УДК 539.184+621.375.9 : 535

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ ПО ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫМ БИЕНИЯМ

Э. И. Иванов и *М. П. Чайка*

Теоретически получено выражение для интенсивности спонтанного излучения с рабочего уровня He—Ne лазера, когда последний работает в режиме N синхронизованных продольных мод, в зависимости от частоты межмодовых биений и напряженности продольного магнитного поля. Показано, что метод интерференционных биений позволяет определять две релаксационных константы — константу релаксации населенностей и константу релаксации выстраивания. Выводы качественно подтверждены экспериментом.

Модуляция интенсивности спонтанного излучения газового лазера рассматривалась теоретически в [1]. Об экспериментальном наблюдении ее сообщалось в работах [2, 3]. В первой из названных работ наблюдены интерференционные биения и измерена продолжительность герцевской когерентности уровня $2p_4$ конфигурации $2p^5 3p$Ne. В [3] методом фазового сдвига измерено время жизни уровня $2p_4$.

Интенсивность спонтанного излучения, соответствующего переходу с рабочего уровня лазера i ($i=1$ — нижний рабочий уровень, $i=2$ — верхний) на уровень 0, связана с матрицей плотности $\bar{\rho}^{\varkappa}_{iq}$ уровня i соотношением [4]

$$I_i = C\,|d_i|^2 (2j_i+1)^{-1/2} (-1)^{j_i+j_0} \sum_{\varkappa} \begin{Bmatrix} 1 & 1 & \varkappa \\ j_i & j_i & j_0 \end{Bmatrix} \sum_q (-1)^q \bar{\rho}^{\varkappa}_{iq} \Phi^{\varkappa}_{-q}(\mathbf{e}), \tag{1}$$

где d_i — приведенный матричный элемент дипольного момента перехода $i \to 0$; j_i и j_0 — угловые моменты уровней i и 0 соответственно; выражение в фигурных скобках — $6j$-символ. Черта над $\rho^{\varkappa}_{iq}$ означает усреднение по скоростям атомов рабочей среды. Функция $\Phi^{\varkappa}_q(\mathbf{e})$ содержит информацию о направлении распространения и поляризации $\mathbf{e}$ регистрируемого спонтанного излучения. Для расположения, показанного на рис. 1,

$$\Phi^0_0 = -\frac{1}{\sqrt{3}}, \quad \Phi^2_0 = \frac{1}{\sqrt{30}}(3\cos^2\vartheta - 1); \quad \Phi^2_{\pm 2} = \frac{1}{2\sqrt{5}} \cos^2\vartheta \exp(\pm 2i\vartheta'). \tag{2}$$

При описании состояния атомов рабочей среды мы будем исходить из уравнений, приведенных в [5], дополненных членами, описывающими влияние соударений и пленения излучения; спонтанные переходы между уровнями 1 и 2 учитывать не будем.

$$\frac{d}{dt} f_{m_2 m_2'} + (\gamma_2 + i\Omega_{m_2 m_2'}) f_{m_2 m_2'} = n_2 F(v)\, \delta_{m_2 m_2'} +$$
$$+ \frac{i}{\hbar} \sum_{m_1} \left\{ (\mathbf{E}\mathbf{d}_{m_2 m_1}) \psi_{m_1 m_2'} - \psi_{m_2 m_1} (\mathbf{E}\mathbf{d}_{m_1 m_2'}) \right\} +$$
$$+ \int \sum_{m_2'' m_2'''} \Gamma^{m_2 m_2'}_{2 m_2'' m_2'''} (v', v) f_{m_2'' m_2'''}(v')\, dv' - f_{m_2 m_2'} \int \sum_{m_2'' m_2'''} \Gamma^{m'' m_2'''}_{2 m_2 m_2'} (v, v')\, dv'; \tag{3}$$

$$\frac{d}{dt}\varphi_{m_1m_1'}+\left(\gamma_1+i\Omega_{m_1m_1'}\right)\varphi_{m_1m_1'}=n_1F(v)\,\delta_{m_1m_1'}+$$

$$+\frac{i}{\hbar}\sum_{m_2}\left\{\left(\mathbf{Ed}_{m_1m_2}\right)\psi_{m_2m_1'}-\psi_{m_1m_2}\left(\mathbf{Ed}_{m_2m_1'}\right)\right\}+$$

$$+\int\sum_{m_1''m_1'''}\Gamma^{m_1m_1'}_{1m_1''m_1'''}(v',\,v)\,\varphi_{m_1''m_1'''}(v')\,dv'-\varphi_{m_1m_1'}\int\sum_{m_1''m_1'''}\Gamma^{m_1''m_1'''}_{m_1m_1'}(v')\,dv'; \tag{4}$$

$$\frac{d}{dt}\psi_{m_1m_2}+(\gamma-i\omega_0+i\Omega_{m_1m_2})\,\psi_{m_1m_2}=$$

$$=\frac{i}{\hbar}\left\{\sum_{m_2'}\left(\mathbf{E},\ \mathbf{d}_{m_1m_2'}\right)f_{m_2'm_2}-\sum_{m_1'}\varphi_{m_1m_1'}\left(\mathbf{Ed}_{m_1'm_2}\right)\right\}+$$

$$+\int\sum_{m_1'm_2'}\Gamma^{m_1m_2}_{m_1'm_2'}(v',\,v)\,\psi_{m_1'm_2'}(v')\,dv'-\psi_{m_1m_2}\int\sum_{m_1'm_2'}\Gamma^{m_1'm_2'}_{m_1m_2}(v,\,v')\,dv'. \tag{5}$$

Здесь $\frac{d}{dt}=\frac{\partial}{\partial t}+v\frac{\partial}{\partial z}$, $f_{m_2m_2'}(v)$ — элементы матрицы плотности ансамбля атомов, имеющих заданную величину v z-проекции скорости, относящиеся к уровню 2, $\varphi_{m_1m_1'}(v)$ — то же для уровня 1, а $\psi_{m_1m_2}(v)$ — элементы матрицы плотности этого ансамбля атомов, связывающие уровни 1 и 2; $F(v)$ — распределение атомов по z-проекции скорости, γ_1 и γ_2 — ширины уровней 1 и 2 с учетом «тушащих» соударений, γ — однородная ширина линии излучения, соответствующего переходу $2\rightarrow 1$ $\left[\text{если релаксации имеют чисто радиационную природу, } \gamma=\frac{1}{2}(\gamma_1+\gamma_2)\right]$. Интегралы в правых частях уравнений (3) и (4), строгое обоснование которых можно найти в работах [6, 7], описывают пленение излучения и деполяризующие соударения с учетом того, что при таких актах может изменяться z-проекция скорости. Имея в виду, что лазер работает в режиме N синхронизованных мод, электромагнитное поле генерации лазера будем описывать вектором

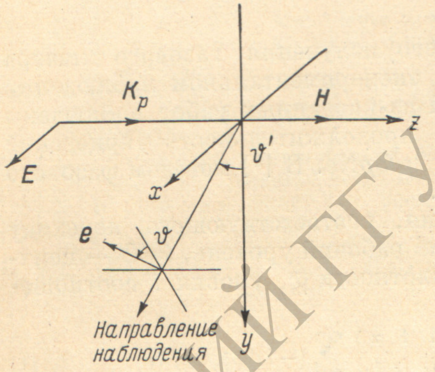

Рис. 1. Система координат и обозначения углов.

$$\mathbf{E}(z,\ t)=\sum_{p=1}^{N}\mathbf{E}_p\sin k_pz\cos(\omega_pt+\varphi_p), \tag{6}$$

где $\omega_p=\frac{\pi c}{L}(n+p)$, $k_p=\frac{\omega_p}{c}$, n — большое целое число, L — длина резонатора. В соответствии с рис. 1

$$E_x=E,\ \ E_y=E_z=0. \tag{7}$$

Разлагая $f_{m_2m_2'}$, $\varphi_{m_1m_1'}$ и $\psi_{m_1m_2}$ по неприводимым тензорным операторам [5–9], получим[1] из (3), (4) и (5)

[1] В формуле (1) следует считать, что

$$\rho^{x}_{iq}=\begin{cases}f^{x}_{q} & \text{для } i=2,\\ \varphi^{x}_{q} & \text{для } i=1.\end{cases}$$

$$\frac{d}{dt} f_q^{\varkappa} + (\gamma_2 - iq\Omega) f_q^{\varkappa} = n_2 (2j_2 + 1) F(v)\, \delta_{\varkappa 0} +$$
$$+ \frac{i}{\hbar} (2j_1 + 1)^{-1/2} \sum_{\varkappa' q' q_1} E_{-q_1} C_{qq'q_1}^{\varkappa\varkappa'} \{ d\psi_{q'}^{\varkappa'} + (-1)^{\varkappa+\varkappa'+q'} d^* (\psi_{-q'}^{\varkappa'})^* \} +$$
$$+ \int \sum_{\varkappa' q'} \Gamma_{2q'q}^{\varkappa'\varkappa}(v', v) f_{q'}^{\varkappa'}(v')\, dv' - f_q^{\varkappa} \int \sum_{\varkappa' q'} \Gamma_{2qq'}^{\varkappa\varkappa'}(v, v')\, dv'; \quad (3а)$$

$$\frac{d}{dt} \varphi_q^{\varkappa} + (\gamma_1 - iq\Omega) \varphi_q^{\varkappa} = n_1 (2j_1 + 1) F(v)\, \delta_{\varkappa 0} +$$
$$+ \frac{i}{\hbar} (2j_1 + 1)^{-1/2} \sum_{\varkappa' q' q_1} E_{-q_1} B_{qq'q_1}^{\varkappa\varkappa'} \{ d\psi_{q'}^{\varkappa'} + (-1)^{\varkappa+\varkappa'+q'} d^* (\psi_{-q'}^{\varkappa'})^* \} (-1)^{\varkappa+\varkappa'} +$$
$$+ \int \sum_{\varkappa' q'} \Gamma_{1q'q}^{\varkappa'\varkappa}(v', v) \varphi_{q'}^{\varkappa'}(v')\, dv' - \varphi_q^{\varkappa} \int \sum_{\varkappa' q'} \Gamma_{1qq'}^{\varkappa\varkappa'}(v, v')\, dv'; \quad (4а)$$

$$\frac{d}{dt} \psi_q^{\varkappa} + (\gamma - i\omega_0 - iq\Omega) \psi_q^{\varkappa} =$$
$$= \frac{i}{\hbar} (2j_2 + 1)^{-1/2} d^* \sum_{\varkappa' q' q_1} E_{-q_1} \{ S_{qq'q_1}^{\varkappa\varkappa'} f_{q'}^{\varkappa'} + (-1)^{\varkappa+\varkappa'} R_{qq'q_1}^{\varkappa\varkappa'} \varphi_{q'}^{\varkappa'} \} +$$
$$+ \int \sum_{\varkappa' q'} \Gamma_{q'q}^{\varkappa'\varkappa}(v', v) \psi_{q'}^{\varkappa'}(v')\, dv' - \psi_q^{\varkappa} \int \sum_{\varkappa' q'} \Gamma_{qq'}^{\varkappa\varkappa'}(v, v')\, dv'. \quad (5а)$$

В (3а), (4а) и (5а) d — приведенный матричный элемент дипольного момента перехода $2 \to 1$, а E_{q_1} в соответствии с (7) определяется соотношениями

$$E_0 = 0, \quad E_{\pm 1} = \pm \frac{1}{\sqrt{2}} E. \quad (8)$$

Далее мы будем предполагать, что интегралы

$$\bar{\Gamma}_{iqq'}^{\varkappa\varkappa'} = \int \Gamma_{iqq'}^{\varkappa\varkappa'}(v, v')\, dv' \quad \text{и} \quad \bar{\Gamma}_{iq'q}^{\varkappa'\varkappa} = \int \Gamma_{iq'q}^{\varkappa'\varkappa}(v', v)\, dv \quad (9)$$

не зависят соответственно от v и v'. Это предположение охватывает модели «сильных» и «слабых» столкновений и модель, рассмотренную в [8]. Кроме того, мы усредним уравнения (3а) и (4а) по t и z на интервалах соответственно

$$\Delta t \sim \frac{2\pi}{\omega_0} \quad \text{и} \quad \Delta z \sim \frac{2\pi c}{\omega_0}.$$

В усредненных таким образом уравнениях можно пренебречь членами $v \frac{\partial}{\partial z} f_q^{\varkappa}$ и $v \frac{\partial}{\partial z} \varphi_q^{\varkappa}$, используя неравенство $\frac{\Omega_0 u}{c} \ll \gamma_i$ (u — среднеквадратичное значение z-проекции скорости, $\Omega_0 = \omega_{p+1} - \omega_p$ — частота биений между соседними модами). После этого легко получаются уравнения для $\bar{f}_q^{\varkappa}$ и $\bar{\varphi}_q^{\varkappa}$[2]

$$\frac{d}{dt} \bar{f}_q^{\varkappa} + (\gamma_2 - iq\Omega) \bar{f}_q^{\varkappa} = n_2 (2j_2 + 1)\, \delta_{\varkappa 0} + \sum_{\varkappa' q'} \bar{\Gamma}_{2q'q}^{\varkappa'\varkappa} \bar{f}_{q'}^{\varkappa'} - a_{2q}^{\varkappa} \bar{f}_q^{\varkappa} +$$
$$+ \frac{i}{\hbar} (2j_1 + 1)^{-1/2} \sum_{\varkappa' q' q_1} E_{-q_1} C_{qq'q_1}^{\varkappa\varkappa'} \{ d\bar{\psi}_{q'}^{\varkappa'} + (-1)^{\varkappa+\varkappa'+q'} d^* (\bar{\psi}_{-q'}^{\varkappa'})^* \}, \quad (3б)$$

где

$$a_{2q}^{\varkappa} = \sum_{\varkappa' q'} \bar{\Gamma}_{2qq'}^{\varkappa\varkappa'}. \quad (10)$$

---

[2] Уравнение для $\bar{\varphi}_q^{\varkappa}$ выглядит аналогично (3б) и здесь не выписано.

Если пленение излучения и деполяризующие соударения изотропны, то $a_{iq}^{\varkappa}$ не зависит от q, а $\bar{\Gamma}_{iq'q}^{\varkappa'\varkappa} = b_i^{\varkappa}\delta_{\varkappa\varkappa'}\delta_{qq'}$ [6, 7], так что

$$\frac{d}{dt}\bar{f}_q^{\varkappa} + (\gamma_2^{\varkappa} - iq\Omega)\bar{f}_q^{\varkappa} = n_2(2j_2+1)\delta_{\varkappa 0} +$$

$$+ \frac{i}{\hbar}(2j_1+1)^{-1/2}\sum_{\varkappa' q' q_1} E_{-q_1} C_{qq'q_1}^{\varkappa\varkappa'}\{d\bar{\psi}_{q'}^{\varkappa'} + (-1)^{\varkappa+\varkappa'+q'} d^*(\bar{\psi}_{-q'}^{\varkappa'})^*\}, \tag{3в}$$

где

$$\gamma_2^{\varkappa} = \gamma_2 + a_2^{\varkappa} - b_2^{\varkappa}. \tag{11}$$

Для отыскания $\bar{f}_q^{\varkappa}$ и $\bar{\varphi}_q^{\varkappa}$ можно использовать метод итераций, используя в качестве нулевого приближения

$$f_0^{0(0)} = \frac{n_2}{\gamma_2}(2j_2+1)F(v) \quad \text{и} \quad \varphi_0^{0(0)} = \frac{n_1}{\gamma_1}(2j_1+1)F(v). \tag{12}$$

Детальный анализ влияния столкновений на оптическую когерентность должен опираться на конкретную форму ядер $\Gamma_{q'q}^{\varkappa'\varkappa}(v', v)$ и $\Gamma_{qq'}^{\varkappa\varkappa'}(v, v')$. Мы ограничимся моделью [9], в которой уравнение (5а) имеет вид

$$\frac{d}{dt}\psi_q^{\varkappa} + (\gamma_q^{\varkappa} - i\omega_0 - iq\Omega)\psi_q^{\varkappa} =$$

$$= \frac{i}{\hbar}(2j_2+1)^{-1/2} d^* \sum_{\varkappa' q' q_1} E_{-q_1}\{S_{qq'q_1}^{\varkappa\varkappa'} f_{q'}^{\varkappa'} + (-1)^{\varkappa+\varkappa'} R_{qq'q_1}^{\varkappa\varkappa'}\varphi_{q'}^{\varkappa'}\}, \tag{5б}$$

где $\gamma_q^{\varkappa} \neq \gamma$. Из (5а) с использованием (12) легко определяются $\psi_{\pm 1}^1(v)$ первого приближения. После интегрирования этих выражений по v получим уравнения второго приближения для $\bar{\rho}_{i0}^0$ и $\bar{\rho}_{i0,\pm 2}^2$. Подставив их решения в (1), получим

$$I_i = I_{i0}^{(0)} + I_{i0}^{(2)} + I_{i2}^{(2)} + \tilde{I}_{i2}^{(2)}, \tag{13}$$

где

$$I_{i0}^{(0)} = D_i\left[1 + \sum_{\alpha=1}^{N-1}\varepsilon_{i\alpha}^{(0)}\cos(\alpha\Omega_0 t + \varphi_\alpha - \psi_{i\alpha}^{(0)})\right]; \tag{14}$$

$$I_{i0}^{(2)} = c_i D_i\left[1 + \sum_{\alpha=1}^{N-1}\varepsilon_{i\alpha}^{(2)}\cos(\alpha\Omega_0 t + \varphi_\alpha - \psi_{i\alpha}^{(2)})\right]\left(\frac{1}{3} - \cos^2\vartheta\right); \tag{15}$$

$$I_{i2}^{(2)} = -c_i D_i\frac{\cos 2\vartheta' + 2\Omega_i^{(2)}\sin 2\vartheta'}{1 + (2\Omega_i^{(2)})^2}\cos^2\vartheta, \tag{16}$$

$$\tilde{I}_{i2}^{(2)} = -\frac{1}{2}c_i D_i\sum_{\alpha=1}^{N-1}\varepsilon_\alpha\left\{\frac{\cos(\alpha\Omega_0 t + \varphi_\alpha - 2\vartheta') + (\alpha\Omega_{0i}^{(2)} - 2\Omega_i^{(2)})\sin(\alpha\Omega_0 t + \varphi_\alpha - 2\vartheta')}{1 + (\alpha\Omega_{0i}^{(2)} - 2\Omega_i^{(2)})^2} +\right.$$

$$\left. + \frac{\cos(\alpha\Omega_0 t + \varphi_\alpha + 2\vartheta') + (\alpha\Omega_{0i}^{(2)} + 2\Omega_i^{(2)})\sin(\alpha\Omega_0 t + \varphi_\alpha + 2\vartheta')}{1 + (\alpha\Omega_{0i}^{(2)} + 2\Omega_i^{(2)})^2}\right\}\cos^2\vartheta, \tag{17}$$

$$\Omega_{0i}^{(\varkappa)} = \frac{\Omega_0}{\gamma_i^{\varkappa}}, \quad \Omega_i^{(\varkappa)} = \frac{\Omega}{\gamma_i^{\varkappa}}, \quad \psi_{i\alpha}^{(\varkappa)} = \operatorname{arc\,tg}\alpha\Omega_{0i}^{(\varkappa)}, \tag{18}$$

$$\varepsilon_{i\alpha}^{(\varkappa)} = \frac{\varepsilon_\alpha}{\sqrt{1 + (\alpha\Omega_{0i}^{(\varkappa)})^2}}, \quad \varepsilon_\alpha = \varepsilon_{\alpha 0}\cos\alpha K_0 z, \quad K_0 = \frac{\Omega_0}{c}. \tag{19}$$

Величины $\varepsilon_{\alpha 0}$ и φ_α связаны с распределением амплитуд и начальных фаз поля генерации соотношениями

$$\varepsilon_{\alpha 0} = \frac{1}{\sum\limits_{p=1}^{N} E_p^2} \left\{ \sum_{p,\, p'=1}^{N-\alpha} (2 - \delta_{\alpha 0})\, E_p E_{p'} E_{p+\alpha} E_{p'+\alpha} \exp i \left(\varphi_p^\alpha - \varphi_{p'}^\alpha\right) \right\}^{1/2}, \tag{20}$$

$$\varphi_\alpha = \operatorname{arc\,tg} \frac{\sum\limits_{p=1}^{N-\alpha} (2 - \delta_{\alpha 0})\, E_p E_{p+\alpha} \sin \varphi_p^\alpha}{\sum\limits_{p=1}^{N-\alpha} (2 - \delta_{\alpha 0})\, E_p E_{p+\alpha} \cos \varphi^\alpha}, \tag{21}$$

$$\varphi_p^\alpha = \varphi_{p+\alpha} - \varphi_p \tag{22}$$

и имеют смысл соответственно глубины и начальной фазы модуляции частотой $\alpha\Omega_0$ плотности энергии электромагнитного поля генерации на краях резонатора.

Первое слагаемое $I_{i0}^{(0)}$ формулы (13) описывает изменение интенсивности спонтанного излучения, обусловленное изменением населенностей рабочих уровней под влиянием поля E. Как видно из (14), населенности промодулированы всеми частотами $\alpha\Omega_0$, причем модуляция их частотой $\alpha\Omega_0$ сдвинута по фазе по отношению к модуляции плотности энергии лазерного поля на $\psi_{i\alpha}^{(0)}$. Связь $\psi_{i\alpha}^{(0)}$ с временем жизни уровня i (18) совпадает с той, которая положена в основу экспериментов по определению времен радиационного распада методом фазового сдвига [10]. Второе слагаемое $I_{i0}^{(2)}$, величина которого зависит от поляризации регистрируемого излучения, имеет ту же временную зависимость, что и $I_{i0}^{(0)}$, но с другими фазовыми сдвигами $\psi_{i\alpha}^{(2)}$ ($\psi_{i\alpha}^{(0)} = \psi_{i\alpha}^{(2)}$ лишь в случае $\gamma_i^{(0)} = \gamma_i^{(2)}$). Оно отражает изменение интенсивности, обусловленное появлением продольного выстраивания состояния i атомов рабочей среды ρ_{i0}^2. Эффект Ханле (16) и биения (17) являются соответственно постоянной и осциллирующей с частотой $\alpha\Omega_0$ частями той добавки к интенсивности спонтанного излучения, которая обусловлена поперечным выстраиванием $\rho_{i\pm 2}^2$.

Зависимость модуляции интенсивности спонтанного излучения от частоты модуляции, поляризации наблюдаемого излучения и величины продольного магнитного поля исследовалась экспериментально на установке, описанной в [2].

При регистрации составляющей интенсивности I_i, осциллирующей с частотой $\alpha\Omega_0$, синхронным детектором форма сигнала описывается выражением[3]

$$S_i = S_{i0}^{(0)} + S_{i0}^{(2)} + S_{i2}^{(2)}, \tag{23}$$

где

$$S_{i0}^{(0)} = kD_i \varepsilon_{i\alpha}^{(0)} \cos\left(\chi - \psi_{i\alpha}^{(0)}\right); \tag{24}$$

$$S_{i0}^{(2)} = kD_i c_i \varepsilon_{i\alpha}^{(2)} \cos\left(\chi - \psi_{i\alpha}^{(2)}\right) \left(\frac{1}{3} - \cos^2\vartheta\right); \tag{25}$$

$$S_{i2}^{(1)} = -\frac{1}{2} kD_i c_i \varepsilon_\alpha \left\{ \cos\chi \left[\frac{1}{1 + \left(\alpha\Omega_{0i}^{(2)} - 2\Omega_i^{(2)}\right)^2} + \frac{1}{1 + \left(\alpha\Omega_{0i}^{(2)} + 2\Omega_i^{(2)}\right)^2} \right] + \right.$$
$$\left. + \sin\chi \left[\frac{\alpha\Omega_{0i}^{(2)} - 2\Omega_i^{(2)}}{1 + \left(\alpha\omega_{0i}^{(2)} - 2\Omega_i^{(2)}\right)^2} + \frac{\alpha\Omega_{i9}^{(2)} + 2\Omega_i^{(2)}}{1 + \left(\alpha\Omega_{0i}^{(2)} + 2\Omega_i^{(2)}\right)^2} \right] \right\} \cos^2\vartheta, \tag{26}$$

а χ — начальная фаза опорного напряжения. Из (23)—(26) при $H = 0$ ($\Omega = 0$) получается

$$S_i = kD_i \left\{ \varepsilon_{i\alpha}^{(0)} \cos\left(\chi - \psi_{i\alpha}^{(0)}\right) + c_i \varepsilon_{i\alpha}^{(2)} \cos\left(\chi - \psi_{i\alpha}^{(2)}\right) \left(\frac{1}{3} - 2\cos^2\vartheta\right) \right\}. \tag{27}$$

---

[3] В нашем эксперименте $\vartheta' = 0$.

Видно, что в нулевом магнитном поле фазовый сдвиг модуляции спонтанного излучения по отношению к модуляции плотности энергии не совпадает в общем случае ни с $\psi_{i\alpha}^{(0)}$, ни с $\psi_{i\alpha}^{(2)}$.

В присутствии столкновений он равен $\psi_{i\alpha}^{(0)}$, если

$$\frac{1}{3} - 2\cos^2\vartheta = 0; \tag{28}$$

если же столкновений и пленения излучения нет, при любом ϑ этот фазовый сдвиг равен $\psi_{i\alpha}^{(0)}$ и зависит лишь от константы радиационного распада γ_i и частоты $\alpha\Omega_0$. Соотношение (27) дает один из способов выяснения различных констант $\gamma_i^{(0)}$ и $\gamma_i^{(2)}$; наличие зависимости $S(\vartheta)$ при $H=0$ и произвольном χ свидетельствует о существовании этой разницы. Мы регистрировали эту разницу несколько иначе. Именно, включая достаточно большое магнитное поле H, мы обращали в ноль сигнал интерференционных биений (26), затем, устанавливая поляроид в канале наблюдения так, чтобы

$$\frac{1}{3} - \cos^2\vartheta = 0, \tag{29}$$

обращали тем самым в нуль сигнал продольного выстраивания (25), затем установкой $\chi = \psi_{\alpha}^{(0)} \pm \pi/2$ обращали в нуль сигнал модуляции населенностей (24). Оказывается, что, если выполнив все эти операции, поворачивать поляроид, появляется отличный от нуля сигнал. Его появление возможно, очевидно, лишь при $\psi_{i\alpha}^{(2)} \neq \psi_{i\alpha}^{(0)}$, т. е. при $\gamma_i^{(0)} \neq \gamma_i^{(2)}$.

Для определения константы $\gamma_i^{(0)}$ можно, в принципе, воспользоваться методом фазового сдвига, причем последний следует измерять либо при $H=0$ и $\cos\vartheta = 1/\sqrt{6}$, либо при достаточно большом H и $\cos\vartheta = 1/\sqrt{3}$. Однако в нашей экспериментальной установке не была предусмотрена возможность прямого измерения фазы $\psi_{i\alpha}^{(0)}$, поэтому мы осуществили косвенное ее измерение по форме сигнала интерференционных биений. Методика такого измерения фазы состояла в следующем. Сначала способом, описанным выше, фаза опорного напряжения χ устанавливалась равной $\chi_{i\alpha}^{(0)} \pm \pi/2$. Затем поляроид в канале наблюдения устанавливался в положение, наилучшее для регистрации биений ($\vartheta = 0$), и сигнал S записывался как функция H. Фаза χ определялась путем сопоставления семейства теоретических кривых $S(H)$ с экспериментально снятой.

Экспериментальные кривые, полученные таким способом при $\alpha = 1$, $\Omega_0/2\pi = 85.8$ Мгц, имели форму, близкую к лоренцевской, соответствующей $\chi = 90°$, это свидетельствует о том, что Ω_0 существенно превосходит $\gamma_1^{(0)}$. Обработка кривых показала, что разница $\gamma_1^{(2)} - \gamma_1^{(0)}$ положительна и невелика.

Анализ формул (24)—(26) показывает, что для достижения возможно большей точности определения константы $\gamma_1^{(0)}$ описываемым методом следует выбирать частоту $\Omega_0 \approx \gamma_1^{(0)}$. Исходя из результатов [2] и малости разницы $\gamma_1^{(0)}$ и $\gamma_1^{(2)}$, получаем следующее оценочное значение $\Omega_0/2\pi = 12$ Мгц. Понижение частоты межмодовых биений до такой величины в He — Ne лазере связано со значительными трудностями. Нами было выяснено, что отношение сигнала к шуму при регистрации биений существенно зависит от того, работает ли генератор в режиме синхронизованных мод или режим синхронизации отсутствует. Известно, что режим синхронизации соседних продольных мод сравнительно легко осуществляется в He — Ne лазерах, имеющих длину резонатора 2 м и менее (соответствующие частоты биений — 75 Мгц и более). При длинах резонатора более 2 м следует принимать специальные меры для повышения устойчивости синхронизованного режима. Мы осуществили режимы синхронизации соседних продольных мод и мод через одну, поместив в резонатор длиной 5.1 м электрооптический кристалл KDP и подавая на него напряжение частоты 27.38 и 54.76 Мгц соответственно.

Типичные экспериментальные кривые, полученные для этих частот, представлены на рис. 2. Их обработка приводит к следующему значению для времени жизни $\tau_1^{(0)}$ уровня $2p_4$ неона

$$\tau_1^{(0)} = \frac{1}{\gamma_1^{(0)}} = (14.7 \pm 2.0) \text{ нсек.}$$

Точность, достигнутая в описанном эксперименте, невелика, однако существенно, на наш взгляд, что здесь имеется возможность определения

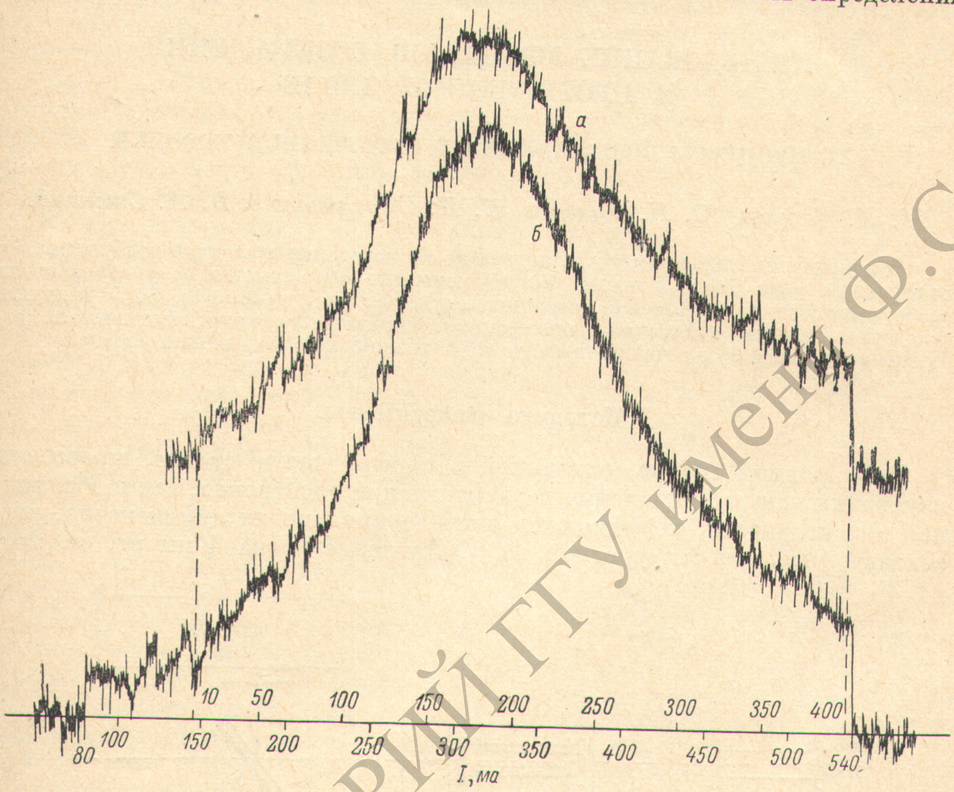

Рис. 2. Записи сигналов биений.
а — частота модуляции 27.38 Мгц (верхний масштаб), *б* — частота модуляции 54.76 Мгц (нижний масштаб).

двух констант: времени жизни уровня и времени существования герцевской когерентности, разница между которыми содержит информацию о деполяризующих соударениях. Мы хотели отметить также, что интерференционные эффекты при наличии столкновений оказывают влияние на результат измерения времен жизни методом фазового сдвига.

Авторы признательны Н. И. Калитеевскому за интерес к работе и Н. Чигирю за помощь.

Литература

[1] М. П. Чайка. Сб. «Физика газовых лазеров, 117. Изд. ЛГУ, 1969, 1970.
[2] Э. И. Иванов, М. П. Чайка. Опт. и спектр., *29*, 124, 1970.
[3] R. L. Fork, L. E. Horgrove, M. A. Pollak. Appl. Phys. Lett., *5*, 5, 1964.
[4] М. И. Дьяконов. ЖЭТФ, *47*, 2213, 1964.
[5] М. И. Дьяконов, В. И. Перель. ЖЭТФ, *20*, 472, 1966.
[6] М. И. Дьяконов, В. И. Перель. ЖЭТФ, *47*, 1484, 1964.
[7] М. И. Дьяконов, В. И. Перель. ЖЭТФ, *48*, 345, 1965.
[8] T. W. Hänsch, P. E. Toschek. IEEE J. Quant. Electr., *5*, 61, 1969.
[9] B. Decomps, M. Dumont. J. de Phys., *29*, 181, 1968.
[10] W. Demtroder. Z. Phys., *166*, 42, 1962.

Поступило в Редакцию 4 мая 1970 г.