

передачей возбуждения с них на метастабильные. Тогда кинетическое уравнение для заселенности уровней $2p^53s\ ^3P_{0,2}$ приобретает вид

$$\frac{dN_{0,2}}{dt} = -\frac{N_{0,2}}{\tau_{0,2}^{\text{диф}}} - \langle \sigma v_a \rangle_{0,2}^n n (Cs_0) N_{0,2} - \langle \sigma v_a \rangle_{0,2}^{\text{т}} n (Ne_0) N_{0,2}, \quad (3)$$

где $N_{0,2}$ — концентрация метастабильных атомов в состояниях 3P_0 или 3P_2 , $\tau_{0,2}^{\text{диф}}$ — время диффузионного разрушения этих атомов, $\langle \sigma v_a \rangle^{\text{т}}$ — константа скорости ионизации Пеннинга при столкновениях с атомами цезия, $\langle \sigma v_a \rangle^{\text{н}}$ — константа скорости передачи возбуждения на резонансные уровни при столкновениях с нормальными атомами неона, $n (Cs_0)$ и $n (Ne_0)$ — концентрация соответствующих атомов в основном состоянии. Индексами 0 и 2 обозначены величины, относящиеся к атомам Ne (3P_0) и Ne (3P_2) соответственно.

Решение уравнения (3) показывает, что распад заселенности метастабильных уровней должен происходить по экспоненциальному закону с вероятностью распада

$$\gamma_{0,2} = \frac{1}{\tau_{0,2}^{\text{диф}}} + \langle \sigma v_a \rangle_{0,2}^n n (Cs_0) + \langle \sigma v_a \rangle_{0,2}^{\text{т}} n (Ne_0). \quad (4)$$

На рисунке показаны результаты измерения вероятностей $\gamma_{0,2}$ при различных концентрациях цезия. Данные удовлетворительно описываются линейной зависимостью. Определенные методом наименьших квадратов значения констант скорости пеннинговской ионизации равны соответственно $3.0 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ для состояния 3P_2 и $3.1 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ для 3P_0 . Различие между константами, полученными нами, незначимо, так как находится в пределах случайных ошибок измерений ($\sim 10\%$). Систематическая ошибка измерений определяется погрешностями определения концентрации нормальных атомов цезия и может достигать 30%.

Авторы признательны Н. П. Пенкину за внимание к работе и обсуждение ее результатов.

Литература

[1] С. Э. Ф р и ш. Спектроскопия газоразрядной плазмы, 7. «Наука», Л., 1970.

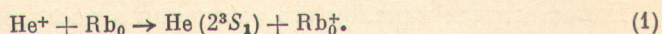
Поступило в Редакцию 25 августа 1979 г.

УДК 539.186

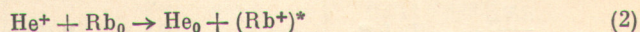
НЕРЕЗОНАНСНАЯ ПЕРЕЗАРЯДКА $\text{He}^+ + \text{Rb}_0$ ПРИ ТЕПЛОВЫХ ЭНЕРГИЯХ

Д. Фогель и Ю. А. Толмачев

Исследованию процесса нерезонансной перезарядки ионов гелия на атомах рубидия посвящен ряд как теоретических, так и экспериментальных работ. Было показано [1, 2], что при энергиях от 10 до 15 000 эВ реакция протекает в основном по следующему каналу:



Вклад второго возможного канала

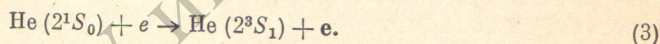


не превышает 0.1% от полного сечения при всех энергиях выше 10 эВ. Экспериментальные данные хорошо согласуются с теоретическим расчетом [3]. Сведения об эффективных сечениях реакций (1) и (2) при тепловых

энергиях отсутствуют. В связи с этим нами было предпринято исследование неупругих столкновений ионов гелия с атомами рубидия в распадающейся плазме. Кинетическая энергия сталкивающихся частиц определялась температурой баллона, в котором находилась смесь атомов гелия с парами рубидия, и составляла ~ 0.04 эВ. Были изучены обе реакции.

Возбуждение смеси осуществлялось электронным пучком. Энергия электронов составляла 100 эВ, плотность тока в пучке — не более $0.1 \text{ А} \times \text{см}^{-2}$, длительность возбуждающего импульса 10 мкс, частота повторения 10^3 с^{-1} . Исследовалась зависимость от времени яркости линий RbI, RbII, HeI, а также заселенности уровней He (2^3S_1) и He (2^1S_0) в диапазоне $0 \div 400$ мкс от момента окончания импульса тока. Концентрация нормальных атомов гелия составляла $1.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, атомов рубидия — $10^{12} \div 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Давление паров рубидия определялось по температуре отрезка, содержащего рубидий, очищенный перегонкой в вакууме.

Рассмотрим основные процессы, обуславливающие изменение заселенности долгоживущих состояний в распадающейся плазме. Поскольку энергия электронов, возбуждающих газ, приближенно соответствовала максимуму сечения прямой ионизации атома гелия, заселенность метастабильных состояний к моменту окончания импульса тока была относительно невелика. Образованием ионов He⁺ в послесвечении вследствие парных столкновений метастабильных атомов поэтому можно было пренебречь. Разрушение заселенности как метастабильных уровней, так и иона гелия в наших условиях происходило преимущественно в результате диффузии к стенкам баллона и электродам пушки, а также при неупругих столкновениях с атомами рубидия. В разрушении заселенности состояния He (2^1S_0) большую роль играли также столкновения с медленными электронами

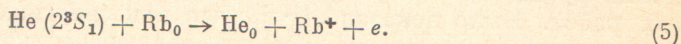


Спад концентрации ионов He⁺ в этих условиях происходит по экспоненциальному закону $N(\text{He}^+) = N_0^+ \exp(-\gamma^+ t)$ с вероятностью распада

$$\gamma^+ = \gamma_{\text{диф.}}^+ + \langle \sigma v_a \rangle_{\text{пер.}} n(\text{Rb}_0), \quad (4)$$

где $\gamma_{\text{диф.}}^+$ — вероятность разрушения за счет диффузии, $\langle \sigma v_a \rangle_{\text{пер.}}$ — полная константа скорости перезарядки, $n(\text{Rb}_0)$ — концентрация нормальных атомов рубидия. По такому же закону изменяется яркость линий RbII, возбуждающихся в результате реакции (2). В эксперименте наблюдался экспоненциальный распад при $t > 60$ мкс и отступление от чисто экспоненциального при меньших временах. Это отступление обусловлено изменением $\gamma_{\text{диф.}}^+$, связанным с уменьшением средней энергии электронов в послесвечении. Эффективная вероятность распада при $t > 60$ мкс линейно росла с ростом концентрации атомов рубидия. По наклону прямой была определена суммарная константа скорости реакции перезарядки $\langle \sigma v_a \rangle_{\text{пер.}} = (3.2 \pm 0.7) \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$, это значение соответствует $T \approx 400 \text{ К}$.

Изменение заселенности уровня He (2^3S_1) происходит по более сложному закону, чем He⁺. Основными процессами разрушения заселенности этого состояния являются диффузия и реакция Пеннинга



Единственным каналом его заселения в послесвечении является реакция (1). Следовательно, заселенность состояния 2^3S_1 в послесвечении описывается уравнением

$$\frac{dN_m}{dt} = -N_m [\gamma_{\text{диф.}}^m + \langle \sigma v_a \rangle_{\text{пенн.}} n(\text{Rb}_0)] + N(\text{He}^+) n(\text{Rb}_0) \langle \sigma v_a \rangle_{\text{пер.}}^1. \quad (6)$$

Обозначения здесь аналогичны использованным для ионов He⁺, $\langle \sigma v_a \rangle_{\text{пер.}}^1$ — константа скорости реакции (1). Решением уравнения (6)

при экспоненциальном распаде концентрации ионов He^+ является соотношением

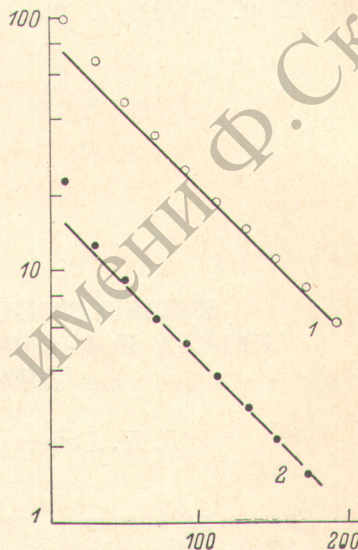
$$N_m(t) = \frac{\langle \sigma v_a \rangle_{\text{пер.}}^1 n(\text{Rb}_0) N_0^+}{\nu - \gamma^+} e^{-\gamma^+ t} + \left[N_m(0) - \frac{\langle \sigma v_a \rangle_{\text{пер.}}^1 n(\text{Rb}_0) N_0^+}{\nu - \gamma^+} \right] e^{-\nu t}, \quad (7)$$

где $N_m(0)$ — начальная заселенность уровня 2^3S_1 , $\nu = \gamma_{\text{диф.}}^m + \langle \sigma v_a \rangle_{\text{пер.}} n(\text{Rb}_0)$. Вероятности диффузионных потерь для He^+ и He_m сравнимы по величине, а константа скорости реакции (5) существенно превосходит полученное нами значение $\langle \sigma v_a \rangle_{\text{пер.}}$ (по данным работы [5], $\langle \sigma v_a \rangle_{\text{пер.}} = (12.0 \pm 2.4) \times 10^{-10} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$). Следовательно, показатели экспонент двух слагаемых сильно отличаются друг от друга и при достаточно большом времени

$$N_m(t) = N_0^+ \frac{n(\text{Rb}_0) \langle \sigma v_a \rangle_{\text{пер.}}^1}{\nu - \gamma^+} e^{-\gamma^+ t}. \quad (8)$$

На рисунке показано изменение заселенности уровня $\text{He}(2^3S_1)$ и изменение яркости линии $\text{RbII } \lambda = 424.4 \text{ нм}$, возбуждающей в результате реакции перезарядки (2). Совпадение наклона прямых в дальнем послесвечении подтверждает правильность рассмотренной схемы процессов заселения метастабильного уровня гелия.

В соотношении (8) из результатов измерений нам известны N_m , γ^+ , ν и $n(\text{Rb}_0)$. Для того чтобы определить из него $\langle \sigma v_a \rangle_{\text{пер.}}^1$, необходимо знать концентрацию ионов гелия. Для оценки значения N_0^+ мы воспользовались следующими соображениями. В начальный момент времени послесвечения в пушке имеется квазинейтральная плазма, в которой концентрация ионов He^+ по крайней мере на порядок превосходит концентрацию ионов



Релаксация яркости линии $\lambda = 424.4 \text{ нм}$ (1) и концентрации атомов $\text{He}(2^3S_1)$ (2) в послесвечении [(в отн. ед.).

рубидия. Следовательно, $N_0^+ \approx n_e$, а концентрацию медленных электронов можно определить, исследуя распад заселенности уровня $\text{He}(2^1S_0)$, поскольку константа скорости реакции (3) известна из работы [6]. Проведенные вычисления показали, что в пределах ошибки измерения $\langle \sigma v_a \rangle_{\text{пер.}}^1$ совпадает с полной константой скорости перезарядки. Таким образом, и при энергиях столкновений, близких к тепловым, реакция (1) является основным каналом перезарядки ионов He^+ на атомах Rb .

Относительные константы скорости возбуждения линий RbII при перезарядке

Верхний уровень	ΔE , эВ	λ , нм	$\langle \sigma v_a \rangle \lambda$
5p [1/2] ₀	0.42	379.7	1
		485.7	0.09 ± 0.02
		563.6	0.14 ± 0.03
		394.1	0.90 ± 0.18
		419.3	0.38 ± 0.08
5p [3/2] ₂	0.73	552.3	0.19 ± 0.04
		655.6	0.011 ± 0.003
		677.5	0.33 ± 0.07
		429.4	0.09 ± 0.02
		424.4	0.09 ± 0.02
5p [3/2] ₁	0.80	427.4	0.032 ± 0.006
		424.4	0.032 ± 0.006
5p [5/2] ₂	0.98	427.4	0.032 ± 0.006
5p [1/2] ₁	1.28	477.6	0.009 ± 0.002

Измерение абсолютных яркостей линий спектра RbII, которые возбуждаются в результате реакции (2), позволило определить относительные константы скорости заселения различных состояний. Эти данные представлены в таблице. Они отчетливо показывают общую тенденцию к уменьшению величины сечения с ростом разности энергий начального и конечного состояний.

Авторы благодарны Н. П. Пенкину за внимание к работе и обсуждение ее результатов.

Литература

- [1] J. R. Peterson, D. C. Lorentz. Phys. Rev., 182, 152, 1969.
- [2] A. Salop, D. C. Lorentz, J. R. Peterson. J. Chem. Phys., 54, 1187, 1971.
- [3] R. S. Olson, F. T. Smith. Phys. Rev., A7, 1529, 1973.
- [4] R. Deloche, P. Mouchicourt, M. Cheret, F. Lambert. Phys. Rev., A13, 1140, 1976.
- [5] C. E. Johnson, C. A. Tipton, H. G. Robinson. J. Phys., B11, 927, 1978.
- [6] A. V. Phelps. Phys. Rev., 99, 1307, 1955.

Поступило в Редакцию 25 августа 1979 г.

УДК 535.34

ИССЛЕДОВАНИЕ ВРАЩАТЕЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ СПЕКТРА ПОГЛОЩЕНИЯ C_2H_2 В ОБЛАСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ НЕОДИМОВОГО ЛАЗЕРА

В. П. Лопасов, Л. Н. Синица и А. М. Солодов

Спектр поглощения ацетилена в области излучения неодимового лазера 9240—9520 $см^{-1}$ был получен ранее [1] на внутривибрационном спектрометре с разрешением 0.08 $см^{-1}$ и чувствительностью к поглощению $10^{-7} см^{-1}$. Высокая чувствительность спектрометра позволила зарегистрировать большое количество новых линий колебательно-вращательных полос 2100⁰1' и 1200⁰3', провести идентификацию линий, а также интерпретацию колебательных переходов. Из-за малого расстояния $\sim 0.1 см^{-1}$ между линиями на спектрометре не удалось разрешить Q-ветви полос с $J < 7$.

В настоящей работе осуществлена регистрация неразрешенных ранее линий C_2H_2 и уточнены значения вращательных постоянных молекулы. Измерения выполнены с разрешением $\sim 10^{-3} см^{-1}$ на неодимовом внутривибрационном лазерном спектрометре, описание работы и параметры которого даны в [2].

Спектр C_2H_2 , зарегистрированный при давлении 8 тор в области 9364.6—9366.6 $см^{-1}$, приведен на рисунке, а. Для сравнения на рисунке, б приведен спектр Q-ветви полосы 2100⁰1' C_2H_2 , зарегистрированный в работе [1]. Положения центров линий Q-ветви полосы 2100⁰1', измеренные интерферометрическим методом с точностью 0.005 $см^{-1}$ относительно линии водяного пара 9366.5941 $см^{-1}$, приведены в таблице (значение положения центра линии перехода 8_6-7_3 полосы 111 → 000 водяного пара получено из значений вращательных уровней энергии состояний 111 и 000 [3, 4]).

Проведенные измерения положений центров линий подтверждают идентификацию линий Q-ветви, данную в работе [1]. Q-ветвь полосы 2100⁰1' определяется переходом на d-подуровни верхнего колебательного состоя-