УДК 621.373 : 535

К ВОПРОСУ О ПОТЕРЯХ РЕЗОНАТОРОВ ИЗ ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНЫХ ЗЕРКАЛ С ОТВЕРСТИЯМИ

В. В. Любимов

Резонатор из металлических зеркал с отверстиями для вывода излучения обладает определенной универсальностью благодаря возможности использовать одни и те же зеркала в широком диапазоне длин волн [1, 2]. Поэтому представляет определенный интерес вопрос о потерях в таком резонаторе и селективном действии отверстий.

Ограничимся случаем $d \ll \sqrt{\lambda L}$, где d — диаметр отверстия, λ — длина волны, L — длина резонатора. При этом условии провалы амплитуды на фронте волны, распространяющейся между зеркалами, должны заплывать при распространении волны от одного зеркала до другого. Естественно, что при этом отверстия в зеркалах почти не будут сказываться на структуре колебаний и в первом приближении потери (ρ) равны

$$\rho = \frac{\int_{\sigma'} |f(x, y)|^2 \, dxdy}{\int_{\sigma} |f(x, y)|^2 \, dxdy}, \tag{1}$$

где $f(x, y)$ — распределение поля на зеркалах без отверстий, σ — поверхность зеркала, σ' — отверстия.

Из формулы (1), очевидно, следует, что в резонаторе с отверстиями на зеркалах вследствие снижения потерь преимущественно должны возбуждаться колебания с узловыми линиями на отверстиях.

Если отверстия расположены в шахматном порядке, то минимальные потери имеют колебания вида $f(x, y) = \sin(\pi x/d_1) \sin(\pi y/d_1)$, где d_1 — расстояние между отверстиями. Подставляя выражение для $f(x, y)$ в (1), раскладывая $\sin(\pi x/d_1)$ и $\sin(\pi y/d_1)$ в ряд при интегрировании по отверстию, получаем при $d \ll d_1$

$$\rho \approx \frac{S'}{S} \cdot \frac{1}{6} \left(\frac{\pi d}{2d_1} \right)^4, \tag{2}$$

где S — площадь зеркала, S' — площадь отверстий. Множитель $(1/6)\,(\pi d/2d_1)^4$ в (2) равен отношению средней интенсивности на отверстиях к средней интенсивности по зеркалу.

При отступлении зеркал от плоскопараллельности, которая всегда имеет место вследствие ограниченной точности изготовления и юстировки зеркал, колебания резонатора деформируются и бо́льшая часть узловых линий оказывается в различной степени смещенной с отверстий. В том случае, если максимальное смещение достигает половины расстояния между отверстиями, среднее значение интенсивности по отверстиям стремится к среднему значению интенсивности по зеркалу, и потери соответственно — к отношению площади отверстий к площади зеркала.

Для оценки величины смещения узловых линий с отверстий проще всего воспользоваться оптико-геометрическим приближением [3–5] для одномерных зеркал.

В этом приближении поверхностные волны вида $\exp(\pm isx)$, из которых строится колебание резонатора с плоскопараллельными зеркалами, при деформации зеркал переходят в волны вида $[s^2 + (k^2 4h(x))/L]^{-1/4} \exp\left[\pm i \int \sqrt{s^2 + (k^2 4h(x)/L)}\, dx\right]$ и величина сбоя фазы $\Delta\varphi$ имеет вид

$$\Delta\varphi = \int \sqrt{s^2 + (k^2 4h(x)/L)}\, dx - sx, \tag{3}$$

где $s = \pi/d_1$, $k = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны, $h(x)$ — деформация зеркал в точке (x), зеркала предлагаются деформированными симметрично. Величина $\Delta\varphi$ связана со смещением узловой линии с отверстия ($\Delta\varphi/\pi = \Delta x/d_1$). При $k^2 4h(x)/L \ll \pi/d_1$

$$\Delta\varphi \simeq \int \frac{2k^2 h(x)\, d_1}{\pi L}\, dx. \tag{4}$$

При перекосе зеркал $h(x) = x\alpha/2$, где α — угол между зеркалами, получаем

$$\Delta\varphi = \frac{k^2 \alpha x^2 d_1}{2\pi L}. \tag{5}$$

Максимальный сбой фазы достигает на краях зеркала и равен

$$\Delta\varphi_{max} = \frac{k^2 \alpha D^2 d_1}{8\pi L}, \tag{6}$$

где D — ширина зеркала. Откуда следует, что при

$$\frac{k^2 \alpha D^2 d_1}{8\pi L} \leqslant \frac{\pi}{2} \tag{7}$$

резонатор будет обладать отчетливым селективным действием, а при углах разъюстировки

$$\alpha > \frac{L\lambda^2}{D^2 d_1} \tag{8}$$

потери всех колебаний можно считать равными отношению площади отверстий к площади зеркал.

При базе резонатора 1000 мм, $\lambda = 10$ мкм, $D = 50$ мм, $d_1 = 5$ мм выравнивание потерь наступает при углах перекоса $> 2''$, что совпадает с обычной точностью юстировки.

Параметр $\alpha D^2 d_1 / L\lambda^2$, определяющий степень селективности, удобно преобразовать к виду $4hDd_1/L\lambda^2$. В этом виде этот параметр становится универсальным и для различных видов деформации зеркал отличается только численным коэффициентом.

Литература

[1] E. V. Loeke, R. Hella, L. Westra. IEEE J. Quant. Electr., *QE-6*, 581, 1972.

[2] Ю. А. Ананьев, Н. И. Гришманова, Н. А. Свенцицкая. ЖТФ, *43*, 1530, 1973.

[3] А. М. Ратнер. Спектральные пространственные и временные характеристики мазера, 203. Изд. «Наукова думка», Киев, 1968.

[4] В. П. Калинин, В. В. Любимов, И. Б. Орлова. Ж. прикл. спектр., *12*, 1019, 1970.

[5] В. В. Любимов, И. Б. Орлова, В. А. Фромзель. Сб. «Квантовая электроника» под ред. Н. Г. Басова, № 3 (9), 94, 1972.

Поступило в Редакцию 9 апреля 1975 г.

УДК 535.34 : 537.531

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ МАССОВЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ ПОГЛОЩЕНИЯ РАЗЛИЧНЫХ АТОМОВ В УЛЬТРАМЯГКОЙ ОБЛАСТИ РЕНТГЕНОВСКОГО СПЕКТРА

С. А. Топорков и *Н. А. Сулабе*

Для многих прикладных и исследовательских задач, связанных с использованием ультрамягкого рентгеновского излучения, граничащего с дальней ультрафиолетовой областью оптического диапазона, важно знать спектральную зависимость массовых коэффициентов поглощения $\mu(\lambda)$.

Нас, в частности, интересовали зависимости $\mu(\lambda)$ для H, C, O, Mg, Ca, Cu, Sr, Ba, Pb и Th, которые были необходимы нам для численных расчетов интегрального коэффициента отражения псевдокристаллов, изготовленных по методу Лэнгмюра—Блоджетт, для диапазона $10 \div 100$ Å [1]. При проведении таких расчетов использовались интегральные выражения типа соотношений Крамерса—Кронига. Это требовало, строго говоря, знания $\mu(\lambda)$ в области длин волн от 0 до ∞, что практически неосуществимо. Однако можно показать [7], что вне ограниченного интервала длин волн не будет большой ошибкой использовать относительно неточные спектральные зависимости подынтегральных функций и проводить интегрирование в промежутке более узком, чем $0 \div \infty$. Это позволяло нам аппроксимировать и экстраполировать $\mu(\lambda)$ достаточно произвольно в тех случаях, когда экспериментальные данные по μ были слишком неточными или вовсе отсутствовали. Так кривые $\mu(\lambda)$ для Ca, Sr и Ba в области длин волн свыше ~ 110 Å строились по аналогии с имеющимися для соответственно близких по атомному номеру Ar, Kr и Xe [9, 11], причем для Ba учитывалась теоретически возможная форма зависимости $\mu(\lambda)$ [10]. Некоторые упрощения допускались нами и при подборе аналитической формы $\mu(\lambda)$ в районе тонкой структуры скачков поглощения — ею без ущерба для результатов интегрирования пренебрегали.

При выборе экспериментальных данных самыми достоверными, как правило, считались наиболее современные и близкие между собой, принадлежащие разным авто-