

УДК 621.373.826.038.823

ВЛИЯНИЕ МЕЖАТОМНЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ НА ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ ПРОИЗВОЛЬНОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ С РЕЗОНАНСНОЙ ГАЗОВОЙ СРЕДОЙ ПРИ АНОМАЛЬНОМ ЭФФЕКТЕ ЗЕЕМАНА

А. Ч. Измайлов

На основе теории упругих деполаризующих атомных столкновений в случае аномального эффекта Зеемана исследовано взаимодействие монохроматической электромагнитной волны произвольной интенсивности с резонансной газовой средой, помещенной в постоянное магнитное поле. Проанализирована обусловленная столкновительной релаксацией нетривиальная трансформация структуры спектра при изменении мощности излучения. В модели сильных деполаризующих столкновений для любых электродипольных переходов получены аналитические выражения для нелинейного коэффициента усиления (поглощения) волны и населенностей магнитных подуровней возбужденных термов. Результаты работы могут быть использованы для анализа характеристик излучения, перестраиваемых на основе эффекта Зеемана, газовых квантовых генераторов и усилителей, а также при исследовании радиооптических явлений в атомных парах.

Межатомные взаимодействия в резонансной среде и различие g -факторов уровней рабочего атомного перехода оказывают существенное влияние на характеристики излучения широко используемых газовых квантовых усилителей [1-4] и генераторов [4, 2, 5, 6], частоты которых перестраиваются на основе эффекта Зеемана. Теоретическое исследование подобного влияния проводилось на основе метода итераций по амплитудам электромагнитных волн [1, 3-6]. Однако часто на практике имеют место такие интенсивности излучения, когда использование результатов, полученных согласно теории возмущений, становится неоправданным. Поэтому в настоящей работе на основе хорошо апробированной теории упругих деполаризующих атомных столкновений [1, 7], с учетом различия g -факторов уровней перехода, исследовано взаимодействие бегущей монохроматической электромагнитной волны произвольной интенсивности с резонансной газовой средой, помещенной в постоянное однородное магнитное поле. Представлены и проанализированы общие соотношения для расчета элементов матрицы плотности атомов, а также нелинейного коэффициента усиления (поглощения) излучения (разд. 1). На примере перехода со значениями полных угловых моментов уровней $1/2$ исследована обусловленная влиянием межатомного взаимодействия нетривиальная трансформация зеемановской структуры спектра при изменении интенсивности электромагнитного поля (разд. 2). В модели сильных деполаризующих столкновений [1] в случае любых электродипольных переходов и при произвольной мощности излучения получены аналитические выражения для нелинейного коэффициента усиления (поглощения) волны, а также неравномерной заселенности зеемановских подуровней (разд. 3).

1. Поле стационарно распространяющейся через среду параллельно оси z плоской монохроматической волны можно представить в виде

$$\mathcal{E}(z, t) = E(z) \mathbf{e} \exp[i(\omega_1 t - k_1 z)] + \text{к.с.}, \quad (1)$$

где $E(z)$ — медленно меняющаяся амплитуда, ω_1 — частота, $k_1 = \omega_1 c^{-1}$, а \mathbf{e} — единичный вектор поляризации. При этом ω_1 предполагается

близкой к центральной частоте ω_0 разрешенного электродипольного перехода $b \rightleftharpoons a$ между двумя возбужденными уровнями атомов среды: верхним — b и нижним — a . В магнитном поле H частота ω_0 расщепляется на совокупность величин $[4-6]$:

$$\omega_{m\mu} = \omega_0 + m\Omega_b - \mu\Omega_a = \omega_0 + (m - \mu)\Omega_a + m\Delta, \quad (2)$$

где m и μ — проекции полных угловых моментов $j_b \geq |m|$ и $j_a \geq |\mu|$ рассматриваемых уровней: $\Omega_b = \mu_B g_b H$, $\Omega_a = \mu_B g_a H$, $\Delta = \Omega_b - \Omega_a$, g_b и g_a — g -факторы соответствующих термов, μ_B — магнетон Бора. Состояния атомов среды описываем с помощью приведенной в статье [3] системы уравнений для матрицы плотности, в которой учтено различие g -факторов уровней и влияние деполяризующих столкновений. Накачка атомов на уровни b и a предполагается однородной и изотропной. При этом в отсутствие излучения (1) она равномерно заселяет зеemanовские подуровни в пределах каждого из термов [3]. В случае поперечного магнитного поля H в работе будет рассматриваться волна (1) с линейной поляризацией e , параллельной H , а при продольном H — волна с круговой поляризацией. Заметим, что при таких условиях волна (1) взаимодействует с совокупностью электродипольных атомных переходов $m \rightleftharpoons \mu$ между зеemanовскими подуровнями m и μ (2), которым соответствует изменение магнитного квантового числа $(m - \mu)$ лишь на одно из значений 0, 1 или -1 [8]. При этом поперечному H отвечает π -компонента ($m = \mu$) спектра излучения атомов, а продольному H — одна из σ -компонент ($m - \mu = 1$ или $m - \mu = -1$) [8]. Таким образом, взаимодействие поля (1) со средой не приведет к когерентности зеemanовских подуровней в пределах каждого из рассматриваемых термов. Это означает, что из элементов матрицы плотности $\rho_{mm}^{(b)}$ и $\rho_{\mu\mu}^{(a)}$, описывающих состояния b и a [3], будут отличны от нуля лишь диагональные члены $\rho_{mm}^{(b)}$ и $\rho_{\mu\mu}^{(a)}$. Тогда, пренебрегая спонтанным излучением по каналу $b \rightarrow a$, на основе соотношений статьи [3] нетрудно получить следующую систему линейных алгебраических уравнений для компонент матрицы плотности оптической когерентности $\rho_{\mu m}^{(ab)} = iEA_{\mu m} d^{-1} \exp[i(\omega_1 t - k_1 z)]$, характеризующих связь между подуровнями m и μ (2) различных термов:

$$[0,5(\gamma_a^{(0)} + \gamma_b^{(0)}) + i(\omega_1 - \omega_0 + \Omega_{\mu m} - k_1 v)] A_{\mu m} + \sum_{\mu' m'} \tau_{\mu' m'}^{\mu' m'} A_{\mu' m'} =$$

$$= (-1)^{j_b - m} NF(v) \frac{|d|^2}{\hbar} \begin{pmatrix} j_a & j_b & 1 \\ \mu & (-m) & s \end{pmatrix} - \quad (3)$$

$$- \frac{E^2 |d|^2}{\hbar^2} \sum_{\mu' m'} [R_{\mu m}^{\mu' m'} (T_{mm}^{(b)} + T_{\mu\mu}^{(a)}) (A_{\mu' m'} + A_{\mu' m'}^*)];$$

$$R_{\mu m}^{\mu' m'} = \begin{pmatrix} j_a & j_b & 1 \\ \mu' & (-m') & s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j_a & j_b & 1 \\ \mu & (-m) & s \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где $\begin{pmatrix} j_a & j_b & 1 \\ \mu & (-m) & s \end{pmatrix}$ — $3j$ -символ, $\gamma_a^{(0)}$ и $\gamma_b^{(0)}$ — радиационные ширины уровней, $\Omega_{\mu m} = \mu\Omega_a - m\Omega_b$, $F(v)$ — максвелловское распределение по проекциям атомной скорости v , d — приведенный матричный элемент дипольного момента перехода $b \rightleftharpoons a$, $N = N_b - N_a$, причем $N_a(2j_a + 1)$ и $N_b(2j_b + 1)$ — числа атомов, возникающих в состояниях b и a за единицу времени в результате накачки. Параметр s (3), (4) при поперечном H равен нулю, а для аксиального H $s = 1$ или -1 в зависимости от того, является волна (1) право- или лево-циркулярно-поляризованной. Влияние деполяризующих столкновений в (3) описывается матричными элементами $\tau_{\mu m}^{\mu' m'}$, $T_{mm}^{(b)}$ и $T_{\mu\mu}^{(a)}$, которые можно представить в виде

$$\tau_{\mu m}^{\mu' m'} = (-1)^{\mu - \mu'} \sum_x (2x + 1) \begin{pmatrix} j_a & j_b & x \\ \mu & (-m) & s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j_a & j_b & x \\ \mu' & (-m') & s \end{pmatrix} \tau^{(x)}; \quad (5)$$

$$T_{mm'}^{(b)} = \sum_x \left[\frac{2x + 1}{\gamma_b^{(x)}} \begin{pmatrix} j_b & j_b & x \\ m & (-m) & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j_b & j_b & x \\ m' & (-m') & 0 \end{pmatrix} \right]; \quad (6)$$

$$T_{\mu\mu'}^{(a)} = \sum_x \left[\frac{2x + 1}{\gamma_a^{(x)}} \begin{pmatrix} j_a & j_a & x \\ \mu & (-\mu) & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j_a & j_a & x \\ \mu' & (-\mu') & 0 \end{pmatrix} \right]; \quad (7)$$

$$\gamma_l^{(x)} = \gamma_l^{(0)} + \Gamma_l^{(x)} \quad (0 \leq x \leq 2j_l, \quad l = a, b). \quad (8)$$

Действительные $\Gamma_l^{(x)}$ и комплексные $\tau^{(x)}$ ($|j_a - j_b| \leq x \leq (j_a + j_b)$) величины характеризуют столкновительную релаксацию неприводимых компонент матрицы плотности, описывающих соответственно уровень l и оптическую когерентность состояний $a \rightleftharpoons b$, причем $\Gamma_l^{(x)} \geq \Gamma_l^{(0)} = 0$ для $x \geq 1$ [1, 7].

Из выражений (4)–(7) нетрудно видеть, что деполаризующие столкновения осуществляют в (3) связь только между переходами $m \rightleftharpoons \mu$ и $m' \rightleftharpoons \mu'$ ($m \neq m'$, $\mu \neq \mu'$) с одинаковым значением разности $m - \mu = m' - \mu' = s$, которые отвечают одной и той же компоненте (π , σ_+ или σ_-) спектра излучения атомов. Вследствие этого при рассматриваемых в работе условиях межатомное взаимодействие не искажает вектор поляризации \mathbf{e} распространяющейся через среду волны (1). Интенсивность же излучения (1) $I(z) = E^2(z)$ изменяется согласно дифференциальному уравнению

$$dI/dz = r(I)I, \quad (9)$$

где $r(I)$ — нелинейный коэффициент усиления (или поглощения, если $N_a > N_b$) волны (1), который на основе (3) и соотношений работы [3] можно представить в виде

$$r = \left(\frac{2\pi\omega_0}{c} \right) \sum_{\mu, m} \left\{ (-1)^{j_b - m} \begin{pmatrix} j_a & j_b & 1 \\ \mu & (-m) & s \end{pmatrix} \int_{-\infty}^{\infty} \left[A_{\mu m}(v) + A_{\mu m}^*(v) \right] dv \right\}. \quad (10)$$

Интерес представляют также диагональные элементы матрицы плотности $\rho_{mm}^{(b)}$ и $\rho_{\mu\mu}^{(a)}$, которые характеризуют вызываемую полем (1) неравномерность населенностей зеэмановских подуровней в пределах соответствующих термов [1]. Используя (3) и соотношения работы [3], для них нетрудно получить следующие выражения:

$$\rho_{mm}^{(b)} = N_b F(v) - \frac{E^2}{\hbar} (-1)^{j_b - m} \sum_{\mu' m'} \left\{ \begin{pmatrix} j_a & j_b & 1 \\ \mu' & (-m') & s \end{pmatrix} T_{mm'}^{(b)} \times \right. \\ \left. \times \left[A_{\mu' m'}(v) + A_{\mu' m'}^*(v) \right] \right\}; \quad (11)$$

$$\rho_{\mu\mu}^{(a)} = N_a F(v) + \frac{E^2}{\hbar} (-1)^{j_b - m} \sum_{\mu' m'} \left\{ \begin{pmatrix} j_a & j_b & 1 \\ \mu' & (-m') & s \end{pmatrix} \times \right. \\ \left. \times T_{\mu\mu'}^{(a)} \left[A_{\mu' m'}(v) + A_{\mu' m'}^*(v) \right] \right\}. \quad (12)$$

Первое слагаемое в (11) (и (12)) описывает равновесную (равномерную) заселенность магнитных подуровней атомов с проекциями ско-

рости ν в отсутствие излучения (1). Из соотношений (5) — (7) на основе свойств $3j$ -символов [8] нетрудно показать, что при пренебрежении влиянием столкновений элементы $T_{mm'}^{(b)}$ (с $m \neq m'$), $T_{\mu\mu'}^{(a)}$ (с $\mu \neq \mu'$) и $\tau_{\mu m}^{\mu' m'}$ обращаются в нуль. При этом для каждого перехода $m \rightleftharpoons \mu$ ($m - \mu = s$) из системы (3) получается независимое уравнение, которое тривиально решается относительно $A_{\mu m}$. Влияние деполаризующих столкновений (5) — (7) приводит в (3) к взаимосвязи искомых величин $A_{\mu m}$ (и $A_{\mu m}^*$), число которых в общем случае достигает $2[|j_a + j_b - |j_a - j_b| + 1]$. Поэтому сложность решения системы уравнений (3) быстро возрастает с увеличением моментов уровней перехода $b \rightleftharpoons a$.

В ряде случаев, однако, возможно использование приближения [3, 5, 6]

$$\tau^{(\kappa)} = \tau \quad (|j_a - j_b| \leq \kappa \leq j_a + j_b), \quad (13)$$

в результате чего недиагональные элементы $\tau_{\mu m}^{\mu' m'}$ ($m \neq m'$ и $\mu \neq \mu'$) в (5) обращаются в нуль и левая сторона соотношения (3) приобретает простой вид:

$$[0,5(\gamma_a^{(0)} + \gamma_b^{(0)}) + \tau + i(\omega_1 - \omega_0 + \Omega_{\mu m} - k_1\nu)]A_{\mu m}.$$

Расчеты, проведенные для ван-дер-ваальсовского взаимодействия атомов на примере переходов с моментами уровней $j_b = 1$, $j_a = 1; 2$, показали, что условие (13) выполняется с точностью от 5 до 20% [9, 10].

2. Регистрируемое на практике [2] относительное изменение ΔI интенсивности излучения (1) при прохождении оптически тонкого слоя вещества с геометрической толщиной l , согласно (9), имеет вид

$$\Delta I/I_0 = r(I_0)l \ll 1, \quad (14)$$

где $I_0 = E^2(z=0)$ — интенсивность волны (1) до проникновения в резонансную среду. На основе выражения (14) возможно получение экспериментальных зависимостей коэффициента r (9), (10) от различных параметров I_0 , $(\omega_1 - \omega_0)$, H и т.д. Поэтому с помощью соотношений (3) — (10) исследуем функцию $r(I_0, \omega_1 - \omega_0, H)$ на примере атомного перехода с $j_b = j_a = 1/2$ и π -компоненты однородно уширенной линии усиления (поглощения) среды. Предположим также, что интенсивность I_0 падающей волны не зависит от частоты ω_1 (1) в интересующем нас участке спектра. Тогда, используя приближение (13), из (3) — (10) можно получить следующее аналитическое выражение для коэффициента r (9) в случае относительно низкой мощности излучения (1):

$$r = \frac{2\pi\omega_0 N |d|^2 \gamma}{3\hbar c} \left\{ \frac{1}{G^2 + (\omega_{10} - \xi)^2} + \frac{1}{G^2 + (\omega_{10} + \xi)^2} + \right. \\ \left. + 2 \frac{[\gamma^2 + 0,25\Delta^2 + (p-f)I_0] - [(\gamma^2 + 0,25\Delta^2 + pI_0)^2 - f^2 I_0^2]^{1/2}}{[G^2 + (\omega_{10} - \xi)^2][G^2 + (\omega_{10} + \xi)^2]} \right\}; \quad (15)$$

$$p = \frac{|d|^2 \gamma}{6\hbar^2} \left[\frac{1}{\gamma_a^{(0)}} + \frac{1}{\gamma_b^{(0)}} + \frac{1}{\gamma_a^{(1)}} + \frac{1}{\gamma_b^{(1)}} \right]; \quad (16)$$

$$f = \frac{|d|^2 \gamma}{6\hbar^2} \left[\frac{1}{\gamma_a^{(0)}} + \frac{1}{\gamma_b^{(0)}} - \frac{1}{\gamma_a^{(1)}} - \frac{1}{\gamma_b^{(1)}} \right], \quad (17)$$

где $\gamma = 0,5(\gamma_a^{(0)} + \gamma_b^{(0)}) + \text{Re } \tau$, $\omega_{10} = \omega_1 - \omega_0 + \text{Im } \tau$ (13), $\Delta = \Omega_b - \Omega_a$. Фигурирующие в (15) сдвиг ξ и ширина G спектральных компонент имеют вид

$$\xi = 2^{-1/2} \{ [(\gamma^2 + 0,25\Delta^2 + pI_0)^2 - f^2 I_0^2]^{1/2} - pI_0 - \gamma^2 + 0,25\Delta^2 \}^{1/2}; \quad (18)$$

$$G = 2^{-1/2} \{[(\gamma^2 + 0,25\Delta^2 + pI_0)^2 - f^2 I_0^2]^{1/2} + pI_0 + \gamma^2 - 0,25\Delta^2\}^{1/2}. \quad (19)$$

Согласно (18) и (19) при $I_0 \rightarrow 0$ $G = \gamma$, $\xi = 0,5\Delta$, а последнее слагаемое в (15) обращается в нуль. Таким образом, в связи с наличием двух переходов $1/2 \rightleftharpoons 1/2$ и $(-1/2) \rightleftharpoons (-1/2)$ между магнитными подуровнями (рис. 1), соответствующих π -компоненте спектра излучения атомов, коэффициент (15) при $I_0 \rightarrow 0$ состоит из двух лоренцевских контуров с одинаковыми амплитудами и ширинами, центры которых расположены в точках $\omega_{10} = \pm 0,5(\Omega_b - \Omega_a)$ (рис. 2а). По мере роста интенсивности волны (1) в (15) начинает сказываться влияние последнего слагаемого, которое отражает интерференцию спектральных компонент зеемановского дублета, обусловленную непосредственно перемешиванием состояний атомов при столкновениях. Действительно, если пренебречь межатомным взаимодействием, положив $\gamma_j^{(0)} = \gamma_j^{(1)}$ ($j = a, b$) (8), то данный интерференционный член вместе с параметром f (17) обращается в нуль. При этом $G = (\gamma^2 + pI_0)^{1/2}$ и $\xi = 0,5\Delta$, т. е. согласно (15) обе спектральные компоненты дублета, не изменяя местоположения своих центров, будут независимо друг от друга уширяться с повышением интенсивности излучения (1). Влияние деполаризующих столкновений ($f > 0$) приводит к согласованной трансформации зеемановских структур коэффициента r (15). Так, по мере повышения интенсивности излучения I_0 сдвиг ξ (18) уменьшается и при условии

$$I_0 f^2 = \Delta^2 (\gamma^2 + pI_0) \quad (20)$$

обращается в нуль (рис. 3). Соотношение (20) отвечает коллапсу спектральных компонент функции $r(\omega_{10})$ (15), когда их центры совмещаются в одной точке $\omega_{10} = 0$. Из условия (20) получаем значение пороговой интенсивности \tilde{I} (рис. 3), при которой наступает этот эффект:

$$\tilde{I} = \frac{p\Delta^2}{2f^2} + \frac{\Delta}{f} \left(\frac{p^2\Delta^2}{4f^2} + \gamma^2 \right)^{1/2}. \quad (21)$$

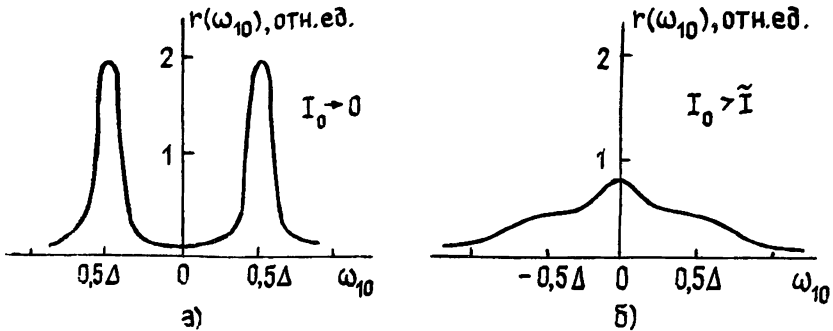
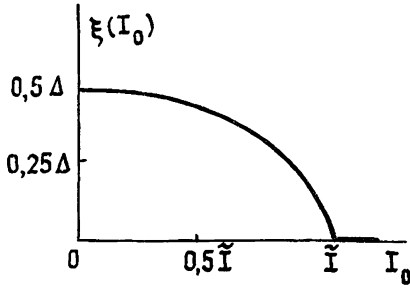


Рис. 2.

При повышении давления среды влияние межатомных столкновений усиливается, в результате чего параметры f , $f\gamma^{-1}$ и $f\rho^{-1}$ (16), (17) возрастают [11], а величина \tilde{I} (21) соответственно уменьшается. В случае $I_0 > \tilde{I}$ нелинейный коэффициент r принимает вид

$$r = \frac{2\pi\omega_0 N |d|^2 \gamma}{3\hbar c} \left\{ \left[1 + \frac{(2fI_0 - \Delta^2)}{(G_1^2 - G_2^2)} \right] \frac{1}{(G_1^2 + \omega_{10}^2)} + \right. \\ \left. + \left[1 - \frac{(2fI_0 - \Delta^2)}{(G_1^2 - G_2^2)} \right] \frac{1}{(G_2^2 + \omega_{10}^2)} \right\}, \quad (22)$$

где



$$G_1 = \{\gamma^2 + pI_0 - 0,25\Delta^2 + \\ + [f^2 I_0^2 - \Delta^2(\gamma^2 + pI_0)]^{1/2}\}^{1/2}, \\ G_2 = \{\gamma^2 + pI_0 - 0,25\Delta^2 - \\ - [f^2 I_0^2 - \Delta^2(\gamma^2 + pI_0)]^{1/2}\}^{1/2}.$$

Рис. 3.

Заметим, что функция $r(\omega_{10})$ (22) при $I_0 > \tilde{I}$ (21) состоит из двух контуров с совпадающими центрами, но различными ширинами (G_1, G_2) и амплитудами (рис. 26). По мере дальнейшего роста интенсивности I_0 коэффициент $r(\omega_{10})$ (22) асимптотически трансформируется в одиночный лоренцевский контур с шириной $\tilde{G}_1 = [(p+f)I_0]^{1/2}$:

$$r = \frac{4\pi\omega_0 N |d|^2 \gamma}{3\hbar c (\tilde{G}_1^2 + \omega_{10}^2)},$$

где уже не проявляется исходное расщепление $\Delta = \mu_B (g_b - g_a) H$ (2). Таким образом, вследствие перемешивания состояний атомов при столкновениях повышение мощности излучения (1) приводит к ослаблению влияния разности ($g_b - g_a$) множителей Ланде на структуру функции $r(\omega_{10})$ (22). Если линия излучения (поглощения) атомов среды, соответствующая переходу с $j_a = j_b = 1/2$, не является однородно уширенной, то для нее коэффициент r (10) получается из выражений (15) (если $I_0 \leq \tilde{I}$) и (22) (в случае $I_0 > \tilde{I}$) путем замены ω_{10} на $(\omega_{10} - kv)$ и последующего усреднения по проекциям скорости v на основе распределения $F(v)$ (3).

Без использования приближения (13) вычисление коэффициента r (9), (10) становится существенно более сложным и громоздким. Если, однако, параметр $\tau_{(1/2)(1/2)}^{(-1/2)(-1/2)} = 0,5(\tau^{(0)} - \tau^{(1)})$ из (5) является действительным, то, как показали исследования, последовательность и качественные особенности трансформации спектра с ростом интенсивности излучения (1) аналогичны рассмотренным выше (когда $\tau^{(0)} = \tau^{(1)}$). Следует только отметить, что пороговое условие коллапса компонент при $\tau^{(1)} \neq \tau^{(0)}$ в отличие от (20) примет вид

$$[fI_0 + (\gamma + 0,5pI_0\gamma^{-1})(\tau^{(1)} - \tau^{(0)})]^2 = \Delta^2(\gamma^2 + pI_0). \quad (23)$$

Таким образом, при $\tau^{(1)} \neq \tau^{(0)}$ слияние структур зеемановского дублета становится возможным в случае слабого излучения (1), когда $(\gamma^2 - pI_0 + f\gamma^{-2}I_0) \rightarrow 0$. В этом пределе ($I_0 \rightarrow 0$) трансформация компонент линейного по полю (1) спектра усиления (поглощения) при изменении давления среды исследовалась, например, в работе [12].

Исследования показали, что в случае комплексных значений $(\tau^{(1)} - \tau^{(0)})$ спектральный дублет функции $r(\omega_{10})$ асимптотически трансформируется с ростом мощности излучения (1) в одиночный контур без прохождения стадии коллапса компонент.

3. В отличие от рассмотренного выше относительно простого примера перехода с моментами уровней $j_a = j_b = 1/2$ получение из соотношений (3) — (8) аналитического выражения для нелинейного коэффициента усиления (поглощения) (9), (10) в случае любых значений j_b , j_a и при произвольной интенсивности излучения (1) возможно лишь после использования определенных приближений по параметрам релаксации термов — $T_{mm}^{(b)}$ и $T_{\mu\mu}^{(a)}$ (см. соответственно (6) и (7)). Поэтому рассмотрим модель сильных деполяризующих столкновений, в которой предполагается, что в результате каждого столкновения атом переводится в равновесное (равномерное) состояние по подуровням [1]. При этом для релаксационных характеристик термов (8) выполняются равенства [1]

$$\gamma_a^{(x)} = \gamma_a^{(1)}, \quad \gamma_b^{(x)} = \gamma_b^{(1)} \quad (x \geq 1). \quad (24)$$

Используя соотношения (13), (24), можно аналитически решить систему уравнений (3) при произвольной интенсивности излучения (1) и получить нелинейный коэффициент r (10) для любых значений моментов уровней перехода $b \neq a$:

$$r = \frac{2\pi\omega_0 N |d|^2}{\hbar c} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{F(v)L(v)dv}{[1 + E^2 |d|^2 \hbar^{-2} BL(v)]}, \quad (25)$$

где

$$L(v) = \sum_{\mu m} L_{\mu m}(v); \quad (26)$$

$$L_{\mu m}(v) = 2\gamma R_{\mu m}^{\mu m} [\gamma^2 + (\omega_{10} - kv + \Omega_{\mu m})^2 + 2E^2 |d|^2 \hbar^{-2} \gamma DR_{\mu m}^{\mu m}]^{-1}; \quad (27)$$

$$B = \left[\left(\frac{1}{\gamma_b^{(0)}} - \frac{1}{\gamma_b^{(1)}} \right) \frac{1}{(2j_b + 1)} + \left(\frac{1}{\gamma_a^{(0)}} - \frac{1}{\gamma_a^{(1)}} \right) \frac{1}{(2j_a + 1)} \right], \quad (28)$$

$$D = \left(\frac{1}{\gamma_a^{(1)}} + \frac{1}{\gamma_b^{(1)}} \right), \quad \gamma = \left(\frac{\gamma_a^{(0)} + \gamma_b^{(0)}}{2} \right) + \text{Re } \tau,$$

$R_{\mu m}^{\mu m}$ определяется из (4). При $j_b = j_a = (1/2)$ из (25) — (28) в пределе однородно уширенной линии вытекают выражения (15), (22). В случае пренебрежения влиянием межатомного взаимодействия $B = 0$ (см. (28)) и коэффициент r согласно (25) распадается на сумму независимых слагаемых, соответствующих разным электродипольным переходам $m \neq \mu$ ($m - \mu = s$) между магнитными подуровнями различных термов. Столкновения ($B > 0$), согласно (26) — (28), приводят в (25) к взаимосвязи данных переходов. С ростом интенсивности излучения (1) и давления среды P эта связь усиливается, а при повышении магнитного поля H — уменьшается. Так, например, для перехода типа $3S_2 - 3P_4\text{Ne}$ [6, 11] при давлении $P = 2$ Тор и световом уширении спектральной линии $E |d| \hbar^{-1} \sim 50$ МГц существенная трансформация и усреднение зеемановской структуры коэффициента r (25) за счет влияния атомных столкновений может происходить в случае $H \leq 1$ кЭ.

В модели сильных деполяризующих столкновений диагональные элементы матрицы плотности (11), (12) определяются выражениями:

$$\rho_{mm}^{(b)}(v) = F(v) \left[N_b - \frac{N}{\gamma_b^{(1)}} L_{\mu m}(v) \psi(v) - \frac{N \psi(v)}{(2j_b + 1)} \times \right. \\ \left. \times ((\gamma_b^{(0)})^{-1} - (\gamma_b^{(1)})^{-1}) L(v) \right]; \quad (29)$$

$$\rho_{\mu\mu}^{(a)}(v) = F(v) \left[N_a + \frac{N}{\gamma_a^{(1)}} L_{\mu m}(v) \psi(v) + \frac{N\psi(v)}{(2j_a + 1)} \times \right. \\ \left. \times ((\gamma_a^{(0)})^{-1} - (\gamma_a^{(1)})^{-1}) L(v) \right], \quad (30)$$

где $\psi(v) = E^2 |d|^2 \hbar^{-2} [1 + E^2 |d|^2 \hbar^{-2} B L(v)]^{-1}$.

Второе слагаемое в (29) (и (30)) описывает вызываемую монохроматической накачкой (1) неравномерность и селективность заселения подуровней, что обусловлено, согласно (27), различием частот $\omega_{t\mu}$, определяемых (2), и вероятностей разных электродипольных переходов $t \rightleftharpoons \mu$. Последний член соотношений (29), (30) не зависит от магнитных квантовых чисел μ и t . Кроме того, при $\gamma_j^{(0)} = \gamma_j^{(1)}$ ($j = a, b$) он обращается в нуль. Следовательно, данный член обусловлен непосредственно влиянием межатомного взаимодействия, которое приводит к выравниванию заселенностей подуровней в пределах каждого терма.

Полученные в модели сильных деполаризующих столкновений выражения (25)—(28) могут быть использованы для анализа характеристик излучения газовых квантовых генераторов, усилителей и поглощающих сред, частоты которых перестраиваются на основе эффекта Зеемана. Соотношения (29) и (30) также представляют интерес в связи с исследованием радиооптических явлений в атомных парах [13].

ЛИТЕРАТУРА

1. Раутиан С. Г., Смирнов Г. И., Шалагин А. М. Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул. — Новосибирск: Наука, 1979.
2. Лазерная спектроскопия атомов и молекул. /Под ред. Г. Вальтера. — М.: Мир, 1979.
3. Ермаченко В. М., Измайлов А. Ч. — Опт. и спектр., 1979, 46, вып. 5, с. 840.
4. Измайлов А. Ч. — Квантовая электроника, 1983, 10, № 4, с. 863.
5. Измайлов А. Ч. — Квантовая электроника, 1983, 10, № 4, с. 718.
6. Измайлов А. Ч. — Квантовая электроника, 1984, 11, № 4, с. 673.
7. Ермаченко В. М. Диссертация. М.: МИФИ, 1982.
8. Собельман И. И. Введение в теорию атомных спектров. — М.: Наука, 1977.
9. Бакаев Д. С., Евсеев И. В., Ермаченко В. М. — ЖЭТФ, 1979, 76, № 4, с. 1212.
10. Бакаев Д. С., Евсеев И. В., Ермаченко В. М. — Опт. и спектр., 1980, 49, вып. 2, с. 221.
11. Вдовин Ю. А., Гончуков С. А., Губин М. А., Ермаченко В. М., Ораевский А. Н., Проценко Е. Д. Препринт ФИАН № 116. — М., 1972.
12. Бурштейн А. И., Смирнов Г. И. — ЖЭТФ, 1973, 65, № 6 (12), с. 2174.
13. Будкин Л. А., Пихтелев А. И., Пузанов С. Л. — Изв. вузов — Радиофизика, 1983, 26, № 5, с. 559.

Институт физики
АН АзССР

Поступила в редакцию
3 октября 1984 г.

EFFECT OF INTERATOMIC COLLISIONS ON INTERACTION OF AN ELECTROMAGNETIC WAVE OF ARBITRARY INTENSITY WITH RESONANCE GAS MEDIUM UNDER AN ANOMALOUS ZEEMAN EFFECT

A. Ch. Izmailov

On the basis of the theory of elastic depolarizing collisions under an anomalous Zeeman effect interaction is studied of a monochromatic electromagnetic wave of an arbitrary intensity with resonance gas medium placed into the constant magnetic field. Nontrivial transformation of the structure of the spectrum due to collision relaxation under the change of emitting power is analyzed. In the model of the strong depolarizing collisions, in the case of any dipole transitions analytic expressions are obtained for a nonlinear amplification (absorption) coefficient of the wave and populations of the magnetic sublevels of excited terms. The results of the work may be used for analysis of characteristics of the radiation from gas quantum generators (amplifiers) and under investigation of radiooptic phenomena in atomic vapours.