

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕЗАКТИВАЦИИ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ АТОМОВ КСЕНОНА В ПОСЛЕСВЕЧЕНИИ

Г. Н. Герасимов и С. Я. Петров

Исследована кинетика разрушения метастабильных атомов ксенона в послесвечении импульсного электрического разряда. Эксперименты проводились при давлениях  $0.2 < p < 0.7$  тор и начальных плотностях электронов  $\sim 10^{13}$  см<sup>-3</sup>. Установлено, что основную роль в разрушении метастабильного состояния  $^3P_2$  в раннем послесвечении ( $t < 10^{-3}$  с) играют столкновения с электронами. На более поздних стадиях дезактивация происходит в основном за счет диффузии, действие которой тормозится рекомбинацией, приводящей к заселению исследуемого состояния.

Настоящая работа посвящена исследованию кинетики процессов, приводящих к дезактивации метастабильных атомов ксенона в послесвечении импульсного электрического разряда.

Концентрация метастабильных состояний измерялась методом поглощения [1]. Блок-схема экспериментальной установки изображена на рис. 1. Исследуемая разрядная трубка с ксеноном длиной  $l = 400$  мм и радиусом  $r = 17$  мм облучалась импульсно светом другого источника. Разряд в исследуемой трубке создавался прямоугольным импульсом амплитудой 3 кВ, длительностью 50 мкс и частотой следования 50 Гц. Излучение просвечивающего источника, который питался аналогичными импульсами длительностью 10 мкс, могло задерживаться на любое время относительно окончания разряда в исследуемой трубке в диапазоне от 0 до 20 мс. При очистке ксенона использовалось его свойство вымораживаться жидким азотом; кроме того, при подготовке эксперимента применялись танталовые геттеры.

Рис. 1. Блок-схема установки.  
1 — просвечивающий источник, 2 — исследуемая трубка, 3 — монохроматор, 4 — система регистрации, 5, 6 — импульсные генераторы питания разрядных трубок, 7 — система синхронизации.

Опыты проводились при давлениях  $0.2 \text{ тор} < p < 0.7 \text{ тор}$ , когда полуширина используемой линии была обусловлена эффектом Доплера, а разряд равномерно заполнял трубку. Концентрация электронов в послесвечении определялась по методу, изложенному в работе [2].

Наиболее заселенным в послесвечении оказалось метастабильное состояние  $6s^3P_2^0$ , хотя концентрация его ( $N_m \sim 10^9 \div 10^8$  см<sup>-3</sup>) гораздо меньше соответствующих электронных концентраций ( $n_e \sim 10^{13} \div 10^{12}$  см<sup>-3</sup>).

Плотность метастабильных состояний связана простым соотношением с величиной поглощения в центре линии  $\alpha_0$  [5].

$$N_m = 1.2 \cdot 10^{19} \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2 f_{ik}} \alpha_0, \quad (1)$$

где  $\Delta\lambda$  — доплеровская полуширина исследуемой линии;  $\lambda, f_{ik}$  — длина волны и сила осциллятора исследуемого перехода. Для линии 823.1 нм

ста осциллятора составляет величину  $f=0.428$  [4]. При этом  $N_m$  определяется выражением  $N_m=1.26 \cdot 10^9 \kappa_0 l$ , здесь  $l$  — длина поглощающего слоя.

На рис. 2 приведены зависимости  $n_e$  и  $N_m$  от времени. Из этого рисунка видно, что скорость дезактивации метастабильных атомов меняется: в раннем послесвечении ( $t < 10^{-3}$  с) она велика, затем резко уменьшается ( $10^{-3}$  с  $< t < 10^{-2}$  с) и вновь увеличивается в позднем послесвечении ( $t > 10^{-2}$  с). По-видимому, такое изменение плотности метастабильных состояний связано с тем, что в раннем послесвечении они разрушаются за счет ступенчатого возбуждения быстрыми электронами, а при време

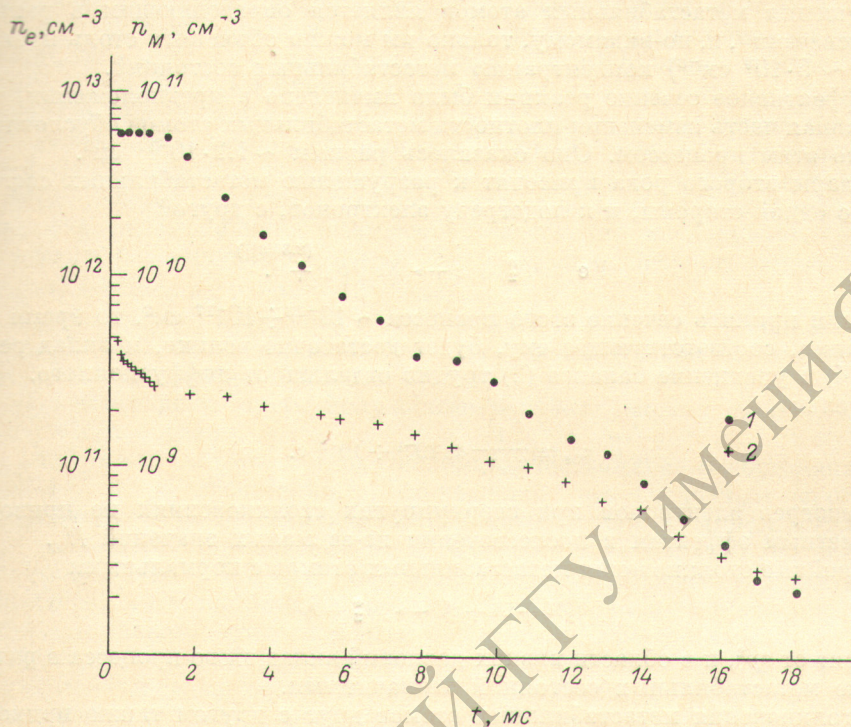


Рис. 2. Изменение концентрации электронов (1) и метастабильных атомов (2) в послесвечении ( $p=0.6$  тор).

нах  $t > 10^{-3}$  с — за счет диффузии и ударов второго рода с электронами. Кроме того, в диапазоне времен  $10^{-3} < t < 10^{-2}$  с дезактивация существенно тормозится рекомбинацией на метастабильное состояние. Чтобы убедиться в этом, рассмотрим уравнение баланса, описывающее кинетику изменения концентрации метастабильных атомов, и проанализируем его.

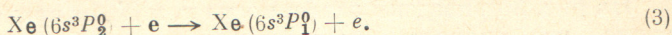
Уравнение баланса имеет вид

$$\frac{dN_m}{dt} = k_p n_e^2 - k_{1e} n_e N_m - k_{2e} n_e N_m - \frac{D}{L^2 p} N_m - z p^2 N_m - \theta N_m^2. \quad (2)$$

Здесь  $k_p$  — коэффициент скорости рекомбинации, приводящей к заселению метастабильного уровня в см<sup>3</sup>/с;  $k_{1e}$ ,  $k_{2e}$  — коэффициенты скоростей разрушения метастабильных атомов электронами за счет ступенчатого возбуждения и ударов второго рода в см<sup>3</sup>/с;  $D$  — коэффициент диффузии в тор·см<sup>2</sup>/с;  $L^2$  — диффузионная длина трубки;  $[1/L^2 = (\pi/e)^2 + (2.4/r)^2]$  — коэффициент скорости тройных столкновений метастабильного атома с двумя нормальными в тор<sup>2</sup>/с;  $\theta$  — коэффициент скорости разрушения метастабильных атомов при столкновении их друг с другом в см<sup>3</sup>/с.

Рассмотрим каждый из членов, входящих в правую часть уравнения (2), и оценим времена релаксации соответствующих им процессов.

Взаимодействие метастабильных атомов с быстрыми электронами приводит к возбуждению соседнего  $6s^3P^1$ -состояния, с которого разрешен переход в основное. Схематически эту реакцию можно записать так



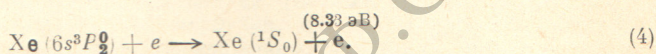
Время релаксации этого процесса

$$\tau_{1e} \approx \frac{1}{k_{1e}n_e} \approx \frac{1}{\langle \sigma v \rangle n_e} \sim 2 \cdot 10^{-4} \text{ с.}$$

Здесь  $\sigma$  — сечение процесса,  $v$  — скорость электронов. Этот механизм разрушения метастабильных атомов является определяющим в раннем послесвечении, и, по-видимому, только им можно объяснить столь низкую ( $\text{max} \sim 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ ) концентрацию метастабильных состояний.

Эффективное сечение реакции было вычислено в предположении, что начальная часть изменения плотности метастабильных атомов обусловлена только этим процессом. Оно оказалось равным  $\sim 1.2 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ .

Удары второго рода приводят к разрушению метастабильных состояний, с одной стороны, и к подогреву электронов, с другой



Если принять сечение этого процесса  $\sim 10^{-18} \div 10^{-17} \text{ см}^2$ , то время релаксации, соответствующее ему, будет достаточно велико, и вклад реакции (4) в уравнение баланса (2) трудно отделить от диффузионного. Действительно,

$$\tau_{2e} \approx \frac{1}{k_{2e}n_e} \approx 10^{-1} \div 10^{-2} \text{ с.}$$

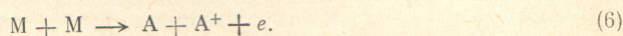
Разогрев электронов при сверхупругих столкновениях не приводит к заметным эффектам в послесвечении из-за малых значений  $N_m$ .

Тройные столкновения метастабильных атомов с нормальными



зависят от  $zr^2$ , и в области низких давлений вклад этого процесса в разрушение метастабильных состояний незначителен.

Столкновения метастабильных атомов друг с другом также приводят к уменьшению их плотности



Время релаксации этого процесса

$$\tau \approx \frac{1}{\theta N_m} \approx \frac{1}{\langle \sigma_m v_m \rangle N_m} \sim 10^2 \text{ с,}$$

здесь  $\sigma_m$  — сечение процесса, взятое равным  $10^{-14} \text{ см}^2$ , а  $v_m$  — скорость метастабильных атомов. Эта оценка дает основание полагать, что вкладом реакции (6) в уравнение (2) можно пренебречь.

Влияние диффузии на разрушение метастабильных состояний в области низких давлений велико. Однако определяющую роль диффузия играет в позднем послесвечении при  $t > 10^{-2} \text{ с}$ . Действительно, по данным работы [3], коэффициент диффузии метастабильных атомов ксенона в ксеноне  $D = 13 \text{ тор см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ , ему соответствует время релаксации

$$\tau_D = \frac{L^2 p}{D} \approx 10^{-2} \text{ с.}$$

Так как реакция (3) эффективно идет при достаточно высоких температурах электронного газа, нами было вычислено (см. Приложение) время остывания электронов в распадающейся ксеноновой плазме, т. е. то время, за которое температура электронов релаксирует к температуре атомов ( $T_a = 300 \text{ K}$ ). В ксеноне, как известно, существует резкий минимум в за-

висимости сечения упругих столкновений с электронами в области низких энергий (эффект Рамзауэра). Так как упругие столкновения являются основной причиной остывания электронов в распадающейся плазме [2], то эффект Рамзауэра приводит к увеличению времени остывания электронов. Вычисленное время оказалось равным

$$\tau_{\text{ост.}} = \frac{5.4 \cdot 10^{-4}}{p} \text{ с.}$$

Поведение плотности метастабильных атомов и электронов на начальных временах (рис. 2) показывает, что затягивание времени остывания электронов приводит, с одной стороны, к резкому уменьшению плотности метастабильных атомов, и, с другой стороны, к замедлению рекомбинационного процесса. Увеличение скорости рекомбинации в дальнейшем, как и замедление дезактивации метастабильных состояний, объясняется уменьшением температуры электронов. Медленное изменение плотности метастабильных атомов в области от  $10^{-3}$  до  $10^{-2}$  с обусловлено влиянием рекомбинационного процесса, приводящего к заселению исследуемого уровня. Анализ экспериментальных данных показывает, что коэффициент скорости рекомбинации, вызывающей заселение исследуемого уровня, оценивается величиной  $k_p \sim 10^{-13} \text{ см}^3/\text{с}$ . Полная скорость рекомбинации при этих условиях равна  $\sim 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$ .

Сравнивая эти величины, можно сделать вывод, что в условиях эксперимента лишь незначительная часть рекомбинирующих частиц приводит к образованию метастабильных атомов.

Основные результаты, полученные в работе, можно сформулировать следующим образом.

Исследован механизм дезактивации метастабильного состояния  $6s^3P_2^0$  ксенона в послесвечении. Установлено, что основным процессом, приводящим к разрушению метастабильных атомов в раннем послесвечении, являются столкновения их с быстрыми электронами; сечение этого процесса равно  $\sim 1.2 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ . В позднем послесвечении дезактивация метастабильных состояний определяется в основном диффузионным процессом и ударами второго рода с медленными электронами.

Авторы благодарны О. П. Бочковой за полезное обсуждение и предоставленную зависимость оптической плотности от величины полного поглощения с учетом сверхтонкой структуры в ксеноне.

### П р и л о ж е н и е

Для вычисления времени остывания электронов в послесвечении ксенона решалось уравнение Больцмана. При этом считалось, что функции распределения электронов и атомов максвелловские, остывание электронов происходит за счет парных упругих столкновений с атомами,  $n_e \ll n_a$ . Кроме того, предполагалось, что газ однородный и изотропный, внешние поля отсутствуют и полное сечение упругих столкновений совпадает с транспортным.

При этих условиях уравнение Больцмана запишется так:

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} = -S(f_0), \quad (\text{П. 1})$$

где  $f_0 = (m/2\pi kT_e)^{3/2} \exp(-mv^2/2kT_e)$  — функция распределения;

$$S(f_0) = \frac{1}{v^2} \frac{d}{dv} \left\{ v^2 \nu(v) \left[ \frac{kT_a}{M} \frac{\partial f_0}{\partial v} + \frac{m}{M} f_0 v \right] \right\}$$

интеграл столкновений в форме Фоккера—Планка;  $T_a$ ,  $T_e$  — атомная и электронная температуры;  $m$ ,  $M$  — масса электронов и атомов;  $v$  — скорость электронов;  $\nu(v)$  — частота соударений электронов с атомами. Частота соударений  $\nu(v) = n_a \sigma(v) v$ , где  $n_a$  — концентрация атомов, а  $\sigma(v)$  — полное сечение упругих столкновений. Зависимость полного

сечения от скорости электронов [6, 7] в области низких энергий аппроксимируем параболой  $\sigma = a(v-b)^2 + c$ . Для ксенона  $a = 1.23 \cdot 10^{-30}$ ,  $b = 0.805$ ,  $c = 7.9 \cdot 10^{-17}$ .

Подставим в интеграл столкновений вместо частоты столкновений ее выражение через сечение, умножим обе части (II.1) на  $mv^2/2$  и проинтегрируем по пространству скоростей. В результате интегрирования получим

$$\frac{dT_e}{dt} = \delta \nu_{\text{эфф.}}(T_e) (T_e - T_a), \quad (\text{II.2})$$

здесь  $\delta = 2m/M$  — энергия, теряемая электроном при одном столкновении с атомом, а  $\nu_{\text{эфф.}}(T_e)$  — эффективная частота столкновений

$$\nu_{\text{эфф.}}(T_e) \equiv n_a \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m}} \left[ 8a \frac{kT_e}{m} - \frac{5}{4} \pi ab \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m}} + \frac{4}{3} (ab^2 + c) \right].$$

Решив уравнение (II.2), можно найти закон изменения электронной температуры. Время остывания, т. е. то время, за которое электронная температура становится равной атомной ( $T_a = 300$  К), получается из (II.2) порядка

$$\tau_{\text{ост.}} = \frac{1}{\delta \nu_{\text{эфф.}}(T_a)} \approx \frac{5.4 \cdot 10^{-4}}{R} \text{ с.}$$

#### Литература

- [1] А. Митчелл и М. Земанский. Резонансное излучение и возбужденные атомы. ОНТИ, 1937.
- [2] Г. Н. Герасимов, Р. И. Лягущенко, Г. П. Старцев. Опт. и спектр., 30, 606, 1971.
- [3] J. P. Molnar. Phys. Rev., 83, 940, 1951.
- [4] А. В. Логинов. Материалы семинара по теории атомов и атомных спектров, 47. Тбилиси, 1975.
- [5] С. Э. Фриш. В сб.: Спектроскопия газоразрядной плазмы. «Наука», 1970.
- [6] С. Браун. Элементарные процессы в плазме газового разряда. Госатомиздат, 1961.
- [7] Ю. К. Гуськов, Р. В. Саввов, В. А. Слободянюк. Тез. VI ВКЭАС, 106. Тбилиси, 1975.

Поступило в Редакцию 7 июля 1975 г.