

Литература

- [1] Л. Е. Соловьев, В. С. Рудаков. Вестн. ЛГУ, № 16, 170, 1967; № 4, 23, 1968.
- [2] M. V. Hobden. Acta Cryst., 24A, 676, 1968.
- [3] А. Х. Зильберштейн, Л. Е. Соловьев. Опт. и спектр., 35, 471, 1973.
- [4] Л. М. Сусликов, З. П. Гадьмаши, И. Ф. Копинец, В. Ю. Сливка. Опт. и спектр., 50, 700, 1981; 51, 307, 1981.
- [5] А. Х. Зильберштейн, Л. Е. Соловьев. Опт. и спектр., 43, 906, 1977.
- [6] И. С. Желудев. Кристаллография, 9, 501, 1964.
- [7] И. С. Желудев. УФН, 120, 702, 1976.
- [8] Л. Е. Соловьев, М. О. Чайка, Д. С. Недзвецкий, И. В. Боднарь. Опт. и спектр., 52, 1021, 1982.
- [9] Л. Е. Соловьев, М. О. Чайка. ФТТ, 22, 970, 1980.
- [10] Б. В. Бокуть, Б. А. Сотский. ЖПС, 19, 926, 1973.

Поступило в Редакцию 13 мая 1982 г.

УДК 539.184 : 546.291

ИЗМЕРЕНИЕ ВЕРОЯТНОСТИ РАДИАЦИОННОГО ПЕРЕХОДА $2^1P_1 - 2^1S_0$ В АТОМЕ ГЕЛИЯ

В. А. Костенко, С. В. Касьяненко и Ю. А. Толмачев

В последнее время большое внимание привлекают процессы, происходящие с участием резонансно-возбужденных атомов He (2^1P_1). Вместе с тем лишь очень небольшое число работ посвящено экспериментальному изучению их свойств. Это обусловлено специфическими трудностями измерения заселенности уровня 2^1P_1 . Испускаемые при переходах из этого состояния линии имеют длину волны $\lambda = 58.4$ нм ($2^1P_1 - 1^1S_0$) и $\lambda = 2.06$ мкм ($2^1P_1 - 2^1S_0$). Для линии 58.4 нм трудности вызваны необходимостью работы в вакуумной УФ области спектра и учета воздействия эффекта пленения излучения на заселенность и кинетику процессов возбуждения в условиях сложной геометрии опыта. Измерения по излучению инфракрасной линии имеют малую чувствительность, что ограничивает снизу диапазон давлений газа.

Целью нашей заметки является описание методики исследования кинетики процессов заселения и разрушения уровня 2^1P_1 при импульсном возбуждении, которая позволяет достаточно просто измерять вероятности различных процессов взаимодействия резонансно-возбужденных атомов гелия. В основе этой методики лежат два основных факта. Во-первых, в условиях сильного пленения резонансного излучения спонтанные переходы $2^1P_1 - 2^1S_0$ являются основным каналом заселения уровня He (2^1S_0) при возбуждении монокинетическими электронами с энергией $E > 30$ эВ [1]. Во-вторых, в смеси гелий-неон излучение линии NeI $\lambda = 632.8$ нм обусловлено преимущественно передачей энергии возбуждения от атомов He (2^1S_0) неону при неупругих атом-атомных соударениях [2]. Таким образом, измеряя яркость линии $\lambda = 632.8$ нм, мы получаем информацию о концентрации метастабильных атомов гелия. Кинетика процессов заселения уровня 2^1S_0 однозначно связана с кинетикой процессов возбуждения уровня 2^1P_1 и находит свое отражение в послесвечении линии NeI $\lambda = 632.8$ нм.

Система уравнений, описывающая процессы заселения и разрушения уровней, участвующих в процессах передачи возбуждения, может быть представлена в форме

$$\frac{d[\text{Ne}(5s)]}{dt} = -[\text{Ne}(5s)] A_s + [\text{He}(2s)] [\text{Ne}_0] \langle \sigma v_a \rangle_s, \quad (1)$$

$$\frac{d[\text{He}(2s)]}{dt} = -[\text{He}(2s)] \{ \gamma^A + [\text{Ne}_0] \langle \sigma v_a \rangle_s \} + [\text{He}(2p)] A_{ps} + [\text{He}_0] n_e \sigma_{0s} v_e, \quad (2)$$

$$\frac{d[\text{He}(2p)]}{dt} = -[\text{He}(2p)] \{ A_{ps} + A_{p0}^{\text{эф}} + [\text{Ne}_0] \langle \sigma v_a \rangle \} + [\text{He}_0] n_e \sigma_{0p} v_e. \quad (3)$$

Здесь квадратными скобками обозначена заселенность состояний, A_{ps} и $A_{p0}^{эф}$ — вероятности переходов из состояния 2^1P_1 в основное (с учетом пленения излучения) и в метастабильное, γ^{λ} — вероятность диффузионных потерь, $\langle \sigma v_a \rangle_s$ — константа скорости возбуждения уровня $2p^55s^1P_1$ атома неона при ударах второго рода, σ_{0s} , σ_{0p} — сечения прямого электронного возбуждения соответствующих состояний гелия. Первоначально все атомы находятся на основном уровне; в момент $t = -\tau$ (где τ — длительность импульса возбуждения) концентрация электронов скачком меняется от 0 до n_e , при $t = 0$ возбуждение прекращается.

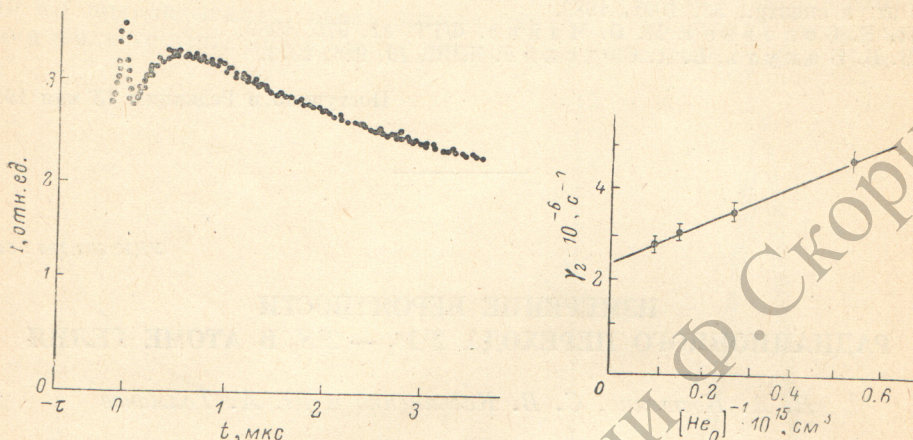


Рис. 1. Зависимость яркости свечения линии $\text{Ne I } \lambda = 632.8 \text{ нм}$ от времени.

Моменту $t=0$ соответствует конец импульса возбуждения.

Рис. 2. Зависимость эффективной скорости релаксации заселенности уровня $\text{Ne } (2^1P_1)$ от концентрации атомов гелия.

Решение системы относительно заселенности $5s$ -уровня неона для послесвечения ($t > 0$) имеет вид

Здесь

$$[\text{Ne } (5s)]_t = ae^{-\gamma_1 t} + be^{-\gamma_2 t} + ce^{-\gamma_3 t}. \quad (4)$$

$$\gamma_1 = \gamma^{\lambda} + [\text{Ne}_0] \langle \sigma v_a \rangle_s, \quad (5)$$

$$\gamma_2 = A_{p0}^{эф} + A_{ps} + [\text{Ne}_0] \langle \sigma v_a \rangle_p, \quad (6)$$

$$\gamma_3 = A_s, \quad (7)$$

$$a = [\text{Ne } (2s)]_0 \frac{[\text{Ne}_0] \langle \sigma v_a \rangle_s}{\gamma_3 - \gamma_1} + [\text{He } (2p)]_0 \frac{A_{ps} [\text{Ne}_0] \langle \sigma v_a \rangle_s}{(\gamma_3 - \gamma_1)(\gamma_2 - \gamma_1)}, \quad (8)$$

$$b = -[\text{He } (2p)]_0 \frac{A_{ps} [\text{Ne}_0] \langle \sigma v_a \rangle_s}{(\gamma_2 - \gamma_1)(\gamma_3 - \gamma_2)}, \quad (9)$$

$$c = [\text{Ne } (5s)]_0 + [\text{He } (2p)]_0 \frac{A_{ps} [\text{Ne}_0] \langle \sigma v_a \rangle_s}{(\gamma_3 - \gamma_1)(\gamma_3 - \gamma_2)} - [\text{He } (2s)]_0 \frac{[\text{Ne}_0] \langle \sigma v_a \rangle_s}{\gamma_3 - \gamma_1}. \quad (10)$$

Величина γ_2 содержит информацию о вероятности процессов дезактивации состояния 2^1P_1 . Амплитуда соответствующей составляющей, как показывает соотношение (9), имеет отрицательный знак, поскольку $\gamma_2 > \gamma_1$ и $\gamma_3 > \gamma_2$. Выбрав длительность импульса возбуждения τ сравнимой с эффективным временем жизни уровня $\text{Ne } (2^1P_1)$, можно сделать ее достаточно большой по сравнению с компонентами a и c .

На рис. 1 показана типичная кривая послесвечения линии $\lambda = 632.8 \text{ нм}$. Смесь гелия ($P_{\text{He}} = 10-60 \text{ Па}$) и неона ($P_{\text{Ne}} = 1.3 \text{ Па}$) возбуждалась пучком электронов с энергией 100 эВ. Влиянием тушения состояния $\text{Ne } (2^1P_1)$ неоном можно пренебречь, тогда $\gamma_2 \approx A_{p0}^{эф} + A_{ps}$. Измеряя величину γ_2 при разных давлениях гелия, мы можем исключить из этой суммы $A_{p0}^{эф}$. Вследствие пленения

излучения эффективная вероятность перехода в основное состояние изменяется приближенно по закону $A_{p_0}^{эф} \approx k p_{He}^{-1}$ [3], тогда

$$\gamma_2 \approx k p_{He}^{-1} + A_{ps}. \quad (11)$$

Из рис. 2 видно, что такая зависимость хорошо выполняется в нашем опыте. Экстраполяция прямой к $p_{He}^{-1} = 0$ дает значение $A_{ps} = (1.9 \pm 0.1) \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$, что совпадает с результатом теоретического расчета [4].

Полученные данные говорят о том, что разработанный косвенный метод исследования кинетики распада заселенности уровня He (2^1P_1) может быть успешно применен для изучения процессов неупругих столкновений резонансно-возбужденных атомов гелия с другими частицами.

Авторы признательны П. Н. Пенкину за внимание к работе и полезные замечания при подготовке данных к публикации.

Литература

- [1] Г. Ф. Друкaрев. Столкновения электронов с атомами и молекулами. Наука, М., 1978.
- [2] В. А. Костенко, Ю. А. Толмачев. Опт. и спектр., 47, 1050, 1979.
- [3] T. Holstein. Phys. Rev., 83, 1159, 1951.
- [4] A. H. Gabriel, D. W. O. Heddle. Proc. Phys. Soc., A258, 124, 1960.

Поступило в Редакцию 13 мая 1982 г.

УДК 539.184

ИНТЕНСИВНОСТИ РЕЗОНАНСНЫХ ЛИНИЙ Н-ПОДОБНЫХ ИОНОВ И ИХ ДИЭЛЕКТРОННЫХ САТЕЛЛИТОВ В РЕКОМБИНИРУЮЩЕЙ ПЛАЗМЕ

В. А. Бойко, Б. А. Брюнеткин, И. Ю. Скобелев,
С. Я. Хахалин, А. Я. Фаенов, А. И. Федосимов и К. А. Шилов

Резонансные линии Н-подобных ионов и их диэлектронные сателлиты широко используются для измерения электронной температуры плазмы (например, [1]). Метод измерения основан на сопоставлении экспериментальных отношений интенсивностей этих линий с расчетными. При этом в расчетах обычно подразумевалось, что плазма имеет ионизационное состояние, близкое к равновесному, соответствующему данной электронной температуре. Однако во многих случаях ионизационное состояние плазмы является сильно неравновесным. Так, например, значительная неравновесность плазмы реализуется при ее нагреве излучением CO_2 -лазера [2, 3] при вспышках в солнечной короне [4]. Практически всегда сильно неравновесным оказывается ионизационное состояние далеких от поверхности мишени областей лазерной плазмы [2, 5]. Следует отметить, что в этом последнем случае плазма является переохлажденной (рекомбинирующей), и интерес к ее исследованию в настоящее время значительно возрос в связи с проблемой создания лазеров коротковолнового диапазона [6, 7]. При наличии неравновесности корректный расчет интенсивностей спектральных линий должен учитывать возможные рекомбинационные или ионизационные каналы заселения возбужденных состояний ионов. В настоящей работе такой расчет интенсивностей резонансной линии иона FeX и ее диэлектронного сателлита $2p^2 \ ^1D_2 - 1s2p \ ^1P_1$ выполнен для случая рекомбинирующей плазмы. Показано, что неравновесность ионизационного состояния плазмы приводит к качественному отличию температурной зависимости относительных интенсивностей указанных линий от аналогичной зависимости, полученной