

07;10;12

О механизме заселения верхних лазерных $4d^9 5s^2 \ ^2D_{5/2,3/2}$ -уровней при столкновениях электронов с ионами кадмия

© А.Н. Гомонай, А.И. Имре

Институт электронной физики НАН Украины, Ужгород

E-mail: dep@mail.uzhgorod.ua

Поступило в Редакцию 20 марта 2001 г.

Спектроскопическим методом в пересекающихся электронном и ионном пучках прецизионно исследованы энергетические зависимости эффективных сечений возбуждения лазерных $4d^9 5s^2 \ ^2D_{5/2,3/2} - 4d^{10} 5p \ ^2P_{1/2,3/2}^0$ переходов иона кадмия электронным ударом. Определены абсолютные эффективные сечения возбуждения лазерных линий на длинах волн $\lambda 441.6$ и $\lambda 325.0$ nm, равные в максимуме $2.5 \cdot 10^{-16}$ и $1.3 \cdot 10^{-16}$ см² соответственно. Показано, что заселение верхних лазерных $4d^9 5s^2 \ ^2D_{5/2,3/2}$ -уровней при столкновениях электронов с ионами кадмия в основном $4d^{10} 5s \ ^2S_{1/2}$ -состоянии осуществляется преимущественно за счет резонансных процессов, т. е. через атомарные и ионные автоионизационные состояния.

Среди ионных лазеров на парах металлов одним из наиболее стабильных, распространенных и полезных для многих практических приложений является лазер на гелий-кадмиевой смеси. На голубой ($\lambda 441.6$ nm) и ультрафиолетовой ($\lambda 325.0$ nm) линиях иона кадмия получена непрерывная генерация с низким порогом возбуждения [1]. Верхними и нижними лазерными уровнями этих линий являются $4d^9 5s^2 \ ^2D_{5/2,3/2}$ и $4d^{10} 5p \ ^2P_{1/2,3/2}^0$ возбужденные состояния иона. Наиболее вероятным механизмом генерации на обеих линиях считается возбуждение их верхних уровней в процессе передачи энергии от метастабильных атомов гелия He (2^3S_1) ионами кадмия в процессе пеннинговской ионизации атомов кадмия [2]. Кроме этого механизма генерации рассматривался также процесс перезарядки при столкновениях атомов кадмия с ионами гелия He⁺ или He₂⁺, а также возбуждение $4d^9 5s^2 \ ^2D_{5/2,3/2}$ -уровней иона кадмия в процессе *d*-ионизации атома кадмия электронным ударом [3].

Однако авторы работ [4–6] доминирующим механизмом возбуждения верхних лазерных уровней считают двухступенчатый процесс: на первой

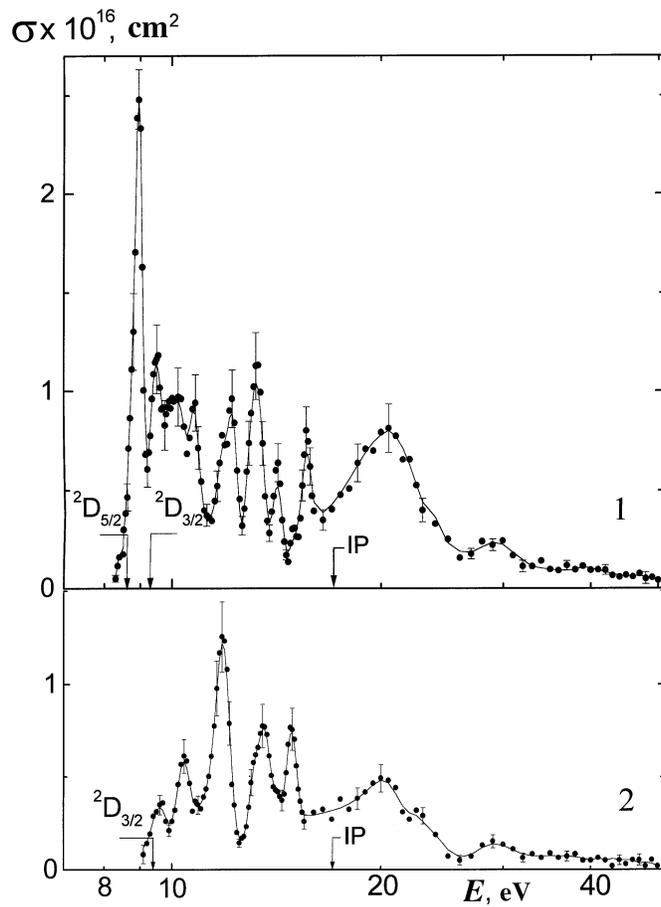
ступени ионизируются атомы кадмия электронным ударом, а на второй — возбуждаются ионы кадмия из основного $4d^{10}5s^2S_{1/2}$ -состояния в долгоживущие $4d^95s^2D_{5/2,3/2}$ -состояния. В работах [5,6] оптическим методом в пересекающихся пучках при столкновениях электронов с ионами были исследованы энергетические зависимости эффективных сечений возбуждения лазерных линий $\lambda 441.6$ и $\lambda 325.0$ nm, а также резонансных линий $\lambda 214.4$ и $\lambda 226.5$ nm иона кадмия. Полученные в них максимальные величины абсолютных сечений возбуждения лазерных линий ($5 \cdot 10^{-15}$ и $3 \cdot 10^{-15}$ cm²) оказались невероятно большими: в два раза больше, чем абсолютные сечения возбуждения резонансных линий. Это послужило авторам подтверждением того, что ступенчатое возбуждение верхних лазерных уровней является доминирующим механизмом генерации в лазере на гелий-кадмиевой смеси. Однако следует отметить, что экспериментальные измерения [5,6] проведены в узком энергетическом интервале ($7 \div 18$) eV, с большими погрешностями ($\pm 45\%$), большим шагом сканирования энергии ($0.5 - 1$ eV), значительным энергетическим разбросом электронов в пучке и, что нам кажется наиболее существенным, — при высоком значении величины анодного напряжения (~ 100 V) в ионном источнике. Последнее приводит к эффективному возбуждению в ионном источнике атомов кадмия в долгоживущие $4d^95s^2D_{5/2,3/2}$ -состояния иона кадмия с временами жизни $\tau = 830$ и 300 ns, которые, не успевая на пути движения радиационным путем распасться, приходят в область столкновений. Несмотря на то что их доля относительно ионов в основном состоянии невелика, они все-таки значительно увеличивают излучательный фон. Это, в свою очередь, существенно влияет на корректность выделения полезного сигнала и на точность определения величин эффективных сечений возбуждения.

В связи с вышесказанным представляло интерес проведение при электрон-ионных столкновениях более детальных прецизионных исследований энергетических зависимостей эффективных сечений возбуждения лазерных $\lambda 441.6$ и $\lambda 325.0$ nm линий, излучающих с $4d^95s^2D_{5/2,3/2}$ -уровней на резонансные $4d^{10}5p^2P_{1/2,3/2}^0$ -уровни иона кадмия, с целью выяснения механизма заселения верхних лазерных уровней в гелий-кадмиевом лазере, что и было предметом данных исследований.

Экспериментальная установка, на которой проводились исследования, подробно описана в [7]. Источник ионов работал в режиме низковольтного разряда, энергия ионов составляла 640 eV, а ионный ток $(6 \div 8) \cdot 10^{-7}$ А. Величина разрядного напряжения ($U_p \leq 12$ V)

выбиралась из условия, чтобы она была заведомо меньше энергии возбуждения (17.6 eV) нижнего из долгоживущих $4d^9 5s^2 \ ^2D_{5/2,3/2}$ -состояний иона кадмия. Тем самым значительно уменьшался излучательный фон, обусловленный радиационным распадом этих состояний. Треханодная электронная пушка в интервале энергий (7 ÷ 50) eV формировала ленточный пучок электронов с током $(7 \div 12) \cdot 10^{-5}$ А и энергетической неоднородностью на полувьсоте кривой распределения электронов по энергии $\Delta E_{1/2} = 0.4$ eV. Электронный и ионный пучки в области столкновений пересекались под прямым углом в условиях вакуума 10^{-8} Торр. Спектральное разделение излучения осуществлялось светосильным дифракционным монохроматором МДР-2 (1200 lines/mm), обратная линейная дисперсия которого составляла $d\lambda/dl \sim 2$ nm/mm. В качестве детектора излучения использовался охлаждаемый фотоэлектронный умножитель ФЭУ-140 ("Фотон"), темновой фон которого составлял $1 \div 2$ puls./s. Сигнал величиной $3 \div 0.5$ puls./s накапливался циклически на протяжении $600 \div 800$ s и выделялся из фона при помощи методики модуляции двух пучков прямоугольными фазосдвинутыми на 1/4 периода модуляции импульсами напряжения при соотношении сигнала к фону от 1/15 до 1/30. Процесс измерения и обработки экспериментальных данных был автоматизирован на базе модулей КАМАК и персонального компьютера. Система обеспечивала управление ускоряющим напряжением электронов, временем экспозиции в одной точке, количеством измеряемых точек и циклов измерения, а также запись и постоянный контроль величин токов в электронном и ионном пучках, интенсивности сигнала фотоэлектронного умножителя и количества импульсов в отдельных четвертях модуляции. Калибровка энергетической шкалы электронов произведена с точностью ± 0.1 eV по пороговому участку функции возбуждения интеркомбинационной линии атома кадмия на длине волны $\lambda 326.1$ nm, для которой достоверно известен спектроскопический порог возбуждения.

Детальное исследование электронного возбуждения лазерных переходов с $4d^9 5s^2 \ ^2D_{5/2,3/2}$ -уровней иона кадмия на длинах волн $\lambda 441.6$ и $\lambda 325.0$ nm в области энергий электронов 7 ÷ 50 eV включало измерение энергетических зависимостей относительных эффективных сечений возбуждения, определение величины уноса исследуемого излучения из области наблюдения в зависимости от времени жизни состояния, скорости движения ионов и размера щели в направлении движения ионов, а также определение абсолютных величин сечений. При этом поляризация излучения не учитывалась. Наши расчеты показали, что в области



Энергетические зависимости абсолютных эффективных сечений возбуждения лазерных линий: 1 — $\lambda 441.6 \text{ nm}$ ($4d^9 5s^2 \ ^2D_{5/2} \rightarrow 4d^{10} 5p \ ^2P_{3/2}^0$); 2 — $\lambda 325.0 \text{ nm}$ ($4d^9 5s^2 \ ^2D_{3/2} \rightarrow 4d^{10} 5p \ ^2P_{1/2}^0$).

столкновений высвечивают только 16 и 38% ионов на длинах волн $\lambda 441.6$ и $\lambda 325.0 \text{ nm}$ соответственно. Спектральная чувствительность регистрирующей аппаратуры была максимальной на длине волны 380 nm и составляла $2 \cdot 10^{-4} \text{ puls./ph}$.

Результаты исследования представлены на рис. 1. Вертикальными отрезками на экспериментальных точках указаны среднеквадратичные ошибки $\pm(15 \div 20\%)$ относительных измерений. Абсолютные значения эффективных сечений возбуждения получены с погрешностью не более $\pm 15\%$.

Как видно из рисунка, на исследуемых функциях возбуждения обнаружена четко выраженная структура, обусловленная захватом налетающих электронов ионами и образованием атомарных $4d^9nl n_1 l_1 n_2 l_2$ и ионных $4d^9nl n_1 l_1$ автоионизационных состояний кадмия. Электронный распад этих состояний (непосредственно или через каскадные переходы) приводит к существенному дополнительному заселению $4d^95s^2\ ^2D_{5/2,3/2}$ -уровней, т.е. в данном процессе доминирует резонансное возбуждение, которое подавляет прямое возбуждение этих уровней. Причем резонансное возбуждение является определяющим не только в припороговой области энергий электронов, но и во всем исследованном энергетическом диапазоне.

Эффективные сечения электронного возбуждения лазерных $4d^95s^2\ ^2D_{5/2} \rightarrow 4d^{10}5p\ ^2P_{3/2}^0$ и $4d^95s^2\ ^2D_{3/2} \rightarrow 4d^{10}5p\ ^2P_{1/2}^0$ -переходов равны в максимуме $2.5 \cdot 10^{-16}$ и $1.3 \cdot 10^{-16}$ cm^2 соответственно, что примерно в 3 раза меньше, чем в случае возбуждения компонент резонансного $4d^{10}5p\ ^2P_{1/2,3/2}^0$ -дублета, исследованных нами же в [8], и в 20 раз меньше, чем величины соответствующих сечений, полученные в работах [5,6]. Суммарное сечение возбуждения исследованных лазерных переходов электронным ударом хорошо согласуется с R -матричными расчетами сечения возбуждения $4d^{10}5s\ ^2S-4d^95s^2\ ^2D$ -перехода [9], которые на данное время наиболее адекватно описывают электронное рассеяние на таких сложных многоэлектронных системах, как ион кадмия.

В заключение необходимо отметить, что заселение верхних лазерных $4d^95s^2\ ^2D_{5/2,3/2}$ -уровней при столкновениях электронов с ионами кадмия в основном состоянии осуществляется преимущественно за счет резонансных процессов, т.е. через атомарные и ионные автоионизационные состояния. В условиях плазмы резонансный вклад в эффективные сечения возбуждения этих уровней существенно усредняется максвелловским распределением электронов по энергиям, и по этой причине их величины будут еще меньше ($\sim 10^{-17}$ cm^2). Это говорит о том, что двухступенчатый процесс — ионизация атомов кадмия и возбуждение $4d^95s^2\ ^2D_{5/2,3/2}$ -уровней с основного состояния иона электронным

ударом — из-за малой эффективности второго процесса, по всей вероятности, не может считаться доминирующим механизмом генерации в гелий-кадмиевом лазере, как предполагалось в работах [4–6].

Список литературы

- [1] *Справочник по лазерам* / Под ред. А.М. Прохорова. М.: Сов. радио, 1978. Т. 1. 504 с.
- [2] Макаров С.В., Новоселов Ю.Н., Осипов В.В. // Квант. электрон. 1990. Т. 17. В. 8. С. 974–978.
- [3] Jensen R.S., Bennet W.R. // JEEE J. 1968. V. QE-4. N 5. P. 356–358.
- [4] Goto T., Sakurai T. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1982. V. 15. N 12. P. 2413–2421.
- [5] Hane K., Goto T., Hattori S. // Phys. Rev. A. 1983. V. 27. N 1. P. 124–131.
- [6] Hane K., Goto T., Hattori S. // J. Phys. B: At. Mol. Phys. 1983. V. 16. P. 629–637.
- [7] Гомонай А.Н., Имре А.И. // Укр. физ. журнал. 1996. Т. 41. N 11–12. С. 1032–1037.
- [8] Gomonai A.N., Imre A.I., Vukstich V.S. et al. // Contributed Papers of the XXI International Conference on the Physics of Electronic and Atomic Collision (XXI ICPEAC). Sendai, Japan, July 22–27, 1999. P. 342.
- [9] Зацаринный О.И., Бандурина Л.А. // Опт. и спектр. 2000. Т. 89. № 4. С7 546–554.