

ЛТИПЧ-7. Краситель прокачивался через кювету 4 центробежным насосом. Для селекции и перестройки длины волны в лазере использовалась дифракционная решетка 5 1200 штр/мм. Большой угол падения на решетку позволяет получить достаточно узкую спектральную полосу, не применяя расширителя пучка [3]. Перестройка резонатора осуществляется поворотом глухого зеркала 3. Длительность лазерного импульса на половине его интенсивности составляла 8 нс. Частота повторения импульсов 25 Гц. Возбуждение исследуемых уровней производилось излучением с длинами волн, соответствующими переходам $6^1P_1-6^1D_2$ (5790.6 Å), $6^1P_1-6^3D_1$ (5789.6 Å) и $6^1P_1-6^3D_2$ (5769.6 Å). Спектральная ширина лазерного излучения в нашей схеме легко меняется изменением угла падения на дифракционную решетку. Для надежного разрешения уровней 6^1D_2 и 6^3D_1 она подбиралась равной 0.2 Å.

Распад уровней регистрировался по высвечиванию ультрафиолетовых линий ($6D-6^3P_j$), выделяемых фильтром УФС-2, который не пропускал в канал регистрации рассеянное лазерное излучение и излучение линии 2537 Å с уровня 6^3P_1 , заселяемого каскадами с импульсно возбужденных уровней. Регистрация производилась временным фотоумножителем ФЭУ-77 и стробоскопическим осциллографом С7-8. Развертка осциллографа была синхронизирована импульсами фотодиода 7. Так как интенсивность возбуждающего импульса нестабильна, для обеспечения достаточной точности результатов нам приходилось накапливать по 100—200 осциллограмм. Накопление производилось с помощью амплитудного анализатора АИ-256-6. В каждой точке развертки аналоговый сигнал с выхода строб-осциллографа подавался на вход блока амплитудного преобразования анализатора, где он преобразовывался в число, которое суммировалось с содержимым соответствующего данной точке канала запоминающего устройства анализатора. Переключение каналов производилось импульсом с блока управления лазера накачки. Начальный участок распада (8—10 нс) искажался задним фронтом импульса возбуждения, далее распад был одноэкспоненциальным.

Измеренные времена жизни уровней 6^1D_2 , 6^3D_1 , 6^3D_2 равны соответственно: 10.5 ± 0.3 , 7.2 ± 0.4 и 9.1 ± 0.2 нс. Эти результаты хорошо совпадают с результатами работы [2]: 10.5 ± 1.0 , 6.2 ± 0.3 , 9.2 ± 0.5 нс. Значение времени жизни уровня 6^3D_2 , полученное в работе [1], видимо несколько завышено из-за неточного учета каскадных компонент.

Литература

- [1] А. Л. Ошерович, Е. Н. Борисов, М. Л. Бурштейн, Я. Ф. Веролейнен. *Опт. и спектр.*, 39, 820, 1975.
 [2] L. Lecluse. *J. Physique*, 28, 671, 1967.
 [3] I. Shoshan, N. N. Danon, U. P. Oppenheim. *J. Appl. Phys.*, 48, 4495, 1977.

Поступило в Редакцию 14 декабря 1978 г.

УДК 533.9 : 546.32

О ПРИРОДЕ ОБРАЗОВАНИЯ ИОНОВ K_2^+ В РАЗРЯДНОЙ КАЛИЕВОЙ ПЛАЗМЕ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ ПО ДАННЫМ ОПТИЧЕСКИХ И МАСС-СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

А. М. Пржонский, А. Н. Ключарев, Динь Дык Кань
 и А. И. Кравченко

Возможность образования заметных количеств ионов K_2^+ в газоразрядной плазме была установлена в [1]. Там же было показано, что при давлении паров калия $p \geq 10^{-1}$ тор, главным механизмом образования K_2^+ является механизм двухчастичной конверсии $K^+ + K_2 \rightarrow K_2^+ + K$. В то же время природа генерации ионов в плазме при более низких давлениях остается пока не выясненной.

Посвящается 80-летию С. Э. Фриша

В недавней работе [2] в качестве основного механизма образования ионов Cs_2^+ в газоразрядной плазме низкого давления был предложен процесс столкновения 6^2P и 5^2D возбужденных атомов цезия $Cs(6^2P) + Cs(5^2D) \rightarrow Cs_2^+ + e$. Однако из-за большого числа открытых каналов генерации двухатомных ионов в газоразрядной плазме основные каналы их образования могут варьироваться для разных элементов щелочного ряда даже при сравнимых параметрах плазмы.

В настоящей работе приведены данные комплексных (оптических и масс-спектрометрических) исследований разрядной калиевой плазмы: $p = 10^{-3} \div 10^{-2}$ тор, $N_e = 10^9 \div 10^{11}$ см $^{-3}$, радиус разрядной трубки 1 см, разрядный ток $I = 15 - 200$ мА.

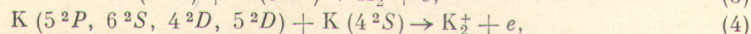
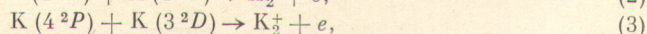
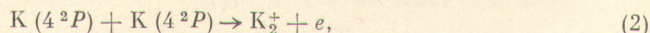
Исследование оптических характеристик разряда включало в себя определение концентрации нормальных и первых возбужденных (резонансных) состояний методом поглощения и верхних возбужденных состояний методами лучеиспускания (n^2S , n^2P , n^2D -состояния). Использование в качестве приемников излучения ФЭУ-76, германиевого фотодиода, фотосопротивления PbS (охлаждаемого до 195 К) позволило работать в спектральном диапазоне $400 \div 3100$ нм. Селекция излучения по длинам волн осуществлялась при помощи дифракционного монохроматора типа СД со сменным комплектом решеток (1200 штр \cdot мм $^{-1}$, 200 штр \cdot мм $^{-1}$). Во всех необходимых случаях вводилась поправка на реабсорбцию излучения. Верхние n^2P -состояния детектировались по $n^2P - 3^2D$ -переходам. Для сил осцилляторов оптических переходов использовались данные [3, 4]. Масс-спектрометрическая часть работы была выполнена на установке с монополярным масс-спектрометром при тех же параметрах (N_0 , N_e , T_e) плазмы, контролируемых с помощью зондовой (N_e , T_e) и оптической (N_0) диагностики.

Ионы из плазмы поступали в масс-спектрометр через отверстие $\varnothing 35$ мкм в тонкой платиновой диафрагме, впаянной в боковую стенку разрядной трубки. С помощью масс-спектрометра определялось отношение j_2/j_1 плотностей токов двухатомных и атомарных ионов калия на стенку. Плотность полного ионного тока на стенку $j = j_1 + j_2$ измерялась по току на плоский стеночный зонд. По этим данным можно легко определить величину j_2 . В условиях эксперимента (низкие N_e и p , отсутствие рекомбинационных потерь) скорость ухода ионов [$1/\text{см}^3 \cdot \text{с}$] из плазмы определяется величиной j_2 и составляет $2j_2/Re$ на единицу объема. В этом случае баланс процесса ассоциативной ионизации (АИ) записывается в виде

$$k_{\text{АИ}} N_1 N_2 = \frac{2}{R} \frac{j_2}{e}, \quad (1)$$

где $k_{\text{АИ}}$ — константа процесса, N_1, N_2 — концентрация партнеров по столкновению.

Оптическая система была отъюстирована таким образом, что излучение собиралось (определялось поглощение) со всего диаметра трубки. Поэтому приводимые на рис. 1 концентрации имеют смысл средних значений усредненных по радиусу. Статистическая погрешность приводимых результатов не превосходит $\pm 10\%$. На рис. 2 представлена зависимость $j_2/j_1 = f(I)$ для $p = 1.5 \cdot 10^{-2}$ тор и полученные на ее основе значения $j_2(I)$, $\Delta j_2/j_2 \leq 15\%$. Аналогичные зависимости были получены в интервале $7 \cdot 10^{-3} \leq p \leq 5 \cdot 10^{-2}$ тор. Анализ полученного экспериментального материала позволяет сделать следующий вывод. Из ряда возможных каналов АИ: при парных столкновениях атомов в нижних возбужденных состояниях (2), (3), при столкновениях нормальных и возбужденных атомов с энергией связи возбужденного электрона E_i^* , сравнимой с энергией диссоциации молекулярного иона D_e^+ (4), при столкновениях высоко-возбужденного и нормального атомов, с измеренной зависимостью $j_r(I)$ в широком диапазоне изменения токов и давлений коррелирует канал (4) с участием 4^2D , 5^2D -состояний (рис. 1).



Этот вывод может быть подкреплён данными работ [4-6] по исследованию фото-процессов хемоионизации щелочных атомов. Так, выход ионов K_2^+ , рассчитанный по каналу (2), с использованием $k_{\text{АИ}}$ из [4] может обеспечить не более 1%, измеряемого в эксперименте. Для возбужденных уровней щелочных атомов с $E_i^* \approx D_e^+$ константа скорости АИ с $(n-1)^2D$ -уровней может заметно превышать значения соответствующей константы для n^2P -состояний [5, 6] — в нашем случае это соответствует малому вкладу состояния $K(5^2P)$ в баланс образования ионов K_2^+ . Наконец, константа скорости

процесса для атома рубидия, аналогичного предлагаемому нами здесь для калия, измеренная в [6], $k_{Rb(6^2P)} = (1.6 \pm 0.2) \cdot 10^{-9} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$, а по нашей оценке величина константы процесса (4) с участием 4^2D , 5^2D -возбужденных атомов калия $2 \div 6 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$. Окончательно этот вопрос можно будет считать решенным после проведения измерений

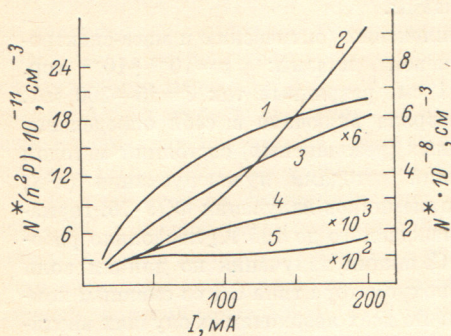


Рис. 1. Зависимость концентраций ряда возбужденных состояний калия от разрядного тока, $p = 1.5 \cdot 10^{-2}$ тор.

1 — К (4^2P), 2 — К (3^2D), 3 — К (4^2D), 4 — К (5^2P), 5 — К (7^2S).

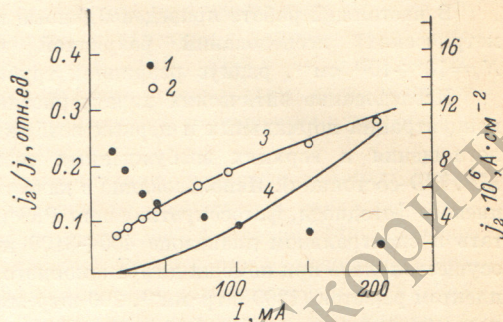


Рис. 2. Зависимость плотности ионных токов на стенку разрядной трубки от тока разряда, $p = 1.5 \cdot 10^{-2}$ тор.

1 — $j_2/j_1 = f(I)$; 2 — $j_2 = f(I)$; 3 — $j_2 = f(I)$, рассчитанная по каналу К (4^2D , 5^2D) + К (4^2S) \rightarrow $\rightarrow K_2^+ + e$; 4 — $j_2 = f(I)$, рассчитанная по каналу К (4^2P) + К (3^2D) \rightarrow $K_2^+ + e$.

константы скорости процесса хемоионизации высоковозбужденных атомов калия в эксперименте типа [5, 6].

Заметим, что основной канал образования молекулярных ионов может меняться при изменении в широких пределах параметров разряда. Так, в недавней работе [7] при плотностях разрядного тока, превышающих наши, предлагается в качестве такого механизма процесс ионизации возбужденной молекулы K_2^* плазменными электронами.

Авторы признательны В. Ю. Сепману за полезные обсуждения.

Литература

- [1] А. М. Пржонский, В. Я. Черняк. ЖТФ, 43, 1516, 1973; В. Н. Паслен, А. М. Пржонский. ЖТФ, 44, 1113, 1974.
- [2] Ю. П. Корчевой, В. И. Лукашенко, И. Н. Хилько. ЖТФ, 46, 2302, 1976; Ю. П. Корчевой, В. И. Лукашенко, С. Н. Лукашенко, И. Н. Хилько. ЖТФ, 46, 2310, 1976.
- [3] W. L. Wiese, M. W. Smith, B. M. Miles. Atomic Transition Probabilities. NSRDS—NBS. 22, v. 2, 1969.
- [4] A. Klucharev, V. Serpan, V. Vujnovic. J. Phys. B., 10, 715, 1977.
- [5] А. Н. Ключарев, А. В. Лазаренко, В. А. Шеварев. Тез. V Всесоюз. конф. по физике низкотемпературной плазмы, Киев, 1979.
- [6] А. Н. Ключарев, В. Ю. Сепман. Опт. и спектр., 40, 1086, 1976.
- [7] Yu. P. Korchevov, V. N. Makarchuk. Abstracts 6 Int. Conf. on Atomic Physics, p. 243, Riga, 1978.

Поступило в Редакцию 14 декабря 1978 г.