

02.2

Резонансная перезарядка в электростатическом поле© А.З. Девдариани^{1,2}, А.О. Артамонова¹, А.К. Беляев²¹ Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия² Российский государственный педагогический университет им. А.И. Герцена, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: snbrn2@yandex.ru

Поступило в Редакцию 18 июля 2019 г.

В окончательной редакции 18 ноября 2019 г.

Принято к публикации 22 ноября 2019 г.

Проведена оценка влияния электростатического поля, существующего, например, в плазме, на процесс резонансной перезарядки при скоростях столкновений, существенно меньших скорости перезарядочного электрона, в рамках модели потенциалов малого радиуса. Установлено, что наложение поля достаточной величины приводит к уменьшению сечения перезарядки. Например, в случае реакции $H^- + H \rightarrow H + H^-$ поле $\sim 10^7$ В/см уменьшает сечение перезарядки на порядок.

Ключевые слова: плазма, резонансная перезарядка, электрическое поле, сечение, потенциал малого радиуса.

DOI: 10.21883/PJTF.2020.04.49051.17990

Свойства плазмы в значительной степени определяются процессом перезарядки, однако обычно, например при расчете транспортных свойств, используются формулы для сечения перезарядки, которые не учитывают наличия поля, хотя оно всегда присутствует в плазме (см., например, [1]). Цель настоящей работы — на примере интересной для астрофизики и физики горячей плазмы реакции $H^- + H \rightarrow H + H^-$ оценить влияние электростатического поля на процесс резонансной перезарядки при скоростях столкновений, существенно меньших скорости перезарядочного электрона.

Для описания взаимодействия дополнительного электрона с нейтральными атомами используем модель потенциалов малого радиуса, которая оправдана для процессов с участием ионов H^- [2]. Поскольку влияние поля наиболее существенно для столкновений, ось которых совпадает с направлением поля, достаточно рассмотреть одномерный случай. Тогда потенциал взаимодействия электрона с атомами в поле напряженности F записывается как

$$U = -\alpha\delta\left(x - \frac{R}{2}\right) - \alpha\delta\left(x + \frac{R}{2}\right) + Fx, \quad (1)$$

где первые два члена описывают взаимодействие электрона с атомами водорода, R — межатомное расстояние, $\alpha = \sqrt{2|\varepsilon|}$, ε — энергия связи электрона в ионе, для иона H^- $\alpha = 0.23$ (здесь и далее, если не оговорено другое, все величины приведены в атомных единицах). Отметим, что модель электрона в поле двух потенциалов малого радиуса применяется, например, для описания туннельной ионизации электрона в электрическом поле [3].

Решение уравнения Шредингера

$$i\left(\frac{\partial}{\partial t}\Psi\right) = H^{el}\Psi \quad (2)$$

с электронным гамильтонианом вида

$$H^{el} = -\frac{1}{2}\frac{d^2}{dx^2} + U \quad (3)$$

представим как

$$\Psi = c_r(t)\varphi_r\left(x - \frac{R}{2}\right)e^{-iE_r t} + c_l(t)\varphi_l\left(x + \frac{R}{2}\right)e^{-iE_l t}, \quad (4)$$

где $\varphi_{r,l}$ и $c_{r,l}$ — волновые функции и амплитуды вероятности нахождения соответственно у правого и левого атомных центров.

С точностью до слагаемых второго порядка малости по интегралу перекрытия волновых функций амплитуды удовлетворяют следующей системе уравнений:

$$\begin{cases} i\left(\frac{\partial}{\partial t}c_r(t)\right) = \frac{1}{2}FRc_r(t) - \alpha A(R)c_l(t), \\ i\left(\frac{\partial}{\partial t}c_l(t)\right) = -\alpha A(R)c_r(t) - \frac{1}{2}FRc_l(t), \end{cases} \quad (5)$$

где

$$A(R) = \varphi_l^*(0)\varphi_r(R) = \varphi_r^*(0)\varphi_l(R) = \alpha e^{-\alpha R}. \quad (6)$$

Как видно из (5), при отсутствии поля процесс описывается традиционными уравнениями для резонансной перезарядки [4]. Взаимодействие с полем нарушает резонанс и приводит к уменьшению сечения перезарядки. Формально в терминах двухуровневых моделей теории атомных столкновений [4] система уравнений (5) может быть описана как модель Ландау–Зинера, но не с постоянным, как принято в этой модели, взаимодействием, а со взаимодействием, которое зависит экспоненциально от межатомного расстояния (рис. 1).

Грубая оценка межатомного расстояния R_* , при котором происходит нарушение резонанса, следует из

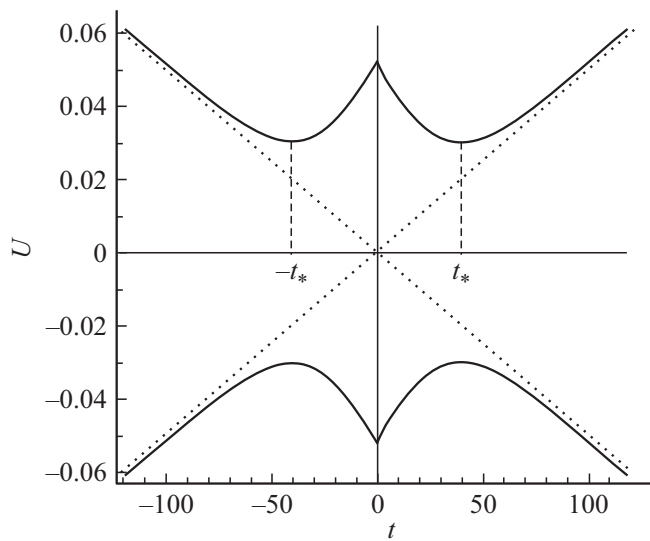


Рис. 1. Схематическая картина адиабатических термов (сплошные линии), обменного взаимодействия и энергии электрона в электрическом поле (пунктир) для реакции перезарядки $H^- + H$ в поле напряженности $F = 1.1 \cdot 10^{-2}$ при скорости атомов $v = 9.3 \cdot 10^{-2}$, $R_* = vt_*$. Все величины здесь и на остальных рисунках приведены в атомных единицах.

де между атомными центрами во внешнем поле:

$$\alpha A(R_*) \leq \frac{1}{2} F R_* \tag{7}$$

или

$$\alpha^2 e^{-\alpha R_*} \leq \frac{1}{2} F R_* \tag{8}$$

Таким образом, при $R > R_*$ взаимодействие с полем блокирует резонансный переход электрона между атомными центрами, а при $R < R_*$ обменное взаимодействие оказывается преобладающим, так что качественно перезарядка в этой области расстояний происходит обычным образом (рис. 1). Отметим, что условия (7), (8) определяются только свойствами атомов, образующих квазимолекулу, и не зависят от энергии столкновений.

Для численной оценки влияния электрического поля на вероятность перезарядки воспользуемся известным приемом Фирсова [5] для определения границы области расстояний R_0 , внутри которой вероятность перезарядки будет больше 1/2, а именно

$$\frac{\alpha}{v} e^{-\alpha R_0} \sim 0.28 \tag{9}$$

или

$$R_0 = -\frac{1}{\alpha} \ln\left(\frac{v}{\alpha}\right) = -\frac{1}{\alpha} \ln\left(\sqrt{\frac{2E}{M}} \frac{1}{\alpha}\right) \tag{10}$$

где $E = Mv^2/2$ — энергия налетающей частицы.

Далее строим по формулам (8), (10) зависимости $R_*(F)$, $R_0(E)$, которые и позволяют проследить влияние электрического поля (рис. 2). Если внешнее поле таково, что для данной энергии столкновения $R_*(F) > R_0$, то влиянием поля можно пренебречь, так что сечение перезарядки равно $\sigma_{ex} = \pi R_0^2/2$ (сплошные горизонтальные линии

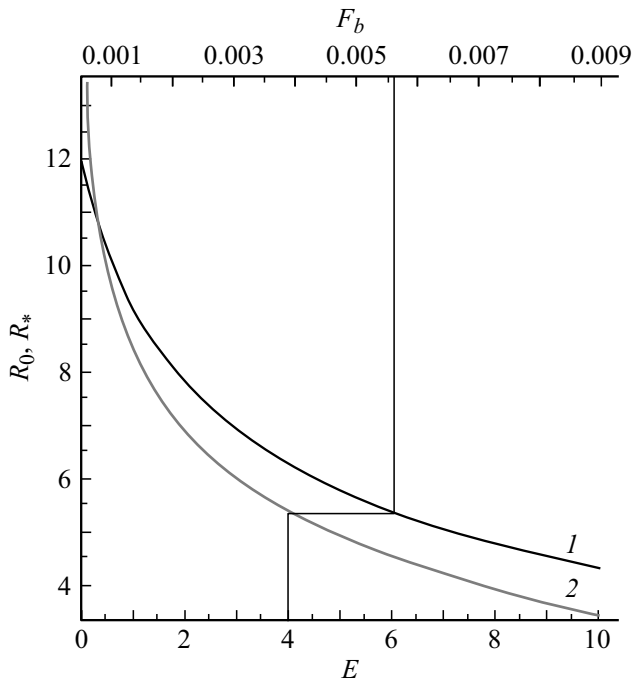


Рис. 2. Зависимость от напряженности расстояния R_* между атомами электрического поля (формула (7)) (кривая 1) и зависимость от энергии столкновения E расстояния R_0 между атомами, при котором вероятность перезарядки ~ 0.5 (формула (10)) (кривая 2).

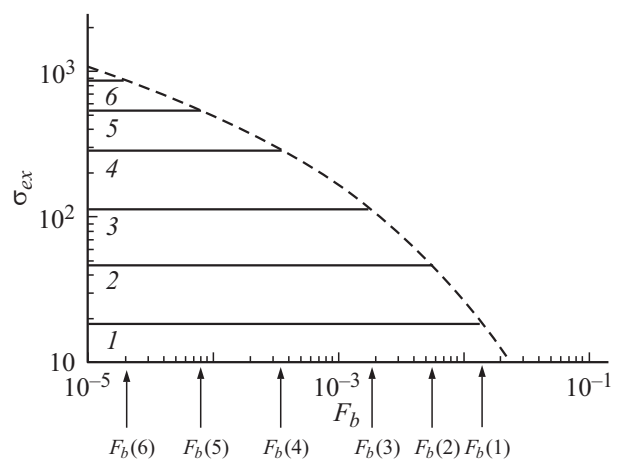


Рис. 3. Зависимость сечения перезарядки от напряженности электрического поля при энергиях столкновений $E(1) = 10$, $E(2) = 4$, $E(3) = 1$, $E(4) = 0.1$, $E(5) = 0.01$, $E(6) = 0.001$. Минимальное значение поля $F_b(1) = 1.39 \cdot 10^{-2}$, $F_b(2) = 5.59 \cdot 10^{-3}$, $F_b(3) = 1.79 \cdot 10^{-3}$, $F_b(4) = 3.56 \cdot 10^{-4}$, $F_b(5) = 8.22 \cdot 10^{-5}$, $F_b(6) = 2.05 \cdot 10^{-5}$. При $F < F_b$ сечение $\sigma_{ex} = \pi R_0^2/2$ (сплошные горизонтальные линии 1–6), при $F > F_b$ $\sigma_{ex} = \pi R_*^2/2$ (штриховая линия).

равенства энергии обменного взаимодействия и энергии, приобретаемой (или теряемой) электроном при перехо-

линии 1–6 на рис. 3). В частности, это справедливо для предела $F \rightarrow 0$. В противоположном случае, когда $R_*(F) < R_0$, сечение перезарядки равно $\sigma_{ex} = \pi R_*^2/2$ (штриховая кривая на рис. 3, которая не зависит от энергии столкновения).

Для нахождения минимального значения поля F_b , начиная с которого происходит уменьшение сечения перезарядки, необходимо для данной энергии столкновения определить значение R_0 по кривой 2 на рис. 2, а затем по зависимости $R_*(F)$ (кривая 1 на рис. 2) определить значение минимального поля F_b . Построенная таким образом зависимость сечения перезарядки от напряженности поля для различных энергий столкновения приведена на рис. 3. Например, для энергии налетающей частицы, равной 4, величина $R_0(E) = 5.4$, так что нижняя граница внешнего электрического поля, которое приводит к уменьшению сечения перезарядки, равна $F_b = 2.9 \cdot 10^7$ В/см.

Как известно, наложение поля приводит к подбарьерной ионизации [6], но оценка вероятности такого процесса

$$\omega = \tau_c \frac{4}{F} e^{-2/3F} \quad (11)$$

(где ω — вероятность ионизации в единицу времени, τ_c — время столкновения) показывает, что для полей порядка F_b этим процессом можно пренебречь.

Таким образом, подход, основанный на системе уравнений (5), позволяет оценить величину электрического поля, начиная с которого величина сечения резонансной перезарядки становится меньше вычисляемой в рамках традиционного подхода. Несмотря на то что в качестве конкретного процесса рассматривалась перезарядка отрицательных атомарных ионов, для которых использование потенциала малого радиуса вполне оправдано, эффект уменьшения сечения с возрастанием величины внешнего поля будет иметь место и при перезарядке положительных ионов. Возможность моделирования процессов в кулоновском поле с помощью модели потенциала малого радиуса обсуждается в [7].

Благодарности

Авторы благодарны С.В. Бобашеву за полезное обсуждение, рецензенту за предложение представить графически зависимость сечения от величины поля (рис. 3), Я.В. Воронову за помощь в подготовке рис. 3.

Финансирование работы

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования РФ (проекты № 3.5042.2017/6.7, 3.1738.2017/4.6).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Wang H., Sukhomlinov V.S., Kaganovich I.D., Mustafaev A.S. // Plasma Sources Sci. Technol. 2017. V. 26. P. 024001.
- [2] Демков Ю.Н., Островский В.Н. Метод потенциалов нулевого радиуса в атомной физике. Л.: Изд-во ЛГУ, 1975. 240 с. [Demkov Yu.N., Ostrovsky V.N. Zero-range potentials and their application in atomic physics. N.Y.: Plenum Press, 1988. 288 p.].
- [3] Головинский П.А., Дробышев А.А. // Письма в ЖТФ. 2017. Т. 43. В. 4. С. 102–110.
- [4] Галицкий В.М., Никитин Е.Е., Смирнов Б.М. Теория столкновений атомных частиц. М.: Наука, 1981. 256 с.
- [5] Смирнов Б.М. // УФН. 2008. Т. 178. № 3. С. 309–311.
- [6] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. М.: Физматлит, 2008. 800 с. [Landau L.D., Lifshitz E.M. Quantum mechanics. Non-relativistic theory. Oxford: Pergamon Press, 1958. 515 p.].
- [7] Sala S., Förster J., Saenz A. // Phys. Rev. A. 2017. V. 95. P. 011403(R).