

УДК 621.373 : 535 (206.3)

## К ВОПРОСУ О МОДУЛЯЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ УРОВНЕЙ He—Ne ЛАЗЕРА

В. В. Тучин и Г. С. Князевская

Проведен анализ эффективности модуляции плотности инверсной населенности He—Ne газового лазера при возмущении тока разряда в диапазоне частот, соизмеримых с обратными временами установления основных релаксационных процессов в плазме газового разряда. На основании этого анализа развита модуляционная методика определения времени жизни атомов в метастабильных состояниях, отвечающих за создание и разрушение инверсии. Обсуждается перспектива применения методики к исследованию плазмы капиллярных лазеров.

### В в е д е н и е

Известен ряд работ [1-4], в которых для спектроскопии рабочего перехода лазера, в частности определения дисперсионной ширины линии, была использована модуляция накачки на звуковых частотах. Развиваемые в этих работах методы спектроскопии представляются перспективными, так как позволяют свести к минимуму количество измеряемых на опыте величин, некоторые из них не требуют независимого измерения доплеровской ширины линии, обеспечивают работу регистрирующей аппаратуры на переменном сигнале и т. д. Естественно, что эффективность применения этих методов зависит от эффективности модуляции плотности инверсной населенности рабочего перехода. Наиболее простым способом модуляции инверсии является воздействие модулирующего сигнала на ток разряда. Однако эффективность модуляции в этом случае будет существенно зависеть от релаксационных процессов в плазме газового разряда (инерционность установления концентрации электронов, времена жизни атомов в метастабильных состояниях и т. д.) [5-7]. С другой стороны, такая модуляция и последующее измерение модуляции выходного излучения лазера должны дать полную информацию о временах установления компонент плазмы, временах жизни атомов в возбужденных состояниях.

Впервые такие исследования для модуляции интенсивности излучения были проведены авторами работ [8, 9]. Расчетные соотношения и результаты эксперимента относились к лазерам с большими диаметрами активных элементов, работающих на малых токах разряда, что позволило оценить только обратное время жизни метастабильных атомов гелия  $\Gamma_{\text{He}}$  для фиксированного значения тока. Исследование частотной модуляции позволяет определять обратное время жизни метастабильных атомов неона  $\Gamma_{\text{Ne}}$  в состоянии  $1s_5$  благодаря сильному влиянию поглощающих переходов  $1s_5-2p_8$  и  $1s_5-2p_9$  на частоту излучения He—Ne лазера ( $\lambda = 0.63$  мкм) [10]. Однако такие измерения достаточно трудоемки. Поэтому представляется интересным разработать сравнительно простую методику определения  $\Gamma_{\text{He}}$  и  $\Gamma_{\text{Ne}}$  на основании изменения только модуляции интенсивности излучения. Очевидно, что для этого необходимо привлечь измерение передаточной функции интенсивности при различных значениях тока разряда ( $i < i_{\text{онт.}}$ ,  $i \approx i_{\text{онт.}}$ ,  $i > i_{\text{онт.}}$ ), соответствующих раз-

личной степени насыщения инверсии с ростом тока, т. е. различному проявлению процессов, в которых принимают участие метастабильные атомы He и Ne, в модуляции интенсивности [6].

### 1. Модуляция инверсии

Используя результаты работы [6], нетрудно получить соотношение, связывающее глубину модуляции плотности инверсной населенности (относительного возбуждения  $\chi$ )  $m_\chi$  с глубиной модуляции концентрации электронов  $m_e$  в виде

$$p_\chi = \frac{m_\chi}{m_e} = \left\{ \frac{K}{1 + \left(\frac{f}{\Gamma_1}\right)^2} + \frac{L}{1 + \left(\frac{f}{\Gamma_m}\right)^2} - M \frac{1 + \frac{f^2}{\Gamma_1 \Gamma_m}}{\left[1 + \left(\frac{f}{\Gamma_1}\right)^2\right] \left[1 + \left(\frac{f}{\Gamma_m}\right)^2\right]} + N^2 \right\}^{1/2}, \quad (1)$$

$$\left. \begin{aligned} NN_{ab} &= A \frac{\beta_{ai}}{\Gamma_a} + Bi - C; & KN_{ab}^2 &= A \frac{\Gamma'_1}{\Gamma_1} \left( A \frac{\Gamma'_1}{\Gamma_1} - 2N \right), \\ MN_{ab}^2 &= 2ABi \frac{\gamma_m}{\Gamma_m} \frac{\Gamma'_1}{\Gamma_1}; & LN_{ab}^2 &= Bi \frac{\gamma_m}{\Gamma_m} \left( Bi \frac{\gamma_m}{\Gamma_m} + 2N \right), \\ N_{ab} &= A - Bi + C', \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

$$A = \frac{k_{пер} \cdot k_1 N_{He} N_{Ne}}{\Gamma_1 \Gamma_a}; \quad B = \frac{k_{mb} (k_m + k_b) N_{Ne}}{\Gamma_m \gamma_{bm}}$$

$$C = N_{Ne} \left( \frac{k_b}{\gamma_{bm}} - \frac{k_a}{\Gamma_a} \frac{\gamma_a}{\Gamma_a} \right); \quad C' = \frac{N_{Ne}}{\gamma_{bm}} (k_a - k_b).$$

$$\left. \begin{aligned} \Gamma_1 &= \gamma_1 + k_{пер} \cdot N_{Ne} + \beta_i i + c_1 P; & \Gamma_a &= \gamma_a + \beta_{ai} + c_a P, \\ \Gamma_m &= \gamma_m + \beta_{mi} + c_m P; & \gamma_m &= \gamma_{bm} + c_{bm} P; & \Gamma'_m &= \gamma_m + (\beta_{mi} - k_{mb}) i + c_m P. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Здесь  $i$  — среднее значение тока разряда в мА, все константы скорости возбуждения и распада уровней, обусловленные электронными столкновениями, обозначены через  $k$  и  $\beta$  соответственно и имеют размерность Гц·мА<sup>-1</sup>;  $\gamma_1$ ,  $\gamma_m$  — скорости распада метастабильных состояний гелия  $2^1S_0(2^3S_1)$  и неона  $1s_5$  за счет диффузии к стенкам;  $\gamma'_a$ ,  $\gamma'_{bm}$  — скорости радиационного распада рабочих уровней;  $P$  — общее давление смеси газов;  $k_{пер}$ ,  $N_{пер}$  — скорость передачи возбуждения атомам неона от атомов гелия;  $N_{He}$ ,  $N_{Ne}$  — плотность атомов гелия и неона в основных состояниях; индекс 1 относится к  $2^1S_0(2^3S_1)$  состоянию гелия,  $m$  — к состоянию  $1s_5$  неона,  $a$  и  $b$  — к верхнему и нижнему лазерным состояниям;  $A$  характеризует процесс заселения уровня  $a$  через метастабильное состояние гелия  $2^1S_0(2^3S_1)$ ,  $Bi$  — ступенчатое заселение уровня  $b$ , а  $C'$  — прямое возбуждение этих уровней.

При анализе формулы (1) будем использовать результаты численных расчетов, приведенных в [6, 7] для He—Ne лазера ( $\lambda = 0.63$  мкм,  $r = 0.4$  см,  $P_{обм.} = 1.8$  тор,  $P_{Ne} = 0.2$  тор).

А.  $i \ll i_{опт.}$  Это соответствует  $K \gg L$ ,  $N^2$ ,  $M$ . Например, для  $i = 1$  мА  $N^2 \approx 0$ ,  $K \approx 6$  ( $M - L$ ). По-видимому, He—Ne лазеры могут работать и при меньших токах разряда. В этом случае инверсная населенность создается в основном за счет передачи возбуждения от метастабильных атомов гелия к атомам неона, находящимся в основном состоянии, поэтому (1) преобразуется к виду

$$p_\chi = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{\Gamma_1}\right)^2}}, \quad (4)$$

т. е. коэффициент передачи модуляции  $P_\chi$  (эффективность модуляции) равен единице на малых частотах  $f < \Gamma_1$  и падает в  $\sqrt{2}$  раза на частоте  $f = \Gamma_1$ . Такой режим был использован для определения обратного времени жизни атомов гелия в метастабильных состояниях  $2^1S_0$  ( $\lambda = 0.63$  мкм)

и  $2^3S_1$  ( $\lambda = 1.15$  мкм) [8, 9]. Однако при снятии дисперсионной характеристики, несмотря на эффективность модуляции инверсии, малые токи устанавливать не следует, так как в этом случае сильно влияние поглощающих переходов, близких по частоте к рабочему [8]. Относительно возможности определения  $\Gamma_1$  отметим, что  $\Gamma_1$  является линейной функцией тока разряда, поэтому важно определить несколько значений (по крайней мере двух) этой величины, соответствующих различным токам, чтобы иметь возможность определить часть  $\Gamma_1$ , не зависящую от тока разряда.

Б.  $i < i_{\text{опт}}$ ,  $K \gg N^2$ ,  $M - L \gg N^2$ . Например, для  $i = 3$  мА  $K = 67 N^2$ ,  $M - L = 21 N^2$  [6]. Передаточная функция  $p_\chi$  становится сложнее, на малых частотах  $f < \Gamma'_m$  имеет место подъем по закону

$$p_\chi = \left\{ K - \frac{M - L}{1 + \left(\frac{f}{\Gamma'_m}\right)^2} \right\}^{1/2}. \quad (5)$$

При этом эффективность модуляции падает по сравнению с предыдущим случаем ( $(K - M + L)^{1/2} < 1$ ). Это обусловлено ростом стационарного значения разности населенностей и некоторым уменьшением крутизны энергетической характеристики. Соотношение (5) отражает характер влияния ступенчатого возбуждения нижнего лазерного уровня через метастабильные состояния группы  $1s$  неона на модуляцию. Дальнейшее увеличение частоты модуляции приводит к спаду характеристики по закону

$$p_\chi = \frac{K^{1/2}}{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{\Gamma_1}\right)^2}}. \quad (6)$$

Эти два соотношения после элементарных преобразований могут быть использованы для определения  $\Gamma'_m$  и  $\Gamma_1$

$$\Gamma'_m = f \left\{ \frac{p_{\text{max}}^2 - p_f^2}{p_f^2 - p_0^2} \right\}^{1/2}, \quad (7)$$

$$\Gamma_1 = f \left\{ \frac{p_f^2}{p_{\text{max}}^2 - p_f^2} \right\}^{1/2}, \quad (8)$$

$p_0$  — значение  $p$  для  $f = 0$ ;  $p_{\text{max}}$  — максимальное значение  $p$ ,  $p_f$  — текущее значение. Если частоту модуляции взять на середине подъема функции  $p^2$

$$p_{f_{\text{ср}}}^2 = \frac{p_0^2 + p_{\text{max}}^2}{2}, \quad \text{то } \Gamma'_m = f_{\text{ср}}.$$

Если же частоту модуляции взять в области больших частот, равной значению, соответствующему спаду  $p_{\text{max}}$  в  $\sqrt{2}$  раз, то  $\Gamma_1 = f_{\sqrt{2}}$ .

В.  $i \leq i_{\text{опт}}$ . Вблизи оптимального тока возможен такой режим модуляции, при котором  $K = 0$ , а  $M - L$  и  $N^2$  сравнимы по величине. Например, для  $i = 6.2$  мА (приблизительно на 1.0 мА меньше, чем  $i_{\text{опт}}$ )  $M - L = 0.9 N^2$  [8]. Критерием настройки в такой режим может служить отсутствие максимума между  $p_0$  и  $p_\infty$  ( $p_\infty$  соответствует большой частоте модуляции  $f \gg \Gamma'_m, \Gamma_1$ ). В этом случае для малых частот модуляции  $f \leq \Gamma'_m$  справедлива формула

$$p_\chi = \left\{ N^2 - \frac{M - L}{1 + \left(\frac{f}{\Gamma'_m}\right)^2} \right\}^{1/2}, \quad (9)$$

которая преобразуется к виду

$$\Gamma'_m = f \left\{ \frac{p_\infty^2 - p_f^2}{p_f^2 - p_0^2} \right\}^{1/2}. \quad (10)$$

Выбор средней частоты модуляции, для которой  $p_{f_{\text{ср}}}^2 = \frac{p_0^2 + p_\infty^2}{2}$ , дает  $\Gamma'_m = f$ .

$$\Gamma. i = i_{\text{онт.}} \quad |K| + M = L + N^2, \quad K < 0.$$

Эффективность модуляции на малых частотах  $f \ll \Gamma'_m$ ,  $\Gamma_1$  близка к нулю,  $p_0 \approx 0$ . Для частот модуляции  $f \ll \Gamma'_m$  формула (1) имеет вид

$$p_\chi = \left\{ K + N^2 - \frac{M - L}{1 + \left(\frac{f}{\Gamma'_m}\right)^2} \right\}^{1/2} \quad (11)$$

или

$$\Gamma'_m = f \left\{ \frac{p_\infty^2 - p_f^2 + K}{p_f^2} \right\}^{1/2}. \quad (12)$$

Аналогично для  $\Gamma_1 \approx f \gg \Gamma'_m$  получим

$$p_\chi = \left\{ \frac{K}{1 + \left(\frac{f}{\Gamma_1}\right)^2} + N^2 \right\}^{1/2} \quad (13)$$

или

$$\Gamma_1 = f \left\{ \frac{p_\infty^2 - p_f^2}{p_f^2 - p_\infty^2 - K} \right\}^{1/2}. \quad (14)$$

Соотношения (12) и (14) можно использовать для определения  $\Gamma_1$  и  $\Gamma'_m$ , соответствующих оптимальному току разряда. В отличие от предыдущих случаев здесь необходимо проводить несколько измерений  $p_f$  для каждой области частот (больших и малых), для того чтобы исключить слагаемое  $K$ . Следует по крайней мере провести измерение  $p_\infty$ ,  $p_{f_1}$  (малые частоты),  $p_{f_2}$ ,  $p_{f_3}$  (большие частоты), составить на основании (12) и (14) три уравнения с тремя неизвестными  $\Gamma'_m$ ,  $\Gamma_1$  и  $K$  и решить их. Заметим, что настройка в режим может быть чрезвычайно точна, если контролировать глубину модуляции мощности излучения на малых частотах [6].

Д.  $i > i_{\text{онт.}}$ . Значения коэффициентов  $K$ ,  $L$ ,  $M$ ,  $N^2$  ( $K < 0$ ) мало отличаются друг от друга и соотношения между ними практически остаются постоянными для всех токов разряда от  $i_{\text{онт.}}$  до  $i_{\text{порог.}}$ , соответствующего пороговому значению инверсии. Тогда

$$p_0 = \{K + L - M + N^2\}^{1/2}, \quad p_\infty = N.$$

На границе области малых частот  $f \approx \Gamma'_m$  имеет место минимум передаточной функции  $p_{\text{min}} = \{K + N^2\}^{1/2}$ . В результате для области малых частот выполняется соотношение

$$\Gamma'_m \approx f \left\{ \frac{p_f^2 - p_{\text{min}}^2}{p_0^2 - p_f^2} \right\}^{1/2}, \quad (15)$$

которое для  $p_f^2 = \frac{p_0^2 + p_{\text{min}}^2}{2}$  дает  $\Gamma'_m = f$ . На больших частотах модуляции имеют место соотношения, аналогичные полученным для  $i_{\text{онт.}}$  (13) и (14).

По мере увеличения тока разряда эффективность модуляции растет. Однако передаточная функция неравномерна: неглубокий спад для  $f \ll \Gamma'_m$ , а затем быстрый подъем до значения  $p_\infty \approx 2p_0$ . Большая эффективность модуляции на больших частотах может быть использована при получении дисперсионной характеристики He—Ne лазера ( $\lambda = 0.63$  мкм), так как на больших токах разряда влияние поглощающих переходов  $1s_5 - 2p_8$  и  $1s_5 - 2p_9$  мало [10].

Таким образом, измерение передаточной функции  $p_\chi(f)$  для различных значений тока разряда должно позволить получить зависимости  $\Gamma_1(i)$  и  $\Gamma'_m$ , а последующая экстраполяция этих значений к нулевому току —

коэффициенты диффузии метастабильных атомов гелия и неона и коэффициент передачи возбуждения атомам неона  $k_{пер}$ . В последнем случае необходимы аналогичные измерения при фиксированном значении тока для различных значений давления в активном элементе.

Выше была рассмотрена модуляция инверсии, возникающая в результате модуляции концентрации электронов. Наиболее просто управлять концентрацией электронов в разряде путем изменения тока разряда. Однако в этом случае необходимо учитывать инерционность установления концентрации электронов, тогда из результатов [6, 7] следует

$$m_e = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{\Gamma_e}\right)^2}} m_i, \quad (16)$$

где

$$\Gamma_e = c_1 \gamma_e^{He} + c_2 \gamma_e^{Ne}; \quad c_1 + c_2 = 1.$$

$$\gamma_e = \frac{1}{2\pi} \frac{0.54}{r^2} b_p \left[ 2.4 - 0.71 \lg \left( 6.3 \frac{U_e}{r} b_p \sqrt{\frac{M}{2kT_g}} + 1 \right)^2 \right] (U_i - U_e), \quad (17)$$

где  $b_p$  — подвижность ионов,  $M$  — масса иона,  $T_g$  — температура газа,  $U_i$  — потенциал ионизации газа,  $U_e$  — потенциал, соответствующий энергии электронов,  $c_1, c_2$  — относительные концентрации атомов гелия и неона. Уменьшение диаметра разрядного промежутка приводит к быстрому росту  $\Gamma_e$ . Например, для He—Ne лазера  $r \leq 0.1$  см,  $\Gamma_e \approx 1 \div 10$  МГц. Поэтому при исследовании активных элементов с малыми диаметрами влияние времени установления концентрации электронов на результаты измерений  $\Gamma'_m$  и  $\Gamma_1$  будет мало. Для больших диаметров этот релаксационный процесс будет ограничивать эффективность модуляции на больших частотах. В этом случае при определении  $\Gamma'_m$  и  $\Gamma_1$  потребуются независимое измерение  $\Gamma_e$  [5]

## 2. Модуляция интенсивности излучения

В предыдущем разделе было показано, что модуляция инверсии несет информацию о значениях  $\Gamma'_m$  и  $\Gamma_1$ , однако непосредственно измерить  $p_\chi$  достаточно трудно, поэтому обычно [8-10] используют передаточную функцию интенсивности  $p_I = m_I/m_i$ , которую нетрудно исследовать на практике [5, 6]. При этом необходимо выбирать достаточно большие значения превышения усиления над потерями, чтобы уменьшить влияние инерционности установления поля в резонаторе на результаты измерений [7]. Поэтому для расчета необходимо воспользоваться теорией лазера, справедливой для больших значений относительного возбуждения  $\chi$ . Следуя [11], нетрудно получить связь интенсивности излучения  $I$  с величиной относительного возбуждения  $\chi$ . Будем рассматривать только центральную настройку резонатора

$$I = \Delta \nu_p \left[ \frac{\chi I}{\sqrt{1 + \frac{I}{I_0}}} - 1 \right] I, \quad (18)$$

где  $\Delta \nu_p$  — ширина полосы резонатора,  $I_0$  — параметр насыщения. Для малых возмущений относительного возбуждения линеаризация уравнения (18) с учетом стационарного решения дает

$$m_I = \frac{\delta I}{I} = \frac{2 \left( 1 - j \frac{f}{2\alpha} \right)}{1 + \left( \frac{f}{2\alpha} \right)^2} \left[ \frac{\chi^2}{\chi^2 - 1} (F + jD) + (Q + jR) \right] m_i, \quad (19)$$

где  $j$  — мнимая единица,

$$2\alpha = \frac{\Delta v_p}{2} \frac{\chi^2 - 1}{\chi^2},$$

$$F = \frac{1}{m_i} \operatorname{Re} \left( \frac{\delta \chi}{\chi} \right), \quad D = \frac{1}{m_i} \operatorname{Im} \left( \frac{\delta \chi}{\chi} \right),$$

$$Q = \frac{1}{m_i} \operatorname{Re} \left( \frac{\delta I_0}{I_0} \right), \quad R = \frac{1}{m_i} \operatorname{Im} \left( \frac{\delta I_0}{I_0} \right).$$

С помощью  $Q$  и  $R$  учтена зависимость параметра насыщения от тока разряда [12-15]. После разделения действительной и мнимой части в (19) получим выражение для модуля глубины модуляции интенсивности

$$m_I = \frac{2}{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{2\alpha}\right)^2}} \left\{ \left( \frac{\chi^2}{\chi^2 - 1} \right)^2 (F^2 + D^2) + (Q^2 + R^2) + \right. \\ \left. + 2 \frac{\chi^2}{\chi^2 - 1} (FQ + DR) \right\}^{1/2} m_i. \quad (20)$$

Видно, что модуляция интенсивности определяется не только модуляцией инверсии ( $F$  и  $D$ ), но также модуляцией параметра насыщения ( $Q$  и  $R$ ). Эффективность модуляции за счет изменения параметра насыщения определяется крутизной зависимости  $I_0$  от изменения тока разряда. Теоретические и экспериментальные исследования зависимости  $I_0(i)$ , проведенные в ряде работ [12-15] показывают, что крутизна характеристики  $I_0(i)$  всегда меньше крутизны зависимости  $\chi(i)$ , особенно в случае малых и больших давлений рабочего вещества [15]. Вблизи оптимального тока и далее вплоть до порогового  $\Gamma$ , практически не зависит от тока [13, 14]. Более того, для достаточно малых значений  $\chi$  первое слагаемое в (20) играет основную роль. С учетом сказанного (20) значительно упрощается и после подстановки в него (1), (16) имеет вид

$$m_I = \frac{m_i}{m_i} = \frac{2}{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{2\alpha}\right)^2}} \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{\Gamma_e}\right)^2}} \frac{\chi^2}{\chi^2 - 1} P\chi. \quad (21)$$

Используя (19) в тех же предположениях, нетрудно получить выражение для полного сдвига фаз модуляции интенсивности относительно фазы сигнала, возмущающего ток,

$$\operatorname{tg} \varphi_I = \frac{-\left[ D \left( 1 - \frac{f^2}{2\alpha\Gamma_e} \right) + F \left( \frac{f}{\Gamma_e} + \frac{f}{2\alpha} \right) \right]}{F \left( 1 - \frac{f^2}{2\alpha\Gamma_e} \right) - D \left( \frac{f}{\Gamma_e} + \frac{f}{2\alpha} \right)}, \quad (22)$$

где

$$F = \frac{A \frac{\Gamma'_1}{\Gamma_1}}{N_{ab} \left[ 1 + \left( \frac{f}{\Gamma_1} \right)^2 \right]} - \frac{B i \frac{\Gamma'_m}{\Gamma'_m}}{N_{ab} \left[ 1 + \left( \frac{f}{\Gamma'_m} \right)^2 \right]} - N, \quad (23)$$

$$D = \frac{f}{N_{ab}} \left[ \frac{A \frac{\Gamma'_1}{\Gamma_1}}{1 + \left( \frac{f}{\Gamma_1} \right)^2} - \frac{B i \frac{\Gamma'_m}{\Gamma'_m}}{1 + \left( \frac{f}{\Gamma'_m} \right)^2} \right]. \quad (24)$$

Уравнение (22) может быть, так же как и (1), использовано для определения  $\Gamma_1$  и  $\Gamma'_m$ . В предположении достаточно больших значений  $\Gamma_e$  и  $2\alpha$  (22) преобразуется к виду

$$\operatorname{tg} \varphi_I = \frac{-D}{F}. \quad (25)$$

Для малых токов разряда  $A \gg Bi$ ,  $N$  получим известный результат

$$\operatorname{tg} \varphi_I = - \frac{f}{\Gamma_1}. \quad (26)$$

### 3. Обсуждение результатов

Соотношения (21) и (22) показывают, что время установления поля в резонаторе может существенно влиять на вид передаточной функции интенсивности  $p_I$  и  $\operatorname{tg} \varphi_I$ , если значения  $2\alpha$  невелики. Поэтому желательно проводить измерения для больших значений  $2\alpha = \left(\frac{\Delta\nu_p}{2}\right) \left[\frac{\chi^2 - 1}{\chi^2}\right]$ , оставляя значения  $\chi$  небольшими, чтобы выполнялось простое соотношение (21). Это оказывается возможным только при внесении дополнительных потерь в резонатор (увеличение  $\Delta\nu_p$ ), что не всегда осуществимо из-за конечной величины усиления активной среды. Например, для короткого He—Ne лазера ( $\lambda = 0.63$  мкм) максимальное значение  $\Delta\nu_p = 1.5\text{--}2$  МГц, следовательно, для  $\chi = 1.3$   $2\alpha = 300\text{--}400$  кГц. Однако для других переходов He—Ne лазера значение  $\Delta\nu_p$  может быть несколько больше. Заметим, что влияние эффекта « $2\alpha$ » на модуляцию в области малых частот всегда можно сделать незначительным, либо учесть, привлекая независимые измерения  $\Delta\nu_p$  и  $\chi$  (такие измерения осуществляются практически в любом эксперименте), что позволяет определять  $\Gamma'_m$  для различных значений токов на основании соотношений, представленных в разд. 1. В том случае, если значение  $2\alpha$  для перехода  $3s_2\text{--}2p_4$  ( $\lambda = 0.63$  мкм) нельзя сделать большим и это значение становится соизмеримым с величиной  $\Gamma_1$ , то можно привлечь измерения передаточной функции интенсивности лазера, работающего на переходе  $3s_2\text{--}3p_4$  ( $\lambda = 3.39$  мкм), который имеет значительно большее усиление, следовательно, позволяет устанавливать большие значения  $\Delta\nu_p$ . При этом передаточная функция  $p_I$  для этого лазера имеет наиболее простой вид благодаря отсутствию влияния ступенчатого возбуждения нижнего лазерного состояния из метастабильных состояний неона.

$$p_I = \frac{2}{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{2\alpha}\right)^2} \sqrt{1 + \left(\frac{f}{\Gamma_e}\right)^2}} \frac{\chi^2}{\chi^2 - 1} \left\{ \frac{K}{1 + \left(\frac{f}{\Gamma_1}\right)^2} + N^2 \right\}^{1/2}, \quad (27)$$

где

$$NN_{ab} = A \frac{\beta_a i}{\Gamma_a} - C, \quad K = \left(A \frac{\Gamma'_1}{\Gamma_1}\right)^2 - 2NA \frac{\Gamma'_1}{\Gamma_1},$$

$$N_{ab} = A + C'.$$

Это соотношение может быть использовано для определения  $\Gamma_1$  при трех значениях токов  $i \ll i_{\text{онт.}}$ ,  $i \simeq i_{\text{онт.}}$ ,  $i > i_{\text{онт.}}$ . Формулы для обработки результатов измерений полностью совпадают с (4) и (14).

Рассматриваемый способ измерения времени жизни атомов гелия и неона в метастабильных состояниях может оказаться полезным при исследовании капиллярных лазеров, которые обладают достаточным усилением для того, чтобы обеспечить значительную разность превышения усиления над потерями ( $2\alpha$ ). Например, для активного элемента, имеющего  $r = 0.05$  см и длину  $l \simeq 15$  см, результаты, представленные в работе [16], позволяют получить  $2\alpha = 810$  кГц при значении относительного возбуждения  $\chi = 1.1$ . Оказывается важным, что коэффициент усиления капиллярных активных элементов растет  $\sim r^{-1.4}$  при оптимальном соотношении  $pr = 0.2$  тор·см. В то же время диффузионное время жизни метастабильных атомов изменяется по закону  $\tau_D \sim pr^2$ , т. е. при сохранении оптимального соотношения  $pr = \text{const}$   $r_D \sim r$ . Следовательно, в этих условиях уменьшение диаметра капилляра приводит к увеличению как  $2\alpha$ , так и обратного времени жизни метастабильных атомов. Однако рост  $2\alpha$  происходит быстрее. Это позволяет устанавливать такие значения

2 $\alpha$ , при которых «эффект 2 $\alpha$ » не маскирует исследуемые релаксационные процессы, обусловленные временами установления плотности метастабильных атомов.

Численные расчеты были проведены для значений параметров активной среды, приведенных в таблице. Параметры резонатора выбирались таким образом, чтобы обеспечить постоянное значение превышения усиления над потерями  $\chi = 1.5$  независимо от значения тока разряда (усиления). При этом для оптимального тока разряда (максимальное усиление) вводимые потери максимальны и соответствуют ши-

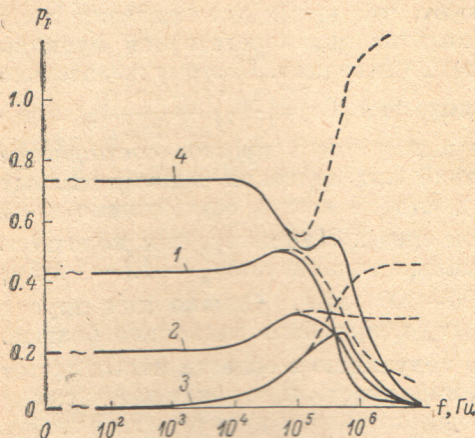


Рис. 1. Передаточные функции интенсивности He-Ne лазера ( $\lambda=0.63$  мкм).

Штриховыми линиями нанесены кривые, рассчитанные без учета эффекта «2 $\alpha$ » и «Г $\rho$ ». 1 —  $i=3$  мА,  $\Delta\nu_p=1.5$  МГц,  $2\alpha=417$  кГц; 2 —  $i=6$  мА,  $\Delta\nu_p=2.0$  МГц,  $2\alpha=555$  кГц; 3 —  $i=8$  мА,  $\Delta\nu_p=2.04$  МГц,  $2\alpha=567$  кГц; 4 —  $i=13$  мА,  $\Delta\nu_p=1.54$  МГц,  $2\alpha=426$  кГц.

максимальны и соответствуют ши-

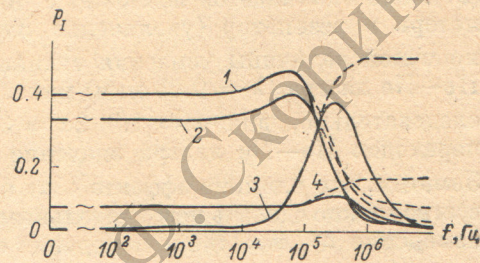


Рис. 2. Передаточные функции интенсивности He-Ne лазера ( $\lambda=1.15$  мкм).

Штриховыми линиями нанесены кривые, рассчитанные без учета эффекта «2 $\alpha$ » и «Г $\rho$ ». 1 —  $i=4.5$  мА,  $\Delta\nu_p=1.5$  МГц,  $2\alpha=417$  кГц; 2 —  $i=6.5$  мА,  $\Delta\nu_p=1.82$  МГц,  $2\alpha=505$  кГц; 3 —  $i=14.5$  мА,  $\Delta\nu_p=1.14$  МГц,  $2\alpha=595$  кГц; 4 —  $i=22.5$  мА,  $\Delta\nu_p=1.55$  МГц,  $2\alpha=432$  кГц.

рине полосы резонатора лазера с  $\lambda = 0.63$  мкм  $\Delta\nu_p \approx 2$  МГц, т. е.  $2\alpha = 570$  кГц. Такой режим работы удобен тем, что позволяет устанавливать примерно одинаковые значения  $\chi$  для всех токов разряда и достаточно точно контролировать значение  $\chi$ , сохраняя постоянной область генерации при изменении тока разряда.

Результаты расчета, представленные на рис. 1 и 2, позволяют проанализировать возможность применения предлагаемой методики и ошибки методики, обусловленные упрощенной обработкой опытных данных с помощью формул (7), (8) и т. д.

Например, для лазера, работающего на переходе  $3s_2-2p_4$  неона ( $\lambda = 0.63$  мкм) [6], измерения удобно провести для токов разряда  $i = 3$  мА ( $i < i_{\text{opt}}$ , случай б),  $i = 6$  мА ( $i \leq i_{\text{opt}}$ ,  $K \approx 0$ , случай в),  $i = 13$  мА ( $i > i_{\text{opt}}$ , случай д). Использование рабочих формул (7), (8), (10), (15) при подстановке в них значений  $P_0$ ,  $P_f$ ,  $P_{\text{max}}$  и  $P_{\infty}$ , определенных из гра-

$\lambda$ , мкм	$k_{11}$ , Гц·мА <sup>-1</sup>	$\gamma_1$ , кГц	$\Gamma'_1$ , кГц	$\beta_1$ , кГц·мА <sup>-1</sup>	$k_{\text{пер}} \cdot 10^{11}$ , Гц·см <sup>3</sup>	$k_a$ , Гц·мА <sup>-1</sup>	$\gamma_a$ , мГц
0.63	0.53	135	284	18.8	3.08	0.55	17.2
1.15	0.53	100	120	2.75	0.4	0.55	13

(Продолжение)

$\lambda$ , мкм	$\beta_a$ , мГц·мА <sup>-1</sup>	$k_b$ , Гц·мА <sup>-1</sup>	$k_{mb}$ , Гц·мА <sup>-1</sup>	$\gamma_{bm}$ , мГц	$k_m$ , Гц·мА <sup>-1</sup>	$\gamma_m$ , кГц	$\beta_{mi}$ , Гц·мА <sup>-1</sup>
0.63	0.5	0.316	400	37.3	18.3	15	4000
1.15	0.1	0.316	400	37.3	18.3	15	4000



фиков рис. 1, дает для  $i = 3$  мА  $\Gamma'_m = 22$  кГц,  $\Gamma_1 = 312$  кГц; для  $i = 6$  мА  $\Gamma'_m = 30$  кГц, для  $i = 13$  мА  $\Gamma'_m = 45$  кГц. В то же время эти графики были рассчитаны с использованием точной формулы (1) для  $\Gamma_1 = (284 + 18.9i)$  кГц и  $\Gamma'_m = (15 + 3.6i)$  кГц. Следовательно, для выбранных значений токов упрощенная обработка данных должна дать следующие значения относительных ошибок:  $i = 3$  мА  $\Delta\Gamma'_m/\Gamma'_m \approx 0.15$ ,  $\Delta\Gamma_1/\Gamma_1 \approx 0.08$ ;  $i = 6$  мА  $\Delta\Gamma'_m/\Gamma'_m \approx 0.18$ ;  $i = 13$  мА  $\Delta\Gamma'_m/\Gamma'_m \approx 0.28$ . Аналогичные рассуждения можно провести и для инфракрасной линии излучения ( $\lambda = 1.15$  мкм) (рис. 2). Заметим, что при работе на  $\lambda = 1.15$  мкм определение обратного времени жизни метастабильного состояния гелия  $2^3S_1(\Gamma_3)$  можно произвести несколько точнее, чем  $\Gamma_1$ , так как влияние инерционности установления поля в резонаторе ( $2\alpha$ ) не так сильно влияет на результаты благодаря тому, что  $\Gamma_3$  меньше  $2\alpha$  для всех токов разряда. Естественно, что для получения более точных результатов определения  $\Gamma'_m$  необходимо привлекать исследование одного и того же активного элемента на обеих линиях излучения.

Точность обработки результатов измерений может быть повышена при использовании формул (1) и (21) с предварительным измерением  $2\alpha$  и  $\Gamma_e$ . Однако в этом случае необходимы измерения передаточных функций для большого количества значений тока разряда; соответственно возрастает трудоемкость при обработке опытных данных.

### З а к л ю ч е н и е

Показана возможность определения времени жизни атомов в метастабильных состояниях, отвечающих за создание и разрушение инверсии в газовых лазерах. Методика определения предполагает достаточно простую обработку опытных данных с относительной ошибкой 10–20%. Предлагаемый метод практически может быть осуществлен для любого из переходов He—Ne лазера, ионных и молекулярных лазеров, например He—Cd<sup>+</sup>, Ar<sup>+</sup>, CO<sub>2</sub>. Однако для ионных и молекулярных лазеров необходимы количественные расчеты передаточных функций для различных значений тока разряда. Перспективным может оказаться использование метода при исследовании капиллярных лазеров.

Проведенный анализ передаточных функций интенсивности при модуляции тока разряда необходим для определения требуемой глубины и частоты модуляции в методах лазерной спектроскопии, а также может оказаться полезным при изучении воздействия флуктуаций тока разряда на инверсию и выходное излучение.

Авторы благодарны Н. П. Митяшину за помощь при выполнении численных расчетов.

### Л и т е р а т у р а

- [1] M. S. Boyne, M. M. Birky, W. G. Schweitzer. *Appl. Phys. Lett.*, 7, 62, 1965.
- [2] P. T. Volwijn. *J. Appl. Phys.*, 37, 4487, 1966.
- [3] М. И. Молчанов. *Ж. прикл. спектр.*, 14, 65, 1971.
- [4] Г. Г. Акчурин, М. Л. Кац, Л. А. Мельников, В. А. Седелников, В. В. Тучин. *Опт. и спектр.*, 37, 157, 1974.
- [5] S. Uehara, U. Fudzii. *Trans. Inst. Electron and Commun., Eng. Japan*, B53, 451, 1970.
- [6] В. В. Тучин, Г. Г. Акчурин. *Квантовая электроника*, 2, 1252, 1975.
- [7] В. В. Тучин, Г. Г. Акчурин. *Квантовая электроника*, 6, 2355, 1975.
- [8] U. Kubo, K. Kawabe, Y. Inuishi. *Jap. J. Appl. Phys.*, 5, 731, 1966.
- [9] U. Kubo, K. Kawabe, Y. Inuishi. *Technol. Repts Osaka Univer.*, 16, 505, 1966.
- [10] В. В. Тучин. *Опт. и спектр.*, 38, 746, 1973.
- [11] S. Stenholm, W. E. Lamb. *Phys. Rev.*, 181, 618, 1969.
- [12] T. Sakurai, T. Ohta, T. Ogawa. *IEEE J. Quant. Electr.*, 4, 65, 1968.
- [13] T. Sakurai. *Jap. J. Appl. Phys.*, 11, 1832, 1972.
- [14] H. Nagai, T. Ichiro, T. Kazunaru, M. Toshiko. *Jap. J. Appl. Phys.*, 9, 109, 1970.
- [15] Ю. В. Троицкий. *Квантовая электроника*, № 5, (17), 87, 1973.
- [16] W. H. Seelig. *J. Appl. Math. Phys.*, 25, 727, 1974.

Поступило в Редакцию 1 декабря 1975 г.  
В окончательной редакции 10 марта 1976 г.