Письма в ЖТФ, том 16, вып. 23 12 декабря 1990 г.

01; 02

ИОНИЗАЦИЯ АТОМА ВОДОРОДА БЫСТРЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ ВО ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

В.И. Крылов

1. В работах по фотоионизации атомов и ионов в электрическом поле [1, 2] было показано, что сечение ионизации может иметь осциллирующий характер.

Как будет показано в настоящей работе, подобный эффект можно ожидать и при ионизации атома водорода во внешнем электрическом поле быстрыми электронами.

Это, по-видимому, связано с интерференционными эффектами, которые появляются при переходе электрона в состояния непрерывного спектра энергии, описывающиеся во внешнем электрическом поле волновыми функциями в виде суперпозиции бегущих волн, в частности, в однородном электрическом поле – стоячими волнами.

2. Считаем, что атом водорода находится во внешнем электрическом поле с напряженностью $\vec{\varepsilon}$, которое направлено против оси z декартовой системы координат x, y, z, и однородно в макроскопической области пространства с линейным размером (вдоль поля) $L \gg 1$ (используем атомные единицы). Вне этой области поле отсутствует.

На атом из области пространства с $z<-L$ падает монохроматический поток электронов с энергией движения вдоль оси z, значительно большей εL. В результате кулоновского взаимодействия первичных электронов с атомом возможна его ионизация. Будем рассматривать случай, когда энергия E движения вторичного электрона вдоль поля подчиняется условиям

$$|<E\ll\varepsilon L. \tag{1}$$

Тогда для определения сечения ионизации можно воспользоваться борновским приближением (см., например, [3]) и в качестве волновых функций $\psi_{\vec{k}_0}$ и $\psi_{\vec{k}}$, описывающих начальные и конечные состояния первичных электронов, можно выбрать соответственно

$$k_0^{-1/2} exp(i\vec{k}_0\vec{r}) \quad \text{и} \quad (2\pi)^{-3/2} exp(i\vec{k}\vec{r}).$$

Считаем, что до появления первичных электронов внешнее электрическое поле достигало своего стационарного значения адиабатически медленно, поэтому волновая функция атомного электрона

$$\psi_0 = \frac{1}{\sqrt{\pi}} exp(-r).$$

Учитывая (1), можно пренебречь влиянием границы внешнего поля и иона на вторичный электрон, и его состояния описывать волновой функцией $\psi_{\vec{\varkappa}_\perp, E}$, соответствующей движению электрона в однородном электрическом поле: $\psi_{\vec{\varkappa}_\perp, E} = (2\pi^{3/2} l\sqrt{\mathcal{E}})^{-1} \Phi\left(-(z+z_0)l^{-1}\right) \times \exp(i\vec{\varkappa}_\perp \vec{r})$, где $\vec{\varkappa}_\perp = (\varkappa_x, \varkappa_y, 0)$ – волновой вектор вторичного электрона; $l = (2\mathcal{E})^{-1/3}$, $z = E\mathcal{E}^{-1}$; Φ – функция Эйри [3], экспоненциально убывающая при $z < -z_0$; предполагается также, что $l \ll L - z_0$. Легко убедиться, что условия $z_0 l^{-1} \gg 1$, $z_0 \gg 1$ равносильны, соответственно, неравенствам $E \gg \mathcal{E}^{2/3}$, $E \gg \mathcal{E}$, которые выполняются, а также не противоречат (1), если $\mathcal{E}^{2/3} \ll 1$, или в обычных единицах

$$\mathcal{E} < 5\cdot 10^7 \, \frac{\text{В}}{\text{см}}.$$

Для таких полей, учитывая, что входящая в выражение матричного элемента ионизации атома функция ψ_0 заметно отлична от нуля только при $r \sim 1$, можно воспользоваться известным асимптотическим представлением функции Эйри (см., например, [4]) в виде $l^{1/4}(z+z_0)^{-1/4} \sin\left\{\frac{2}{3}\left[(z+z_0)l^{-1}\right]^{3/2} + \frac{\pi}{4}\right\}$ и разложить фазу синуса по степеням $z z_0^{-1}$ до второго порядка, пренебрегая малыми членами в амплитуде.

Тогда, после несложных вычислений в соответствии с принципами квантовой механики [3], находим дифференциальное сечение ионизации $d\sigma$ атома водорода, которое определяет переход первичного электрона в интервал состояний, соответствующий элементу телесного угла $d\theta_k$ вектора $\vec{k}$, а вторичного электрона – в интервал состояний, который относится к площади $\varkappa_\perp d\varkappa_\perp d\varphi_\varkappa$ в $\vec{\varkappa}_\perp$ – пространстве и величине $d\varkappa_z$ (положительная $\varkappa_z$ связана с E соотношением $E = \varkappa_z^2 2^{-1}$):

$$d\sigma = \frac{2^5 k}{\pi^2 k_0 q^4}\left[C_1^{-4} + C_2^{-4} + 2(C_1 C_2)^{-2} \sin\frac{2}{3}\frac{\varkappa_z^3}{\mathcal{E}}\right] \varkappa_\perp d\varkappa_\perp d\varkappa_z d\varphi_x d\theta_k, \qquad (2)$$

где $\vec{q} = \vec{k} - \vec{k}_0$, $\vec{q}_\perp = (q_x, q_y, 0)$, $k^2 = k_0^2 - \varkappa^2 - 1$, $\varkappa^2 = \varkappa_\perp^2 + \varkappa_z^2$,

$C_{1,2} = 1 + (q_x + \varkappa_x)^2 + (q_y + \varkappa_y)^2 + (q_z \pm \varkappa_z)^2$; угол $\varphi_\varkappa$ выбираем между $\vec{q}_\perp$ и $\vec{\varkappa}_\perp$.

Из выражения (2) видно, что при наличии внешнего электрического поля, по крайней мере при условии (1), сечение ионизации отражает анизотропию пространства, вызванную этим полем и в $d\sigma$ появляются осциллирующие слагаемые, частота которых зависит от продольной энергии вторичного электрона.

Интегрирование (2) по всем значениям $\varphi_\varkappa$ при заданных $\vec{k}$ и k_0 не сводится к умножению на 2π, как это было бы при $\mathcal{E} = 0$, что связано с наличием в пространстве двух выделенных направлений, определенных внешним полем и вектором $\vec{q}$. Вычисления дают довольно громоздкое и ненаглядное выражение, которое существенно упрощается, если $\vec{k}_o$ направлен вдоль оси z (что позволяет легко проинтегрировать (2) по переменной φ_K телесного угла $d\theta_K = \sin\theta_K d\theta_K d\varphi_K$ с углом θ_K между $\vec{k}$ и $\vec{k}_o$) и, во-первых, когда можно пренебречь членами с $q_\perp$ и, во-вторых, членами с q_z; это имеет место, если в соответствии с соотношением (при малых θ_K) $q_z = (k_o^2 - k^2)q_\perp(2k_o^2\theta_K)^{-1}$ в первом случае

$$\theta_K \ll \frac{k_o^2 - k^2}{2k_o^2}, \tag{3}$$

а во втором имеет место обратное неравенство.

Отметим, что при выполнении (3) $q = (k_o^2 - k^2)(2k_o)^{-1}$, а при обратном условии $q = k_o\theta$.

Для (3) имеем

$$d\sigma = \frac{2^7 k}{k_o q^4}\left[B_1^{-4} + B_2^{-4} + 2(B_1B_2)^{-2}\sin\frac{2}{3}\frac{\varkappa_z^3}{\varepsilon}\right]\varkappa_\perp d\varkappa_\perp d\varkappa_z \sin\theta_K d\theta_K. \tag{4}$$

Если же выполняется условие, обратное (3), то

$$d\sigma = \frac{2^8 k}{k_o q^4} A(A^2 + 6q^2\varkappa_\perp^2)(B_3B_4)^{-7/2} \times \\ \times\left[1 + \sin\frac{2\varkappa_z^3}{3\varepsilon}\right]\varkappa_\perp d\varkappa_\perp d\varkappa_z \sin\theta_K d\theta_K, \tag{5}$$

где $B_{1,2} = A \pm 2q\varkappa_z$. $B_{3,4} = A \pm 2q\varkappa_\perp$, $A = 1 + \varkappa^2 + q^2$.

3. Из формул (2), (4) и особенно из (5) следует, что внешнее электрическое поле может приводить к заметным осцилляциям дифференциального сечения ионизации атома водорода электроном при изменении $\varkappa_z$ на малую величину $\Delta\varkappa_z \approx \pi\varepsilon\varkappa_z^{-2}$. Отсюда следует менее заметное влияние внешнего поля на дифференциальные сечения меньшего порядка. Оценки показывают, что при интегрировании (4) и (5) по $\varkappa_z$ (при заданном $\varkappa$) от $u\varkappa$ до $\varkappa$ (меньшей единицы $u \gtrsim \varepsilon^{1/3}$) внешнее поле также приводит к осцилляциям в сечении, но с амплитудой $\varepsilon\varkappa^{-3}u^{-2}$, а при еще одном интегрировании по $\varkappa$ амплитуда будет квадратична по полю и пропорциональна $\varepsilon^2 u^{-5}$.

В заключение отметим, что зависимость сечения ионизации от поля, по-видимому, необходимо учитывать при определении функции распределения электронов по импульсам при рассмотрении явлений во внешнем электрическом поле, в которых существенна ионизация атомов или молекул, например, в физике газового разряда, и т.п.

Автор выражает глубокую благодарность А.А. Рухадзе за обсуждение результатов и внимание к работе.

Список литературы

[1] Кондратович В.Д., Островский В.Н. // ЖЭТФ. 1980. Т. 79. В. 8. С. 395–407.
[2] Фабрикант И.И. // ЖЭТФ. 1982. Т. 83. С. 1675–1684.
[3] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. М.: Наука, 1974. 752 с.
[4] Яковлева Г.Д. Таблицы функций Эйри и их производных. М.: Наука, 1969.

Институт общей физики
АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию
21 марта 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 23   12 декабря 1990 г.

01

ОСОБЕННОСТИ КУЛОНОВСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В РАДИАЦИОННОМ ДЕФЕКТЕ КРИСТАЛЛА ГИДРИДА

Г.В. Федорович

1. Рассматривается дефектная ячейка кристаллической решетки гидрида A_xH_y на основе элемента А с порядковым номером Z и массовым числом N (x и y определяются химической формулой гидрида), образующаяся в результате деления ядра атома A под действием теплового нейтрона. Процесс характеризуется большим сечением захвата (10^3–$5\cdot10^4$ барн), если Z и N образуют одну из пар (2, 3), (3, 6), (4, 7) или (5, 10) [1]. Наибольший интерес в этом ряду представляют гидриды на основе Li и B (He не образует гидридов, Be делится спонтанно с периодом полураспада 53 суток). Если продукты деления покидают ячейку за время, меньшее, чем время перестройки электронной системы (10^{-15} – 10^{-8} с), то подхвата электронов не происходит. Этому условию удовлетворяет реакция ${}^6Li+n\to{}^4He+t$, в которой ядра He и t уносят энергию $\simeq 2$ МэВ и ≈ 2.7 МэВ соответственно. Поэтому ниже будет рассмотрен случай $Z=3$, $N=6$.

Если кристалл подвергнут всестороннему обжатию давлением порядка нескольких десятков Мбар, бо́льшая часть электронов, образовывавших электронную систему атома А, остается в ячейке. Этот эффект обусловлен тем, что для выхода из ячейки электрон должен включиться в электронную систему одного из атомов, окружающих ячейку, а затем покинуть ее с внешней стороны границы. В этом процессе суммарная энергия атома возрастает, этот рост можно считать высотой потенциального барьера для электронов.