[8] Р. В. Поль. Оптика и атомная физика. Физматгиз, М., 1966.
[9] Г. В. Розенберг. Оптика тонкослойных покрытий. Физматгиз, М., 1971.
[10] И. Н. Шкляревский. ЖТФ, *26*, 333, 1956.

Поступило в Редакцию 27 марта 1973 г.

УДК 621.373 : 535

РЕЗОНАНСНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СТОЯЧИХ ВОЛН В ГАЗЕ

Е. В. Бакланов и *Е. А. Титов*

1. Задача о резонансном взаимодействии стоячих волн в газе рассматривалась в [1] с использованием малости параметра насыщения $\varkappa$ [$\varkappa=4\ (dE)^2/(\hbar\Gamma\gamma)$), $2/\gamma=1/\gamma_1+1/\gamma_2-\gamma_0/(\gamma_1\gamma_2)$, γ_1 и γ_2 — обратные времена жизни уровней 1 и2, γ_0 — вероятность радиационного перехода $2\to 1$, Γ — однородная полуширина линии, d — дипольный матричный элемент перехода, E — амплитуда сильного поля]. Общий подход, развитый в [2] на примере поля стоячей волны, позволяет использовать малость $\varkappa\gamma/\Gamma$, в то время как параметр $\varkappa$ может быть произвольным. Малость $\varkappa\gamma/\Gamma$ означает малость когерентных эффектов, в то время как эффекты насыщения могут быть произвольными. В этой работе сильное поле мы учитываем в нулевом порядке по $\varkappa\gamma/\Gamma$, т. е. ограничиваемся лишь эффектами заселенности, что фактически соответствует приближению скоростных уравнений. В случае $\Omega\gg\Gamma\sqrt{1+\varkappa}$ ($\Omega=\omega-\omega_{21}$ — расстройка частоты сильного поля ω относительно частоты перехода ω_{21} резонансное взаимодействие сильной и слабой стоячих волн в газе сводится к взаимодействию сильной и слабой бегущих волн встречных [3] или однонаправленных [4, 5].

2. Для нахождения поляризации среды будем исходить из уравнений для матрицы плотности, усредненной по моментам возбуждений

$$\left.\begin{aligned}
&\left(\frac{\partial}{\partial t}+v\frac{\partial}{\partial z}+\gamma_2\right)\rho_2=i\,(\rho_{21}\overset{*}{V}-\overset{*}{\rho}_{21}V),\\
&\left(\frac{\partial}{\partial t}+v\frac{\partial}{\partial z}+\gamma_1\right)\rho_1=-i\,(\rho_{21}\overset{*}{V}-\overset{*}{\rho}_{21}V)+\gamma_0\rho_2+\gamma_1N(v),\\
&\left(\frac{\partial}{\partial t}+v\frac{\partial}{\partial z}+i\omega_{21}+\Gamma\right)\rho_{21}=-iV\,(\rho_1-\rho_2),
\end{aligned}\right\}\tag{1}$$

$N(v)=N\left(\sqrt{\pi}v_0\right)^{-2}\exp\left[-v^2/v_0^2\right]$ — распределение атомов по скоростям на нижнем уровне в отсутствие полей, v — проекция скорости атома на ось z, v_0 — тепловая скорость, $V=-dE\,(z,\ t)/(\hbar\Gamma)$

$$E\,(z,\ t)=4E\cos\omega t\cos kz+4E'\cos\omega' z\cos kz,$$

E', ω' — амплитуда и частота слабого поля, $k'=\omega'/c$ мы положили равным $k=\omega/c$, т. е. считаем z не очень большим ($(\omega'-\omega)\,z/c\ll 1$).

При решении системы (1) поле E' считалось бесконечно слабым; члены, пропорциональные $\gamma\varkappa/\Gamma$, были опущены. Характерной особенностью задачи является то, что поляризация наводится не только на частотах ω и $\omega+\delta$ ($\delta=\omega'-\omega$), но и на «зеркальной» частоте $\omega-\delta$. Усреднение по скоростям было проведено для случая, когда допплеровская ширина линии много больше однородной. Для простоты и обозримости ответа поляризацию $P\,(z,\ t)$, наведенную полем $E\,(z,\ t)$, выпишем в приближении $\Omega\ll\Gamma$, оставляя в разложении по Ω линейные члены.

$$\left.\begin{aligned}
&P\,(z,\ t)=d\int\limits_{-\infty}^{\infty}dv\rho_{21}+\text{к. с.}=2i\xi\cos kze^{-i\omega t}\left[RE+\left(Ae^{-i\Delta t}+Be^{i\Delta t}\right)E'\right]+\text{к. с.},\\
&R=\frac{1}{\alpha}-\frac{i\Omega}{\Gamma}\frac{2\varkappa}{\alpha\,(1+\alpha)^2},\quad A=\frac{1+\alpha\,(1+i\Delta)}{\alpha\,(1+\alpha-i\Delta)}-\frac{i\Omega}{\Gamma}\frac{2\varkappa}{\alpha\,(1+\alpha-i\Delta)^2}-\\
&\qquad-2f\varkappa\left[\frac{1}{\alpha\beta\,(\alpha+\beta)}+\frac{i\Omega}{\Gamma}\frac{1+\alpha+\beta-\alpha\beta}{\alpha\beta\,(1+\alpha)\,(1+\beta)\,(\alpha+\beta)}\right],\\
&B=-2f^*\varkappa\left[\frac{1}{\alpha\beta^*(\alpha+\beta^*)}+\frac{i\Omega}{\Gamma}\frac{1+\alpha+\beta^*-\alpha\beta^*}{\alpha\beta^*\,(1+\alpha)\,(1+\beta^*)\,(\alpha+\beta^*)}\right],\\
&f=\gamma/2\left[(\gamma_1-i\Delta)^{-1}+(\gamma_2-i\Delta)^{-1}-\gamma_0\,(\gamma_1-i\Delta)^{-1}\,(\gamma_2-i\Delta)^{-1}\right],\quad\delta=\Delta\Gamma,\\
&\alpha^2=1+2\varkappa,\quad\beta^2=1+2f\varkappa,\quad\xi=\sqrt{\pi}\,d^2N/(\hbar kv_0).
\end{aligned}\right\}\tag{2}$$

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

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

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

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

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

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

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

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

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 аппаратурную 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.