

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Галкин С. Л., Львов Б. В., Николаев В. М. В кн.: Квантовая электроника. Труды ЛПИ им. М. И. Калинина, 1975, № 344, с. 3. [2] Кружалов С. В., Львов Б. В. Там же, 1982, № 387, с. 8. [3] Львов Б. В., Николаев В. М., Самусев К. Б. Там же, 1982, № 387, с. 14. [4] Kuizenga D. J., Siegman A. E. IEEE J. Quant. Electr., QE-6, 1970, p. 694. [5] Коваленко Е. С., Мандель А. Е. Журн. прикл. спектр., 1980, 33, с. 828. [6] Галкин С. Л. и др. Письма в ЖТФ, 1976, 2, с. 150. [7] Гончарова И. Ф. и др. Квант. электроника, 1981, 8, с. 1347. [8] Корниенко Л. С., Ларионцев Е. Г., Сидоров В. А. Там же, 1980, 7, с. 1213.

Поступила в редакцию
06.05.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1986, Т. 27, № 4

УДК 535.375:621.3

КОГЕРЕНТНЫЕ ЭФФЕКТЫ В СПЕКТРОСКОПИИ НАСЫЩЕНИЯ

С. Ю. НИКИТИН

(кафедра общей физики и волновых процессов)

1. **Введение.** Известен метод диагностики сред, возбужденных резонансным оптическим излучением, путем зондирования относительно слабой («пробной») световой волной [1, 2], в частности метод активной спектроскопии комбинационного рассеяния (АСКР) [3, 4]. При использовании этого метода следует иметь в виду, что возможны специфические «когерентные эффекты», связанные с возмущением населенностей исследуемых квантовых уровней под действием пробной волны. Применительно к комбинационно-активным переходам такие эффекты впервые рассматривались в работе [5]. Однако расчеты, выполненные в [5], не точны, вследствие чего нуждаются в уточнении и некоторые выводы физического характера. В настоящей работе проведен более точный анализ когерентных эффектов в спектроскопии насыщения КР.

Отметим, что проблема отыскания отклика двухуровневой системы, возбужденной сильным резонансным полем, на слабое зондирующее поле неоднократно обсуждалась ранее. При этом в качестве двухуровневой системы рассматривались магнитодипольный [6] и электродипольный [2, 7] переходы. Эффекты, связанные с неоднородным (доплеровским) уширением, исследованы в [1, 2, 5].

2. **Основные уравнения.** Состояние двухуровневой комбинационно-активной среды будем описывать уравнениями [8]

$$\begin{aligned} \frac{dn}{dt} + \frac{n - n_0}{T_1} &= - \frac{\alpha'}{\hbar \omega_0} E^2 \frac{dQ}{dt}, \\ \frac{d^2 Q}{dt^2} + \frac{2}{T_2} \frac{dQ}{dt} + \omega_0^2 Q &= \frac{\alpha'}{2M} E^2 n, \end{aligned} \quad (1)$$

где n — разность населенностей, Q — колебательная координата, E — электрическое поле световых волн. Пусть на среду воздействуют две пары волн:

$$E = \frac{1}{2} (A_1 e^{i\omega_1 t} + A_2 e^{i\omega_2 t} + \text{к. с.}) + \frac{1}{2} (A'_1 e^{i\omega'_1 t} + A'_2 e^{i\omega'_2 t} + \text{к. с.}), \quad (2)$$

причем $\omega_1 - \omega_2 \approx \omega_0$, $\omega_1' - \omega_2' \approx \omega_0$. Полагая в (1)

$$Q = \frac{1}{2} q \exp(i\omega_0 t) + \text{к. с.} \quad (3)$$

и считая для простоты, что $\omega_1 \neq \omega_1'$, $\omega_2 \neq \omega_2'$, получим следующие укороченные уравнения для n и q :

$$\begin{aligned} \frac{dq}{dt} + \frac{q}{T_2} &= \gamma_q (A_0 e^{i\delta t} + A_\pi e^{i\delta' t}) n, \\ \frac{dn}{dt} + \frac{n - n_0}{T_1} &= \gamma_n [(A_0 e^{i\delta t} + A_\pi e^{i\delta' t}) q^* - \text{к. с.}], \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$A_0 = A_1 A_2^*, A_\pi = A_1' A_2'^*, \delta = \omega_1 - \omega_2 - \omega_0, \quad (5)$$

$$\delta' = \omega_1' - \omega_2' - \omega_0, \gamma_q = \alpha' / (4iM\omega_0), \gamma_n = i\alpha' / (4\hbar).$$

Уравнения (4) аналогичны уравнениям, описывающим магнитодипольный [6] или электродипольный [7] переход в двухчастотном внешнем поле.

3. Приближение слабой пробной волны. Поскольку записать общее решение уравнений (4) не представляется возможным, ограничимся случаем слабых пробных волн, когда $|A_\pi/A_0| = \varepsilon \ll 1$. Будем искать стационарное решение в виде ряда теории возмущений по степеням ε :

$$\begin{aligned} q &= Q_0 e^{i\delta t} + Q_0' e^{i\delta' t} + Q_1' e^{i(2\delta - \delta')t} + \dots, \\ n &= n^{(0)} + \frac{\tilde{n}_0}{2} e^{i(\delta - \delta')t} + \frac{\tilde{n}_0^*}{2} e^{-i(\delta - \delta')t} + \dots, \end{aligned} \quad (6)$$

где постоянные Q_0 и $n^{(0)}$ порядка ε^0 , а постоянные Q_0' , Q_1' , $\tilde{n}_0$ — порядка ε . Отметим, что решение (6) аналогично решению, представленным в [2, 7], однако отличается от данного в [5], где не учитывалось слагаемое

$$Q_1' \exp[i(2\delta - \delta')t] \quad (7)$$

в выражении для q . Ниже будет показано, что это приводит к существенному отличию результатов.

Подставляя (6) в (4) и пренебрегая слагаемыми порядка ε^2 , ε^3 , ..., получим следующие алгебраические уравнения:

$$\begin{cases} (i\delta + 1/T_2) Q_0 = \gamma_q A_0 n^{(0)}, \\ (i\delta' + 1/T_2) Q_0' = \gamma_q (A_0 \tilde{n}_0^*/2 + A_\pi n^{(0)}), \\ [i(2\delta - \delta') + 1/T_2] Q_1' = \gamma_q A_0 \tilde{n}_0/2, \end{cases} \quad (8)$$

$$\begin{cases} \frac{n^{(0)} - n_0}{T_1} = \gamma_n (A_0 Q_0^* - A_0^* Q_0), \\ [i(\delta - \delta') + 1/T_1] \tilde{n}_0/2 = \gamma_n (A_0 Q_0'^* - A_\pi^* Q_0 - A_0^* Q_1'), \\ [-i(\delta - \delta') + 1/T_1] \tilde{n}_0^*/2 = \gamma_n (A_\pi Q_0^* + A_0 Q_1'^* - A_0^* Q_0'). \end{cases} \quad (9)$$

Нетрудно найти решения уравнений (8), (9) в нулевом и первом порядках теории возмущений.

4. Нулевое приближение. Система уравнений для Q_0 и $n^{(0)}$ является замкнутой. Ее решение имеет вид

$$n^{(0)} = \frac{n_0}{1 + G/(1 + \Delta^2)}, \quad Q_0 = \frac{\gamma_q T_2}{1 + i\Delta} A_0 n^{(0)}, \quad (10)$$

где

$$G = \alpha |A_0|^2, \quad \alpha = 2\gamma_n \gamma_q T_1 T_2, \quad (11)$$

G — параметр насыщения. Формулы (10), (11) хорошо известны (см., например, [9, 5, 10]). Они описывают стационарное состояние среды, возникающее под действием одной сильной пары волн A_0 .

5. Первое приближение. Решая (8), (9) с учетом (10), (11), найдем

$$\begin{aligned} \frac{\tilde{n}_0^*}{2} &= \frac{-\frac{\alpha}{2} n^{(0)} \left(\frac{1}{1-i\Delta} + \frac{1}{1+i\Delta'} \right) A_0^* A_n}{1 - i(\Delta - \Delta') \frac{T_1}{T_2} + \frac{G}{2} \left[\frac{1}{1+i\Delta'} + \frac{1}{1-i(2\Delta - \Delta')} \right]}, \\ Q_0' &= \frac{\gamma_q T_2}{1 + i\Delta'} A_n n^{(0)} \left\{ \frac{1 - i(\Delta - \Delta') \frac{T_1}{T_2} + \frac{G}{2} \left[\frac{1}{1-i(2\Delta - \Delta')} - \frac{1}{1-i\Delta} \right]}{1 - i(\Delta - \Delta') \frac{T_1}{T_2} + \frac{G}{2} \left[\frac{1}{1-i(2\Delta - \Delta')} + \frac{1}{1+i\Delta'} \right]} \right\}, \quad (12) \\ Q_1' &= \frac{\gamma_q T_2}{1 + i(2\Delta - \Delta')} A_0 \frac{\tilde{n}_0}{2}, \quad \Delta = \delta T_2, \quad \Delta' = \delta' T_2. \end{aligned}$$

6. Расчет сигнала АСКР. В схеме АСКР измеряется интенсивность антистоксова рассеяния пробной волны (например, A_1') на когерентных молекулярных колебаниях. При попутном распространении всех волн, пренебрегая изменением светового поля (2) в процессе взаимодействия, а также волновой расстройкой, для амплитуды антистоксова излучения можно записать $A_a = \gamma_a z A_1' q$, где γ_a — коэффициент нелинейной связи, z — длина области взаимодействия. Подставляя в эту формулу выражение для q (6), получим

$$A_a = \gamma_a z A_1' (Q_0 e^{i\delta t} + Q_0' e^{i\delta' t} + Q_1' e^{i(2\delta - \delta') t}). \quad (13)$$

Согласно (13), антистоксово излучение содержит три спектральные компоненты с частотами

$$\begin{aligned} \omega_{a1} &= \omega_1' + \omega_0 + \delta, \\ \omega_{a2} &= \omega_1' + \omega_0 + \delta' = \omega_{a1} + (\delta' - \delta), \\ \omega_{a3} &= \omega_1' + \omega_0 + (2\delta - \delta') = \omega_{a1} - (\delta' - \delta); \end{aligned} \quad (14)$$

при этом компонента с частотой ω_{a1} является центральной, а компоненты с частотами ω_{a2} и ω_{a3} сдвинуты относительно нее по оси частот на $\delta' - \delta$ соответственно вправо и влево. При $\delta' = \delta$ частоты всех трех компонент совпадают.

Интенсивности компонент запишем в виде

$$I_{a1} = \beta |Q_0|^2, \quad I_{a2} = \beta |Q_0'|^2, \quad I_{a3} = \beta |Q_1'|^2, \quad (15)$$

где $\beta = (cn/(8\pi)) |\gamma_a z A_1'|^2$, а величины Q_0 , Q_0' , Q_1' определяются формулами (10)–(12). Как видно из этих формул, в рассматриваемом нами приближении $\epsilon \ll 1$ центральная компонента с частотой ω_{a1} явля-

ется наиболее интенсивной: $I_{a1} \gg I_{a2}, I_{a3}$. Соотношение интенсивностей I_{a2} и I_{a3} , вообще говоря, зависит от величин параметров G, Δ, Δ' . Если возбуждающее излучение настроено точно в резонанс с переходом ($\Delta=0$), то, согласно (10)–(12), (15),

$$\frac{I_{a3}}{I_{a2}} = \frac{|Q_1'|^2}{|Q_0'|^2} = \frac{(1 + \Delta'^2/4) G^2}{\left(1 - \Delta'^2 \frac{T_1}{T_2}\right)^2 + \left(1 + \frac{T_1}{T_2} - \frac{G}{2}\right)^2 \Delta'^2}.$$

Далее возможны различные варианты: при малой отстройке Δ' и сильном насыщении ($G \gg 1$) получим $I_{a3} \gg I_{a2}$; если же отстройка Δ' велика, а насыщение слабое, то, наоборот, $I_{a3} \ll I_{a2}$ (рис. 1, 2).

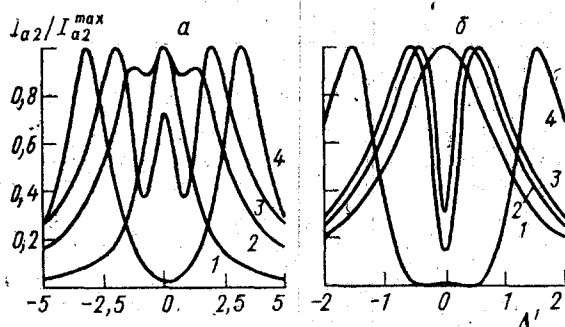


Рис. 1. Интенсивность антистоксовой компоненты с частотой ω_{a2} в зависимости от разности частот зондирующих волн $\Delta' = (\omega_1' - \omega_2' - \omega_0)T_2$. Кривые построены по формуле (16), в скобках указаны значения $I_{a2}^{\max}/I_0$, соответствующие различным кривым: а — $T_1/T_2=1$; 1 — $G=0$ (1), 2 — $G=1$ (0,0625), 3 — $G=2$ (0,017), 4 — $G=10$ (0,00315); б — $T_1/T_2=10$; 1 — $G=0$ (1), 2 — $G=1$ (0,2), 3 — $G=2$ (0,08), 4 — $G=20$ (0,00118).

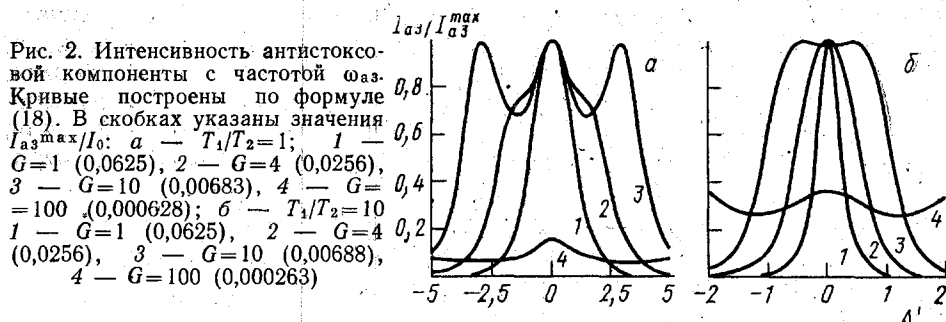


Рис. 2. Интенсивность антистоксовой компоненты с частотой ω_{a3} . Кривые построены по формуле (18). В скобках указаны значения $I_{a3}^{\max}/I_0$: а — $T_1/T_2=1$; 1 — $G=1$ (0,0625), 2 — $G=4$ (0,0256), 3 — $G=10$ (0,00683), 4 — $G=100$ (0,000628); б — $T_1/T_2=10$; 1 — $G=1$ (0,0625), 2 — $G=4$ (0,0256), 3 — $G=10$ (0,00688), 4 — $G=100$ (0,000263).

Остановимся коротко на механизмах генерации антистоксова излучения. Из уравнений (8) для Q_0, Q_0', Q_1' непосредственно видно, что генерация антистоксовых компонент обусловлена двумя различными механизмами. Первый из них («механизм 1») — это обычный механизм, не связанный с воздействием пробной волны на разность населенностей. Вторым («механизм 2») обусловлен осцилляциями n под действием пробной волны и исчезает при $\tilde{n}_0=0$. В генерацию антистоксовой компоненты с частотой ω_{a1} дает вклад только механизм 1, компоненты ω_{a2} — оба механизма 1 и 2, компоненты ω_{a3} — только механизм 2. Таким образом, регистрация антистоксова излучения на частоте ω_{a3} может служить прямым доказательством наличия когерентного процесса с участием осцилляций разности населенностей, наведенных слабым зондирующим полем.

7. Условия синхронизма. Для изотропных комбинационно-активных сред нелинейная поляризация описывается выражением $P_{\text{нл}} = N\alpha'QE$, где N — число молекул в 1 см^3 [8]. Используя выражения (2), (3),

(5), (6), (10)–(12) и полагая $A_j = a_j \exp(-ik_j r)$, $A_j' = a_j' \exp(-ik_j' r)$ ($j=1, 2$), нетрудно показать, что антистоксовы компоненты на частотах ω_{a1} , ω_{a2} , ω_{a3} будут иметь волновые векторы $k_{a1} = k_1' + k_0$, $k_{a2} = k_1' + k_0'$, $k_{a3} = k_1' + 2k_0 - k_0'$, где $k_0 = k_1 - k_2$, $k_0' = k_1' - k_2'$. Эти формулы показывают, что при попутном распространении условия синхронизма $k_a = \omega_a n_a / c$ выполняются для всех трех антистоксовых компонент (дисперсией среды пренебрегаем). При этом интенсивности волн описываются формулами (15). Если же волны с частотами ω_1 и ω_2 направлены навстречу друг другу (как в эксперименте [3]), то условия синхронизма для компонент с частотами ω_{a1} и ω_{a3} не выполняются, и будет наблюдаться только антистоксова компонента с частотой ω_{a2} .

8. Эффект компенсации. Согласно формулам (8) и (15),

$$I_{a2} = \beta \left| \frac{\gamma_q T_2}{1 + i\Delta'} \left(A_n n^{(0)} + A_0 \frac{\tilde{n}_0^*}{2} \right) \right|^2,$$

т. е. световая волна на частоте ω_{a2} возникает в результате интерференции вкладов, обусловленных механизмами 1 и 2. В случае точного резонанса $\Delta = \Delta' = 0$ учет только первого механизма дает

$$Q_{0(1)} = \gamma_q T_2 A_n n^{(0)}, \quad I_{a2}^{(1)} = \beta |\gamma_q T_2 A_n n^{(0)}|^2,$$

в то время как с учетом обоих механизмов (см. (12)) получаем

$$Q_0 = \frac{\gamma_q T_2 A_n n^{(0)}}{1 + G}, \quad I_{a2} = \beta \left| \frac{\gamma_q T_2 A_n n^{(0)}}{1 + G} \right|^2.$$

Отсюда следует, что при сильном насыщении ($G \gg 1$)

$$I_{a2} = I_{a2}^{(1)} / (1 + G)^2 \ll I_{a2}^{(1)},$$

т. е. действие обоих механизмов взаимно компенсируется. Этот эффект, который можно назвать «эффектом компенсации», был впервые указан Ю. Е. Дьяковым [11]. Заметим, что формулы, полученные в работе [5], не описывают эффект компенсации из-за того, что использованное в этой работе представление для q не является полным.

9. Частотная зависимость интенсивности антистоксовых компонент. Если излучение, насыщающее переход, отсутствует, т. е. $G=0$, то, как видно из (10)–(12), (15), $I_{a3}=0$, $I_{a2} = I_0 / (1 + \Delta'^2)$. Таким образом, в отсутствие насыщения антистоксова компонента с частотой ω_{a3} не возбуждается вовсе, а зависимость $I_{a2}(\Delta')$ имеет обычный лоренцевский вид. Нормировочная интенсивность $I_0 = \beta |\gamma_q T_2 A_n n_0|^2$ совпадает с I_{a2} при $G=0$ и $\Delta'=0$.

Используя формулы (12) и (15), общее выражение для I_{a2} можно записать в виде

$$\begin{aligned} I_{a2}/I_0 = & [(1 + G)^2 (1 + \Delta'^2)]^{-1} \times \\ & \left\{ 1 + \frac{G}{2} \left[\frac{1}{1 + (2\Delta - \Delta')^2} - \frac{1}{1 + \Delta'^2} \right] \right\}^2 + \\ & \times \frac{\left\{ -(\Delta - \Delta') \frac{T_1}{T_2} + \frac{G}{2} \left[\frac{2\Delta - \Delta'}{1 + (2\Delta - \Delta')^2} - \frac{\Delta}{1 + \Delta'^2} \right] \right\}^2}{\left\{ 1 + \frac{G}{2} \left[\frac{1}{1 + (2\Delta - \Delta')^2} + \frac{1}{1 + \Delta'^2} \right] \right\}^2 +} \\ & + \left\{ -(\Delta - \Delta') \frac{T_1}{T_2} + \frac{G}{2} \left[\frac{2\Delta - \Delta'}{1 + (2\Delta - \Delta')^2} - \frac{\Delta'}{1 + \Delta'^2} \right] \right\}^2 \end{aligned}$$

В частном случае $\Delta=0$ эта формула принимает вид

$$\frac{I_{a2}}{I_0} = \frac{1}{(1+G)^2(1+\Delta'^2)} \cdot \frac{\left(1 - \frac{G}{2} \cdot \frac{\Delta'^2}{1+\Delta'^2}\right)^2 + \left(\frac{T_1}{T_2} - \frac{G}{2} \frac{1}{1+\Delta'^2}\right)^2 \Delta'^2}{\left(1 + \frac{G}{1+\Delta'^2}\right)^2 + \left(\frac{T_1}{T_2} - \frac{G}{1+\Delta'^2}\right)^2 \Delta'^2}$$

или

$$\frac{I_{a2}}{I_0} = \frac{1}{(1+G)^2(1+\Delta'^2)} \cdot \frac{\left(1 - \frac{G}{2} + \frac{T_1}{T_2}\right)^2 \Delta'^2 + \left(1 - \frac{T_1}{T_2} \Delta'^2\right)^2}{\left(G + 1 - \frac{T_1}{T_2} \Delta'^2\right)^2 + \left(1 + \frac{T_1}{T_2}\right)^2 \Delta'^2} \quad (16)$$

Графики зависимости $I_{a2}(\Delta')$, построенные по формуле (16) для различных значений T_1/T_2 и параметра насыщения G , показаны на рис. 1. Видно, что при $G=0$ «активный спектр» имеет обычную лоренцевскую форму и ширину $\Delta\omega=2/T_2$. При увеличении параметра насыщения в центре линии появляется провал, ширина которого при $G=1$ значительно меньше, чем $\Delta\omega$ (см. рис. 1, б), и пропорциональна T_1^{-1} , т. е. определяется временем релаксации населенностей. При дальнейшем увеличении G спектральная линия расщепляется на две компоненты, симметрично расположенные относительно $\Delta'=0$; положение боковых максимумов можно приближенно найти по формуле

$$\Delta_{\max} = \sqrt{\frac{G+1}{T_1/T_2}} \quad (17)$$

На существование провала с шириной порядка T_1^{-1} в зависимости $I_{a2}(\Delta')$ было впервые указано в работе [5]. Однако в [5] утверждалось, что провал максимально выражен при $G=2$, а при дальнейшем увеличении G глубина провала уменьшается. В действительности же, как видно из рис. 1, глубина и ширина провала возрастают с увеличением G . Это различие результатов связано с тем, что в [5] не было учтено слагаемое (7) в выражении для когерентной амплитуды q (см. формулу (6) настоящей работы). Отметим, что для однофотонного однородно уширенного перехода появление узкого провала в линии поглощения пробной волны, вызванного осцилляциями населенностей уровней под действием возбуждающего и пробного полей, было теоретически предсказано в [12] и экспериментально наблюдалось в [13]. Теория этого эффекта в терминах нелинейной оптической восприимчивости развита в [14].

Общее выражение для интенсивности антистоксовой компоненты с частотой ω_{a3} можно получить, используя формулы (12) и (15). В частном случае $\Delta=0$ (излучение, насыщающее переход, настроено точно в резонанс) это выражение принимает вид

$$\frac{I_{a3}}{I_0} = \left(\frac{G}{G+1}\right)^2 \left(\frac{1+\Delta'^2/4}{1+\Delta'^2}\right) \cdot \frac{1}{(G+1-(T_1/T_2)\Delta'^2)^2 + (1+T_1/T_2)^2 \Delta'^2} \quad (18)$$

Графики зависимости $I_{a3}(\Delta')$, построенные по этой формуле для разных значений параметров T_1/T_2 и G , представлены на рис. 2. Отметим, что интенсивность I_{a3} немонотонно зависит от G : в частности, при $\Delta=\Delta'=0$ $I_{a3}/I_0 = G^2/(1+G)^4$. Положение боковых максимумов можно оценить по формуле (17).

Автор благодарен Ю. Е. Дьякову и Н. И. Коротееву за обсуждение результатов работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Летохов В. С., Чеботаев В. П. Принципы нелинейной лазерной спектроскопии. М.: Наука, 1975. [2] Раутиан С. Г., Смирнов Г. И., Шалагин А. М. Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул. Новосибирск: Наука, 1979. [3] Бродниковский А. М., Задков В. Н., Каримов М. Г., Коротеев Н. И. Опт. и спектр., 1983, 54, с. 385. [4] Бродниковский А. М., Гладков С. М., Каримов М. Г., Коротеев Н. И. ЖЭТФ, 1983, 84, с. 1664. [5] Задков В. Н., Коротеев Н. И., Рычев М. В., Федоров А. Б. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1984, 25, № 4, с. 27. [6] Bloembergen N., Shen Y. R. Phys. Rev., 1964, 133, p. A37. [7] Boyd R. W., Raymer M. G., Narum P., Harter D. J. Phys. Rev., 1981, A24, p. 411. [8] Kaiser W., Maier M., Giordmaine J. A. Phys. Rev., 1969, 177, p. 580. [9] Ахманов С. А., Коротеев Н. И. Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света. М.: Наука, 1981. [10] Дьяков Ю. Е., Никитин С. Ю. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1984, 25, № 5, с. 41. [11] Дьяков Ю. Е., Никитин С. Ю. В кн.: Тез. докл. Всесоюз. конф. по когерентной и нелинейной оптике. М., 1985, с. 221; Дьяков Ю. Е., Никитин С. Ю. Задачи по статистической радиофизике и оптике. М.: Изд-во МГУ, 1985, с. 106. [12] Schwarz S. E., Tan T. Y. Appl. Phys. Lett., 1967, 10, p. 4. [13] Hillman L. W., Boyd R. W., Krasinski J., Stroud C. R. Opt. Comm., 1983, 45, p. 416. [14] Boyd R. W., Mukamel S. Phys. Rev., 1984, A29, p. 1973.

Поступила в редакцию
31.05.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1986, Т. 27, № 4

УДК 535.41

ДИФРАКЦИОННАЯ ТЕОРИЯ МНОГОЛУЧЕВОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА

А. В. Белинский, А. С. Чиркин

(кафедра общей физики и волновых процессов; кафедра научной информации МГУ)

Широкое использование многолучевых интерферометров, в особенности интерферометра Фабри—Перо, при самых разнообразных спектральных измерениях обуславливает необходимость разработки адекватной теории этих устройств, учитывающей дифракционные эффекты.

Дифракционная теория оптических резонаторов лазеров, в том числе и резонатора Фабри—Перо, развита в ряде работ [1—3] и, по существу, полностью исчерпывает данный вопрос. Вместе с тем характер стационарных колебаний в многолучевом интерферометре и в таком же резонаторе существенно различен. Это связано с тем, что интерферометр работает как пассивный прибор, к которому в отличие от резонатора непрерывно подводится внешнее, освещающее интерферометр излучение. Обычно считают, что в интерферометре Фабри—Перо (ИФП) имеет место резонанс совокупности плоских волн, распространяющихся под определенными углами, и поле в ИФП представляет собой поле однородных плоских волн [2, 4], что, строго говоря, справедливо лишь в случае бесконечных зеркал. Поэтому задача разработки дифракционной теории многолучевого интерферометра с учетом конечных размеров зеркал по-прежнему остается актуальной. Решению этого вопроса на основе модового подхода посвящена данная работа.

Рассмотрение будем производить на примере ИФП с плоскими зеркалами. Излагаемый же ниже общий подход справедлив, разумеется, и для интерферометров со сферическими и цилиндрическими зеркалами.