ное в поперечном направлении поглощение среды применительно к анализу оптических пучков или же релаксацию (в ее простейшей модели) в случае квантового осциллятора.

Авторы благодарны В. М. Бабичу и Г. Н. Винокурову за полезные обсуждения.

Литература

[1] Д. Маркузе. Оптические волноводы. Мир, М., 1974.
[2] В. М. Бабич, В. С. Булдырев. Асимптотические методы в задачах дифракции коротких волн. Наука, М., 1972.
[3] М. С. Содха, А. Гхатак. Неоднородные оптические волноводы. Связь, М., 1980.
[4] Х.-Г. Унгер. Планарные и волоконные оптические волноводы. Мир, М., 1980.
[5] E. A. Marcatili. Bell Syst. Techn. J., *46*, 149, 1967.
[6] С. С. Абдуллаев, Г. М. Заславский. ЖЭТФ, *80*, 524, 1981.
[7] А. И. Базь, Я. Б. Зельдович, А. М. Переломов. Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. Наука, М., 1971.
[8] А. А. Мак, В. А. Фромзель. Письма ЖЭТФ, *10*, 313, 1969.
[9] B. A. Huberman, J. P. Crutchfield. Phys. Rev. Lett., *43*, 1743, 1979.
[10] Б. В. Чириков, Ф. М. Израйлев, Д. Л. Шепелянский. Препринт Ин-та ядерн. физики СО АН СССР, № 80—120, 1980.
[11] Дж. Коул. Методы возмущений в прикладной математике. Мир, М., 1972.
[12] И. Г. Малкин. Некоторые задачи теории нелинейных колебаний. М., 1956.
[13] Н. Н. Розанов, В. А. Смирнов. Письма ЖЭТФ, *33*, 504, 1981.

Поступило в Редакцию 19 мая 1981 г.

УДК 535.36+621.373 : 53

ВЛИЯНИЕ СВЕТОРАССЕЯНИЯ НА НАПРАВЛЕННОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ НЕУСТОЙЧИВЫХ РЕЗОНАТОРОВ

В. В. Любимов

Постоянный интерес к исследованию свойств неустойчивых резонаторов вызван их относительно слабой чувствительностью к возмущениям (деформация зеркал, неоднородность активной среды) [1–3].

Ранее было исследовано влияние плавных возмущений [1, 2] на уширение углового распределения и получена оценка ширины углового распределения при наличии в резонаторе диффузного рассеивателя с потерями на светорассеяние, близкими к 100% [3]. В настоящем сообщении исследован промежуточный случай, когда потери на светорассеяние незначительны, а ширина диффузной компоненты много больше дифракционной.

Ширина керна углового распределения плоской волны при одном проходе в телескопическом резонаторе в этом случае остается практически неизменной, снижение интенсивности в максимуме характеризуется числом Штреля (i) [4]

$$i = 1 - \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \overline{|\delta_0(r)|^2}, \qquad (1)$$

i — число Штреля, λ — длина волны, $\delta_0(r)$ — возмущение волнового фронта после однократного прохода в резонаторе, r — радиус, вектор в сечении пучка; усреднение в (1) производится по сечению светового пучка, $\overline{\delta_0(r)}=0$. Отличие числа Штреля от 1 равно доле энергии, рассеянной в крылья (диффузную компоненту углового распределения).

Так как при распространении волны происходит переход фазовых возмущений в амплитудные, и наоборот, то $\delta_0(r)$ — в общем случае комплексное. Практически во всех случаях $\delta_0(r)$ можно считать однородным, т. е. предполагать, что существует функция корреляции $B(\Delta r)=\overline{\delta_0(r+\Delta r)\,\delta_0^*(r)}$, зависящая только от Δr, $B(0)=\overline{|\delta_0|^2}$, и структурная функция $D(\Delta r)=\overline{|\delta_0(r+\Delta r)-\delta_0(r)|^2}=2B(0)-B(\Delta r)-B^*(\Delta r)$ [5]. Так как интеграл Фурье от $B(\Delta r)$

дает угловое распределение (по интенсивности) диффузной компоненты, то условие однородности $\delta_0(r)$ имеет простой физический смысл — угловые распределения диффузных компонент от разных участков совпадают. Ширина углового распределения диффузной компоненты имеет величину λ/a, где a — ширина зоны корреляции, $a \ll d$, d — диаметр светового пучка, выходящего из резонатора.

Выполнить суммирование возмущений, накопившихся при распространении светового пучка в резонаторе, так, как это сделано в [1], в данном случае невозможно. Это связано с тем, что при мелкомасштабных возмущениях члены разложения $\delta_0(r)$ в ряд Тейлора [1] будут значительно больше суммы ряда, кроме того, для членов ряда Тейлора больших степеней нельзя пренебрегать дифракцией Френеля при последовательных проходах. Вместе с тем для мелкомасштабных возмущений возможен расчет структурной функции суммы возмущений, накопившихся на фронте волны при движении лучей от оси резонатора к краю.

Рассмотрим суммирование возмущений за два последовательных прохода. Будем считать $\frac{4\pi^2}{\lambda^2}\overline{|\delta_0|^2} \ll 1$, при этом вторичным рассеянием можно пренебречь, и возмущение $\delta_0(r)$ в каждой точке r, накопленное за последний проход, должно суммироваться с возмущением $\delta_1(r)$, которое представляет собой $\delta_0(r)$, трансформировавшееся при прохождении в резонаторе. Структурная функция $D_{0,1}(\Delta r)$ суммарного возмущения $\delta_0(r)+\delta_1(r)$ составляет

$$D_{0,1}(\Delta r) = D_0(\Delta r) + D_1(\Delta r) + \overline{(\delta_0(r+\Delta r) - \delta_0(r))(\delta_1^*(r+\Delta r) - \delta_1^*(\Delta r))} + \overline{(\delta_0^*(r+\Delta r) - \delta_0^*(r))(\delta_1(r+\Delta r) - \delta_1(r))}. \tag{2}$$

Если учесть, что $\frac{2\pi}{\lambda}\delta_1(r)$ является суммой рассеянных волн с участка размером $\frac{2\lambda}{a}\frac{L}{M}$ (L — длина резонатора, M — увеличение) и с центром в r/M, то очевидно, что при $2\lambda L/aM \gg a$ или $d(1-M^{-1}) \gg a$, корреляция между $\delta_0(r)$ и $\delta_1(r)$ должна отсутствовать, и третий и четвертый члены в (2) равняться нулю.

Так как в неустойчивом резонаторе после каждого прохода ширина диффузной компоненты сужается в M раз, а доля энергии в ней сохраняется, то функция корреляции расширяется в M раз при сохранении $B(0)$ и соответственно $D_1(\Delta r) = D_0(\Delta r/M)$.

Продолжая аналогично суммирование возмущений по всем предыдущим проходам, получаем для структурной функции суммарного возмущения, установившегося в резонаторе

$$D(\Delta r) = \sum_{n=0}^{\infty} D_0(\Delta r/M^n). \tag{3}$$

Представляя приближенно $D_0(\Delta r)$ при $|\Delta r| < a$ параболой, а при $|\Delta r| > a$ постоянной величиной $D_0(\Delta r) = 2\overline{|\delta_0|^2}$, получаем при $|\Delta r| > a$ оценку

$$D(\Delta r) = \frac{2\overline{|\delta_0|^2}}{1-M^2} + 2\overline{|\delta_0|^2}\frac{\ln|\Delta r|/a}{\ln M}. \tag{4}$$

Так как $D(\Delta r)$ растет монотонно с увеличением $|\Delta r|$, то в общем случае вычисление $\overline{|\Sigma\delta_n(r)|^2}$ можно выполнить, усредняя $D(\Delta r)$ по всем Δr выходной апертуры

$$\overline{|\Sigma\delta_n(r)|^2} = 0.5\overline{D(\Delta r)}, \tag{5}$$

$\overline{|\Sigma\delta_n(r)|^2}$ — дисперсия возмущения волнового фронта на выходе из резонатора. При $M > 1.5$ $D(\Delta r)$ близка к своему максимальному значению на большей части апертуры и (5) можно упростить

$$\overline{|\Sigma\delta_n(r)|^2} = \frac{\overline{|\delta_0|^2}}{1-M^2} + \overline{|\delta_0|^2}\frac{\ln d/a}{\ln M}. \tag{6}$$

Полученная оценка при $\overline{|\Sigma\delta_n(r)|^2} \ll \lambda^2$ позволяет связать снижение числа Штреля и энергию крыльев углового распределения $(4\pi^2 \, \overline{|\Sigma\delta_n(r)|^2}/\lambda^2)$ с потерями на светорассеяние за один проход в резонаторе, характерным размером неоднородности и параметрами резонатора.

Рассмотрим структуру крыльев углового распределения. При $4\pi^2 \, \overline{|\delta_0|^2} \ll \lambda^2$ формирование крыльев углового распределения можно рассматривать как простое сложение крыльев, формирующихся на каждом проходе, пренебрегая повторным рассеянием. Так как отношение ширин крыльев от последовательных проходов равно увеличению резонатора, то при локализации рассеивателя в одном сечении резонатора угловое распределение должно иметь ступенчатый вид типа, наблюдавшегося в [6]. В случае равномерного распределения источников рассеяния по длине резонатора (например, турбулентность среды) элементарное суммирование приводит к приближенной зависимости интенсивности крыльев от угла $I(\varphi) \sim \varphi^{-2}$, где φ — угол с осью резонатора [7].

В заключение пользуюсь случаем поблагодарить А. А. Мака, В. Е. Шерстобитова и Л. В. Ковальчука, привлекших внимание к задаче оценки роли мелкомасштабных возмущений в формировании крыльев углового распределения излучения неустойчивых резонаторов.

Литература

[1] Ю. А. Ананьев. Сб.: Квантовая электроника, № 6, 3, Сов. Радио, М., 1971.
[2] В. В. Любимов, И. Б. Орлова. В сб., посвященном 80-летию со дня рождения академика А. А. Лебедева, с. 207. Машиностроение, Л., 1973.
[3] М. П. Ванюков, А. В. Горланов, В. В. Любимов, И. Б. Орлова, В. Ф. Петров. Сб.: Квантовая электроника, № 4, 117, Сов. Радио, М., 1971.
[4] М. Борн, Е. Вольф. Основы оптики. Наука, М., 1970.
[5] В. И. Татарский. Распространение волн в турбулентной атмосфере. Наука, М., 1967.
[6] Ю. А. Ананьев, Г. Н. Винокуров, Л. В. Ковальчук, Н. А. Свентицкая, В. Е. Шерстобитов. ЖЭТФ, *58*, 786, 1970.
[7] Ю. А. Дрейзин, А. Я. Прудов. Тезисы I Всес. конф. «Оптика лазеров», с. 193, Л., 1976.

Поступило в Редакцию 16 июня 1981 г.

УДК 535.34 : 537.531 : 546.21

К-СПЕКТР ПОГЛОЩЕНИЯ АТОМА КИСЛОРОДА В МОЛЕКУЛЕ SO_2

В. Н. Акимов, А. С. Виноградов и *Т. М. Зимкина*

К-спектр поглощения атома кислорода в молекуле SO_2 исследован на спектрометре РСМ-500 с аппаратурным разрешением $\sim$0.5 эВ. Установлено большое сходство между тонкой структурой полученного в работе ОК-спектра и известных по литературным данным SK- и $SL_{II,III}$-спектров поглощения молекулы SO_2. Это позволяет интерпретировать все рентгеновские спектры поглощения молекулы в терминах переходов остовных электронов на единую систему возбужденных уровней, мало чувствительную к тому, в какой именно электронной оболочке локализована рентгеновская вакансия. Наблюдаемое при переходе от SK- и $SL_{II,III}$-спектров к ОК-спектру уменьшение энергии связи соответствующих возбужденных состояний указывает на наличие у атомов кислорода в молекуле SO_2 отрицательного эффективного заряда. Три первые дискретные полосы в спектрах поглощения молекулы на основе сопоставления с МО-расчетами идентифицированы как результат электронных переходов на орбитали валентного типа, более высокоэнергетическая дискретная полоса, вероятно, обусловлена суперпозицией переходов на орбитали, близкие по своим свойствам к ридберговскому типу. Широкую плавную полосу, расположенную