

УСИЛЕНИЕ СЛАБОГО СИГНАЛА СРЕДОЙ,
НАХОДЯЩЕЙСЯ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А. Ч. Измайлов

Вычислен нелинейный коэффициент усиления (поглощения) слабой электромагнитной волны, распространяющейся навстречу сильной через газовую среду, помещенную в постоянное магнитное поле, параллельное поляризациям рассматриваемых волн. Для переходов с моментами уровней $j_a=2$, $j_b=1$ и $j_a=j_b=1/2$ получено выражение коэффициента усиления с учетом деполяризующих столкновений и проанализировано их влияние на форму слабого сигнала. В пренебрежении столкновениями атомов коэффициент усиления найден для любых значений моментов уровней атомного перехода. Исследована возможность непосредственного измерения разности g -факторов уровней атомного перехода путем регистрации частотной зависимости нелинейного коэффициента усиления слабого сигнала.

Метод зондирования исследуемой среды слабой электромагнитной волной в условиях, когда среда насыщена сильным электромагнитным излучением, позволяет определить спектроскопические характеристики уровней переходов. В работе [1] с помощью этого метода проведены измерения всех релаксационных характеристик уровней переходов $3s_2-3p_4$ и $3s_2-3p_2$ неона. Помещение среды в постоянное магнитное поле позволяет получить дополнительную информацию о g -факторах уровней исследуемого перехода. В работе [2] на примере перехода с моментами уровней $j_a=j_b=1$ показана возможность непосредственного измерения разности g -факторов и самих g -факторов. Настоящая работа обобщает результаты работы [2] на переходы с моментами уровней $j_a=2$, $j_b=1$ и $j_a=j_b=1/2$. Отмечено сильное влияние деполяризующих атомных столкновений на форму сигнала. Без учета атомных столкновений получено выражение для коэффициента усиления слабого сигнала при произвольных значениях моментов уровней.

Основные уравнения и соотношения

Поле сильной и слабой встречных волн, проходящих через исследуемую среду, запишем в виде

$$E = E_1 \exp [i(\omega_1 t - k_1 y)] + E_2 \exp [i(\omega_2 t + k_2 y)] + \text{к. с.}, \quad (1)$$

где E_1 и E_2 — медленно меняющиеся амплитуды сильной и слабой волн соответственно, параллельные магнитному полю. Состояние атомов среды, возбужденных на рассматриваемые уровни a и b с моментами j_a и j_b , описываем с помощью матрицы плотности. Система уравнений для элементов матрицы плотности с учетом деполяризующих атомных столкновений и постоянного магнитного поля приведена в работе [2]. Поляризация среды выражается через элементы матрицы плотности по известным формулам [3]. Считая поле E_1 большим по сравнению с E_2 , но малым по сравнению с характерными атомными полями, ищем решение в виде ряда по степеням E_1 . Первая поправка к поляризации среды на частоте сла-

бого поля ω_2 от поля E_1 пропорциональна E_1^2 . Поэтому коэффициент усиления слабой волны $g(\omega_2)$ в присутствии сильной запишем в виде

$$g(\omega_2) = \alpha(\omega_2) - \Theta_{21}(\omega_1, \omega_2) |E_1|^2, \quad (2)$$

где $\alpha(\omega_2)$ — линейный коэффициент усиления, $\Theta_{21}(\omega_1, \omega_2)$ — величина, характеризующая влияние сильного поля с частотой ω_1 на электрооптические характеристики среды на частоте ω_2 слабого поля. В систему уравнений для неприводимых тензорных операторов [2] входят величины $\gamma^{(x)}$, $\gamma_a^{(x)}$, $\gamma_b^{(x)}$, включающие в себя вклад упругих деполяризующих столкновений, которые могут быть записаны в следующем виде [4, 5]:

$$\gamma^{(x)} = \frac{\gamma_a^{(0)} + \gamma_b^{(0)}}{2} + \mathcal{F}^{(x)}; \quad \gamma_a^{(x)} = \gamma_a^{(0)} + \Gamma_a^{(x)}; \quad \gamma_b^{(x)} = \gamma_b^{(0)} + \Gamma_b^{(x)},$$

где $\gamma_a^{(0)}$, $\gamma_b^{(0)}$ — радиационные ширины уровней рассматриваемого перехода. Величины $\Gamma_a^{(x)}$, $\Gamma_b^{(x)}$ характеризуют релаксацию неприводимых компонент матрицы плотности, соответствующих нижнему и верхнему состояниям, $\mathcal{F}^{(x)}$ характеризуют релаксацию соответствующих компонент матрицы оптической когерентности, связывающих верхнее и нижнее состояния. При $g_a = g_b$ поляризация среды, рассчитанная с точностью до первого исчезающего члена по сильному электрическому полю, зависит лишь от $\gamma^{(1)} = \gamma$. При g_a , отличном от g_b , она зависит уже в первом приближении по электрическому полю и от других $\gamma^{(x)}$. Отметим, что выражение для поляризации будет зависеть от $\gamma^{(x)}$ с x , отличными от единицы, и в отсутствие магнитного поля, если при учете сильного поля не ограничиваться первым исчезающим приближением [6]. В дальнейших расчетах использовалось приближение

$$2^{(x)} = \gamma. \quad (3)$$

В работе [7] показано, что для перехода с моментами уровней $j_a = j_b = 1$ приближение (3) выполняется с точностью от 5 до 20%. В пределе неоднородно уширенной линии ($\gamma \ll ku$) имеем

$$\alpha(\omega_2) = \frac{N\sqrt{\pi}|d|^2}{\hbar(ku)} \sum_m \begin{pmatrix} j_a & j_b & 1 \\ m & -m & 0 \end{pmatrix} \exp\left[-\left(\frac{\omega_{20} - m\Delta}{ku}\right)^2\right], \quad (4)$$

где $\begin{pmatrix} j_a & j_b & 1 \\ m & -m & 0 \end{pmatrix}$ — 3j-символ,

$$\Delta = (g_b - g_a)H, \quad (5)$$

g_a , g_b — g-факторы уровней, H — напряженность магнитного поля, d — приведенный матричный элемент дипольного момента, ku — доплеровская полуширина, $\omega_{20} = \omega_2 - \omega_0$, ω_0 — центральная частота рассматриваемого перехода, $N = N_b - N_a$; N_b , N_a — число атомов, возникающее соответственно в состояниях b и a за единицу времени в результате накачки. Остальные обозначения общепринятые. Выражение для $\Theta_{21}(\omega_1, \omega_2)$, учитывающее вклад упругих деполяризующих столкновений, приведем для случая моментов $j_a = 2$, $j_b = 1$ и $j_a = j_b = 1/2$. В доплеровском пределе ($\gamma \ll ku$) и следующих ограничениях

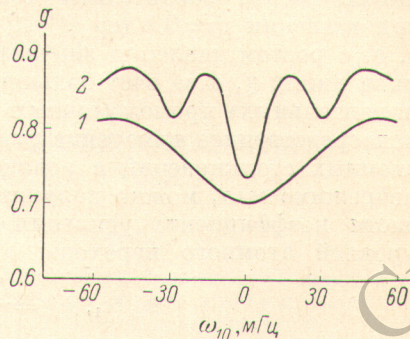
$$|\Delta| \ll ku, \quad |\omega_{10}| = |\omega_1 - \omega_0| \ll ku, \quad |\omega_{20}| \ll ku \quad (6)$$

имеем

$$\begin{aligned} \Theta_{21}(\omega_1, \omega_2) = & \frac{|d|^4 N \sqrt{\pi} \gamma}{75 \hbar^3 (ku)} \sum_x \sum_{i=a, b} \left\{ \frac{C_i^{(x)}}{\left[\gamma^2 + \left(\frac{\omega_{10} + \omega_{20}}{2}\right)^2\right]} \gamma_i^{(x)} + \right. \\ & + \left[\frac{1}{\gamma^2 + \left(\frac{\omega_{10} + \omega_{20}}{2} - \frac{\Delta}{2}\right)^2} + \frac{1}{\gamma^2 + \left(\frac{\omega_{10} + \omega_{20}}{2} + \frac{\Delta}{2}\right)^2} \right] \gamma_i^{(x)} + \\ & \left. + \left[\frac{1}{\gamma^2 + \left(\frac{\omega_{10} + \omega_{20}}{2} - \Delta\right)^2} + \frac{1}{\gamma^2 + \left(\frac{\omega_{10} + \omega_{20}}{2} + \Delta\right)^2} \right] \frac{L_i^{(x)}}{\gamma_i^{(x)}} \right\}. \quad (7) \end{aligned}$$

Значения коэффициентов $C_i^{(x)}$, $d_i^{(x)}$, $L_i^{(x)}$ приведены в таблице для случая моментов $j_a=2$, $j_b=1$. Мы получим выражение для $\Theta_{21}(\omega_1, \omega_2)$ в случае $j_a=j_b=1/2$, если положим в выражении (7) коэффициенты $C_a^{(0)}=C_b^{(0)}=1/12$, $C_a^{(1)}=C_b^{(1)}=-1/12$ и $d_a^{(0)}=d_b^{(0)}=d_a^{(1)}=d_b^{(1)}=1/24$, а остальные равные нулю.

При пренебрежении эффектом атомных столкновений в случае перехода с моментами уровней $j_a=2$ и $j_b=1$ мы обнаружили бы в коэффициенте усиления лишь резонансы в точках $(\omega_{10} + \omega_{20})/2 = 0, \pm \Delta$. Действительно, в случае поляризации, параллельных магнитному полю, разрешены переходы без изменения проекции момента уровня. Поэтому для рассматриваемых поляризаций ω_0 в магнитном поле заменяется на $\omega_m =$



Зависимость коэффициента усиления слабой волны g (в безразмерных единицах) от расстройки ω_{10} .

$= \omega_0 + m\Delta$, где $m=0, \pm 1$. В силу этого резонансная структура в нелинейной части коэффициента усиления слабой встречной волны $[(\omega_1 + \omega_2 - 2\omega_0)^2 + 4\gamma^2]^{-1}$, появляющаяся, когда она взаимодействует с той же группой атомов, что и сильная, заменяется на совокупность величин $[(\omega_1 + \omega_2 - 2\omega_m)^2 + 4\gamma^2]^{-1}$.

Столкновения приводят к «смешиванию» состояний с различными значениями проекции момента. Поэтому резонансы в коэффициенте усиления слабой волны будут наблюдаться уже в большем количестве точек, а именно, когда

$$\frac{\omega_{10} + \omega_{20}}{2} = 0, \pm \frac{\Delta}{2},$$

$$\pm \frac{2\Delta}{2}, \dots, \pm \frac{k\Delta}{2},$$

где $k=2 \min \{j_a, j_b\}$. Например, в случае перехода с моментами уровней $j_a=2$, $j_b=1$ появляются «дополнительные» резонансы в точках $(\omega_{10} + \omega_{20})/2 = \pm \Delta/2$, а в случае $j_a=j_b=1/2$ в точке $(\omega_{10} + \omega_{20})/2=0$. Заметим, что как линейный коэффициент усиления, так и $\Theta_{21}(\omega_1, \omega_2)$ непосредственно зависят от величины $(g_b - g_a)$. Для регистрации этого эффекта

при учете только линейного коэффициента усиления необходимо большее магнитное поле, чтобы величина Δ была порядка доплеровской полуширины ku . Только в этом случае в коэффициенте усиления можно различить несколько минимумов, расстояние между которыми порядка Δ . Для разрешения резонансов с учетом нелинейной части коэффициента усиления требуются уже меньшие магнитные поля, именно нужно, чтобы величина Δ была порядка 2γ , а не ku . На рисунке представлен график зависимости коэффициента усиления слабой волны как функции расстройки ω_{10} при условии, что $\omega_1 = \omega_2$. Кривая 1 соответствует случаю перехода $3s_2 - 3p_4$ Ne с моментами уровней $j_a=2$ и $j_b=1$ и следующим

i	x	$C_i^{(x)}$	$d_i^{(x)}$	$L_i^{(x)}$
a	0	$\frac{17}{30}$	$\frac{2}{5}$	$\frac{3}{20}$
	1	$-\frac{3}{20}$	0	$\frac{3}{40}$
	2	$\frac{41}{84}$	$\frac{2}{7}$	$\frac{3}{56}$
	3	$-\frac{3}{5}$	0	$\frac{3}{10}$
	4	$\frac{36}{35}$	$-\frac{24}{35}$	$\frac{6}{35}$
b	0	$\frac{17}{18}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{4}$
	1	$-\frac{3}{4}$	0	$\frac{3}{8}$
	2	$\frac{41}{36}$	$-\frac{2}{3}$	$\frac{1}{8}$

параметрам: давление $p=0.5$ тор, $\Delta=30$ мГц, $d\gamma/dp=30$ мГц/тор, $\gamma_a^{(0)}=3$ мГц, $d\gamma_a^{(2)}/dp=17$ мГц/тор, $\gamma_b^{(0)}=8$ мГц, $d\gamma_b^{(2)}/dp=3$ мГц/тор, $ku=170$ мГц, безразмерной интенсивности сильной волны $I=0.4$, причем $I = \frac{|E_1|^2 |d|^2}{12\hbar^2 \gamma} \left(\frac{1}{\gamma_a^{(0)}} + \frac{1}{\gamma_b^{(0)}} \right)$. Как видно из рисунка, даже при столь низких давлениях и значительных Δ резонансы в коэффициенте усиления незаметны. Это объясняется тем, что для данной системы атомов весьма значительны величины $d\gamma/dp$ и $d\gamma_a^{(2)}/dp$ так, что даже при давлении $p=0.5$ тор $\gamma_a^{(0)} \leq \Gamma_a^{(2)} = (d\gamma_a/dp)^2 p$, а $(d\gamma/dp) p \geq (\gamma_a^{(0)} + \gamma_b^{(0)})/2$, т. е. с ростом давления значительно увеличивается вклад «дополнительных» промежуточных резонансов. Оба эти явления вносят непосредственное измерение разности g -факторов. В случае, если вклад атомных столкновений в релаксационные характеристики уровней пренебрежимо мал, можно получить следующее выражение для нелинейной части коэффициента усиления при произвольных значениях моментов уровней атомного перехода:

$$\Theta_{21}(\omega_1, \omega_2) = \frac{N |d|^4 \sqrt{\pi}}{\hbar^3 (ku)} \left(\frac{1}{\gamma_a^{(0)}} + \frac{1}{\gamma_b^{(0)}} \right) \times \\ \times \sum_m \binom{j_a \quad j_b \quad 1}{m \quad -m \quad 0}^4 \frac{\gamma}{\gamma^2 + \left[\frac{(\omega_{10} + \omega_{20})}{2} - m\Delta \right]^2} \quad (8)$$

Легко проверить, что соотношение (7) для $j_a=2$ и $j_b=1$, а также для $j_a=j_b=1/2$ переходит в (8), если пренебречь слагаемыми, которые учитывают вклад упругих деполаризующих столкновений. Физически это означает, что нужно работать в каждом конкретном случае при таких давлениях, когда $\gamma_j^{(0)} \geq (d\gamma_j^{(2)}/dp) p$ ($j=a, b$), и магнитные поля доводить до величин, при которых $|\Delta| \geq \gamma$. Кривая 2 рисунка рассчитана с теми же значениями параметров, что и кривая 1, но при давлении $p=0.1$ тор. В этом случае отмеченные выше неравенства выполнены и, как следует из рисунка, кривая 2, резонансы хорошо разрешимы, что дает возможность определять разность g -факторов из соотношения: $|g_a - g_b| = \Delta_{\text{эсп.}}/H$, где $\Delta_{\text{эсп.}}$ — экспериментальное значение расстояния между соседними минимумами.

Литература

- [1] И. П. Коновалов, Е. Д. Проценко. Квант. электрон., 3, 1991, 1976.
- [2] В. М. Ермаченко, А. Ч. Измайлов. Опт. и спектр., 46, 840, 1979.
- [3] М. И. Дьяконов, В. И. Перель. Опт. и спектр., 20, 472, 1966.
- [4] В. К. Мацкевич. Опт. и спектр., 37, 411, 1974.
- [5] Ю. А. Вдовин. Препринт ФИАН, № 116, 1972.
- [6] Ю. А. Вдовин, В. М. Ермаченко, В. К. Мацкевич. Квант. электрон., 2, 902, 1975.
- [7] Д. С. Бакаев, И. В. Евсеев, В. М. Ермаченко. ЖЭТФ, 76, 1212, 1979.

Поступило в Редакцию 2 июля 1979 г.