

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 539.184

ВЛИЯНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ АТОМОВ НЕОНА ($1s_5$) НА ЧАСТОТНУЮ МОДУЛЯЦИЮ He—Ne ЛАЗЕРА ($\lambda=6328 \text{ \AA}$)

Л. А. Мельников, В. А. Седельников и В. В. Тучин

Как известно, изменение тока разряда в активном элементе He—Ne лазера ($\lambda=6328 \text{ \AA}$) вызывает значительный сдвиг частоты излучения, объясняемый дисперсией поглощающих переходов $1s_5-2p_8$ (6334 \AA) и $1s_5-2p_9$ (6402 \AA) неона, близких по частоте к рабочему [1]. Это явление приводит к заметным частотным флуктуациям излучения при малых возмущениях тока разряда, с одной стороны, и к значительному искажению дисперсионной характеристики рабочего перехода, которая может быть использована для определения параметров активной среды [2, 3], с другой стороны. Учитывая, что дисперсия переходов $1s_5-2p_8$ и $1s_5-2p_9$ в основном определяется плотностью атомов в метастабильном состоянии $1s_5$ неона, а время жизни атомов в этом состоянии достаточно велико, следует ожидать, что при модуляции тока разряда на частотах, больших обратного времени жизни атомов неона в состоянии $1s_5$, девиация частоты излучения будет незначительна. В настоящей работе предпринята попытка доказать это предположение, для чего рассчитывается девиация частоты излучения лазера при наличии поглощающих переходов в зависимости от частоты модуляции тока разряда.

Предположим, что ток разряда изменяется во времени по закону $I=I_0+\delta I \exp j \omega t$, $\delta I \ll I_0$. Это приводит к соответствующим малым изменениям плотности электронов и плотностей атомов во всех возбужденных состояниях. Поведение плотностей возбужденных атомов гелия и неона хорошо описывается с помощью системы скоростных уравнений [1, 4, 5], отвечающих системе уровней рис. 1, где указаны константы скоростей различных переходов. Линеаризуя систему уравнений относительно малых изменений плотностей атомов и электронов, нетрудно получить выражение для переменной составляющей плотности атомов неона в метастабильном состоянии

$$\delta N_m = \frac{1}{1 + j(\omega/\gamma_m)} \left\{ A + \frac{B}{1 + j(\omega/\Gamma_1)} + \frac{C}{1 + j(\omega/\Gamma_3)} \right\} \frac{\delta N_e}{N_e}; \quad (1)$$

$$A = \frac{k_m N_{\text{He}} N_e}{\gamma_m}, \quad B = \frac{k_{\text{пер}}^1 k_1 N_{\text{He}} N_{\text{Ne}} \Gamma_1' N_e}{\Gamma_1^2 \gamma_m},$$

$$C = \frac{A_{22}^{**}}{A_{22}^{**} + A_2^{**}} \frac{k_{\text{пер}}^3 k_3 N_{\text{He}} N_{\text{Ne}} \Gamma_3' N_e}{\Gamma_3^2 \gamma_m};$$

$$\Gamma_1 = \Gamma_1' + \beta_1 N_e, \quad \Gamma_3 = \Gamma_3' + \beta_3 N_e, \quad \Gamma_1' = \gamma_1 + k_{\text{пер}}^1 N_{\text{Ne}},$$

$$\Gamma_3' = \gamma_3 + k_{\text{пер}}^3 N_{\text{Ne}},$$

где $A+B+C$ — стационарное значение плотности атомов неона в метастабильном состоянии, N_e — плотность электронов, $k_{\text{пер}}^1, k_{\text{пер}}^3$ — константы передачи возбуждения от атомов гелия к атомам неона; β_1, β_3 — константы ионизации из метастабильных состояний атомов гелия, $\gamma_1, \gamma_3, \gamma_m$ — скорости распада метастабильных атомов гелия и неона на стенки разрядной трубки, A_{22}^{**}, A_2^{**} — скорости спонтанного распада состояния $2s_2$ в $2p_4$ и этого же состояния во все остальные соответственно.

При выводе (1) предпологалось, что частота внешнего возмущения намного меньше скоростей спонтанного распада рабочих уровней лазера; скорость передачи возбуждения от атомов гелия к атомам неона намного больше скорости обратного процесса; скорость спонтанного распада верхнего лазерного уровня намного меньше, чем скорость индуцированного (qW); сумма переменных составляющих населенностей рабочих уровней мало изменяется во времени, т. е. $\delta \dot{N}_{2s_2} + \delta \dot{N}_{2p_4} = 0$ [1, 4, 5].

Изменение плотности атомов неона ($1s_5$) приводит к изменению показателя преломления среды, сдвигу собственной частоты резонатора и сдвигу частоты излучения ла-

зера, который практически не отличается от сдвига собственной частоты резонатора и определяется выражением [1]

$$\delta\nu = \frac{e^2}{2\pi mc} \left[\frac{\lambda_1^2}{\lambda^2 - \lambda_1^2} f_1 + \frac{\lambda_2^2}{\lambda^2 - \lambda_2^2} f_2 \right] \delta N_m \approx 5.1 \cdot 10^{-6} \delta N_m \text{ гц,} \quad (2)$$

где λ — длина волны рабочего перехода; $\lambda_1, f_1, \lambda_2, f_2$ — длины волн и силы осцилляторов переходов $1s_5-2p_8$ и $1s_5-2p_9$ соответственно; e, m — заряд и масса электрона; c — скорость света. После подстановки (1) в (2) и отделения действительной и мнимой части получим выражение для девиации частоты и сдвига фазы сигнала, пропорционального этой девиации, относительно фазы модулирующего сигнала

$$|\delta\nu| = 5.1 \cdot 10^{-6} \frac{\delta N_e / N_e}{\sqrt{1 + (\omega/\gamma_m)^2}} \left\{ A^2 + \frac{B(2A+B)}{1 + (\omega/\Gamma_1)^2} + \frac{C(2A+C)}{1 + (\omega/\Gamma_3)^2} + \frac{2BC [1 + (\omega^2/\Gamma_1\Gamma_3)]}{[1 + (\omega/\Gamma_1)^2][1 + (\omega/\Gamma_3)^2]} \right\}^{1/2}, \quad (3)$$

$$\text{tg } \varphi = - \frac{\omega}{\gamma_m} \frac{A+B [1 + (\gamma_m/\Gamma_1)]/[1 + (\omega/\Gamma_1)^2] + C [1 + (\gamma_m/\Gamma_3)]/[1 + (\omega/\Gamma_3)^2]}{A+B [1 - (\omega^2/\Gamma_1\gamma_m)]/[1 + (\omega/\Gamma_1)^2] + C [1 - (\omega^2/\Gamma_3\gamma_m)]/[1 + (\omega/\Gamma_3)^2]}. \quad (4)$$

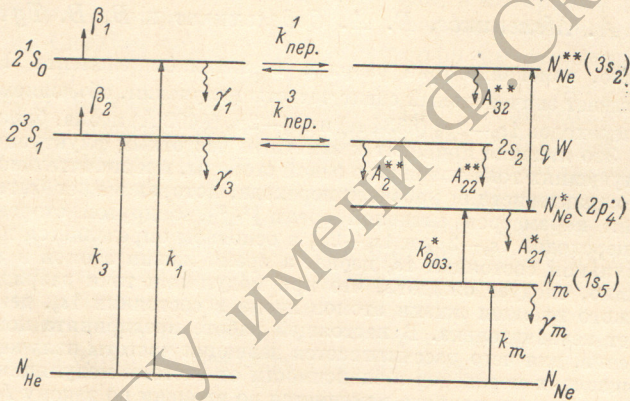


Рис. 1.

Результаты расчета по этим формулам приведены на рис. 2 для различных наборов констант возбуждения, передачи и релаксации. Кривые для девиации частоты нормировались при $\omega=0$ на величину, равную 80 гц. Эта нормировка производилась с помощью умножения $A+B+C$ на соответствующий множитель для каждого набора констант и была необходимой для сравнения с приведенными на этом рисунке экспериментальными результатами [3]. Следует отметить, что вид кривых на малых и средних частотах модуляции определяется именно параметром γ_m , а влияние изменения времен жизни атомов гелия незначительно. Заметим, что вследствие инерционности концентрации электронов в разряде [6] ее изменение при неизменной глубине модуляции тока разряда также будет зависеть от частоты модуляции. В этом случае

$$\frac{\delta N_e}{N_e} = \frac{\delta I}{I_0} [1 + (\omega/\Gamma_e)^2]^{-1/2}, \quad \text{tg } \psi = - \frac{\omega}{\Gamma_e}, \quad (5)$$

где ψ — дополнительный фазовый сдвиг, Γ_e — характеризует инерционность электронов. Результаты расчета с учетом (5) для $\Gamma_e=100$ гц, представленные на рис. 2, показывают слабую зависимость девиации частоты от инерционности электронов, так как $\Gamma_e \gg \gamma_m$ [6]. Однако изменение фазового сдвига оказывается значительным. Кроме того, электроны, так же как и атомы, вносят свой вклад в показатель преломления среды [7] и модуляция их числа также приводит к девиации частоты излучения [2], величина которой на малых частотах модуляции значительно меньше девиации, определяемой поглощающими переходами для лазера, работающего на длине волны 6328 Å [3]. На малых частотах модуляции ($\omega \ll \gamma_m, \Gamma_1, \Gamma_3$) [выражение (3) имеет вид

$$\left. \begin{aligned} |\delta\nu| &\approx 5.1 \cdot 10^{-6} \frac{1}{\gamma_m} \left[A' + \frac{B'}{(\Gamma_1 + \beta_1 N_e)^2} + \frac{C'}{(\Gamma_3 + \beta_3 N_e)^2} \right] \delta N_e \text{ гц,} \\ A' &= k_m N_{Ne}, \quad B' = k_{\text{пер}}^1 k_1 N_{He} N_{Ne} \Gamma_1', \quad C' = \frac{A_{22}^{**}}{A_{22}^{**} + A_2^*} k_{\text{пер}}^3 k_3 N_{He} N_{Ne} \Gamma_3'. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Эта формула показывает характер зависимости девиации частоты от величины тока разряда (N_e). Видно, что девиация должна уменьшаться с увеличением тока

разряда (N_e), что и наблюдалось на опыте [1, 3]. Принимая во внимание, что $\Gamma_1 \gg \gamma_m$, а $A > B \gg C$, из (3) и (4) получим более простые выражения, справедливые для частот модуляции $\omega \leq \gamma_m$

$$|\delta\nu| \approx 5.1 \cdot 10^{-6} \frac{\delta N_e / N_e}{\sqrt{1 + (\omega / \gamma_m)^2}} (A + B) \text{ гц}, \quad \text{tg } \varphi \approx -\frac{\omega}{\gamma_m}. \quad (7)$$

Нетрудно видеть, что при $\omega = \gamma_m$ величина девиации частоты $|\delta\nu|$ уменьшается в $\sqrt{2}$ раз по сравнению с величиной $|\delta\nu|$ при $\omega = 0$. Следовательно, измерение зависимости девиации от изменения частоты модуляции тока разряда (N_e) позволит определить обратное время жизни состояния $1s_5$ атомов неона, обусловленное диффузией этих атомов к стенке. Такие измерения необходимо проводить при точной настройке одной продольной моды лазера на центр атомного перехода, так как в этом случае девиация частоты, обусловленная дисперсией и насыщением рабочего перехода лазера, равна нулю [2, 3]. С другой стороны, в случае исследования дисперсионной характеристики рабочего перехода лазера, например, с целью определения дисперсионной и доплеровской ширины линий атомного перехода [3] или разработки системы стабилизации частоты [2], необходимо устранять значительное влияние поглощающих переходов. Для этого следует увеличивать ток разряда, а частоту его модуляции выбирать большей, чем обратное время жизни метастабильного состояния $1s_5$ неона ($\omega \gg \gamma_m$), но так, чтобы глубина модуляции относительного возбуждения была достаточно высокой [3] (она определяется обратным временем жизни метастабильного состояния 2^1S_0 гелия, которое на порядок больше чем γ_m). Заметим, что на больших частотах модуляции, когда девиация частоты, обусловленная дисперсией и насыщением рабочего перехода и девиация, обусловленная поглощающими переходами, сравнимы по величине, суммарная дисперсионная характеристика может иметь значительную асимметрию из-за зависимости разности фаз слагаемых сигналов от настройки резонатора. Для снижения частотных флуктуаций He-Ne лазера ($\lambda = 6328 \text{ \AA}$), обусловленных шумами разрядного тока, необходимо выбирать достаточно большую величину тока разряда и устранять низкочастотные шумы разряда в диапазоне частот $0 \div \gamma_m$.

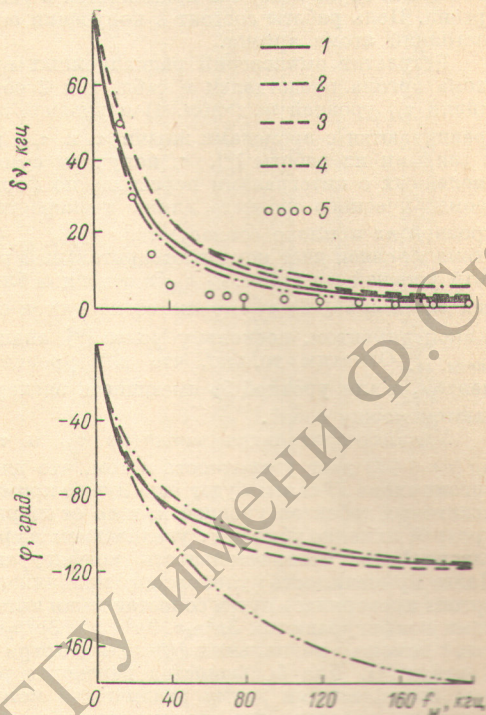


Рис. 2.

1 — $\Gamma_1 = 170$ кГц, $\Gamma_2 = 30$ кГц, $\gamma_m = 10$ кГц; 2 — $\Gamma_1 = 170$, $\Gamma_2 = 30$, $\gamma_m = 15$ кГц; 3 — $\Gamma_1 = 80$, $\Gamma_2 = 30$, $\gamma_m = 15$ кГц; 4 — $\Gamma_1 = 170$, $\Gamma_2 = 30$, $\gamma_m = 10$, $\Gamma_3 = 100$ кГц; 5 — эксперимент.

Литература

- [1] R. Arrathoon. J. Appl. Phys., 40, 2875, 1969.
- [2] M. S. Boone, M. M. Birky, W. G. Schweitzer. Appl. Phys. Lett., 7, 62, 1965.
- [3] М. Л. Кац, В. А. Седелников, В. В. Тучин. VIII Сибирское совещание по спектроскопии. Атомная спектроскопия (тез. докл.), 77. Иркутск, 1972.
- [4] К. Kawabe, U. Kubo. Jap. J. Appl. Phys., 5, 1254, 1966.
- [5] А. В. Елецкий, Б. М. Смирнов. Газовые лазеры. Атомиздат, М., 1971.
- [6] Uehara, Fudsi. Trans. Inst. Electr. Comm. Eng. Jap., B53, 451; ЭИ КР, № 9, реф. 45, 1, 1971.
- [7] Р. Альфер, Д. Уайт. Диагностика плазмы, 357. Ред. Р. Хаддлстоун, С. Леонард. Изд. «Мир», М., 1967.

Поступило в Редакцию 28 июня 1973 г.