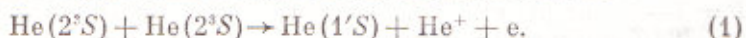


И. Я. ФУГОЛЬ, О. Н. ГРИГОРАЩЕНКО, Д. А. МЫШКИС

КИНЕТИКА ПАРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ АТОМОВ ГЕЛИЯ 2^3S ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

(Представлено академиком Р. З. Сагдеевым 4 XI 1970)

1. Долгоживущее метастабильное состояние 2^3S атома гелия играет важную роль в процессах столкновений в гелиевой плазме. Одним из основных процессов объемного разрушения этого состояния в распадающейся плазме является парное взаимодействие возбужденных атомов. Притяжение двух метастабильных атомов (м.а.) характеризуется большой величиной константы Ван-дер-Ваальса $C = 3,29 \cdot 10^3$ а. е. $= 3,16 \cdot 10^{-37}$ CGS ⁽¹⁾. При столкновении двух м.а. в 2^3S -состояниях образуется неустойчивая квазимолекула гелия, которая распадается по автоионизационной схеме (типа реакции Пеннинга), в результате чего происходит дополнительная ионизация плазмы с образованием горячего электрона и иона He^+ :



В нашей работе исследована температурная зависимость и получены значения скорости процесса (1) при низких (от 120 до 6°K) температурах. Экспериментальное определение константы реакции (1) связано со значительными трудностями, поскольку существует еще несколько конкурирующих процессов разрушения м.а. При низких температурах (4—100°K) основными среди них являются диффузионное затухание концентрации 2^3S He и столкновение м.а. с электронами. Уравнение, описывающее кинетику концентрации м.а. (M), имеет вид

$$\partial M / \partial t = D \nabla^2 M - k M^2 - k_e n M, \quad (2)$$

где D — коэффициент диффузии, k — константа скорости процесса (1), k_e — константа скорости процесса столкновения м.а. с электроном, n — концентрация электронов. Диффузионные потери уменьшаются как за счет понижения температуры ⁽²⁾, так и за счет увеличения давления газа. Наиболее сложным является разделение последних двух процессов, поскольку эксперименты и оценки показывают, что константы k и k_e имеют одинаковый порядок величины.

2. Концентрация м.а. определялась абсорбционным методом ⁽³⁾. Измеряемой величиной является интенсивность резонансной линии 3889 Å от внешнего источника, прошедшей через цилиндрический сосуд с плазмой. Использовались сосуды с диаметрами 8 и 22 мм и длиной 39 мм. Более длинные трубки не могли быть применены из-за размеров оптического криостата. Предварительный вакуум в системе составлял $1 \cdot 10^{-7}$ мм рт. ст.; гелий для измерений отбирался из паров над жидкостью, проходил через U-образную трубку со специальным фильтром; находившимся в жидком гелии, а затем поступал в разрядный сосуд. Спектральные измерения проводились с помощью спектрографа и фотоумножителя с катодным повторителем. Генератор задержанных импульсов запускал развертку осциллографа в любой момент послесвечения, что позволило измерять интенсивность прошедшего сигнала с возрастающим усилением и хорошим временным разрешением.

Относительное интегральное поглощение $A = \Delta I / I$ зависит от оптической толщины $x = k_0 l$, где $k_0 l$ — коэффициент поглощения в центре доплеровского контура линии поглощения, l — длина поглощающей плазмы. Функция $A(x)$ при низких температурах и высоких концентрациях м.а. является нелинейной и достаточно сложной. Она табулировалась на ЭВМ с учетом триплетной структуры линий излучения и поглощения. Компоненты линии поглощения описывались фойгтовским, а компоненты линии излучения — доплеровским контуром. $A(x)$ для триплетной линии гелия 3889 Å протабулирована до значений $x = 500$ в интервале температур 5—300° К, давлений газа 5—80 мм рт. ст. Численные расчеты описаны в (3, 4).

По экспериментально измеренному относительному поглощению A и соответствующей расчетной кривой A от $k_0 l$ можно определить абсолютную концентрацию

$$M = k_0 (mc \Delta_a) / (\pi^{1/2} e^2 f), \quad (3)$$

где Δ_a — доплеровская ширина линии поглощения, $f = 0,065$ — интегральная сила осциллятора перехода $2^3S - 3^3P$, m и e — масса и заряд электрона, c — скорость света. Надежное определение концентрации м. а. при низких температурах невозможно без численных расчетов зависимости A от $k_0 l$.

3. Выполнены многочисленные эксперименты при различных длительностях импульса возбуждения (2—30 мсек.) и различных напряжениях (400—2000 в). При этом температуры охлаждения разрядной трубки были 120, 77, 10 и 4,2° К. Исследования проводились в интервале давлений $P = 1$ —80 мм рт. ст. (P приведены к комнатной температуре, $P = P_r \times \times 239 / T$.) Кинетика распада м.а. в сильной степени зависит от условий возбуждения плазмы. Скорость разрушения м. а. увеличивается с возрастанием длительности импульса τ и амплитуды высокочастотного напряжения U . При больших τ и U увеличивается концентрация электронов в разряде, и скорость распада состояния 2^3S определяется не только парными столкновениями, но и столкновениями м.а. с электронами. Поэтому разрушение в процессе (1) можно выделить только при возбуждении плазмы предельно короткими импульсами малой мощности, когда $kM > k_n$. Отметим, что в условиях такого слабого возбуждения плазмы это неравенство выполняется в начальные моменты после прекращения импульса в течение нескольких миллисекунд. В дальнейшем условие $kM > k_n$ нарушается, так как разрушение м.а. происходит быстрее, чем убыль электронов. Поэтому приводимые данные относятся к случаю коротких импульсов и малых напряжений. При этом нагрев атомов в разряде невелик (3) и их температура лишь на несколько градусов выше температуры стенок сосуда с плазмой.

На рис.1 показаны зависимости абсолютной концентрации м.а. от времени при трех давлениях плазмы и охлаждении жидким азотом. Видно, что начальные участки кривых следуют линейной зависимости $M^{-1}(t) = M_0^{-1} + kt$, что соответствует разрушению м.а. в процессе (1). Наклон касательных дает константы скорости k . Начиная с двух миллисекунд, зависимость $M^{-1}(t)$ отклоняется от линейной. Это отклонение наступает тем раньше, чем больше мощность, вводимая в разряд. Обработка нескольких десятков экспериментальных кривых показала, что константа k не зависит, в то время как степень отклонения зависимости $M^{-1}(t)$ от линейной и характерное время, при котором начинается это отклонение, зависят от давления. Усредненное по многочисленным экспериментальным кривым значение постоянной k при $T = 80^\circ \text{К}$ оказалось равным $(1,65 \pm \pm 0,2) \cdot 10^{-9} \text{ см}^3 \cdot \text{сек}^{-1}$. Измеренная нами в (6) зависимость эффективного коэффициента k от P была получена в условиях более мощного возбуждения плазмы, когда реакция (1) не была достаточно чисто выделена среди других процессов, влияющих на кинетику разрушения м.а.

Аналогичные кривые разрушения были получены и при всех других температурах. При $T = 120^\circ \text{K}$ экспериментальное среднее $k = (1,7 \pm 0,2) \cdot 10^{-9} \text{ см}^3 \cdot \text{сек}^{-1}$. По мере понижения температуры величина k уменьшается. Рис. 2 иллюстрирует зависимость $M^{-1}(t)$ при охлаждении плазмы жидким гелием, когда температура атомов в плазме составляет $(6-10)^\circ \text{K}$. Здесь было получено значение $k = (1,3 \pm 0,2) \cdot 10^{-9} \text{ см}^3 \cdot \text{сек}^{-1}$.

4. Сравним экспериментальные данные с теорией. Вероятность столкновения двух м. а. определяется сечением их взаимного захвата σ и обус-

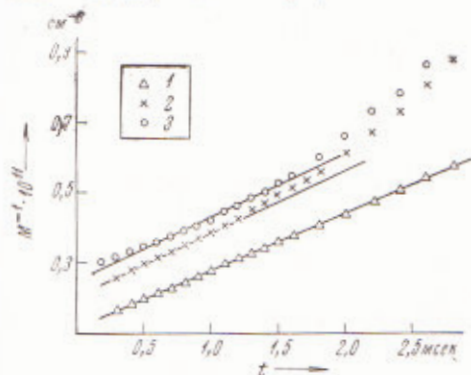


Рис. 1

Рис. 1. Зависимость M^{-1} от времени при $T = 80^\circ \text{K}$, $\tau = 4 \text{ мсек}$, $U = 500 \text{ в}$. 1 — $P = 10 \text{ мм рт. ст.}$, $k = 1,55 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3 \cdot \text{сек}^{-1}$; 2 — $P = 20 \text{ мм рт. ст.}$, $k = 1,7 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3 \cdot \text{сек}^{-1}$; 3 — $P = 40 \text{ мм рт. ст.}$, $k = 1,65 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3 \cdot \text{сек}^{-1}$.

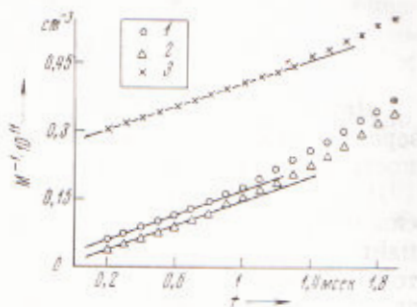


Рис. 2

Рис. 2. Зависимость M^{-1} от времени при $T = (6-10)^\circ \text{K}$, $\tau = 6 \text{ мсек}$, $U = 500 \text{ в}$. 1 — $P = 3 \text{ мм рт. ст.}$, $k = 1,3 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3 \cdot \text{сек}^{-1}$; 2 — $P = 10 \text{ мм рт. ст.}$, $k = 1,38 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3 \cdot \text{сек}^{-1}$; 3 — $P = 45 \text{ мм рт. ст.}$, $k = 1,20 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3 \cdot \text{сек}^{-1}$.

ловлена притяжением Ван-дер-Ваальса. С учетом сохранения полного спина в распаде (1) константа k выражается через среднее по скорости значение $\langle gv \rangle$ (см., например, (1)):

$$k = \frac{4}{9} \langle gv \rangle = \frac{6\pi^{1/2}}{2^{1/2}} \Gamma\left(\frac{5}{3}\right) \frac{C^{1/2}}{\mu_a^{1/2}} (\kappa T)^{1/2}, \quad (4)$$

где $\Gamma(5/3) = 0,903$, μ_a — приведенная масса атома гелия. После численной подстановки имеем $k = 0,71 \cdot 10^{-9} T^{1/2} \text{ см}^3 \cdot \text{сек}^{-1}$. Видно, что постоянная k не зависит от давления и слабо уменьшается при понижении температуры. Теоретические значения $k \cdot 10^9$ при 300, 120, 80 и 10°K соответственно равны 1,83; 1,58; 1,48; 1,05. Они удовлетворительно согласуются с нашими экспериментальными величинами, а также с результатом (7) $k = 2 \cdot 10^{-9}$ при 300°K .

Авторы выражают благодарность В. Грацерштейну и Р. Ляшенко за помощь в измерениях и обработке экспериментальных данных.

Физико-технический институт низких температур
Академии наук СССР
Харьков

Поступило
21 X 1970

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ K. L. Bell, A. Dalgarno, A. E. Kingston, Proc. Phys. Soc., Ser. 2, 4, 18 (1968). ² И. Я. Фуголь, П. Л. Пахомов, ЖЭТФ, 53, 866 (1967). ³ Д. А. Мышкис, И. Я. Фуголь, Тр. Физико-технич. инст. низких температур, в. 4, 204 (1968). ⁴ И. Я. Фуголь, О. Н. Григорашенко, Д. А. Мышкис, Там же, в. 5, 50 (1969). ⁵ И. Я. Фуголь, Г. П. Резников, Ю. Ф. Шевченко, ЖЭТФ, 56, 1533 (1969). ⁶ П. Л. Пахомов, И. Я. Фуголь, ДАН, 159, 57 (1964). ⁷ A. P. Phelps, J. P. Molnar, Phys. Rev., 89, 1262 (1953).