравнению с проволочными решетками, подобные структуры стали широко использоваться в поляризационных устройствах миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов [6,10,28].

Для простой ленточной решетки в длинноволновой области (12) метод последовательных приближений [14,16] приводит к аналитическим выражениям, совпадающим с формулами Ламба - Релея [29].

Для E -поляризации:

$$|R_E|^2 = \frac{1}{1 + B_1^2}, \quad (19)$$

$$\operatorname{tg}(\Phi_E^R) = -B_1, \quad (20)$$

$$B_1 = 2k \cos \phi \ln \left[\sin \left(\frac{\pi}{2} S \right) \right];$$

для H -поляризации:

$$|R_H|^2 = \frac{B_2^2}{1 + B_2^2}, \quad (21)$$

$$\operatorname{tg}(\Phi_H^R) = \frac{1}{B_2}, \quad (22)$$

$$B_2 = 2\kappa \cos\varphi \ln \left[\cos \left(\frac{\pi}{2} S \right) \right].$$

Результаты расчета зависимостей коэффициентов прохождения для простой ленточной решетки, полученные в соответствии с (20) - (23), приведены на рис. 2, а (E -поляризация) и рис. 2, б (H -поляризация) в виде штрих-пунктирных линий. Для сопоставления с результатами, полученными в предыдущем случае для решетки из круговых цилиндров, для коэффициентов заполнения выбраны те же значения $S=0,04$ (кривая 4), $S=0,1$ (кривая 5), $S=0,2$ (кривая 6). При равных S коэффициент прохождения для ленточной решетки несколько выше, чем для решетки из круговых цилиндров, которая обладает более высокими экранирующими свойствами и в случае E -поляризации ленточная решетка с коэффициентом заполнения $S = 2b/l$ эквивалентна решетке из круговых цилиндров с коэффициентом заполнения $S = 2b/2l$. Это свойство ленточной решетки отмечалось, в частности, в работе [30].

Разновидностью ленточной решетки можно считать структуру [24] в виде металлического полотна с периодическими прямоугольными отверстиями. Такая структура представляет собой решетку с периодом l_1 из плоских металлических полос шириной $2b$, поддерживаемую металлическими перехватами в перпендикулярном решетке направлении, расположенными с периодом l_2 . Подобные решетки изготавливаются методом гальванопластики, который при толщине металлического полотна $(4 \div 12) \cdot 10^{-6}$ м обеспечивает высокую степень однородности структуры с параметрами до $l_1 \times l_2 = (10 \times 250) \cdot 10^{-6}$ м, $2b/l_1 = 0,5$. Как показывают экспериментальные исследования, образцы, выполненные таким образом, обладают высокими поляризационными свойствами в диапазоне длин волн $\lambda = 0,015 \div 0,3$ мм. Устройства, изготавливаемые на основе структур такого типа, являются вибропрочными и работоспособны в широком интервале температур, что позволяет использовать их не только в лабораторных условиях, но и при космических исследованиях [24].

4. Металло-диэлектрические дифракционные структуры

Если рассмотренная ленточная решетка выполнена в виде металлического покрытия на одной из поверхностей плоско-параллельной диэлектрической пластины, она образует металло-

диэлектрическую дифракционную структуру, изображенную на рис. 1, в. При этом с точки зрения минимальных потерь в материале и отражений от подложки ее толщина h должна быть минимальной

$$\frac{h}{\lambda} \sqrt{\epsilon} \ll 1. \quad (23)$$

Подобную структуру принято называть металло-пленочным поляризатором, а ее реализация может быть осуществлена как традиционным способом с использованием механической обработки [10] (минимальный период $l \geq 10^{-5}$ м), так и при помощи современной планарной технологии ($l \geq 10^{-6}$ м) [31,32]. Следует отметить, что свойства диэлектрической подложки могут оказывать существенное влияние на характеристики металло-пленочного поляризатора и должны быть предварительно исследованы. В работе [10] представлены результаты измерений спектров пропускания полиэтилентерфталатных (майларовых) пленок ПЭТФ-ДА толщиной $h = 5 \cdot 10^{-6}$ м и $h = 1,8 \cdot 10^{-5}$ м, проведенных в спектральном диапазоне $\lambda = 0,04 \div 1,0$ мм на спектрометре FIS-21 "НИТАСНИ". Проведенные исследования показывают, что если пленка толщиной $h = 5 \cdot 10^{-6}$ м достаточно прозрачна во всем исследуемом диапазоне, то для пленки толщиной $h = 1,8 \cdot 10^{-5}$ м наблюдается снижение значения коэффициента прохождения в области $\lambda < 0,1$ мм.

Для металло-диэлектрических периодических структур такого типа также достаточно хорошо развит строгий метод решения краевой задачи [27], а его анализ позволяет получить длинноволновую асимптотику, которая в случае наклонного падения может быть представлена в виде [28]:

для E -поляризации:

$$|R_E|^2 = (C_1/C_3)^2 + (C_2/C_3)^2, \quad (24)$$

$$\text{tg } \Phi_E^R = C_2/C_1, \quad (25)$$

для H -поляризации:

$$|R_H|^2 = (C_4/C_6)^2 + (C_5/C_6)^2, \quad (26)$$

$$\text{tg } \Phi_H^R = C_5/C_4, \quad (27)$$

где

$$C_1 = B_3 + D_1(1 + 2B_3 - B_3^2 - B_4^2) - 2B_4D_2 - (D_1^2 + D_2^2)(B_3 + 2B_3^2 + 2B_4^2),$$

$$C_2 = B_4 + D_2(1 + 2B_3 + B_3^2 + B_4^2) + 2B_4D_1 + (D_1^2 + D_2^2)B_4,$$

$$C_3 = 1 - 2B_3D_1 + 2B_4D_2 + (D_1^2 + D_2^2)(B_3^2 + B_4^2),$$

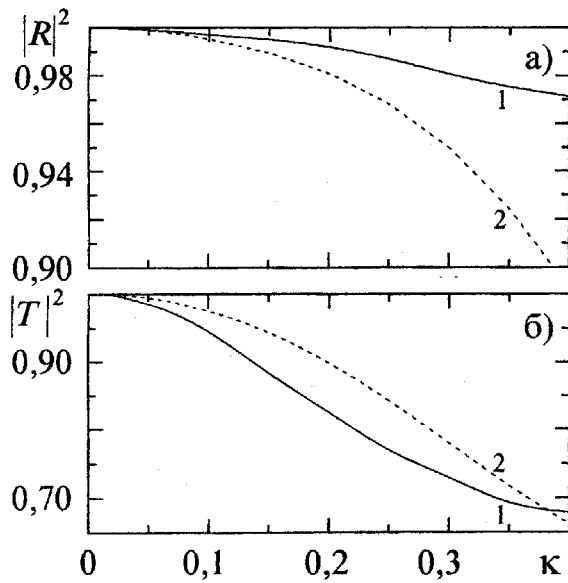


Рис. 4.

$$C_4 = B_5 + D_3(1 - 2B_5 - B_5^2 - B_6^2) + 2B_6D_4 - (D_3^2 + D_4^2)(B_5 - 2B_5^2 - 2B_6^2),$$

$$C_5 = B_6 + D_4(1 - 2B_5 + B_5^2 + B_6^2) - 2B_6D_3 + (D_3^2 + D_4^2)B_6,$$

$$C_6 = 1 - 2B_5D_3 + 2B_6D_4 + (D_3^2 + D_4^2)(B_5^2 + B_6^2),$$

$$B_3 = -\frac{1}{1 + B_1^2}, \quad B_4 = \frac{B_1}{1 + B_1^2},$$

$$B_5 = \frac{B_2^2}{1 + B_2^2}, \quad B_6 = \frac{B_2}{1 + B_2^2},$$

$$D_1 = \begin{cases} F_1 \frac{(1 - e^{W_1\Delta})^2}{1 - 2F_3 e^{W_1\Delta} + e^{2W_1\Delta}}, \sin^2 \varphi \geq \kappa^2 \varepsilon, \\ F_7 \frac{(1 + F_7)^2 [1 - \cos(W_2\Delta)]}{1 - 2F_7^2 \cos(W_2\Delta) + F_7^4}, \sin^2 \varphi < \kappa^2 \varepsilon, \end{cases}$$

$$D_2 = \begin{cases} F_2 \frac{(1 - e^{2W_1\Delta})}{1 - 2F_3 e^{W_1\Delta} + e^{2W_1\Delta}}, \sin^2 \varphi \geq \kappa^2 \varepsilon, \\ -F_7 \frac{(1 - F_7)^2 \sin(W_2\Delta)}{1 - 2F_7^2 \cos(W_2\Delta) + F_7^4}, \sin^2 \varphi < \kappa^2 \varepsilon, \end{cases}$$

$$D_3 = \begin{cases} F_4 \frac{(1 - e^{W_1\Delta})^2}{1 - 2F_6 e^{W_1\Delta} + e^{2W_1\Delta}}, \sin^2 \varphi \geq \kappa^2 \varepsilon, \\ F_8 \frac{(1 + F_8)^2 [1 - \cos(W_2\Delta)]}{1 - 2F_8^2 \cos(W_2\Delta) + F_8^4}, \sin^2 \varphi < \kappa^2 \varepsilon, \end{cases}$$

$$D_4 = \begin{cases} F_5 \frac{(1 - e^{2W_1\Delta})}{1 - 2F_6 e^{W_1\Delta} + e^{2W_1\Delta}}, \sin^2 \varphi \geq \kappa^2 \varepsilon, \\ -F_8 \frac{(1 - F_8)^2 \sin(W_2\Delta)}{1 - 2F_8^2 \cos(W_2\Delta) + F_8^4}, \sin^2 \varphi < \kappa^2 \varepsilon, \end{cases}$$

$$F_1 = \frac{G_2^2 - G_1^2}{G_1^2 + G_2^2}, \quad F_2 = -\frac{2G_1G_2}{G_1^2 + G_2^2},$$

$$F_3 = \frac{G_1^4 - 6G_1^2G_2^2 + G_2^4}{(G_1^2 + G_2^2)^2},$$

$$F_4 = \frac{G_3^2 - G_1^2}{G_1^2 + G_3^2}, \quad F_5 = -\frac{2G_1G_3}{G_1^2 + G_3^2},$$

$$F_6 = \frac{G_1^4 - 6G_1^2G_3^2 + G_3^4}{(G_1^2 + G_3^2)^2},$$

$$F_7 = \frac{G_2 - G_4}{G_2 + G_4}, \quad F_8 = \frac{G_3 - G_4}{G_3 + G_4},$$

$$G_1 = \sqrt{\sin^2 \varphi - \kappa^2 \varepsilon}, \quad G_2 = \kappa \cos \varphi,$$

$$G_3 = \kappa \varepsilon \cos \varphi, \quad G_4 = -iG_1,$$

$$\Delta = h/l, \quad W_1 = -4\pi G_1, \quad W_2 = 4\pi G_4.$$

Сопоставление результатов, полученных по приближенным формулам (24) - (27), с точными численными расчетами [10], проведенными в соответствии с результатами работы [27], позволяет оценить их достоверность. Зависимости коэффициента отражения $|R_E|^2$ для E -поляризации и коэф-

фициента прохождения $|T_H|^2$ для H -поляризации при нормальном падении плоской электромагнитной волны на металло-диэлектрическую структуру ($\varepsilon = 2,56$; $h/l = 0,2778$; $S = 0,5$) приведены на рис. 4, а, б соответственно, где кривые 1 относятся к строгому решению задачи, а кривые 2 - к асимптотике. Как видно из рисунков, погрешность вычисления коэффициентов $|R_E|^2$, $|T_H|^2$ не превышает 10% при $\kappa < 0,4$.

Характеристики металло-диэлектрической структуры целесообразно рассматривать в сравнении с эквивалентной простой ленточной решеткой, а зависимости их коэффициентов прохождения от частотного параметра представлены на рис. 5, а (E - поляризация) и рис. 5, б (H - поляризация), где кривые 1 соответствуют простой ленточной решетке ($S=0,5$), кривые 2, 3 относятся к металло-диэлектрической структуре ($\varepsilon = 2,56$;

$S = 0,5$; $h/l = 0,1$ и $h/l = 0,5$ соответственно). Как видно для тонкой подложки ($h/l = 0,1$) структура ведет себя аналогично простой ленточной решетке (кривые 1, 2), а при увеличении толщины подложки ($h/l = 0,5$) в зависимости коэффициентов прохождения от частотного параметра появляются осцилляции (кривые 3), обусловленные интерференционными явлениями в диэлектрическом слое.

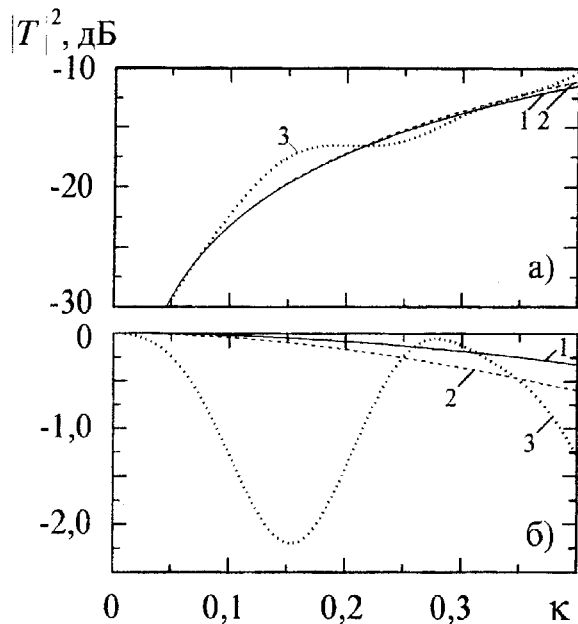


Рис. 5.

Экспериментальные исследования металлопленочных поляризаторов, проведенные в диапазоне длин волн $0,04 \div 1,0$ мм, достаточно полно представлены в работе [10]. В качестве подложки использовались майларовые пленки ПЭТФ-ДА толщиной $5 \cdot 10^{-6}$ м и $1,8 \cdot 10^{-5}$ м с алюминиевым покрытием толщиной $(5 \div 10) \cdot 10^{-8}$ м, а нарезка дифракционной структуры осуществлялась на токарном станке с автоматической подачей в соответствии с методикой, описанной в [30]. При этом минимальный шаг продольной подачи станка обеспечивал период решетки $l \geq 1,8 \cdot 10^{-5}$ м. Характеристики изготовленных подобным образом структур также измерялись на спектрометре FIS-21 "НИТАСНИ". Зависимости коэффициентов прохождения H -поляризованной волны от частотного параметра k в случае нормального падения на структуру приведены на рис. 6, а ($h/l = 0,2778$) и рис. 6, б ($h/l = 1,0$) в виде точек (экспериментальные данные) и гладких кривых (результаты расчета в соответствии с выражениями (26)). При этом коэффициент заполнения для экспериментальных образцов не является фиксированной величиной и варьируется по площади решетки в пределах $S = 0,5 \div 0,9$ [10], а для расчетных зависимостей выбран $S = 0,7$. Как видно, наблюдается качественное согласование расчетных и экспериментальных характеристик, причем, для тонкой подложки ($h/l = 0,2778$) зависимость имеет монотонный характер, в то время как для случая ($h/l = 1,0$) в области $k \approx 0,25 \div 0,3$ наблюдается второй максимум коэффициента прохождения, связанный с интерференцией в диэлектрической подложке. При $k > 0,1$ расхождение экспериментальных и расчетных данных может быть обусловлено несколькими причинами. Во-первых, в расчетных зависимостях не учитываются потери в материале подложки, а, во-вторых, асимптотические формулы (24) - (27), как видно из рис. 4, б, в случае H -поляризации вносят систематическую погрешность в сторону завышения коэффициента прохождения. Тем не менее в области $k < 0,1$ в обоих случаях наблюдается количественное совпадение расчетных и экспериментальных характеристик.

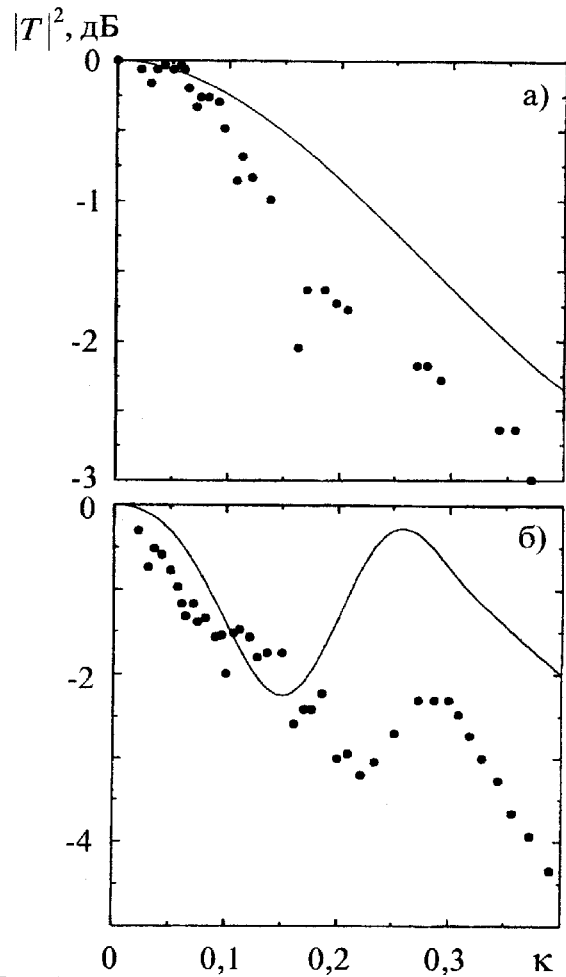


Рис. 6.

5. Выводы

1. Асимптотические формулы для расчета коэффициентов прохождения и отражения одномерных дифракционных решеток, полученные в длинноволновом приближении, обеспечивают достаточно высокую степень достоверности при $k < 0,5$ и $S < 0,25$, позволяют оценить характеристики и выбрать необходимые параметры решетки с точки зрения функциональных и конструктивных особенностей разрабатываемого поляризационного прибора квазиоптического типа.

2. Проволочная дифракционная решетка имеет высокие поляризационные характеристики, и в случае E -поляризации (для $2b = 8 \cdot 10^{-6}$ м) коэффициент прохождения $|T_E|^2 < -20$ дБ обеспечивается для решетки с коэффициентом заполнения $S=0,04$ для длин волн $\lambda > 8,3$ мм и для решетки $S=0,2$ для $\lambda > 0,44$ мм. В случае H -поляризации коэффициент прохождения $|T_H|^2 > -10^{-2}$ дБ обеспечивается для решетки $S=0,04$ во всем исследуемом диапазоне частотного параметра, т.е. для $\lambda > 0,5$ мм, а для решетки $S=0,2$ - для $\lambda > 0,25$ мм.

3. Простая ленточная металлическая решетка является более "прозрачной" и обладает меньшими экранирующими свойствами по сравнению с аналогичной решеткой из круговых цилиндров. В частности, в случае E -поляризации ленточная решетка с коэффициентом заполнения $S = 2b/l$ эквивалентна решетке из круговых цилиндров с коэффициентом заполнения $S = 2b/2l$.

4. Металло-диэлектрическая периодическая структура по своим электродинамическим характеристикам эквивалентна простой ленточной решетке, если толщина диэлектрической подложки мала ($h/l < 0,1$). При увеличении толщины подложки необходимо учитывать интерференционные явления в диэлектрическом слое.

5. При использовании в качестве подложки пленки из майлара ПЭТФ-ДА ($\epsilon = 2,56$) толщиной $h = 5 \cdot 10^{-6}$ м металло-диэлектрическая структура ($S = 0,7$; $l = 1,8 \cdot 10^{-5}$ м) обеспечивает коэффициент прохождения $|T_H|^2 > -0,25$ дБ, если $\lambda > 0,36$ мм.

Литература

1. P.N. Lebedev. Double Refraction of Electric Rays. *Electrician*. 1895, 36, November 15th, p. 92.
2. Квазиоптика. Под ред. Б.З. Каценеленбаума и В.В. Шевченко. Москва, Мир, 1966, 504 с.
3. Н.А. Ирисова. Вестник АН СССР. 1968, №10, с. 63-71.
4. Е.М. Кулешов, М.С. Яновский, Д.Д. Литвинов и др. В сб.: Тез. докл. Всесоюзного симпозиума по распространению мм и субмм волн в атмосфере Земли и планет. Москва-Горький, с. 124-127.
5. Техника субмиллиметровых волн. Под ред. Р.А. Валитова. Москва, Советское радио, 1969, 480 с.
6. Электроника и радиофизика миллиметровых и субмиллиметровых волн. Под ред. А.Я. Усикова. Киев, Наукова думка, 1986, 268 с.
7. Измерения на миллиметровых и субмиллиметровых волнах. Под ред. Р.А. Валитова и Б.И. Макаренко. Москва, Связь, 1984, 296 с.
8. В.К. Киселев, Т.М. Кушта, Д.Д. Литвинов. Известия вузов, Радиоэлектроника. 1987, 30, №5, с. 28-32.
9. Е.А. Виноградов, Е.М. Дианов, Н.А. Ирисова. Письма в ЖЭТФ. 1965, 11, №7, с. 323-326.
10. В.И. Лапшин. В сб.: Труды ФИАН СССР. Москва, Наука, 1974, 77, с. 117-127.
11. М.С. Яновский, Б.М. Князьков. Известия вузов, Радиоэлектроника. 1977, 20, №11, с. 35-41.
12. V.I. Bezborodov, V.K. Kiseliyov, V.N. Knyaz'kov et al. Conference Proceedings of International Kharkov Symposium "Physics and Engineering of Millimeter and Submillimeter Waves". Kharkov, 1994, 3, pp. 476-478.
13. Л.А. Вайнштейн. В сб.: Электроника больших мощностей. Москва, Наука, 1963, №2, с. 26-74.
14. В.П. Шестопалов, Л.Н. Литвиненко, С.А. Масалов, В.Г. Сологуб. Дифракция волн на решетках. Харьков. ХГУ, 1973, 272 с.
15. Е.И. Нефедов, А.Н. Сивов. Электродинамика периодических структур. Москва, Наука, 1977, 208 с.
16. В.П. Шестопалов, А.А. Кириленко, С.А. Масалов, Ю.К. Сиренко. Резонансное рассеяние волн. т.1 (Дифракционные решетки). Киев, Наукова думка, 1987, 232 с.
17. С. Шефер, Ф. Матосси. Инфракрасные спектры. Ленинград, Москва, ОНТИ, 1930, 342 с.
18. G.R. Bird, M. Parrish. *J. Opt. Soc. Am.* 1960, 50, No. 9, pp. 886-891.
19. А.Г. Жуков, В.И. Смирнов. Журнал прикладной спектроскопии. 1965, 3, №5, с. 410-414.
20. А.Е. Costley, К.Н. Hursey, G.F. Neill, J.M. Ward. *J. Opt. Soc. Am.* 1977, 67, No. 7, pp. 979-982.

21. C.L. Mok, W.G. Chambers, T.J. Parker, A.E. Costley. *Infrared Phys.* 1979, **19**, No. 3/4, pp. 437-442.
22. J.A. Beunen, A.E. Costley, G.F. Neill et al. *J. Opt. Soc. Am.* 1981, **71**, No. 2, pp. 184-188.
23. A.A. Volkov, B.P. Gorshunov, A.A. Irisov, G.V. Kozlov. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves.* 1982, **3**, No. 1, pp. 19-43.
24. В.А. Согласнова, Г.В. Шаломицкий, В.Д. Громов и др. *Оптико-механическая промышленность.* 1978, №1, с.75-76.
25. В.П. Горшунов, С.П. Лебедев, С.А. Масалов. *ЖТФ.* 1984, **54**, №4, с.825-827.
26. З.С. Агранович, В.А. Марченко, В.П. Шестопалов. *ЖТФ.* 1962, **32**, №4, с.381-394.
27. О.А. Третьяков, В.П. Шестопалов. *Известия вузов. Радиофизика.* 1963, **6**, №2, с.352-363.
28. М.М. Кечиев, А.А. Кириленко, А.А. Костенко и др. В сб.: *Элементная база, приборы и техника мм и субмм диапазонов волн.* Харьков, ИРЭ АН УССР, 1990, с.134-140.
29. Г. Ламб. *Гидродинамика.* Москва, Гостехиздат, 1947, 928 с.
30. В.О. Кобак. *Радиолокационные отражатели.* Москва, Наука, 1975, 248 с.
31. M. Hass, M.O' Hara. *Appl. Opt.* 1965, **4**, No. 8, pp. 027-1031.
32. J.B. Young, H.A. Graham, E.W. Peterson. *Appl. Opt.* 1965, **4**, No. 8, p. 1023-1026.

Comparative Analysis of Parameters of 1D Small-Period Diffraction Gratings at mm and submm Waves

A. A. Kostenko

Analytical expressions for reflection (transmission) coefficients of 1D diffraction gratings produced in a form of metal circular cylinders, metal plane strips and metal-dielectric structure are presented in a long-wave approximation. For metal-dielectric structure the analysis of an accuracy of calculated characteristics by comparison of asymptotic expressions with results of the strict diffraction problem is carried out. Characteristics are calculated for a wide number of geometrical parameters corresponding to typical sizes of diffraction gratings which are used in quasi-optical devices of mm and submm wave ranges, and are accompanied by a number of experimental data received by various authors.