

Изменение положения центра сечения сгустка электронов при подаче импульса искажения орбиты.

Погрешность в определении реального смещения составляла 0,15 мм. Таким образом, достигнутая в эксперименте точность была по крайней мере не ниже,

чем в экспериментах с электростатическими электродами.

Результаты измерений приведены на рисунке. По оси абсцисс отложено время, отсчитываемое от начала ускорительного цикла; по оси ординат — расстояние центра сечения электронного сгустка от линии, оптически сопряженной с краем киноплёнки. По экспериментальной кривой было измерено смещение орбиты ΔR , а затем по формуле (1) вычислена величина κ_r , равная 0,575. Этот результат соответствует показателю спада магнитного поля $n = 0,67$, что хорошо согласуется со значениями n , полученными другими способами [3].

Поступило в Редакцию 16/II 1967 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Vorton. Rev. Sci. Instrum., 31, 1290 (1960).
2. F. Cole et al. Rev. Sci. Instrum., 28, 403 (1957).
3. М. С. Рабинович. «Труды ФИАН СССР», X, 23 (1958).
4. С. А. Хейфец, С. К. Есин. «Атомная энергия», 18, 60 (1965).
5. Ускоритель электронов на 680 Мэв. М., Атомиздат, 1962.

Захват электронов быстрыми протонами в ионизированном литии

В. Д. ОБЪЕДКОВ, В. Е. ПАВЛОВ

УДК 530.145

В работе [1] приведены результаты экспериментальных исследований по перезарядке протонов в ионизированном литии. Измеренные сечения электронного захвата позволяют в общих чертах объяснить результаты опытов по накоплению горячей плазмы в «Огре» с использованием литиевой дуги. Однако изучение перезарядки затрудняется некоторыми причинами (перезарядка на остаточном газе в камере, наличие в пучке протонов ионов H_2^+ и пр.), которые заметно влияют на результаты измерений. Поэтому целесообразно применение квантовомеханической оценки сечения этого процесса.

В настоящей работе получены сечения $\sigma(n)$ одноэлектронного захвата в процессе



а также полное (измеряемое экспериментально) сечение $\sigma = \sum n \sigma(n)$, просуммированное по всем квантовым n -состояниям атома водорода. Сравнение σ и $\sigma(n)$ позволяет выяснить вопрос о роли перезарядки в возбужденные состояния водорода. Экспериментальные исследования в этом направлении чрезвычайно затруднительны, поэтому эта часть работы представляет самостоятельный интерес.

При высоких относительных скоростях столкновения амплитуда электронного перехода из начального состояния Φ_i в конечное состояние Φ_j может быть представлена в виде [2]

$$F(\theta, \varphi) = -\frac{M}{2\pi} \int e^{i(qr_a - Qr_b)} \times \times \Phi_j(r_b) \frac{1}{r_b} \Phi_i(r_a) d\tau_a d\tau_b. \quad (2)$$

Здесь r_a и r_b — радиусы-векторы электрона, отсчитанные от ядер a и b ;

$$q = -\frac{M_a}{M_a + m} k_i - k_j; \quad Q = -k_i - \frac{M_b}{M_b + m} k_j, \quad (3)$$

где k_i и k_j — волновые векторы электрона; M — приведенная масса ядер M_a и M_b (используются атомные единицы). Замечая, что F — произведение соответствующих фурье-образов, для сечения перезарядки в состоянии nlm получим

$$\sigma_{ij}(nlm) = \frac{M_i M_j k_j}{(2\pi)^2 k_i} \int |f(q)|^2 |g_{nlm}(Q)|^2 \sin \theta d\theta d\varphi, \quad (4)$$

где $M_{i,j} = \frac{(M_a, b + m) M_{b,a}}{M_a + M_b + m}$.

Перейдем в выражении (4) от переменных θ, φ к переменным q_x, q_y в пространстве q с осью q_z , направленной по k_i . Тогда

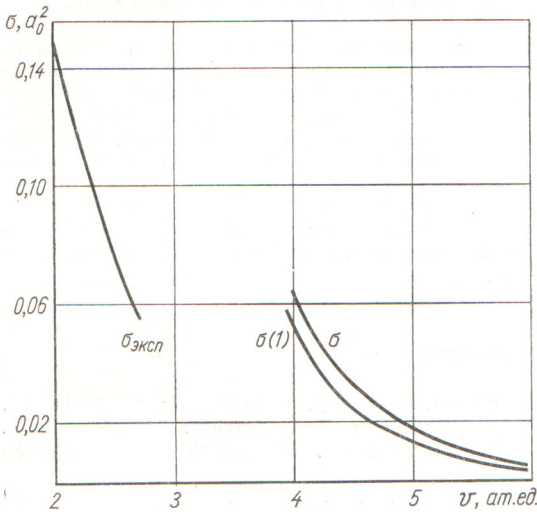
$$\left. \begin{aligned} q_x &= -k_j \sin \theta \cos \varphi; & q_y &= -k_j \sin \theta \sin \varphi; \\ q_z &= -\frac{M_a}{M_a + m} k_i - k_j \cos \theta. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

При этом

$$\int \varphi [q(\theta, \varphi)] \sin \theta d\theta d\varphi = \frac{1}{k_j^2} \int_S \varphi(q) ds, \quad (6)$$

где уравнение поверхности S имеет вид

$$q_x^2 + q_y^2 + q_z^2 = k_j^2 - \left(\frac{M_a}{M_a + m}\right)^2 k_i^2 - 2k_j q \frac{M_a}{M_a + m}. \quad (7)$$



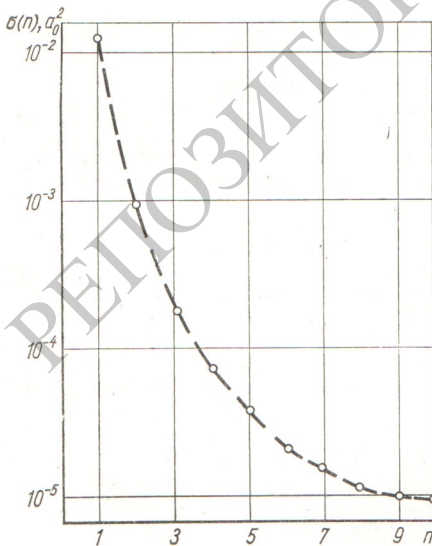
Р и с. 1. Зависимость экспериментально измеренного сечения $\sigma_{\text{эксп}}$ [1] и теоретически рассчитанных сечений перезарядки в основное состояние $\sigma(1)$ и суммарного сечения σ от скорости (сечения выражены в единицах a_0^2 , где a_0 — 1-й борковский радиус).

Переходя в выражении (6) к интегралу по проекции поверхности, получим искомое выражение

$$\sigma(nlm) = \frac{1}{(2\pi v)^2} \int |f(\mathbf{q})|^2 |g_{nlm}(\mathbf{Q})|^2 dq_x dq_y. \quad (8)$$

Формулу (8) удобно использовать для исследования перезарядки в возбужденные состояния атома водорода. Действительно, учитывая, что (см. работу [3])

$$\sum_{l=0}^{n-1} \sum_{m=-l}^l |g_{nlm}(\mathbf{Q})|^2 = \frac{2^4 \pi}{n^3} \cdot \frac{1}{\left(Q^2 + \frac{1}{n^2}\right)^2}, \quad (9)$$



Р и с. 2. Вероятность перезарядки в возбужденные состояния.

и выбирая $f(q) = 2^3 \pi^{\frac{1}{2}} (Z^{*2} + q^2)^{-\frac{1}{2}}$, что соответствует координатной волновой функции электрона в атоме

$\Phi_i = Z^{*3/2} \pi^{-\frac{1}{2}} \exp(-Z^*r)$, для сечения перехода в состояние с заданным n (просуммированное по l и m) из выражения (8) найдем

$$\sigma(n) = \frac{2^8 Z^{*5}}{n^3 v^2} \int \frac{dq_x dq_y}{(Z^{*2} + q^2)^4 \left(Q^2 + \frac{1}{n^2}\right)^2}. \quad (10)$$

Используя закон сохранения энергии для нахождения связи между q^2 и Q^2 , получим окончательное выражение для одноэлектронного перехода в n -состояние водорода:

$$\sigma(n) = 2 \frac{2^8 Z^{*5} \pi}{n^3 v^2 (\delta - \gamma)^5 \delta \gamma^3} \left[-4 \gamma^3 \delta \ln \frac{\delta}{\gamma} + (\delta - \gamma) \gamma^3 + 3(\delta - \gamma) \delta \gamma^2 - (\delta - \gamma)^2 \delta \gamma + \frac{1}{3} (\delta - \gamma)^3 \delta \right], \quad (11)$$

где

$$\left. \begin{aligned} \delta &= \frac{1}{n^2} + \left(\frac{1}{2} v - \frac{\alpha + \frac{1}{2n^2}}{v} \right)^2; \\ \gamma &= Z^{*2} + \left(\frac{1}{2} v - \frac{\alpha + \frac{1}{2n^2}}{v} \right)^2; \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

α — энергия ионизации электрона в Li^+ (фактор 2 учитывает, что может быть захвачен любой из двух электронов в Li^+). Формула (11) получается также при расчете перезарядки параметрическим методом.

На рис. 1 приведены сечения $\sigma(1)$ (перезарядка в основное состояние) и $\sigma = \sum_{n=1}^{100} \sigma(n)$ при скорости $v \geq 4$ ат. ед. При меньших скоростях критерий применимости борновского приближения не выполняется. Сопоставление с $\sigma_{\text{эксп}}$ позволяет в лучшем случае сделать вывод о качественном согласии хода кривых. Для прямого сравнения было бы желательно продолжить экспериментальную кривую в область более высоких энергий. На рис. 2 показана интенсивность заселения возбужденных состояний с $n \leq 10$ при $v = 5$ ат. ед. Как следует из выражения (11), при $v \rightarrow \infty$

$$\sigma(n) = \frac{2^9 \pi Z^{*5}}{n^3 v^{12}}. \quad (13)$$

Эта формула определяет асимптотический характер сечения.

В заключение отметим, что примененный метод может быть использован для оценки сечений перезарядки в других процессах.

Авторы выражают глубокую благодарность Ю. Н. Демкову за обсуждение результатов.

Поступило в Редакцию 10/IV 1967 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Ф. Богданов, А. И. Кархов, Ю. А. Кучеряев. «Атомная энергия», 19, 381 (1965).
2. H. Brinkman, H. Gramers. Proc. Acad. Sci. Amsterdam, 33, 973 (1930).
3. R. Maу. Phys. Rev., 136, 3A (1964).