

ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЙ ЭФФЕКТИВНЫЙ МЕХАНИЗМ ВОЗБУЖДЕНИЯ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ В ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЕ

Е. Н. Рагозин

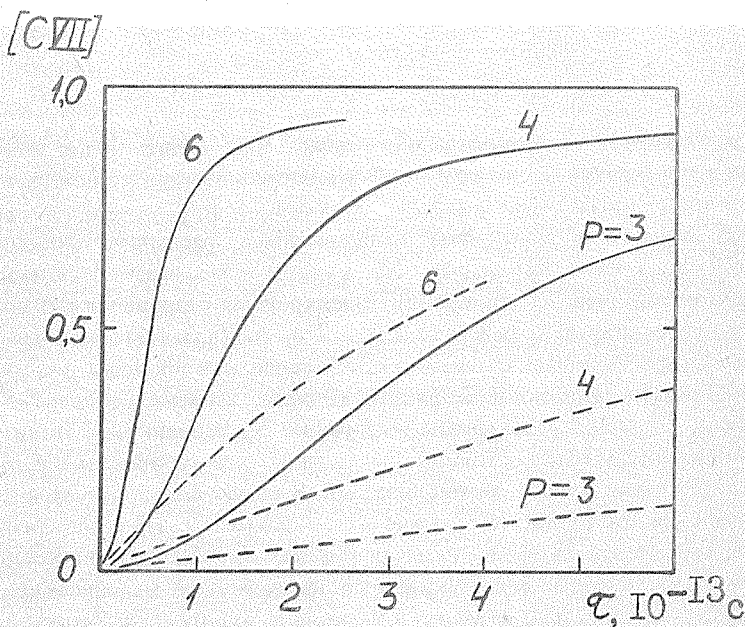
УДК 533.92

*Исследован новый эффективный механизм возбуждения многозарядных ионов в плотной плазме, обусловленный радиационно-столкновительной ионизацией автоионизационных состояний иона предыдущей кратности ионизации $(X_Z(a_0)+e \rightarrow X_{Z-1}^{**}(a_n l) \xrightarrow{-e} X_Z^*(a_0+e)$.*

При электрон-ионных столкновениях может происходить захват электрона ионом с образованием дважды возбужденного автоионизационного состояния в ионе предыдущей кратности ионизации. В разреженной плазме указанный захват с последующим радиационным распадом, проходящий по схеме $X_Z(a_0) + e \rightarrow X_{Z-1}^{**}(a_n l) \rightarrow X_{Z-1}^*(a_0 n l) + h\nu$, называется диэлектронной рекомбинацией. Столкновения с электронами разрушают высоковозбужденные состояния $a_0 n l$ ($X_{Z-1}^*(a_0 n l) \xrightarrow{-e} X_Z(a_0) + e$), поэтому эффективная скорость диэлектронной рекомбинации как процесса, участвующего в формировании ионизационного баланса, зависит от электронной плотности N_e / I . При дальнейшем увеличении N_e радиационно-столкновительная ионизация (РСИ) состояний $a_n l$ начинает конкурировать с радиационными переходами $a \rightarrow a_0$ и автоионизацией. В результате образуется ион Z в возбужденном состоянии: $X_{Z-1}^{**}(a_n l) \xrightarrow{-e} X_Z^*(a) + e$. Пунктирная стрелка обозначает последовательность элементарных процессов, приводящих к РСИ. Как будет показано ниже, указанный эффективный механизм возбуждения ионов в плотной плазме может в несколько раз превосходить скорость прямого возбуждения из основного состояния. Для определения роли дополнительного механизма возбуждения, обусловленного захватом электрона ионом на автоионизационное состояние иона предыдущей кратности, необходимо знание времени РСИ с возбужденных состояний (ВС).

Исследование динамики РСИ с ВС проводилось нами в рамках нестационарной радиационно-столкновительной 15-уровневой модели H- и He-подоб-

ного иона, описанной в /2, 3/. Для этого находилась нестационарная функция Грина $G_p(n, \tau)$, т. е. рассчитывалась эволюция во времени распределения относительных заселенностей $a_Z(n)$ при постоянных N_i, T_e и начальном δ -образном распределении заселенностей по уровням $a(n) = \delta_{np}$. Интегрирование системы 32 кинетических уравнений проводилось методом Рунге – Кутты на ЭВМ PDP-11/70. Результаты расчетов, выполненных для иона CVI, обобщаются на случай H-подобных ионов с произвольным Z, если рассматривать их в приведенных переменных $\Theta = T_e/Z^2 Ry$, $\eta = N_e/Z^7$ и $\tilde{\tau} = \tau Z^4$. Знание функции Грина дает, в частности, время τ_p^i и вероятность G_p^i РСИ с ВС. Время τ_p^i определяется нами как время, за которое концентрация ядер достигает $1 - \exp(-1) \approx 0,63$ от своего асимптотического значения G_p^i . Вероятность G_p^i совпадает со значением $G_p(Z+1, \tau)$ при временах $\tau \gg \tau_p^i$, где $Z+1$ обозначает ион следующей кратности ионизации.



Р и с. 1. Зависимость $G_p(\text{CVII}, \tau)$ для $p = 3, 4, 6$ ($T_e = 90$ эВ, $N_i = 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$). Пунктирные линии – ход процесса при наличии лишь прямой ионизации с уровней $p = 3, 4, 6$, т.е. $1 - \exp(-N_e c^i(p)\tau)$.

На рис. 1 показана зависимость от времени концентрации ядер G_p (CVII, τ) для $p = 3, 4$ и 6 , (при $\tau = 0$ $G_p(n, 0) = \delta_{np}$). Пунктирными линиями показан ход процесса при наличии лишь прямой ионизации с уровней $p = 3, 4$ и 6 , т. е. зависимость $1 - \exp(-N_e c^i(p) \tau)$. Как известно, с увеличением n скорость возбуждения $c(n, n+1)$ растет быстрее, чем скорость ионизации $c^i(n)$ ($c(n, n+1) \propto n^4$, $c^i(n) \propto n^2$). Из-за этого, прежде чем оказаться в состоянии непрерывного спектра, электрон успевает совершить восходящее движение по ВС. Поэтому РСИ с ВС идет за время τ_p^i существенно меньшее, чем время $[N_e c^i(p)]^{-1}$, обусловленное прямой ионизацией. Значения $N_e \tau_p^i$ для $p = 2-8$, определенные из численных расчетов, представлены в табл. 1. Они сопоставлены со скоростью прямой ионизации $c^i(p)$ и столкновительного увода $c(p, p+1)$. Для нижних уровней ($p = 2, 3$) τ_p^i оказывается порядка $[N_e c(p, p+1)]^{-1}$. Для более высоких уровней, где отличие движения электрона по уровням от диффузионного проявляется в меньшей степени, $\tau_p^i \propto p^{-2}$, причем время РСИ меньше времени прямой ионизации в 6-7 раз. Для ионов $[H]Z$ время РСИ для $p = 2, 3$ составляет $\tau_2^i = 1,1 \cdot 10^6 Z^3 N_e^{-1}$ и $\tau_3^i = 2,09 \cdot 10^5 Z^3 N_e^{-1}$.

Т а б л и ц а 1

Сравнение скорости РСИ со скоростью прямой ионизации и скоростью столкновительного увода для иона CVI

P	2	2	3	4	5	6	8
$N_e \tau_p^i, c \cdot \text{см}^{-3}$	2,1+8	2,5+8	4,5+7	1,8+7	1,0+7	6,4+6	3,6+6
$[c^i(p)]^{-1}, c \cdot \text{см}^{-3}$	1,3+9	3,2+9	3,9+8	1,3+8	6,4+7	4,2+7	2,2+7
$[c(p, p+1)]^{-1}, c \cdot \text{см}^{-3}$	2,6+8	3,3+8	4,2+7	1,2+7	4,4+6	2,1+6	6,1+5
$T_e, \text{эВ}$	198,5	90					

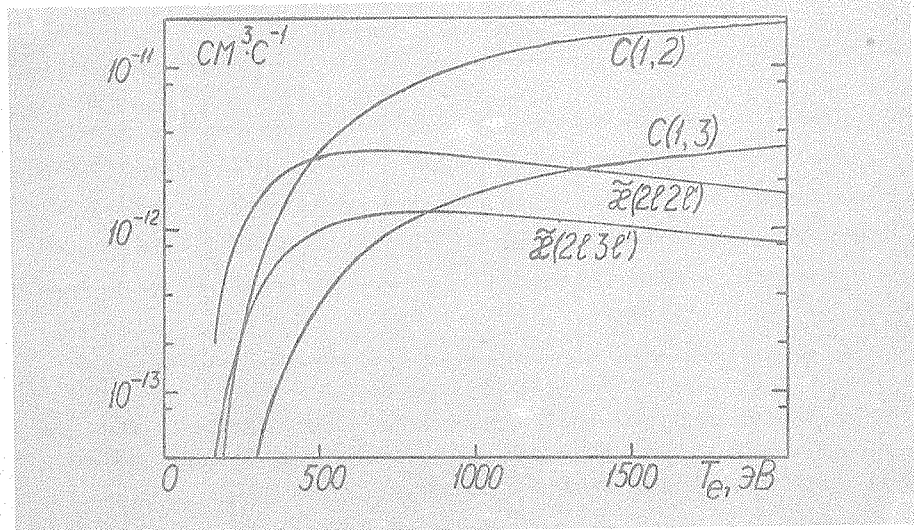
Эффективная скорость возбуждения иона, обусловленного захватом электрона ионом на автоионизационное состояние иона предыдущей кратности с последующей РСИ, дается выражением

$$c_{\text{ef}}(a_0, a) = \sum_{nl} W(a_0, anl) \frac{\tilde{W}_n^i}{A(a, a_0) + W_a + \tilde{W}_n^i} \quad (1)$$

(предполагается, что уровни anl с различными l заселены пропорционально их статистическому весу), где $W(a_0, anl)$ — вероятность захвата в единицу времени на автоионизационный уровень anl иона $Z - 1$; A , W_a и $\tilde{W}_n^i = (\tau_n^i)^{-1}$ — вероятности в единицу времени соответственно радиационного перехода, автоионизации и РСИ. В пределе $N_e \rightarrow \infty$ величина C_{ef} приближается к суммарной скорости захвата на автоионизационные уровни $\tilde{\kappa}(a_0, a) = \sum_{nl} W(a_0, anl)$. Используя универсальные соотношения между скоростями прямых и обратных процессов, выразим скорость захвата $\tilde{\kappa}$ через вероятность автоионизации

$$\tilde{\kappa}(\gamma) = \frac{g_{Z-1}(\gamma)}{g_Z(a_0)} \frac{4\pi^{3/2} a_0^3}{(Z-1)^3 \Theta^{3/2}} e^{-\beta W_a(\gamma, a_0)}, \quad (2)$$

где $g_{Z-1}(\gamma)$ — статистический вес уровня; $\gamma = anl$; $a_0 = \frac{\hbar^2}{me^2}$; $\Theta = \frac{T_e}{(Z-1)^2 Ry}$; $\beta = \frac{E(\gamma) - E(a_0)}{T_e}$.



Р и с. 2. Скорость захвата $\tilde{\kappa}$ на автоионизационные уровни $2l2l'$ и $2l3l'$ иона $MgXI$ и борн-кулоновская скорость возбуждения $c(1,n)$ уровней 2,3 иона $MgXII$ из основного состояния.

На рис. 2 представлена полная скорость захвата на уровни конфигурации $2I2I'$ и $2I3I'$ иона $MgXI$. Вероятности автоионизации взяты из [4]. Для сравнения приведены борн-кулоновские скорости возбуждения уровней $n = 2, 3$ иона $MgXII$ по данным [5]. Как видно, скорость захвата на уровни $2I2I'$ и $2I3I'$ превосходит скорость возбуждения уровня $n = 2$ соответственно при $T_e < 500$ и $T_e < 250$ эВ.

Рассмотрим зависимость $c_{ef}(1,2)$ от N_e . Имея в виду ионы $[H]Z$ с $Z < 20$, для которых $A(2,1) < W_a(2I2I')$, находим эффективную скорость возбуждения уровня $n = 2$, обусловленную захватом на уровни $2I2I'$ (3) и $2I3I'$ (4)

$$c_{ef}^{2I2I'}(1,2) = \frac{2\tilde{\kappa}(2I2I')(\tau_2^1)^{-1}}{W_a(2I2I') + 2(\tau_2^1)^{-1}} = \frac{\tilde{\kappa}(2I2I') N_e / (Z-1)^3}{5,6 \cdot 10^{19} + N_e / (Z-1)^3} \quad (3)$$

$$c_{ef}^{2I3I'}(1,2) = \frac{\tilde{\kappa}(2I3I')(\tau_3^1)^{-1}}{W_a(2I3I') + A(2,1) + (\tau_3^1)^{-1}} =$$

$$= \frac{\tilde{\kappa}(2I3I') N_e / (Z-1)^3}{2,46 \cdot 10^{18} + 9,8 \cdot 10^{13} Z^4 + N_e / (Z-1)^3} \quad (4)$$

Согласно (3), захват на уровни $2I2I'$ дает вклад в $c_{ef}(1,2)$ при $N_e \sim 5 \cdot 10^{19} \times (Z-1)^3 \text{ см}^{-3}$. Захват на уровни $2I3I'$ дает вклад уже при существенно более низких $N_e \sim (2,5 \cdot 10^{18} + 9,8 \cdot 10^{13} Z^4) (Z-1)^3 \text{ см}^{-3}$. Как видно, указанный механизм возбуждения многозарядных ионов должен проявляться в лазерной плазме, для которой характерны значения $N_e \sim 10^{18} - 10^{23} \text{ см}^{-3}$.

Поступила в редакцию 10 октября 1984 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бейгман И. Л., Вайнштейн Л. А., Чичков Б. Н. ЖЭТФ, 80, 964 (1981).
2. Рагозин Е. Н. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 1, 28 (1984).
3. Рагозин Е. Н. Препринт ФИАН № 45, М., 1984.
4. Vainshtein L. A., Safronova U. I. Atom. Data and Nucl. Data Tables, 25, 311 (1980).
5. Вайнштейн Л. А., Собельман И. И., Юков Е. А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий, М., Наука, 1979.