

УДК 539.184.52 : 546.293-123

ПРОВАЛ ЛЭМБА И ВРЕМЕНА ЖИЗНИ НИЖНИХ
ЛАЗЕРНЫХ УРОВНЕЙ ИОНА Ar III

Бабин С. А., Донин В. И.

Методом лэмбовского провала определена однородная ширина основных УФ линий ионного аргонового лазера (351.1 и 363.8 нм) в зависимости от электронной концентрации в разряде. Показано, что в рассматриваемых условиях существенный вклад в уширение лэмбовского провала вносят кулоновские столкновения с ионами. Полученные данные позволили впервые определить радиационные времена жизни нижних лазерных уровней Ar III : $\tau_n = 0.14 \pm 0.05$ нс для $4s^3S_1^0$ и 0.15 ± 0.06 нс для $4s'1D_2^0$ -уровней.

Лазеры на ионах Ar III являются в настоящее время самыми мощными источниками непрерывного когерентного излучения в УФ области спектра. Для понимания механизмов образования инверсии населенностей в плазме лазера, а также для целенаправленного управления его спектральными и другими выходными характеристиками представляется важным знание радиационных констант лазерных переходов Ar III и констант уширения ионных линий в плазме разряда. Однако в литературе такие данные не представлены.

В условиях разряда, характерных для ионных лазеров, однородная ширина рабочего перехода значительно меньше доплеровского уширения. Обычно однородная ширина определяется по контуру ионной линии в предположении чисто фойгтовской формы. В [1] было показано, что использование такой методики может приводить к ошибочным результатам из-за отклонения распределения ионов по скоростям от равновесного. Определение однородной ширины непосредственно в генерации лазера по лэмбовскому провалу слабо зависит от формы линии в целом и дает надежные результаты [1, 2].

В настоящей работе впервые получены данные о временах жизни нижних лазерных уровней $4s^3S_1^0$ и $4s'1D_2^0$ Ar III методом лэмбовского провала. Показано, что существенный вклад в уширение лэмбовского провала дают кулоновские столкновения с ионами.

Методика измерений

Лэмбовский провал в контуре одночастотной генерации $P(\Omega)$ (P — выходная мощность, Ω — частота генерации) наблюдался на основных УФ линиях ионного лазера: 351.1 нм ($4s^3S_1^0 - 4p^3P_2$) и 363.8 нм ($4s'1D_2^0 - 4p'1F_3$) при токе 240 А и давлении 0.3–0.45 Тор в сильноточном разряде диаметром 7 мм.

В качестве активного элемента 1 лазера (рис. 1) использовалась секционированная металлическая разрядная трубка с Al_2O_3 -покрытием. Данная конструкция при относительно малой длине разряда ($l \sim 70$ см) позволяла получать интегральную мощность УФ генерации до 10 Вт [3]. Выделение одного типа колебаний в резонаторе, образованном плоским выходным 4 и плотным сферическим 5 зеркалами, осуществлялось так же, как и на линиях Ar II [1]: продольные моды TEM_{00q} выделялись с помощью ирисовой диафрагмы 2, а для частотной селекции использовалась поглощающая пленка 3 из золота [4] с пропусканием в бегущей волне ~ 0.8 , которая была установлена на пьезокерамике у плотного зеркала 4. При этом спектр излучения лазера контролировался с помощью внешнего сканируемого интерферометра Фабри—Перо 10.

Выделение одной линии генерации с помощью дисперсионных элементов связано с внесением дополнительных потерь в резонатор. Это значительно снижает диапазон существования генерации по давлению, поскольку ненасыщенный коэффициент усиления в рассматриваемых условиях разряда мал для обеих линий ($g_0 \sim 10^{-3} \text{ см}^{-1}$). Способ записи контура $P(\Omega)$, заключающийся

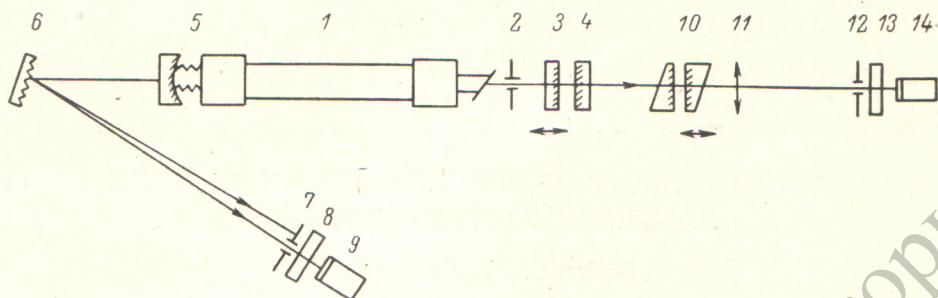


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

1 — разрядная трубка, 2 — присовая диафрагма, 3 — селектор, 4 — зеркало с пропусканием 1.1 %, 5 — плотное зеркало ($R=10 \text{ м}$), 6 — дифракционная решетка (600 штрихов/мм), 7, 12 — диафрагмы, 8, 13 — фильтры, 9, 14 — фотоприемники, 10 — интерферометр Фабри—Перо, 11 — линза ($\leftrightarrow$ — сканирование пьезокерамикой).

в перемещении пленки вдоль оси резонатора, дает возможность разделения линий по моменту генерации. Схема настраивалась так, что контуры $P(\Omega)$ двух линий не перекрывались во времени, что эквивалентно генерации в каждый момент времени только одной линии. Кроме того, исходя из общих соображений их взаимное влияние при одновременной генерации должно быть малым, поскольку линии 351.1 и 363.8 нм оптически не связаны.

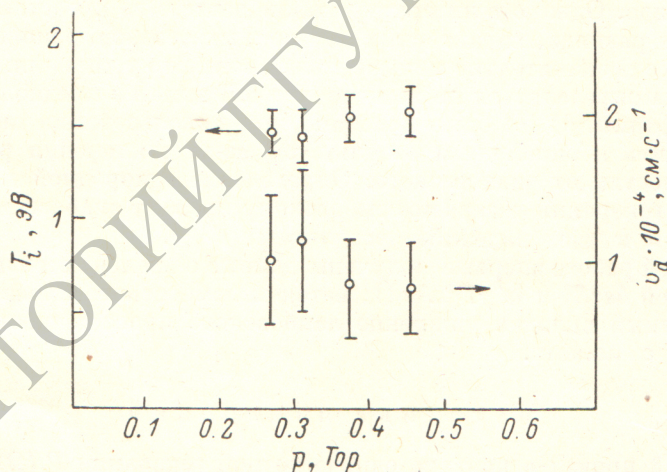


Рис. 2. Зависимость температуры ионов T_i и скорости дрейфа v_d от давления p .

В другом эксперименте при тех же параметрах разряда определялись температура T_i и скорость дрейфа v_d ионов Ag III вдоль оси разряда по традиционной схеме регистрации контуров спонтанных линий с помощью сканируемого интерферометра Фабри—Перо. С помощью системы диафрагм выделялось излучение из приосевой области разряда. Для устранения ложного сдвига излучение с противоположных концов разряда заводилось в интерферометр через одну и ту же пару диафрагм. Измерения проводились на линии 363.8 нм, которая выделялась монохроматором МДР-2.

Доплеровская ширина $\Delta\nu_D$ определялась по таблицам для фойгтовских контуров. Как указывалось выше, $\Delta\nu_D$ существенно больше лорентцевской ширины $\Delta\nu_L$, поэтому величина $\Delta\nu_D$, определяемая таким образом, сравнительно нечувствительна к точности определения $\Delta\nu_L$. При обработке принималось

$\Delta\nu_L \sim 0.1 \Delta\nu_D$, кроме того, учитывалось сужение линии за счет усиления ($g_0 l \sim 0.07$) и аппаратная ширина интерферометра $\delta \sim 0.05 \Delta\nu_D$. На рис. 2 приведены зависимости от давления полученной из $\Delta\nu_D$ температуры ионов T_i и скорости дрейфа v_d из сдвига линий.

Кроме того, при тех же параметрах разряда определялась ¹ концентрация электронов n_e в присоединенной части методом нелинейной дисперсионной интерферометрии [5], который дает усредненное по длине разряда значение.

Обработка экспериментальных данных

Применение теоретического описания лэмбовского провала в случае произвольной интенсивности поля [6] для обработки эксперимента затруднительно ввиду отсутствия аналитического выражения. Для определения однородной ширины по форме кривой $P(\Omega)$ можно использовать более простую теорию [2], которая дает хорошее согласие с экспериментом в достаточно широких пределах изменения интенсивности [1, 2]. Полученное этим методом выражение для усредненного усиления имеет вид

$$g = \bar{N} \sigma_0 \Gamma^2 u \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(\Gamma^2 + \Omega^2 + x^2) W(x) dx}{(\Gamma^2 + \Omega^2 + x^2)^2 + 2\Gamma^2 P (\Gamma^2 + \Omega^2 + x^2) - 4x^2 \Omega^2}, \quad (1)$$

где безразмерные величины $x = v/u$, $\Gamma = \gamma/ku = \Delta\nu_L/\Delta\nu_D \sqrt{\ln 2}$, $\Omega = (\omega - \omega_0)/ku = 2 \sqrt{\ln 2} (v - v_0)/\Delta\nu_D$, $P = \bar{I}/I_0$ характеризуют скорость иона вдоль оси, однородную ширину, частоту и интенсивность излучения соответственно; $u = \sqrt{2k_B T_i/M_i}$ — тепловая скорость (k_B — постоянная Больцмана, M_i — масса иона), $\omega = 2\pi\nu$ — частота генерации, $\omega_0 = 2\pi\nu_0$ — центральная частота, $k = \omega/c$, $\bar{N}$ — усредненная по объему инверсная населенность, σ_0 — сечение вынужденного излучения в центре линии, $I_0 = 4\pi^2 \hbar \nu^3 \tau^{-1} \Delta\nu_L / c^2 A_{mn}$ — параметр насыщения ($\hbar$ — постоянная Планка, c — скорость света, $\tau^{-1} \sim \gamma_m$, A_{mn} — коэффициент Эйнштейна спонтанного испускания для перехода $m \rightarrow n$).

Уравнение (1) определяет неявным образом семейство кривых $P_\Gamma(\Omega)$ с разными Γ для данного насыщенного коэффициента усиления $\bar{g}$. Параметр конкретной кривой $\bar{g}/\bar{N} \sigma_0 \Gamma^2 u$ равен значению интеграла в точке срыва генерации ($\Omega = \Omega_t$, $P = 0$).

Как было показано в [1], форма кривой $P(\Omega)$ нечувствительна к отклонению распределения ионов по скоростям $W(x)$ от равновесного и для наших целей достаточно ограничиться линейным учетом дрейфа ионов вдоль оси разряда

$$W(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp[-(x - D)^2], \quad (2)$$

где $D = v_d/u$.

Из семейства кривых $P_\Gamma(\Omega)$, рассчитанных численно с экспериментальными параметрами Ω_t и D , выбиралась кривая, максимально совпадающая с экспериментальным контуром на крыльях (рис. 3). Обоснованность такого метода обработки обсуждается в [2]. Расхождение теории и эксперимента при $\Omega \rightarrow 0$ связывается с тем, что в центре линии среда максимально насыщена и условия применимости теории ухудшаются: в эксперименте [2] в диапазоне изменения P от 15 до 50 эта разница росла от 10 до 25 %. Следуя этой логике, при малых P расхождение должно исчезнуть. Однако при $P \leq 0.4$ в наших экспериментах расхождение достаточно существенно и составляет 10–15 %. Изучение возможных причин этого выходит за рамки работы и требует проведения специальных исследований.

Результаты и обсуждение

На рис. 4 полученные описанным выше способом $\Delta\nu_L$ представлены в зависимости от n_e . Используемое ранее представление $\Delta\nu_L$ от давления [1, 2] нецелесообразно, поскольку давление в холодной части трубки (где его можно непо-

¹ Эксперимент выполнен совместно с В. П. Драчевым.

средственно измерить) и давление в разряде могут сильно отличаться вследствие электрофореза. Кроме того, уширение $\Delta\nu_L$ из-за столкновений с атомами, по-видимому, мало [7], перезарядка на атомах для двукратных ионов ($\sigma_{e,e} \sim 10^{-15} \text{ см}^2$ [7]) также незначительна. Заряженные частицы, напротив, могут существенно уширять провал Лэмба [2]

$$2\gamma = 2\pi\Delta\nu_L = \gamma_m + \gamma_{\bullet} + \gamma_e, \quad (3)$$

где $\gamma_{m,n} = 1/\tau_{m,n} = 1/\tau_{m,n}^r + n_e \langle \sigma_{av} \rangle_{m,n}$ ($\tau_{m,n}^r$ — радиационные времена жизни, $n_e \langle \sigma_{av} \rangle_{m,n}$ — скорости тушения верхнего и нижнего лазерных уровней соответственно); γ_e характеризует адиабатическое уширение заряженными частицами. Для концентраций заряженных частиц выполняется

$$n_{\bullet} = n^+ + 2n^{2+}, \quad (4)$$

где n^+ , n^{2+} — концентрации одно- и двукратных ионов соответственно. Поскольку в рассматриваемых условиях по оценкам $n^{2+} \sim 0.1n^+$, для грубых

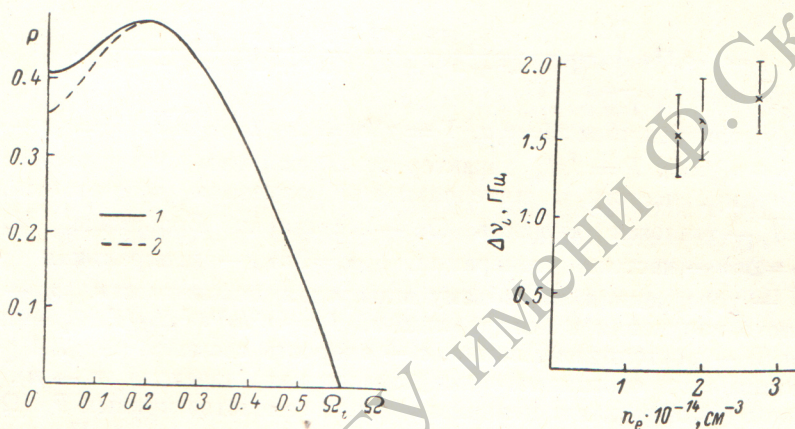


Рис. 3. Экспериментальная (1) и теоретическая (2) зависимости мощности генерации P от частоты Ω ($\lambda = 351.1 \text{ нм}$, $\Gamma = 0.105$, $\Omega_i = 0.58$, $D = 0.045$).

Рис. 4. Зависимость лорентцевской ширины $\Delta\nu_L$ от электронной концентрации n_e для линии 351.1 нм .

расчетов можно считать $n^+ \approx n_e$. Значение радиационной ширины $\Delta\nu_L^r = (1/2\pi) \times \times (1/\tau_m^r + 1/\tau_n^r)$ можно получить экстраполяцией $\Delta\nu_L(n_e)$ к $n_e = 0$.

Рассмотрим коротко возможные процессы уширения лэмбовского провала заряженными частицами. Основной вклад в штарковский уширение в рассматриваемых условиях ($n^+ \approx n_e \approx 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $T_e \approx 5 \text{ эВ}$, $T_i^+ \approx T_i^{2+} \approx 1 \text{ эВ}$) дают столкновения с электронами [9]. По данными [10], для $4s-4p$ - и $4s'-4p'$ -переходов ArIII штарковская полуширина $\Delta_{\text{ш}} \leq 0.1 \text{ Å}$ при $T_e \approx 4 \text{ эВ}$, $n_e = 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Отсюда следует, что при $n_e = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ вклад штарковского уширения в $\Delta\nu_L$ не превышает 100 МГц .

Оценка электронного тушения по таблицам [9] в приближении Бейтса — Дамгаард дает $\langle \sigma_{av} \rangle \leq 10^{-6} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ для верхних и нижних лазерных уровней ArIII, что соответствует вкладу $\leq 70 \text{ МГц}$ в $\Delta\nu_L$ при $n_e = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

Вклад эффектов ускорения ионов ArIII в продольном электрическом поле ($E_z \sim 3 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$) в однородную ширину оценивался по [11] и не превышает 1 %.

В [12] было показано, что существенный вклад в уширение лэмбовского провала на линиях ArII может вносить кулоновское взаимодействие ионов. В случае ArIII кулоновское уширение может быть более существенным вследствие большего заряда $Z=2$. Поскольку наш эксперимент проводился для небольших насыщений ($P \leq 0.4$), можно воспользоваться теорией [13], построенной в пренебрежении полевым уширением. Рассчитанная по [13] кулоновская ширина растет как $\sqrt{n_e}$ с концентрацией в рассматриваемом диапазоне n_e и изменяется от ~ 0.6 до $\sim 0.8 \text{ ГГц}$. Кулоновское рассеяние на двукратных

ионах не учитывалось. Существенно, что рассчитанное изменение ширины лэмбовского провала от n согласуется с наблюдаемым.

Таким образом, кулоновское рассеяние на ионах, по-видимому, является определяющим фактором уширения. Для более строгого обоснования этого утверждения целесообразно измерить $\Delta\nu_L(n_e)$ в более широком диапазоне n_e с целью проверки теоретической зависимости уширения от n_e . Поскольку генерационные методики не позволяют изменять давление газа в широкой области, необходимо разработать точные методики измерения величины уширения в спонтанном излучении.

Несмотря на предварительный характер выводов относительно механизма уширения, можно с достаточной точностью определить радиационную ширину $\Delta\nu_L$. Пренебрегая вкладом верхних уровней, получим радиационные времена жизни нижних уровней: $\tau_n = 0.14 \pm 0.05$ нс для $4s^3S_1^-$ и 0.15 ± 0.06 нс для $4s^3D_2^-$ уровней.

Кроме того, по измеренной плотности мощности $\bar{I}$ и полученной при обработке $P = \bar{I}/I_0$ можно оценить величину параметра насыщения I_0 . При давлении 0.3 Тор $I_0 \sim 40$ Вт·см⁻² для обеих линий.

Авторы благодарят Д. А. Шапиро за полезные обсуждения на всех этапах работы, а также А. А. Аполонского и Т. Т. Тимофеева за помощь в проведении эксперимента.

Литература

- [1] Донин В. И. — Опт. и спектр., 1980, т. 48, в. 6, с. 1065—1071.
- [2] Zogny P. — IEEE J. Quant. Electron., 1967, v. QE-3, N 10, p. 390—398.
- [3] Аполонский А. А., Донин В. И., Тимофеев Т. Т. — Квант. электрон., 1985.
- [4] Троицкий Ю. В., Голдина Н. Д. — Письма в ЖЭТФ, 1968, т. 7, № 2, с. 49—52.
- [5] Алум Х. П., Ковальчук Ю. В., Островская Г. В. — Письма в ЖТФ, 1981, т. 7, № 22, с. 1359—1364.
- [6] Stenholm S., Lamb W. E. — Phys. Rev., 1969, v. 181, N 2, p. 618—635.
- [7] Tachibana K., Fukuda K. — Mem. Fac. Eng. Kyoto University, 1973, v. 35, N 1, p. 79—92.
- [8] Мюллер А., Шевелько В. П. — ЖТФ, 1980, т. 50, № 5, с. 985—992.
- [9] Вайнштейн Л. А., Собельман И. И., Юков Е. А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. М., 1979. 320 с.
- [10] Dimitrijević M. S., Konjević N. — In: Spectral Line Shapes: Proc. Fifth Int. Conf. Berlin (West), July 7—11, 1980. Berlin—N. Y., 1981. 1900 p.
- [11] Смирнов Г. И., Шапиро Д. А. — ЖЭТФ, т. 81, № 2, с. 457—467.
- [12] Донин В. И., Раутиан С. Г., Смирнов Г. И., Шапиро Д. А. — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1981, т. 45, № 8, с. 1496—1499.
- [13] Смирнов Г. И., Шапиро Д. А. — ЖЭТФ, 1979, т. 76, № 6, с. 2084—2093.

Поступило в Редакцию 26 марта 1985 г.