

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ФИЛЬТРЫ ДАЛЬНОГО ИК ДИАПАЗОНА

Ю. И. Колесов и В. Н. Листвин

Рассмотрены вопросы, связанные с выбором параметров отражателей и методикой измерения добротности и пропускания интерференционных фильтров с отражателями из металлических проволочных решеток, предназначенных для спектроскопических исследований с шумовыми источниками в диапазоне 400—1200 мкм. Предлагается перестройку фильтров осуществлять поворотом вокруг оси, перпендикулярной проволочкам решетки.

В спектроскопических исследованиях дальнего ИК диапазона с интерференционными фильтрами и интерферометрами Фабри—Перо, отражатели которых выполнены из металлических сеток или одномерных проволочных решеток [1, 2], перестройка фильтров и сканирование спектра обычно осуществляется изменением расстояния между отражателями. При этом добротность идеального интерферометра N_R , определяемая, согласно формуле Эйри [3], соотношением $N_R = \pi \sqrt{R}/(1 - R)$, где R — энергетический коэффициент отражения решетки, изменяется пропорционально λ_0^2 — квадрату длины волны, соответствующей максимуму пропускания [1, 2], что затрудняет интерпретацию спектров и уменьшает рабочий диапазон интерферометра. Кроме того, из-за высоких требований, предъявляемых к плоскопараллельности отражателей, такой метод перестройки приводит к значительным усложнениям конструкции.

В то же время известно [4], что при наклонном падении поляризованного излучения на тонкую одномерную проволочную решетку в случае, когда вектор \mathbf{H} волны параллелен плоскости решетки и перпендикулярен осям проволочек (случай \mathbf{H}), отклонение направления падения от нормального на угол φ влияет на величину R так же, как при нормальном падении удлинение волны в $1/\cos\varphi$ раз. Таким образом, если перестройку интерферометра с отражателями из проволочных решеток осуществлять поворотом вокруг оси, перпендикулярной проволочкам решетки, добротность идеального интерферометра не будет изменяться, так как максимум пропускания вследствие изменения оптической разности хода интерферирующих лучей при повороте интерферометра смещается с λ_0 на $\lambda_{0\varphi} = \lambda_0 \cos\varphi$.

Разработанные перестраиваемые интерференционные фильтры предназначены для спектроскопических исследований в сочетании с шумовыми источниками излучения и светосильными приемниками типа приемников с иммерсионными детекторами на основе n -InSb [5]. Проволочные решетки, используемые в качестве отражателей фильтров, изготавливались в лабораторных условиях с помощью несложного оборудования.

Проволока наматывалась на стальные шлифованные рамки размером 120 мм × 70 мм × 2.5 мм, имеющие вырез 75 мм × 50 мм. Для удобства намотки и закрепления проволоки на коротких сторонах рамок были сделаны скосы. На торцы коротких сторон рамок с помощью электроискрового станка наносились риски с шагом, равным периоду решетки. После намотки и закрепления на рамке проволока с тыльной стороны рамки сре-

залась. Расстояние между отражателями предварительно устанавливалось с помощью калиброванных лезвий суммарной толщины $t \sim \lambda_0/2$. Дальнейшая юстировка осуществлялась с помощью микроскопа путем замера расстояния между проволочками обеих решеток и подтягивания юстировочных винтов. Смещение интерференционного максимума, обусловленное сдвигом фазы волны при отражении от решетки, контролировалось при измерении пропускания фильтров с помощью эшелетного монохроматора.

Принятая технология изготовления отражателей и методика юстировки фильтров позволяли выдерживать плоскопараллельность отражателей с точностью приблизительно 10 мкм. Это значение было принято при выборе параметров отражателей за ширину γ функции распределения дефектов [3]. Период решетки g , равный расстоянию между центрами проволочек, выбирался на основании зависимости коэффициента отражения от параметров решетки с таким расчетом, чтобы добротность идеального фильтра N_R была равна предельной добротности $N_b = \lambda_0/2\gamma$. В этом случае результирующая добротность фильтра N , равная отношению $\lambda_0/\delta\lambda$, где $\delta\lambda$ — ширина аппаратной функции фильтра по половинному уровню пропускания, или в шкале частот $\nu_0/\delta\nu$, составляет приблизительно 0.7 N_b [3]. Дальнейшее увеличение коэффициента отражения нецелесообразно, так как при незначительном увеличении добротности приводит к существенному уменьшению пропускания. Так, для $\gamma = \lambda_0/60$ при изменении R от 0.90 до 0.95 добротность увеличивается на 40%, а пропускание падает в два раза [6].

Коэффициент отражения проволочной решетки в случае **H** можно представить, воспользовавшись результатами работ [4, 7], в виде

$$R = \frac{1}{1 + \left\{ \frac{2g \cos \varphi}{\lambda} \left[\ln \frac{g}{2\pi a} + F_0 \left(\frac{g \cos \varphi}{\lambda} \right) \right] \right\}^2},$$

где a — радиус проволочек. Функция $F_0(y)$ имеет вид

$$F_0(y) = \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ [(n+y)^2 - y^2]^{-1/2} + [(n-y)^2 - y^2]^{-1/2} - \frac{2}{n} \right\}.$$

Ее значения для $y = g \cos \varphi / \lambda$ от 0 до 0.8 приведены в [8]. В области $\lambda > 3g$, где $R > 0.8$, функцией F_0 можно пренебречь и пользоваться упрощенной формулой

$$R = 1 - \left[\frac{2g \cos \varphi}{\lambda} \ln \left(\frac{g}{2\pi a} \right) \right]^2.$$

Поскольку допустимый диаметр проволоки со стороны больших значений ограничен условиями применимости теории, а с другой стороны, слишком тонкая проволока усложняет технологию изготовления отражателей, для фильтров диапазона 400–800 мкм применялась вольфрамная проволока диаметром $2a_1 = 50$ мкм. Отражатели фильтров диапазона 800–1200 мкм изготавливались из медной проволоки диаметром $2a_2 = 100$ мкм.

Подробно были исследованы фильтры, максимумы пропускания которых при нормальном падении потока расположены на 600 мкм ($g_1 = 230$ мкм, $2a_1 = 50$ мкм) и на 900 мкм ($g_2 = 430$ мкм, $2a_2 = 100$ мкм). Исследование заключалось в определении зависимости добротности и пропускания фильтров от угла поворота по отношению к оси потока. Измерения проводились на установке, состоящей из эшелетного монохроматора дальнего ИК диапазона типа ДИКС-1 и интерферометра Майкельсона с делителем из полиэтилентерефталатной пленки толщиной 50 мкм. При измерениях с интерферометром Майкельсона использовалась осветительная и фильтрующая система монохроматора, в котором дисперсионный эшелет заменялся металлическим зеркалом. Источником излучения служила лампа ПРК-4 с водяным охлаждением, приемником — иммерсионный де-

тектор из n -InSb в транспортном гелиевом дьюаре. Поляризаторы из проволочных решеток [10] располагались на выходе монохроматора перед исследуемым фильтром. Определение ширины аппаратной функции фильтра $\tau(\nu)$ производилось по огибающей интерферограммы, записанной при смещении подвижного зеркала интерферометра Майкельсона. Аналитически интерферограмма фильтра выражается в виде [9]

$$I(\Delta) = q_1 \cos 2\pi\nu_0\Delta \int_{-\infty}^{\infty} \tau(x) \cos 2\pi x\Delta dx,$$

где $\Delta = 2l$, l — смещение подвижного зеркала интерферометра, q_1 — коэффициент пропорциональности, зависящий от свойств приемно-регистрирующей системы и пропускания интерферометра Майкельсона, т. е. представляет собой косинусоиду, амплитуда которой изменяется пропорционально косинус-преобразованию Фурье аппаратной функции фильтра. При обработке интерферограмм было найдено, что прологарифмированные значения амплитуд линейно зависят от смещения подвижного зеркала интерферометра. Такая зависимость соответствует аппаратной функции, имеющей форму дисперсионной кривой

$$\tau(\nu) = \frac{\tau_0 b^2}{b^2 + (\nu - \nu_0)^2}, \text{ где } b = \delta\nu/2.$$

Так как в этом случае

$$\int_{-\infty}^{\infty} \tau(x) \cos 2\pi x\Delta dx = \pi\tau_0 \exp[-\pi(\delta\nu)\Delta],$$

то

$$\delta\nu = \frac{\ln I(\Delta_1) - \ln I(\Delta_2)}{\pi(\Delta_2 - \Delta_1)}.$$

Пропускание фильтра определялось по отношению сигнала $E(\nu_0)$ в максимуме наблюдаемого контура пропускания фильтра, записываемого при изменении частоты настройки монохроматора, к сигналу $S(\nu_0)$, принимаемому непосредственно от монохроматора, настроенного на частоту ν_0 . Наблюдаемый контур является сверткой аппаратных функций фильтра $\tau(\nu)$ и монохроматора $s(\nu)$. Учитывая, что $s(\nu)$ имеет вид, аппроксимируемый гауссовской кривой

$$s(\nu) = s_0 \exp[-\mu^2(\nu - \nu_0)^2],$$

где $\mu^2 = 4 \ln 2/\alpha^2$, α — ширина аппаратной функции монохроматора (методика измерения α описана в работе [11]), можно записать

$$E(\nu_0) = q_2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\tau_0 s_0 b^2 \exp(-\mu^2 x^2)}{b^2 + x^2} dx = q_2 \pi \tau_0 s_0 b [1 - \Phi(\mu b)] \exp(\mu^2 b^2),$$

$$S(\nu_0) = q_2 \int_{-\infty}^{\infty} s_0 \exp[-\mu^2 x^2] dx = \frac{q_2 s_0 \sqrt{\pi}}{\mu}.$$

(Значения интегралов взяты из [12], $\Phi(z)$ — интеграл вероятности). Из двух последних равенств следует

$$\tau_0 = \frac{1}{\mu b \sqrt{\pi} [1 - \Phi(\mu b)] \exp(\mu^2 b^2)} \frac{E(\nu_0)}{S(\nu_0)} = K(\delta\nu/\alpha) \frac{E(\nu_0)}{S(\nu_0)}.$$

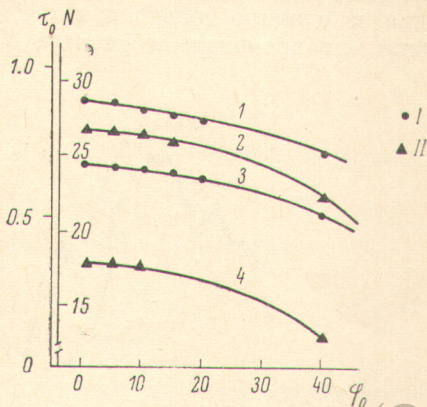


Рис. 1. Зависимость пропускания (1, 2) и добротности (3, 4) фильтров от угла поворота.

I — фильтр на 900 мкм, II — фильтр на 600 мкм.

Так как при $z \gg 1$ [13]

$$\sqrt{\pi} [1 - \Phi(z)] = \frac{e^{-z^2}}{z} \left[1 - \frac{1}{2z^2} + \frac{1 \cdot 3}{(2z^2)^2} - \dots \right],$$

то, следовательно, значение поправочного множителя $K(\delta\nu/\alpha)$ приближается к единице только при $\alpha \ll \delta\nu$. При равной ширине аппаратных функций монохроматора и фильтра $K(\delta\nu/\alpha) = 1.42$.

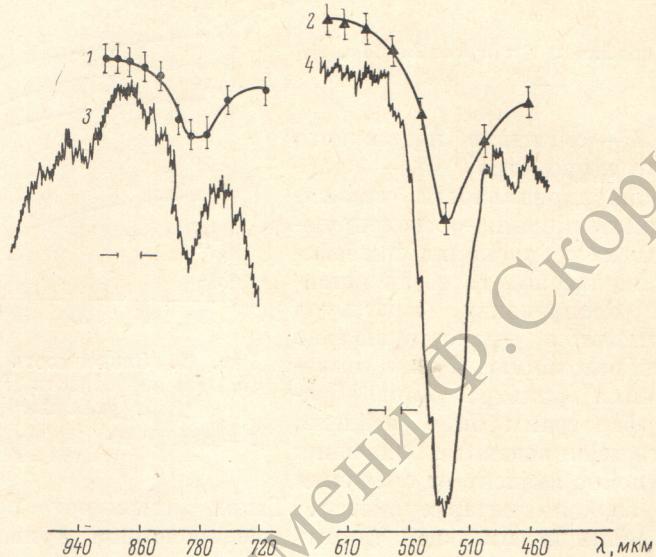


Рис. 2. Спектры атмосферных паров воды.

1, 2 — сканирование поворотом фильтров, 3, 4 — запись с помощью монохроматора. Геометрическая ширина щелей монохроматора в случае 3 — 10 мм (относительное разрешение 4%), в случае 4 — 7 мм (относительное разрешение 2.5%).

Экспериментально измеренные зависимости добротности и пропускания фильтров от угла поворота приведены на рис. 1. На рис. 2 приведены спектры паров воды, записанные с помощью исследуемых фильтров. Для сравнения на том же рисунке приведены аналогичные спектры, полученные с помощью монохроматора

В заключение авторы выражают благодарность В. И. Сучилкину и А. Н. Пантюхову за помощь в работе.

Литература

- [1] К. Ренк, Л. Генцель. Сб. «Длинноволновая инфракрасная спектроскопия», стр. 292. Изд. «Мир», М., 1966.
- [2] K. Sakai, T. Fukui, Y. Tsunawaki, H. Yoshinaga. Jap. J. Appl. Phys., 8, 1046, 1969.
- [3] П. Жакино. Усп. физ. наук, 78, 123, 1962.
- [4] Г. З. Айзенберг. Антенны ультракоротких волн. стр. 553. Изд. «Связь-издат», М., 1957.
- [5] А. Н. Выставкин, В. Н. Листвин, А. Д. Моренков, В. Д. Штыков. ПТЭ, № 3, 185, 1970.
- [6] J. Ramsay. Appl. Opt., 37, 569, 1969.
- [7] E. A. Lewis, J. P. Casey. J. Appl. Phys., 23, 605, 1952.
- [8] N. Marcuvitz. Waveguide Handbook. 288, McGraw-Hill Co., 1951.
- [9] М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики. 350. Изд. «Наука», М., 1970.
- [10] В. И. Лапшин, А. И. Демешина, В. А. Заяц, В. Н. Мурзин. Ж. прикл. спектр., 13, 346, 1970.
- [11] Ю. И. Колесов, В. Н. Листвин, А. Я. Смирнов. Опт. и спектр., 33, 1187, 1972.
- [12] И. С. Рыжик, И. М. Градштейн. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. Изд. ФМЛ, М., 1962.
- [13] Е. Янке, Ф. Эмде, Ф. Леш. Специальные функции. Изд. «Наука», М., 1968.

Поступило в Редакцию 8 января 1972 г.