

01; 09

КВАЗИАВТОКОЛЛИМАЦИОННЫЙ ЭШЕЛЕТТ КАК СУММАТОР РАЗНОЧАСТОТНЫХ ВОЛНОВЫХ ПОТОКОВ

Е.В. К о п о с о в а, Н.Ю. П е с к о в,
М.И. П е т е л и н

В некоторых приложениях мощного электромагнитного излучения коротковолновой части диапазона СВЧ, например, в системах нагрева плазмы возникает необходимость суммирования разночастотных волновых потоков. Такая процедура может быть в принципе реализована диспергирующим устройством типа призмы; однако как диэлектрическая призма, так и ее реализация в виде набора одномодовых металлических волноводов [1] могут пропускать волновые потоки лишь умеренной плотности.

Более электропрочным устройством с функциями призмы может быть металлический гофр (рис. 1). Дисперсионные свойства гофра основаны на том, что в нем соотношение между направлениями векторов распространения падающей (\vec{k}_i) и рассеянных (\vec{k}_s) волн в общем случае (а именно при $S \neq 0$) зависит от частоты волны ω . Это соотношение определяется комбинационным условием

$$k_{sy} - k_{iy} = sh, \quad s = 0, \pm 1, \pm 2 \quad (1)$$

и теоремой Пифагора

$$\vec{k}_s^2 = \vec{k}_i^2 = k^2, \quad (2)$$

где $k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$, $n = \frac{2\pi}{d}$ - постоянная гофра, определяемая его периодом d . Согласно (1), (2), число распространяющихся (с действительными \vec{k}_s) отраженных волн ограничено.

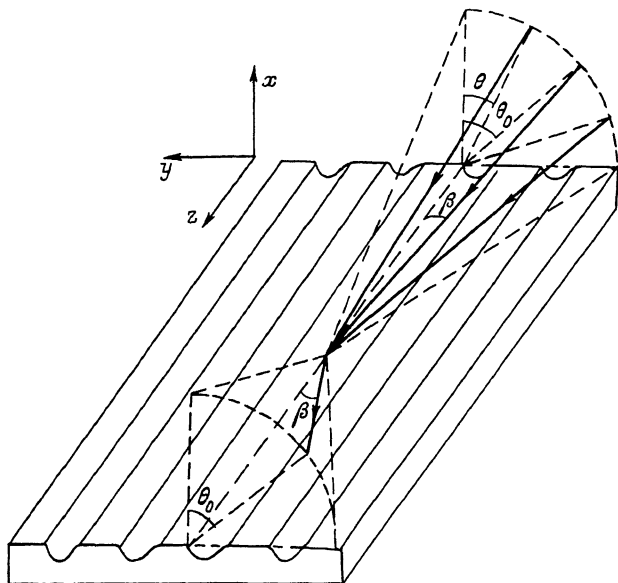


Рис. 1. Схематическое изображение сумматора. β - угол между направляющей гофра и векторами распространения падающих и рассеянных волн, θ - угол между нормалью к усредненной поверхности гофра и проекциями лучей на плоскость, перпендикулярную направляющей гофра.

Начнем со случая компланарного рассеяния ($\beta = 90^\circ$), когда падающий, а следовательно, и отраженные лучи перпендикулярны ребрам гофра. Если падение отлично от нормального ($k_{iy} = k \sin \theta_i > 0$), то период гофра можно подобрать так:

$$k + k_{iy} > h > \max \left\{ \frac{k + k_{iy}}{2}; k - k_{iy} \right\}, \quad (3)$$

чтобы отражались всего два луча: $S = 0$ (зеркальный) и $S = -1$. Соотношение их амплитуд зависит от глубины гофра.

Для реализации диспергирующей „призмы“ необходимо, чтобы почти вся мощность отводилась от гофра (-1)-м лучом. Зеркальный луч, как известно [2, 3], можно исключить подбором глубины гофра, если (-1)-й луч противоположен падающему: $k_{-1y} = -k_{iy}$, т.е. при

$$\sin \theta_i^{\alpha k} = \frac{\lambda}{2d}. \quad (4)$$

Такой режим называется полным автоколлимационным отражением в (-1)-ю гармонику.

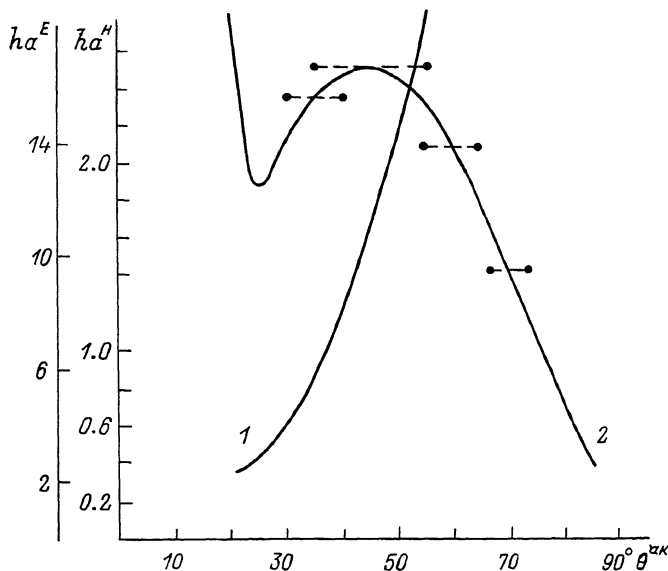


Рис. 2. Компланарное рассеяние. Зависимость глубины гофра α от угла падения в режиме полного автоколлимационного отражения в (-1) -ю гармонику; 1 - E-поляризация, 2 - H-поляризация (в случае H-поляризации пунктиром показан диапазон углов падения при отклонения от автоколлимации, где потери мощности в зеркальный луч не превосходят 0.1 %).

Режимы, близкие к автоколлимационным, были исследованы численно методом интегрального уравнения (4) для гофра „электропрочного“ (синусоидального $x_0 = \frac{a}{2} \sin hy$) профиля. Для каждой из двух независимых поляризаций высокочастотного поля $[E - (\vec{E} \parallel \vec{z}_0)]$ и $H - (H \parallel \vec{z}_0)$, для каждого угла $\theta_i^{\alpha\kappa}$ была найдена глубина гофра, обеспечивающая отсутствие зеркального луча (рис. 2). Оказалось, что у E- и H-поляризаций „острота настройки“ на полное автоколлимационное отражение существенно различна. Если при фиксированной, оптимальной для автоколлимации глубине гофрорировки менять угол падения, то коэффициент отражения остается более 99.9 % для E-поляризации при отклонении угла $\Delta\theta \lesssim 1^\circ$, а для H-поляризации - при значительно больших отклонениях (штрихи на рис. 2).

Чтобы на основе гофра построить призму - сумматор, примем в качестве „центрального“ режима полное автоколлимационное отражение с некоторой длиной волны λ_0 и углом падения $\theta_0^{\alpha\kappa}$. „Отклоним“ угол падения θ от $\theta_0^{\alpha\kappa}$ и одновременно подберем длину волны с таким расчетом, чтобы отраженный (-1) -й луч сохранил прежнее направление θ_0 :

$$\sin \theta = \frac{\lambda}{d} - \frac{\lambda_0}{2d}. \quad (5)$$

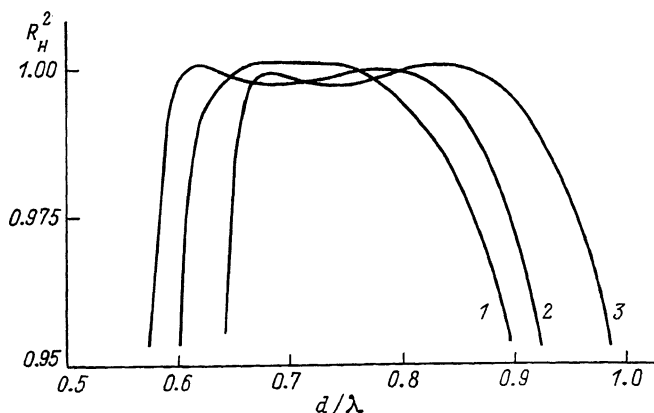


Рис. 3. Зависимость коэффициента отражения по мощности в (-1) -ю гармонику R^2 от длины падающей волны при угле падения, определяемом из соотношения (5); глубина гофра определяется из рис. 2 по заданному углу $\theta_0^{\alpha\kappa}$. а - случай Н-поляризации: 1 - $\theta_0 = 45^\circ$, $d/\lambda_0 = 0.7$, $ha = 2.54$; 2 - $\theta_0 = 52^\circ$, $d/\lambda_0 = 0.62$, $ha = 2.44$; 3 - $\theta_0 = 37^\circ$, $d/\lambda_0 = 0.83$, $ha = 2.42$. б - случай Е-поляризации: 1 - $\theta_0 = 40^\circ$; $d/\lambda_0 = 0.78$; $ha = 8.2$; 2 - $\theta_0 = 30^\circ$, $d/\lambda_0 = 1.03$, $ha = 4.2$; 3 - $\theta_0 = 25^\circ$, $d/\lambda_0 = 1.19$, $ha = 3$.

При этом некоторая доля мощности будет теряться в виде зеркального луча. В отношении этих потерь, как показывают численные расчеты (рис.3), использование Н-поляризации обеспечивает более широкую полосу суммирования, чем использование Е-поляризации.

В случае некопланарного рассеяния ($\beta \neq 90^\circ$) условие распространения „зеркальной“ и (-1) -й гармоник будет иметь вид

$$k_1(1 + \sin \theta_i) > h > \max \left\{ \frac{k_1}{2}(1 + \sin \theta_i); k_1(1 - \sin \theta_i) \right\}, \quad (6)$$

а режимы, соответствующие копланарным (4) и (5), будут определяться соотношениями

$$\sin \theta_0^{\alpha\kappa} = \frac{\lambda_{10}}{2d}, \quad (7)$$

$$\sin \theta = \frac{\lambda_1}{d} - \frac{\lambda_{10}}{2d}, \quad (8)$$

где $k_1 = \frac{2\pi}{\lambda_1} = k \sin \beta$. Тогда падающий и отраженный (-1) -й лучи окажутся по разные стороны от плоскости, перпендикулярной направляющей гофра и проходящей через точку падения лучей, т.е.

будут пространственно разнесены (рис. 1). Коэффициент отражения для Е- и Н-поляризаций при этом равен коэффициенту отражения этих поляризаций в случае компланарного рассеяния [3].

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] R e b u f f i L. Metallic plates lens focalizing a high power microwawe beam, CEA EURATOM, EUR - CEA - FC - 1332, aout, 1987.
- [2] Б о р н М., В о л ь ф Э. Основы оптики, М.: Наука, 1970.
- [3] Electromagnetic theory of gratings / Ed. by R. Petit Berlin - Heidelberg - N.Y.: Springer - Verlag, 1980.
- [4] В а й н ш т е й н Л.А., С у к о в А.И. // Радиотехн. и электрон. 1984. Т. 29. В. 8. С. 1472.

Институт прикладной
физики АН СССР,
Горький

Поступило в Редакцию
26 июля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 20

26 октября 1989 г.

02; 12

СПЕКТРОСКОПИЯ МЕЖАТОМНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ МЕТОДОМ АТОМНО-СИЛОВОЙ МИКРОСКОПИИ

Ю.Н. М о и с е е в, В.М. М о с т е п а н е н к о,
В.И. П а н о в, И.Ю. С о к о л о в

Метод атомно-силовой микроскопии, основанный на измерении сил Вандер-Ваальса между поверхностью твердого тела и подносимым к ней на расстояние нескольких ангстрем острием, был развит для исследования рельефа поверхности любых веществ с разрешением, близким к атомному [1-3].

В настоящей работе этот метод использован для локальной спектроскопии межатомных взаимодействий (такая возможность обсуждалась в [4]), включающей в себя определение зависимости межатомных сил от расстояния между острием и плоскостью и вычисление констант этих взаимодействий.

Измерения проводились по схеме, описанной ранее в [2, 3]. В этой схеме основным элементом служит острие, к которому с помощью трехкоординатного пьезоманипулятора подводится поверхность исследуемого образца. Острие закреплено на пружине, имеющей малую механическую жесткость, которая изгибается за счет силового взаимодействия между атомами острия и поверхности в процессе сканирования образца под иглой. Датчик, регистрирующий прогиб