

по подготовке поверхностей окон не проводилось, а количество проникших в полимер молекул несомненно зависит от состояния поверхности, шкалой оси ординат на рис. 1 можно пользоваться только для оценок. Значительная интенсивность полосы указывает на большое количество внедрившихся в полимер молекул. Оценки, основанные на расчете интегральной интенсивности вращательного спектра, показывают, что одна поверхность содержит несколько сотен молекулярных слоев с плотной упаковкой, т. е. аммиак действительно растворяется в материале окон, а не адсорбируется на их поверхности.

Зарегистрированная полоса по форме и расположению напоминает вращательную ветвь с полностью размытой структурой. Иллюстрацией этого факта может быть сравнение нашего спектра с полученным в работе [2] спектром раствора аммиака в жидкой шестифтористой сере (рис. 1). Остатки вращательной структуры в спектре  $\text{NH}_3$  в  $\text{SF}_6$  доказывают сохранение квантованного вращения в этой системе, а совпадение спектров подтверждает вращательное происхождение обнаруженной в нашей работе полосы. Некоторое незначительное расхождение в положении максимумов полос связано с различиями в температурах опыта.

Дополнительным подтверждением предложенной интерпретации полосы является вид спектральной функции  $\Phi(\nu)$ , определяющей распределение вероятностей переходов. Функция  $\Phi(\nu)$  связана со спектральной зависимостью коэффициента поглощения  $\alpha(\nu)$  соотношением

$$\Phi(\nu) = \{\nu [1 - \exp(h\nu c/kT)]\}^{-1} \alpha(\nu).$$

В средней ИК области для не слишком широких полос ( $\Delta\nu_{1/2} \ll \nu_{\text{max}}$ ) вид функций  $\Phi(\nu)$  и  $\alpha(\nu)$  практически совпадает. Построенная по нашим данным функция  $\Phi(\nu)$  приведена на рис. 2. Обращает на себя внимание возрастание  $\Phi(\nu)$  при приближении к нулю частот. Это возрастание следует связать с проявлением в спектре трансляционной полосы ( $\Delta j=0$ ) молекул  $\text{NH}_3$  в матрице поли-4-метилпентена-1, аналогичной Q-ветвям колебательно-вращательных параллельных полос. На крыле трансляционной полосы располагается замкнутая возмущениями вращательная R-ветвь.

Таким образом, результаты настоящей работы указывают на малую величину возмущения вращательного движения молекул аммиака в поли-4-метилпентене-1 и открывают возможность определения концентрации аммиака и изучения его свойств в полимерных матрицах по данным длинноволнового ИК поглощения.

#### Литература

- [1] W. A. Steele. Adv. Chem. Phys., 34, 1, 1976.  
 [2] G. Birnbaum. Molec. Phys., 25, 241, 1973.

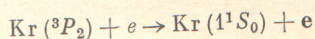
Поступило в Редакцию 2 апреля 1982 г.

УДК 539.186.2/3 : 546.294

### ИССЛЕДОВАНИЕ УДАРОВ ВТОРОГО РОДА МЕЖДУ МЕТАСТАБИЛЬНЫМИ АТОМАМИ КРИПТОНА В СОСТОЯНИИ $^3P_2$ И МЕДЛЕННЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

Г. А. Агафонова, Н. Б. Колоколов и О. Г. Торонов

В настоящей работе в плазме послесвечения криптона по измерению быстрой части функции распределения электронов по энергиям определено абсолютное значение константы  $\beta_0$  скорости реакции



(1)

в диапазоне электронных температур  $580 \leq T_e \leq 1200$  К. Этот процесс может играть важную роль в гибели метастабильных атомов и в балансе энергии электронов. Насколько нам известно, в литературе к настоящему времени отсутствуют данные по измерению  $\beta_e$  в криптоне в области малых температур электронов (в работе [1] приводится оценка соответствующей величины  $\beta_e \leq 5 \cdot 10^{-10}$  см<sup>3</sup>·с<sup>-1</sup>).

В принципе существует возможность определения константы реакции (1) из абсолютных измерений сечения возбуждения электронным ударом атомов криптона из основного состояния в состояние  $^3P_2$ . При этом, однако, для решения интересующей нас задачи необходимо знать зависимость сечения возбуждения от энергии электронов в пороговой области (энергия возбуждения  $\varepsilon_1$  метастабильного уровня  $^3P_2$  составляет 9.91 эВ).

В работах [2-4] с использованием электронного пучка были проведены абсолютные измерения суммарного сечения возбуждения четырех нижних уровней атома криптона [2] или сечения возбуждения уровня  $^3P_2$  [3, 4], однако вследствие недостаточной монокинетичности пучка электронов (0.5 ÷ 0.7 эВ) из результатов этих исследований невозможно определить величину  $\beta_e$  при  $T_e \approx 10^3$  К. Авторы работ [5, 6] добились энергетического разрешения 0.02 ÷ 0.05 эВ, но не определили абсолютных значений сечений.

В настоящей работе константа  $\beta_e$  реакции (1) определялась по формуле, полученной в статье [7],

$$\beta_e = S_e \frac{\mu_1^2 \cdot D(\varepsilon_1)}{a^2 \cdot n_e \cdot n_m} \quad (2)$$

Здесь  $S_e$  — концентрация быстрых электронов в центре разрядной трубки, рождающихся в реакции (1);  $\mu_1$  — корень функции Бесселя  $J_0(\mu_1 \cdot \rho/a)$ , описывающей радиальное распределение концентрации быстрых электронов;  $a$  — радиус разрядной трубки;  $D(\varepsilon_1)$  — коэффициент диффузии быстрых электронов с энергией  $\varepsilon_1$ ;  $n_e \cdot n_m$  определяется выражением

$$\frac{1}{n_e \cdot n_m} = \frac{\int_0^a n_e(\rho) \cdot n_m(\rho) \cdot J_0\left(\mu_1 \cdot \frac{\rho}{a}\right) \rho d\rho}{\int_0^a J_0^2\left(\mu_1 \cdot \frac{\rho}{a}\right) \rho d\rho}, \quad (3)$$

где  $n_e(\rho)$  и  $n_m(\rho)$  — концентрации медленных электронов и метастабильных атомов криптона в состоянии  $^3P_2$  соответственно на расстоянии  $\rho$  от центра трубки.

Таким образом, для получения численного значения  $\beta_e$  необходимо было провести радиальные измерения концентрации метастабильных атомов криптона в состоянии  $^3P_2$ , концентраций быстрых  $S_e$  и медленных  $n_e$  электронов. Определение количества возбужденных атомов на уровне  $^3P_2$  проводилось по методу двух трубок [8] с использованием линии 5570 Å, вероятность перехода для которой  $A_{ki} = 1.77 \cdot 10^6$  с<sup>-1</sup> была найдена усреднением данных, полученных разными авторами и представленных в работах [9, 10]. Величина  $S_e$  определялась интегрированием функции распределения электронов в области максимума при энергии 9.9 эВ. Концентрация медленных электронов находилась в активной фазе разряда с использованием графика зависимости скорости дрейфа электронов от напряженности электрического поля из работы [11]. Для интересующего нас момента послесвечения проводился расчет  $n_e$  с учетом диффузионного характера гибели заряженных частиц. Радиальное распределение медленных электронов предполагалось бесселевским с корнем 2.4.

Измерения проводились в импульсном периодическом разряде криптона с частотой повторения около 2 кГц в стеклянной разрядной трубке диаметром 35 мм. Давление газа  $p$  составляло 1 Тор, разрядный ток  $i$  менялся от 46 до 72 мА, задержка момента измерений  $t_{\text{зад}}$  относительно окончания возбуждающего импульса составляла 280—530 мкс. Использовался подвижный зонд длиной 28 мм и диаметром 0.09 мм. Наличие плоскопараллельной пластины по-

зволюло проводить радиальные измерения концентрации метастабильных атомов. Заселенность уровней  ${}^3P_0$ ,  ${}^3P_1$  и  ${}^1P_1$  не превышала 1% от заселенности уровня  ${}^3P_2$ . На этом основании их участие в реакциях типа (1) не учитывалось.

$i$ , МА	$t_{\text{зад}}$ , МКС	$T_e$ , К	$n_e(0) \cdot 10^{-10}$ , СМ $^{-3}$	$S_e(0) \cdot 10^{-5}$ , СМ $^{-3}$	$n_m(0) \cdot 10^{-10}$ , СМ $^{-3}$	$\frac{n_e(\rho) n_m(\rho)}{n_e(0) n_m(0)}$	$\beta_e \cdot 10^{10}$ , СМ $^3 \cdot \text{С}^{-1}$
46	280	1200	4.1	3.8	7.2	0.86	2.7
66	530	600	6.5	4.4	3.7	1.08	3.1
72	480	720	6.4	4.3	3.9	1.00	3.2

В таблице приведены основные условия измерений и результаты расчетов. Определение константы  $\beta_e$  проводилось по формуле (2) для каждого режима отдельно. Усредненная величина  $\beta_e$  для указанного диапазона электронных температур оказалась равной  $(3.0 \pm 0.2) \cdot 10^{-10}$  СМ $^3 \cdot \text{С}^{-1}$ . Приблизительное постоянство  $\beta_e$  в области низких температур позволяет сделать вывод о том, что зависимость сечения возбуждения уровня  ${}^3P_2$  ксенона электронами в пороговой области может быть описана выражением  $\sigma(\epsilon) = \sigma_0 (\epsilon - \epsilon_1)^{0.5}$ , где  $\sigma_0 = (2.6 \pm 0.2) \cdot 10^{-18}$  СМ $^2$ , а  $\epsilon$  и  $\epsilon_1$  измеряются в эВ.

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность профессору Н. П. Пенкину за полезные советы.

#### Литература

- [1] А. В. Влагоев, Н. Н. Пилосов. Proc. XV Int. Conf. Phen. Ion. Gas., p. 383, Minsk, 1981.
- [2] M. Schaper, H. Scheibner. Beitr. Plasma phys., 9, 45, 1969.
- [3] В. Д. Марусин. Канд. дисс., Л., 1977.
- [4] А. И. Коротков. Тезисы VII ВКАЭС, Петрозаводск, 1978.
- [5] F. M. J. Picanick, J. A. Simpson. Phys. Rev., 168, 64, 1968.
- [6] J. N. H. Brunt, G. C. King, F. H. Read. J. Phys., B, 9, 2495, 1976.
- [7] Н. Б. Колоколов, Р. И. Лягущенко, П. М. Праматаров. ЖТФ, 47, 2408, 1977.
- [8] С. Э. Фриш. В сб. «Спектроскопия газоразрядной плазмы» под ред. С. Э. Фриша. «Наука», Л., 1970.
- [9] W. E. Ernst, E. Schulz-Gulde. Physica, 93C, 136, 1978.
- [10] V. Fonseca, I. Campos. J. Phys., B, 13, 3957, 1980.
- [11] S. Pfau, A. Rutscher. Ann. Phys., 22, 166, 1969.

Поступило в Редакцию 13 апреля 1982 г.

УДК 539.196 : 546.171.1

### ИЗМЕРЕНИЕ УШИРЕНИЯ И СДВИГА ДАВЛЕНИЕМ ЛИНИИ $asR(0,0)$ ПОЛОСЫ $\nu_2$ АММИАКА ${}^{15}\text{NH}_3$

М. О. Буланин, Ю. М. Ладвищенко и Э. Б. Ходос

Одним из методов изучения влияния давления на параметры контуров колебательно-вращательных линий молекулярных газов является измерение поглощения газом лазерного излучения частоты  $\nu_L$ , близкой к частоте максимума исследуемой линии  $\nu_0$ . Если давления таковы, что можно пренебречь доплеровским уширением и не учитывать вклад в поглощение от соседних линий, то параметры контура можно определить, аппроксимируя найденную