

3. Кратко рассмотрим приложения задачи.

а. Спектроскопические приложения связаны с резонансами в коэффициенте поглощения слабого поля. При $\Omega=0$ коэффициент поглощения на частоте слабого сигнала равен

$$\eta = \eta_0 \left[1 - \frac{2\alpha}{\alpha} \frac{\alpha + 1}{(\alpha + 1)^2 + \Delta^2} - \frac{2\alpha}{\alpha} \operatorname{Re} \frac{f}{\beta(\alpha + \beta)} \right], \quad (3)$$

где η_0 — ненасыщенный коэффициент поглощения. На фоне провала шириной $(1 + \alpha)\Gamma$ появляется узкий провал, связанный с γ_1 , γ_2 и γ_0 . Зависимость β от f характеризует уширение узкого провала полем. Природа этого провала связана с взаимодействием однонаправленных волн [4].

б. Найдем действие модулированного по частоте сигнала на усилитель, который состоит из резонатора Фабри—Перо с усиливающей средой (N отрицательно). Сигнал, частота которого промодулирована по гармоническому закону $E(z, t) = 4E \cos(\omega t + \nu \sin \delta t) \cos kz$ при малых индексах модуляции ν содержит три составляющих

$$E(z, t) = \{4E \cos \omega t + 4E' \cos[(\omega + \delta)t] - 4E' \cos[(\omega - \delta)t]\} \cos kz, \quad (4)$$

где $E' = E\nu/2$; $I(t)$ — интенсивность сигнала после усилителя пропорциональна dP/dtE , где dP/dt находится по формулам (2), а усреднение производится по оптической частоте

$$I(t) = I_0 \left[1 + \frac{\Omega}{\Gamma} \frac{E'}{E} (L \sin \delta t + M \cos \delta t) \right],$$

$$L = 4\alpha \left\{ \frac{1}{(\alpha + 1)^2} - \frac{(\alpha + 1)^2 - \Delta^2}{[(\alpha + 1)^2 + \Delta^2]^2} \right\},$$

$$M = 4\alpha \Delta \frac{\alpha + 1}{[(\alpha + 1)^2 + \Delta^2]^2}.$$

Отсутствие амплитудной модуляции означает настройку на центр линии поглощения ($\Omega=0$).

в. Введение в лазер ячейки с нелинейным поглощением приводит к устойчивости генерации в центре линии, так как коэффициент поглощения слабого сигнала (3) оказывается больше коэффициента поглощения сильного сигнала в центре линии. Такое рассмотрение устойчивости не всегда является достаточным, так как в принципе мы должны исследовать устойчивость на возможность нарастания любой суперпозиции типов колебаний резонатора [6]. Например, использование в качестве «затравочного» поля когерентной комбинации, пропорциональной E' в (4), приводит к исчезновению узкого провала в коэффициенте поглощения слабого поля. Коэффициент поглощения слабого поля при $\Delta \ll 1$ оказывается равным коэффициенту поглощения сильного и вопрос об устойчивости остается открытым и требует дополнительных исследований.

Авторы благодарны В. П. Чеботаеву за обсуждение работы.

Литература

- [1] W. E. Lamb, Jr. Phys. Rev., 134, 1428, 1964.
- [2] Е. В. Бакланов, В. П. Чеботаев. ЖЭТФ, 62, 541, 1972.
- [3] Н. Г. Басов, О. Н. Компанец, В. С. Летохов, В. В. Никитин. ЖЭТФ, 59, 394, 1970; Е. В. Бакланов, В. П. Чеботаев. ЖЭТФ, 60, 552, 1971.
- [4] Е. В. Бакланов, В. П. Чеботаев. ЖЭТФ, 61, 922, 1971.
- [5] С. Г. Раутиан. Тр. ФИАН, 43, 3, 1968.
- [6] P. H. Pantell. J. Appl. Phys., 35, 1404, 1964.

Поступило в Редакцию 27 августа 1973 г.

УДК 535.8

РАСТР ИЗ КОДОВ БАРКЕРА ДЛЯ СПЕКТРОМЕТРА С РАСТРОВОЙ СЕЛЕКТИВНОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ

В. П. Лебедев

Помимо факторов, влияющих на аппаратную функцию классического спектрометра, аппаратная функция спектрометра с растровой селективной модуляцией [1-3] определяется двумерной автокорреляционной функцией растра и параметрами электрического фильтра, выделяющего переменную составляющую фототока детектора излучения.

Выбор раstra с более высоким коэффициентом сжатия l [4] при минимальном уровне боковых максимумов аппаратной функции, с большей глубиной модуляции светового потока в центре автокорреляционного максимума влечет за собой повышение чувствительности растрового спектрометра.

Различные виды растров рассматривались в работах [2, 3, 5, 6]. Предлагается растр (рис. 1), составленный из кодов Баркера [4, 7] $N=11$, $N=13$. Растр образуют 24 столбца $\delta \times \Delta$, набранные из чередующихся черных и белых элементов. По признаку цвета нижних элементов набраны коды $N=11$ и $N=13$. Коды $N=11$ и $N=13$ представлены соответственно девятипериодными и десятипериодными столбцами, чем достигается отсутствие взаимной корреляции между частями раstra, образованными разноименными кодами. На рис. 2 представлен квадрант переменной составляющей автокорреляционной функции раstra $G(\eta, \xi)$ и аппаратная функция растрового спектрометра $I(\eta)$. Сечения $G(\eta, \xi)$ вдоль осей задержек η и ξ существенно различны по структуре. Растр должен ориентироваться так, чтобы ось η совпала с направлением дисперсии, а модулирующее сканирование раstra осуществлялось вдоль оси ξ . При этом максимальная глубина модуляции светового потока, близкая к $k=1$, осуществляется в пределах главного максимума. Большая глубина модуляции обусловлена корреляцией в чередовании черных и белых элементов в столбцах. Форма сечений $G(\eta, \xi)$ при фиксированной задержке η повторяет форму биений меандров с периодами $\Delta/9$ и $\Delta/10$.

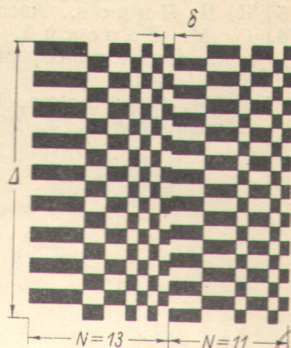


Рис. 1.

Вторичные автокорреляционные максимумы кодов $N=11$ и $N=13$ равны по величине и имеют противоположные знаки, благодаря чему первые пять максимумов имеют минимум биений при нулевых задержках. Шестой боковой максимум по мощности составляет $1/13$ светового потока частиц раstra, образованной кодом $N=13$ или $1/24$ часть полного светового потока, пропускаемого растром.

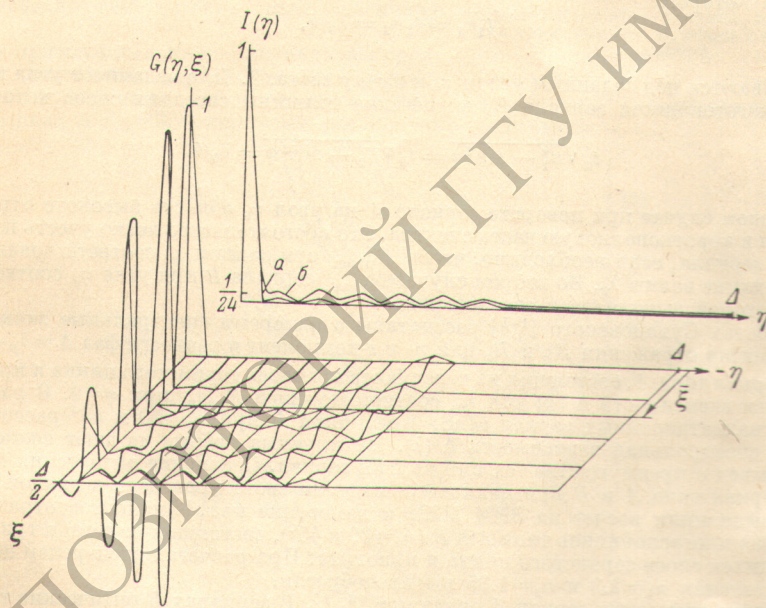


Рис. 2.

Можно подобрать величину максимальной задержки ξ при модулирующем сканировании раstra так, что амплитуда боковых максимумов не будет превышать $1/24$ центрального максимума.

Теоретическая (а) и экспериментальная (б) аппаратные функции растрового спектрометра $I(\eta)$ приведены на рис. 2. Расчет произведен для широкополосного фильтра, исключаяющего только постоянную составляющую автокорреляционной функции раstra.

Для рассмотренного раstra $l=24$. По этому же принципу построены растры с $l=36, 48$. Для всех растров уровень боковых максимумов не превышает $1/l$ центрального автокорреляционного пика.

- [1] A. Girard. Appl. Optics, 2, 79, 1963.
 [2] A. Girard. Optica Acta, 7, 81, 1960.
 [3] К. И. Тарасов. Спектральные приборы. Изд. «Машиностроение», Л., 1968.
 [4] Ю. С. Лезин. Оптимальные фильтры и накопители импульсных сигналов. Изд. «Сов. радио», М., 1963.
 [5] К. Н. Чиков. Автореф. канд. дисс. Л., 1971.
 [6] С. М. Горский, В. А. Зверев, Г. К. Иванова. Матер. совещ. Комиссии приборостроения при Астрономическом Совете АН СССР, вып. 3, 67, 1970.
 [7] И. М. Иванова, Ю. Л. Кетков, Т. С. Ямпольская. Изв. вузов, радиофизика, 3, 911, 1960.

Поступило в Редакцию 10 сентября 1973 г.

УДК 535.824.31

ОБ УГЛОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК МНОГОСЛОЙНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЗЕРКАЛ

И. Н. Шклярский, Г. Зартов и Е. А. Лунашко

Во многих схемах, включая лазерные установки, многослойные диэлектрические высокоотражающие зеркала располагаются под углом к падающему на них пучку света. При этом поступают двояким образом. 1. Зеркало *A*, оптические толщины соседних слоев которого

$$t_1 n_1 = t_2 n_2 = \lambda_0 / 4, \quad (1)$$

устанавливаются под заданным углом φ_0 к пучку света. 2. Для заданного угла падения света φ_0 изготавливается зеркало *B*, оптические толщины соседних слоев которого

$$t_1 \sqrt{n_1^2 - \sin^2 \varphi} = t_2 \sqrt{n_2^2 - \sin^2 \varphi} = \lambda_0 / 4. \quad (2)$$

В первом случае при повороте зеркала *A* на угол φ_0 область высокого отражения смещается в коротковолновую часть спектра. Это обстоятельство легко учесть при изготовлении зеркала, если необходимо, чтобы $R_{\text{макс}}$ при данном φ_0 соответствовало определенной длине волны λ_0 . Во втором случае $R_{\text{макс}}$ зеркала *B* при угле φ_0 соответствует λ_0 , для которой выполняется соотношение (2).

В работах Сухановского [1-3] рассчитаны и измерены спектральные зависимости коэффициентов отражения R_p и R_s для *p*- и *s*-компонент и разности фаз $\Delta = \delta_p - \delta_s$ при $\varphi_0 = 45^\circ$ зеркал типа *A*, состоящих из чередующихся слоев сернистого цинка и криолита. Приводится зависимость $\Delta(\varphi)$ для λ_0 , соответствующей $R_{\text{макс}}$ при $\varphi = 0$. В работе [4] для девятнадцатислойных зеркал (ZnS , MgF_2) типа *B* при $\varphi_0 = 30$ и 45° рассчитана и измерена спектральная зависимость $\Delta(\lambda)$. Цитируемые работы не дают возможности сделать вывод о преимуществе тех или других зеркал. Сравнение оптических характеристик зеркал типа *A* и *B* при наклонном падении света проведено в данной работе.

Мы выполнили расчет на ЭВМ М222 и измерение коэффициентов отражения и скачков фаз многослойников типа *A* и *B* ($\varphi_0 = 30$ и 45°), состоящих из семи и тринадцати чередующихся слоев сернистого цинка и криолита. При расчетах дисперсией показателей преломления $n_1 = 2.3$ и $n_2 = 1.35$ мы пренебрегли.

Методика нанесения зеркал *A* описана в [5, 6]. В зеркалах *B* оптические толщины соседних слоев при $\varphi = 0$ или $\varphi \neq \varphi_0$ не равны друг другу. Так как контроль толщин осаждаемых слоев выгодно вести при нормальном падении монохроматического света на образец, мы поступили следующим образом. На контрольную подложку осаждалось зеркало, толщины слоев которого удовлетворяли (1). Подложки же изготавливаемых зеркал *B* помещались на держателе, могущем перемещаться вверх и вниз с помощью микрометричного винта. Так как толщина данного осадка обратно пропорциональна квадрату расстояния испаритель—подложка, нетрудно рассчитать те расстояния, на которые нужно сместить подложку образца от контрольной подложки при испарении сернистого цинка и при испарении криолита, чтобы для $\varphi = \varphi_0$ получить $R_{\text{макс}}$ при $\lambda = \lambda_0$, по которой велся контроль толщин. Эти два положения держателя уточняются экспериментально, а затем фиксируются. Зеркала обоих типов изготавливались для $\lambda_0 \sim 550$ нм.

Спектральные зависимости R_p и R_s при различных углах падения измерялись на спектрофотометре СФ-4 с специальной приставкой. Измерение дисперсии фазовых сдвигов δ при $\varphi = 0$, δ_p и δ_s и $\Delta = \delta_p - \delta_s$ при $\varphi \neq 0$ проводилось интерферометрическим