

ПРОСТАЯ ОЦЕНКА СЕЧЕНИЯ ИОНИЗАЦИИ АТОМА ВОДОРОДА БЫСТРЫМ МНОГОЗАРЯДНЫМ ИОНОМ

А. Б. Войткив, В. А. Паздзерский

Задача ионизации атома быстрым многозарядным ионом (МЗИ)¹ представляет большой теоретический и практический интерес. Теоретический интерес к этой задаче обусловлен тем, что для расчета сечения ионизации при $v \leq Z$ необходимо использовать различные методы, выходящие за рамки обычной теории возмущений, например приближение внезапных возмущений [1-3], метод классических траекторий [4], методы сильной связи [5] и др. В данной работе рассматривается процесс столкновения атома водорода с быстрым МЗИ в области скоростей $1 \ll Z^{1/2} \leq v \ll Z$. В этой области некоторые из вышеназванных методов неприменимы, другие слишком громоздки, поэтому для описания экспериментальных данных широко используются различные полуэмпирические формулы (см., например, [6]). Ниже на основе наглядных физических представлений о процессе столкновения атома с МЗИ будет получена простая оценка сечения ионизации водорода, дающая достаточно хорошую точность.

Пусть атом водорода, находящийся в основном состоянии, покоится в начале координат, а МЗИ движется по классической прямолинейной траектории $\mathbf{R}(t) = \mathbf{b} + \mathbf{v}t$. Для прицельных параметров $b > 1$ поле иона в области нахождения атома однородно

$$W(\mathbf{r}, t) = -\frac{Z}{|\mathbf{R}(t) - \mathbf{r}|} \approx -\frac{Z}{R(t)} - \frac{Z(\mathbf{R}(t) \cdot \mathbf{r})}{R^3(t)}, \quad (1)$$

здесь \mathbf{r} — радиус-вектор электрона. Рассмотрим вначале процесс столкновения иона с атомом для прицельных параметров $1 < b < Z^{1/2}$. Для таких b при движении иона через область пространства V с центром в начале координат и линейными размерами $V^{1/3} \sim Z^{1/2}$ действующее на электрон поле МЗИ гораздо больше поля протона, которым можно пренебречь. Тогда волновую функцию электрона в момент времени $t > t_0$ (t_0 — время влета МЗИ в область V) можно представить в виде

$$\psi(\mathbf{r}, t) \approx \int G(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}', t_0) \psi(\mathbf{r}', t_0) d^3\mathbf{r}', \quad (2)$$

где $G(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}', t_0)$ — функция Грина электрона, находящегося только в однородном поле $W(\mathbf{r}, t)$. Поскольку скорость МЗИ велика по сравнению с внутриатомной, можно считать, что до момента t_0 действие поля иона не приводит к заметному изменению волновой функции электрона, т. е. положить $\psi(\mathbf{r}, t_0) \approx \varphi_{1s}(\mathbf{r})e^{i\mathbf{p}t_0/\hbar}$. Учитывая, что время пролета δt ионом области V меньше характерного времени расплывания электронного пакета $\tau (\delta t \sim V^{1/3}/v \ll \tau \sim 1)$, из (2), пренебрегая изменением начальной формы электронного облака, найдем волновую функцию электрона к моменту вылета МЗИ из области V

$$\psi(\mathbf{r}, t_1) \approx \varphi_{1s}(\mathbf{r} - \mathbf{a}) \exp[i(\mathbf{q}\mathbf{r} + \alpha(t_1))]. \quad (3)$$

Фазовый множитель $\alpha(t)$ в (3) не зависит от координат электрона и для дальнейшего не существует. Величины $\mathbf{q} = \mathbf{q}(t_1)$ и \mathbf{a} , являющиеся импульсом и сдвигом электрона, полученными под действием поля иона, определяются классическими выражениями

$$\mathbf{q}(t) = Z \int_{t_0}^t \frac{\mathbf{R}(t') dt'}{R^3(t')}, \quad \mathbf{a} = \int_{t_0}^{t_1} \mathbf{q}(t) dt. \quad (4)$$

По порядку величины $|\mathbf{q}| \approx 2Z/bv > 1$, $|\mathbf{a}| \approx 2Z/bv$, однако $\mathbf{q}\mathbf{v}/v^2 \ll 1$. Таким образом, за время, когда поведение электрона определяется в основном его взаимодействием с полем иона, электронный волновой пакет получает большой импульс и испытывает значительное смещение, не успевая существенно изменить свою первоначальную форму из-за расплывания. Электрон при этом отрывается от протона ($|\mathbf{q}| > 1$, $|\mathbf{a}| > 1$), но, поскольку $\mathbf{q}\mathbf{v}/v^2 \ll 1$ не захватывается ионом, т. е. вероятность перезарядки в рассматриваемой области скоростей

¹ $Z, v \gg 1$, где Z — заряд иона, v — его скорость; используется атомная система единиц.

Z	σ_{exp}	σ_i	Z	σ_{exp}	σ_i
16	25.5	27.3	28	36	41.3
18	31.5	31.8	31	44	47
20	37	36.4	34	54	52.8
22	47.5	41.1	36	55	56.8
23	28.8	31.8			

и прицельных параметров относительно невелика, вероятность же ионизации порядка единицы

$$W(b) \approx 1, \quad b < Z^{1/2}. \quad (5)$$

Очевидно, $W(b) \approx 1$ и для $b < 1$. В области прицельных параметров $Z^{1/2} < b < \eta v$ сдвиг $a < 1$ и для расчета вероятности ионизации можно использовать нулевой порядок приближения встряски [7]. Величину параметра η оценим из условия справедливости этого приближения: $\Omega \sim v/b > \omega_k$, где Ω — характерная частота изменения внешнего поля, ω_k — характерная частота наиболее вероятных переходов атомной системы. Для переходов в непрерывный спектр водорода $\omega_k = (1+k^2)/2$, а поскольку квадраты модуля матричных элементов переходов довольно быстро убывают с ростом k , наибольший вклад в вероятность ионизации идет от области $k^2 \leq k_0^2 \sim 0.2$, что дает $\eta \sim 1.7$. Небольшие изменения параметра η слабо влияют на величину сечения, поскольку, как будет видно из окончательной формулы, параметр η входит в сечение под знаком логарифма.

Таким образом, в рассматриваемой области прицельных параметров b , пользуясь приближением внезапных возмущений для вероятности ионизации, получим

$$W(b) \approx 1.2 \frac{Z^2}{v^2 b^2}. \quad (6)$$

В области больших прицельных параметров $b > \eta v$ можно использовать теорию возмущений. Вероятность ионизации здесь экспоненциально мала [8], вклад этой области в сечение ионизации не превышает нескольких процентов, поэтому в дальнейшем им пренебрегаем. С учетом (5) и (6) для сечения ионизации водорода находим

$$\sigma_i = 2\pi \int_0^{\infty} W(b) b db \approx \pi Z \left(1 + \frac{2.4Z}{v^2} \ln \frac{1.7v}{Z^{1/2}} \right). \quad (7)$$

Отметим, что формула (7) удовлетворяет закону подобия («скейлингу»). Сравнение рассчитанных по формуле (7) сечений ионизации водорода с экспериментальными данными даны в таблице. Здесь приведены данные по сечениям ионизации водорода ионами Fe разной кратности ($Z=16-22$, $v=6.8$) [9] и ионами Nb ($Z=23-36$, $v \sim 12$) [10] (сечения в единицах 10^{-16} см²). Как видно из таблицы, максимальное отклонение рассчитанных сечений от экспериментальных не превышает 25%. Весьма неплохое для столь простого метода расчета согласие с экспериментом указывает, очевидно, на правильное выделение основных физических механизмов в процессе столкновения атома водорода с МЗИ в рассматриваемой области скоростей.

Литература

- [1] Eichler J. Phys. Rev. A, 1977, v. 15, N 5, p. 1856—1862.
- [2] Юдин Г. Л. ЖЭТФ, 1981, т. 80, № 3, с. 1026—1037.
- [3] Матвеев В. И. ЖЭТФ, 1985, т. 89, № 6, с. 2021—2025.
- [4] Olson R. E., Salop A. Phys. Rev. A, 1977, v. 16, N 2, p. 531—541.
- [5] Janev R. K., Presnyakov L. P. J. Phys. B, 1980, v. 13, N 24, p. 4233—4244.
- [6] Пресняков Л. П., Шевелько В. П., Янев Р. К. Элементарные процессы с участием многозарядных ионов. М.: Энергоатомиздат, 1986. 199 с.
- [7] Дыжне А. М., Юдин Г. Л. УФН, 1978, т. 125, № 3, с. 377—407.
- [8] Думан Е. Л., Меньшиков Л. И., Смирнов В. М. ЖЭТФ, 1979, т. 76, № 2, с. 516—529.
- [9] Berkner K. H., Graham W. G., Pyle R. V. et al. J. Phys. B, 1978, v. 11, N 5, p. 875—885.
- [10] Schlachter A. S., Berkner K. H., Graham W. G. Phys. Rev. A, 1981, v. 24, N 2, p. 1110—1111.

Ташкентский государственный университет
им. В. И. Ленина

Поступило в Редакцию
17 марта 1987 г.
В окончательной редакции
28 октября 1987 г.