## УДК 539.17.014

## Н. В. Еремин, Г. Мартинес (Куба), Ю. В. Меликов, А. Ф. Тулинов, Н. Г. Чеченин

## О ФОРМЕ ОСЕВОЙ ТЕНИ ПРИ БОЛЬШИХ СМЕЩЕНИЯХ СОСТАВНОГО ЯДРА

1. Для получения количественных данных о временах жизни составных ядер методом теней необходимо знать связь между средним смещением составного ядра из узла решетки за время его жизни и соответствующими изменениями формы тени. Такие соотношения перехода мог бы дать расчет угловых распределений продуктов реакции в окрестности кристаллографической оси или плоскости, адекватный условиям проводимого эксперимента. Но в этой постановке задача пока не решена, и приближенные соотношения перехода получают либо с помощью «численного эксперимента», на ЭВМ, либо путем использования модельных представлений о движении заряженных частиц в кристалле, основанных на известной работе Линдхарда [1].

Хотя однострунная модель Линдхарда не учитывает влияния на движение частицы соседних атомных цепочек и многократного рассеяния, в ряде случаев она является хорошим приближением. Примером могут служить резонансные ядерные реакции, протекающие на небольшой глубине от поверхности кристалла и характеризующиеся таким временем, что среднее смещение составного ядра мало по сравнению с расстоянием между цепочками атомов. Если же возбуждаемое состояние имеет достаточно большое время жизни, что имеет место, например, в реакции A1(p,  $\alpha$ ) при  $E_p = 633$  кэВ [2, 3], соседние цепочки атомов могут оказывать существенное влияние на движение частиц продуктов реакции. При этом, как показали расчеты методом Монте-Карло [4], характер углового распределения должен зависеть не только от величины смещения составного ядра, но и от направления смещения в поперечной плоскости. Эти особенности угловых распределений удовлетворительно описывает [5] так называемая многострунная модель, являющаяся усовершенствованной моделью Линдхарда.

В настоящей работе в рамках этой модели проведен анализ зависимости различных параметров тени от величины и направления смещения составного ядра. Расчеты проводились для α-частиц с энергией 2 МэВ, движущихся в монокристалле алюминия вблизи направления <110>, и выполнялись с помощью ЭВМ БЭСМ-6.

2. В многострунной модели в отличие от однострунной потенциал не является аксиально симметричным, так как определяется суммой потенциалов ближайших цепочек атомов, расположение которых задается структурой кристалла (рис. 1):

$$U(x, y) = \sum_{i} U(r_{i} = \sqrt{x^{2} + y^{2}}), \qquad (1)$$

где  $U(r_i)$  — потенциал Линдхарда для *i*-той цепочки. В соответствии с выражением (1) вычислялся потенциал в пределах элементарной области, выделенной пунктиром на рис. 1, которая разбивалась на  $30 \times 42$ линейно возрастающих по величине шагов. Симметричное расположение цепочек в кристалле позволяет найти потенциал в любой точке поперечной плоскости, если известен потенциал в элементарной области.



Рис. 1. Распределение потенциала U(x, y) в поперечной плоскости канала <110> монокристалла алюминия

Распределение по поперечной энергии испущенных составными ядрами частиц может быть записано в виде [1]:

$$\Pi(E_{\perp}) = \frac{1}{2E} \iint g(x, y) \, dx \, dy \int d(E \, \Theta^2) \,\delta(E_{\perp} - E \, \theta^2 - U(x, y)) = \\ = \frac{1}{2E} \iint g(x, y) \, dx \, dy.$$
(2)

Здесь g(x, y) — функция распределения смещений составных ядер из узла кристаллической решетки в результате тепловых колебаний и под действием импульса налетающей частицы:

$$g(x, y) = \frac{1}{v_{\perp} \tau 2\pi \rho} \int ds \cdot e^{-\frac{s}{v_{\perp} \tau}} \cdot e^{-\frac{(x-s\cos \varphi)^{2} + (y-s\sin \varphi)^{2}}{2\rho^{2}}}$$
(3)

·59

где  $\rho$  — амплитуда тепловых колебаний атомов,  $v_{\perp} \tau$  — нормальная составляющая среднего смещения составного ядра за время его жизни, угол  $\phi$  характеризует направление смещения (рис. 1).

Угловое распределение частиц в окрестности кристаллографической оси определяется выражением

$$W(\Psi) = \iint \frac{dx \, dy}{S(E_{\perp})} \, \Pi\left(E_{\perp} = U(x, y) + E\Psi^2\right) \tag{4}$$

где  $S(E_{\perp})$  — площадь области в поперечной плоскости, доступной для частиц с поперечной энергией  $E_{\perp}$ , определяемой условием  $U(x, y) < E_{\perp}$ .

3. Результаты расчетов угловых распределений для различных значений среднего смещения  $v_{\perp}\tau$  и нескольких направлений смещения приведены на рис. 2. Видно, что форма угловых распределений существенно зависит не только от величины  $v_{\perp}\tau$ , но и от направления смещения составного ядра в поперечной плоскости. Причем если смещение направлено в область с низким значением потенциала, то при достаточно большой величине  $v_{\perp}\tau$  в центре углового распределения появляется пик, наличие которого указывает на эффективность захвата частиц в режиме каналирования.



Рис. 2. Угловые распределения  $\alpha$ -частиц для различных значений среднего смещения  $\upsilon_{\perp}$  т составного ядга из узла решетки и нескольких ориентаций вектора  $\upsilon_{\perp}$  т:  $\varphi=0$  (a),  $\pi/2$  (б),  $\pi/4$  (s);  $\upsilon_{\perp}$   $\tau=0$  (1), 0,1 (2), 0,3 (3), 0,6 (4), 0,9 (5), 2,0 (6).  $\Psi/\Psi_1$  — относительный угол в долях критического угла Линдхарда  $\Psi_{\rm P}$ 

Полученные угловые распределения нельзя, однако, непосредственно использовать для нахождения величины  $v_{\perp}\tau$  и затем  $\tau$  путем сравнения с ними соответствующих экспериментальных угловых распределений. Причиной является, с одной стороны, приближенный характер расчетов, не учитывающих несовершенства структуры реального кристалла и многократное рассеяние, а с другой стороны, конечное угловое разрешение и ограниченная статистическая точность экспериментальных угловых распределений. В этой ситуации следует обратиться к таким характеристикам угловых распределений, которые, оставаясь чувствительными к смещению составного ядра, слабо зависят от упомянутых факторов, не учитываемых в модельных расчетах [6]. Ими являются относительные параметры рабочей ( $v_{\perp}\tau=0$ ) и эталонной ( $v_{\perp}\tau=0$ ) теней — разность интенсивностей в минимуме  $\Delta \chi$ , отношение объемов  $R_{\perp}/R_0$  и площадей сечений  $\Omega_{\perp}/\Omega_0$  лунок, отношение их полуширин [7].

 $-R_{\tau}/R_{a}$ Δχ 1,0 1,0 Рис. З. Зависимость относительного выхода в минимуме Δχ (a) и отношения объемог 0,8 0,8 лунок  $R_{\tau}/R_0$  (б) от величины **υ**<sub>+</sub>τ для различных углов φ: 0.0 0,6 a:  $\varphi = 0$  (1),  $\pi/2$  (2),  $\pi/3$  (3),  $\pi/4$  (4),  $\pi/6$  (5);  $\delta$ :  $\phi=0$  (1), π/2, π/3 (2), π/4, π/6 (3). Пунктиром показаны зависи-0,4 мости  $\Delta \chi = 2 (v_{\perp} \tau / r_0)^2$  и  $-R_{\tau}/R_0 = e^{-1.5a_{TF}/v_{L}\tau}$ 0,2 0, 0.14 0.06

На рис. З приведены зависимости первых двух относительных параметров теней от величины  $v_{\perp} \tau$  для различных направлений смещения в поперечной плоскости. Видно, что зависимость  $\Delta \chi(v_{\perp} \tau)$  существенно различна для разных направлений смещения, тогда как интегральная характеристика тени 1— $R_{\tau}/R_0$ , обладающая высокой чувствительностью к величине смещения  $v_{\perp} \tau$ , слабо зависит от его направления. Последнее обстоятельство отмечалось ранее в работе [8].

Очевидно, при малых смещениях составного ядра данные, полученные в рамках многострунной и однострунной моделей, должны совпадать. Расчеты, выполненные в настоящей работе, показывают, что область применения однострунной модели ограничена значениями  $v_{\perp} \tau < (2,0-2,5) a_{TF} \sim 0.04$  нм. При этом для описания зависимости  $\Delta \chi(v, \tau)$  может быть использовано соотношение [1]:

$$\Delta \chi \left( v_{\perp} \tau \right) = 2 \left( \frac{v_{\perp} \tau}{r_0} \right)^2, \qquad (5)$$

где  $\pi r_0^2$  — площадь круга в поперечной плоскости, приходящаяся на одну цепочку. Заметим, что полученная граница области применимости

0,14 V, T (НМ) однострунного приближения совпадает с оценкой, проведенной в работе [9]. Что же касается зависимости  $R_{1}/R_{0}$  ( $v_{1}$ ,  $\tau$ ), то она может быть удовлетворительно аппроксимирована выражением

$$R_{\tau}/R_{0}(v_{\perp}\tau) = 1 - e^{-\frac{r_{c}}{v_{\perp}\tau}}$$
(6)

при  $r_{\rm c} \approx 1,5 a_{TF}$  в значительно более широкой области значений  $v_{\perp}$ т, фактически во всей области, представляющий практический интерес, как это видно из рис. З. Выражение, аналогичное формуле (6), имеет место и для параметра  $\Omega_r / \Omega_0$  при значении  $r_{\rm c} \approx a_{rF}$ 

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Lindhard J. "Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.", 1965, 34, N 14.
  Sharma R. P., Andersen J. U., Nielsen K. O. "Nucl. Phys.", 1973, A204, 371.
  Nakayama H., Ishii M., Hisatake K. et al. "Nucl. Phys.", 1973, A208, 545.
  Hashimoto Y., Barrett J. H., Gibson W. M. "Phys. Rev. Lett.", 1937, 30,
- 995.
- 5. Gibson W. M. "Ann. Rev. Nucl. Sci.", 1975, 25, 465. 6. Каманин В. В., Карамян С. А., Кучер А. М. и др. «Ядерная физика», 1972, 16, 252.
- 7. Меликов Ю. В., Тулинов А. Ф., Чеченин Н. Г. Труды VI Всесоюзного совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с монокристаллами. M., 1975, c. 264.
- 8. Меликов Ю. В., Отставнов Ю. Д., Тулинов А. Ф., Чеченин Н. Г. Труды VII Всесоюзного совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с монокристаллами. М., 1976, с. 138.
- 9. Melikov Yu. V., Otstavnov Yu. D., Tulinov A. F., Chechenin N. G. "Nucl. Phys.", 1972, A180, 241.

ниияф

Поступила в редакцию 10.11.77