

ОБ ИЗМЕНЕНИИ ЭФФЕКТИВНЫХ СЕЧЕНИЙ ПЕРЕЗАРЯДКИ В ПЛАЗМЕ

В.А.Абрамов, В.С.Лисица, А.Ю.Пигаров

Расчитаны эффективные сечения перезарядки протонов и многозарядных ионов на атомах водорода в плазме с учетом наличия в ней возбужденных атомов. Показано, что эти эффективные сечения для реальных параметров плазмы могут превосходить обычно используемые сечения перезарядки атомов в основном состоянии на порядок величины и более.

Анализ процессов перезарядки ионов на атомах основывается, обычно, на расчетах или измерениях сечений перезарядки для атомов в основном состоянии. Эффективные значения этих сечений в плазме могут, однако, сильно измениться вследствие перезарядки ионов на возбужденных атомах. Таким образом, проникаемость для ионов слоев плазмы с возбужденными нейтральными атомами может оказаться резко отличной от ее оценок на основе результатов пучковых экспериментов, где вклад возбужденных атомов отсутствует.

Целью настоящей статьи является оценка вклада возбужденных состояний в эффективные сечения перезарядки атомарного водорода на протонах и многозарядных ионах. Этот вклад удобно характеризовать эффективным сечением σ_{eff} перезарядки иона на атоме:

$$\sigma_{eff}(E, N_e, T_e) = \sigma_1(E) \left[1 + \sum_{n > 2}^{n_{max}} N_n(N_e, T_e) \sigma_n(E) / N_1 \sigma_1(E) \right]. \quad (1)$$

Здесь $\sigma_1(E)$, $\sigma_n(E)$ — сечения перезарядки в основном ($n = 1$) и возбужденных ($n \geq 2$) состояниях атома, N_1 , N_n — соответствующие населенности атомных уровней; n_{max} — максимальное значение квантового числа, реализующееся в плазме; эффективное сечение σ_{eff} перезарядки в плазме зависит не только от энергии частиц E , но и от плазменных параметров: температуры T_e и плотности N_e (а также и других параметров, например, магнитного поля B , см. ниже).

В обычных условиях населенности N_n весьма малы и составляют величины порядка $10^{-5} N_1$, (см., например ¹). Эта малость, однако, компенсируется резким увеличением сечения с рос-

том n : $\sigma_n \sim n^4$ см. ^{2,3}. Указанная зависимость легко получается из оценок перезарядки по классическому механизму ^{2,4}

$$\sigma^{\text{рез}}(n) = 18\pi n^4, \quad \sigma^Z(n) = 8\pi Z n^4, \quad (2)$$

где $\sigma^{\text{рез}}(n)$ — сечение резонансной перезарядки протона на атоме в состоянии n , а $\sigma^Z(n)$ — сечение перезарядки на ионе с зарядом $Z \gg 1$. Важно отметить, что следующие из классического механизма соотношения (2) имеют универсальный характер в том смысле, что они при $n \gg 1$ не зависят (в отличие от перезарядки в основном состоянии) от деталей хода термов перезаряжающихся партнеров.

Величина σ_{eff} сильно зависит, как видно из (1), (2), от значения числа n_{max} , величина которого определяется тремя эффектами. Во-первых, при $n \gg 1$ сечения σ_n начинают резко зависеть от энергии. Эту зависимость легко найти, сравнивая характерное время столкновения $\tau_n \sim R_n/v$ ($R_n \sim \sqrt{\sigma_n} \sim n^2$) с периодом обращения электрона по орбите $\tau_n \sim n^3$. Отсюда легко установить закон подобия (скейлинг), связывающий зависимость сечений от энергии в основном и возбужденном состояниях (ср. ³):

$$\sigma_n^{\text{рез}}(E) = n^4 \sigma_1^{\text{рез}}(En^2), \quad \sigma_n^Z(E) = \sigma_1^Z \left(\frac{En^2}{Z} \right) n^4, \quad (3)$$

где $\sigma_1^{\text{рез}}(E)$ и $\sigma_1^Z(E)$ — сечения перезарядки в основном состоянии. Ниже при расчетах использовались данные ⁵ для резонансной перезарядки и модель распада ⁶ — для перезарядки на ионе с $Z \gg 1$.

Во-вторых, значения n_{max} могут определяться процессами ионизации состояний с $n \gg 1$ в ионном микрополе плазмы. Критическое значение поля F_c , отвечающее ионизации уровня n , оказывается порядка $F_c \sim 1/8n^4$, (см., например, ⁷). Ионизация состояний учитывалась, след за ⁷, умножением населенностей N_n на вероятности f_n реализации полей F меньших F_c . При использовании функции распределения полей $W(F)$ в форме распределения ближайшего соседа фактор f_n имеет вид

$$f_n = \exp[-95(N_e/N_A)n^6], \quad (4)$$

где $N_A = 8 \cdot 10^{24} \text{ см}^{-3}$ — атомная плотность.

Наконец, третья группа эффектов ограничивающих $n \leq n_{\text{max}}$ связана с ионизацией атомных состояний в лоренцевом электрическом поле $F_{\text{л}} \sim (v/c)B$, возникающем при движении атомов в системах с сильным магнитным полем B .

Укажем, что для плазмы с $T_e \gg 10 \div 10^2$ эВ и $N_e \lesssim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ реализуется примерно 20 уровней ($n_{\text{max}} \sim 20$).

Расчеты эффективных сечений проводились на основе формул (1), (3), (4) со значениями населенностей N_n , определявшимися численно по стандартной столкновительно-излучательной модели, см. ¹. Наряду с возбуждением и ионизацией электронами учитывался вклад протонов. Для резонансной перезарядки учитывался также эффект расстройки резонанса типа ⁸ в микрополе плазмы.

На рис. 1 показана зависимость сечения резонансной перезарядки $\sigma_{\text{eff}}(E)$ от энергии E при различных параметрах плазмы N_e, T_e . Кривая, соответствующая $T_e = 1$ эВ, совпадает с сечением для основного состояния ⁵. Видно существенное увеличение сечения, обусловленное перезарядкой на возбужденных атомах. На рис. 2 показан вклад возбужденных состояний ($n \geq 2$) в перезарядку ядра углерода C^{+6} на атомарном водороде. Сечение перезарядки в основном состоянии по данным ⁹ показано штрих-пунктиром. Видно, что учет возбужденных состояний может изменить сечение более чем на порядок величины в области малых энергий E . Это обусловлено отмечавшимся универсальным механизмом перезарядки из возбужденных состояний (см. (2)), не приводящим (в отличие от перезарядки в основном состоянии) к рез-

кому спаду при малых энергиях E . Для больших E , вклад возбужденных состояний спадает в соответствии со скейлингом (3). Расчет проведен для различных параметров N_e, T_e (см. кривые на рис. 2) в плазме с магнитным полем $B = 5$ Тл, (это значение близко к величине магнитного поля для ряда термоядерных установок с магнитным удержанием).

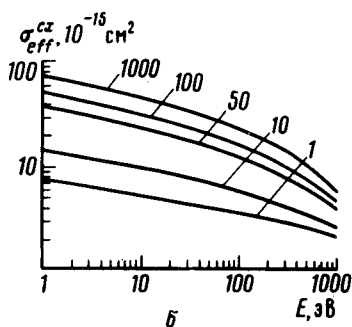
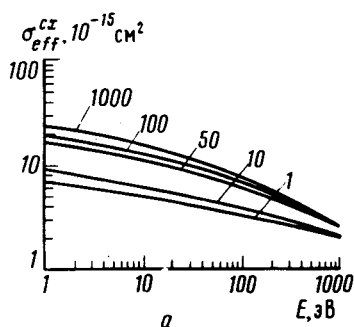


Рис. 1

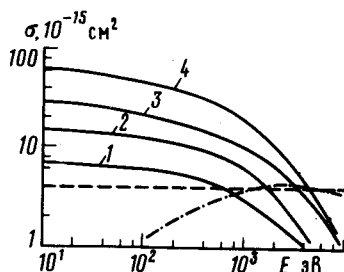


Рис. 2

Рис. 1. Зависимость эффективного сечения резонансной перезарядки атомарного водорода σ_{eff} от энергии E при различных N_e и T_e : а - $N_e = 10^{13} \text{ см}^{-3}$; б - $N_e = 10^{15} \text{ см}^{-3}$; цифры у кривых обозначают температуру T_e в эВ

Рис. 2. Вклад возбужденных состояний ($n \geq 2$) в сечение σ перезарядки $\text{H}^0(n) + \text{C}^{+6}$ в зависимости от энергии E при различных параметрах: 1 - $N_e = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $T_e = T_i = T = 500$ эВ; 2 - $N_e = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $T = 100$ эВ; 3 - $N_e = 10^{14}$, $T = 500$ эВ; 4 - $N_e = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $T = 100$ эВ. Штрих-пунктирная линия - расчеты для перезарядки в основном состоянии, пунктир - классическое сечение для основного состояния ($8\pi Z$)

Из рис. 2 видно также, что вклад в сечение возбужденных состояний может быть сравним (кривая 1) с сечением классической перезарядки из основного состояния $\sigma_1^Z \sim 8\pi Z$. Однако, классический механизм перезарядки в области малых энергий для основного состояния не реализуется, а для возбужденных может реализоваться, поскольку здесь играют роль большие расстояния $R \sim n^2 \sqrt{Z}$, на которых обменное взаимодействие мало, см. ².

Проведенные расчеты подтверждают, таким образом, возможность резкого изменения эффективных сечений перезарядки в плазме по сравнению с оценками и измерениями этих сечений в основном состоянии.

Литература

1. Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий, М.: Наука, 1979.
2. Смирнов Б.М. Асимптотические методы в теории атомных столкновений, М.: Атомиздат, 1973.
3. Japnev R.K. et al. Phys. Rev., 1984, A29, 2463.
4. Абрамов В.А. и др. Вопросы теории плазмы, 1982, 12, 20.
5. Riviere A. Nucl. Fusion, 1979, 19, 889.
6. Думан Е.Л., Меньшиков Л.И., Смирнов Б.М. ЖЭТФ, 1979, 76, 516.
7. Гурович В.Ц., Энгельшт В.С. ЖЭТФ, 1977, 77, 440.
8. Витлина Р.З., Дыхне А.М. ЖЭТФ, 1973, 64, 520.
9. Пресняков Л.П., Усков Д.Б., Янев Р.К. ЖЭТФ, 1982, 83, 933.