

## ПОТЕРИ ЭЛЕКТРОНОВ МНОГОЗАРЯДНЫМ ИОНОМ ПРИ КАНАЛИРОВАНИИ

*В.А.Базылев, Н.К.Жеваго*

Показано, что при движении многозарядного иона в кристалле в режиме каналирования при некоторых "резонансных" скоростях иона вероятность потери электронов ионом значительно возрастает. Предсказан также эффект подавления вероятности образования вакансий в более внешней оболочке по сравнению с внутренней.

1. Пусть ион с зарядом  $eZ_1$ , имея не менее одного электрона на своей орбите, движется по каналированной траектории вдоль направления определенных кристаллографических осей. Будем считать, что эти оси состоят из одинаковых атомов вещества, расположенных на расстоянии  $d$  друг от друга. Для рассматриваемого процесса важны близкие расстояния  $\rho$  между ионом и одной из цепочек, поэтому, для простоты, будем считать, что ион движется в поле одной цепочки. Пусть одна из характерных частот столкновений  $\omega_k = 2\pi kv/d$  ( $v$  – скорость иона,  $k$  – номер гармоники) близка к разности энергий  $\omega_0$  основного

и возбужденного состояний электрона в ионе. Как будет показано ниже, практически наиболее важен случай, когда время жизни электрона на возбужденном уровне, связанное с отрывом электрона от иона, меньше или порядка времени пролета ионом кристалла. В этом случае теория возмущений неприменима. При решении уравнения Шредингера для волновой функции электрона в ионе используем двухуровневое приближение. Мы не будем выписывать общие формулы для вероятности  $W(\rho)$  потери электрона ионом после прохождения кристалла толщины  $L$ . Приведем лишь результаты расчета в предельном случае, когда разность неопределенностей  $\Delta\Gamma$  в энергиях уровней основного и возбужденного состояний значительно меньше или величины их расщепления  $V_{12}$  полем цепочки, или дефекта резонанса  $\delta = \omega_k - \omega_0$  :

$$W(\rho) = 1 - \exp \left[ - \frac{(\Gamma_1 + \Gamma_2) L}{2v} \right] \left[ \operatorname{ch} \frac{\Delta\Gamma L/v}{2(1+\xi^2)^{1/2}} - (1+\xi^2)^{-1/2} \operatorname{sh} \frac{\Delta\Gamma L/v}{(1+\xi^2)^{1/2}} \right]. \quad (1)$$

Здесь  $\Gamma_1, \Gamma_2$  — ширины основного и возбужденного состояний, определяемые процессом отрыва электрона;  $\Delta\Gamma = \Gamma_1 - \Gamma_2$ ;  $\xi = 2|V_{12}|/\delta$

$$V_{12} = \exp \left( - \frac{4\pi^2 k^2 u^2}{d^2} \right) \frac{|x_{12}|^2}{d^2} \left[ \left| \frac{\omega_0}{v} V \left( \frac{\omega_0}{v}, \rho \right) \right|^2 + \left| \frac{\partial}{\partial \rho} V \left( \frac{\omega_0}{v}, \rho \right) \right|^2 \right], \quad (2)$$

$|x_{12}|$  — матричный элемент дипольного момента электрона в ионе;  $u^2$  — средний квадрат амплитуды тепловых колебаний атомов кристалла;

$V \left( \frac{\omega_0}{v}, \rho \right)$  — фурье-компонента электростатического потенциала атома  $v(z)$ , ( $r = \sqrt{\rho^2 + z^2}$ ):

$$V \left( \frac{\omega}{v}, \rho \right) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp(i\omega z/v) U(\sqrt{\rho^2 + z^2}) dz \quad (3)$$

В условиях сильного резонансного взаимодействия ( $\xi \rightarrow \infty$ ) имеем

$$W(\rho) = 1 - \exp \left[ - \frac{(\Gamma_1 + \Gamma_2) L}{2v} \right]. \quad (4)$$

В этом случае закон распада начального состояния экспоненциальный, однако, показатель экспоненты содержит (помимо  $\Gamma_1$ ) скорость распада возбужденного уровня  $\Gamma_2$ . Как правило, вероятность отрыва электрона от иона из возбужденного состояния  $|2\rangle$  значительно выше, чем из основного состояния ( $\Gamma_1 \ll \Gamma_2$ ). Тогда из (1), (4) следует, что вероятность потери электрона ионом в условиях резонанса ( $\xi \gg 1$ ) существенно больше соответствующей вероятности в отсутствие резо-

нанса ( $\xi \ll 1$ ). Недавно, этот эффект наблюдался Датцем и сотрудниками [1]<sup>1)</sup>. Рассмотренный процесс можно использовать для получения быстрых многозарядных ионов. Существенным также является то, что потеря электронов ионами при каналировании не сопровождается увеличением угловой расходимости пучка ионов, как это имеет место в аморфной среде.

2. В отличие от аморфной мишени, в кристалле неравенство  $\Gamma_1 \ll \Gamma_2$  выполняется не при всех скоростях иона.

Для ширины  $\Gamma_i$  произвольного состояния  $|i\rangle$  электрона в ионе мы получили выражение

$$\Gamma_i = \frac{c}{(2\pi)^2 \hbar v d} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\sigma_i^{(\Phi)}(2\pi kv/d)}{k} \left[ \left| \frac{2\pi k}{d} V\left(\frac{2\pi k}{d}, \rho\right) \right|^2 + \left| \frac{\partial}{\partial \rho} V\left(\frac{2\pi k}{d}, \rho\right) \right|^2 \right] \times$$

$$\times \exp\left(-\frac{4\pi^2 k^2 u^2}{d^2}\right) + \frac{c}{(2\pi)^2 \hbar v d} \int_0^{\infty} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\omega^2 u^2}{v^2}\right) \right] \sigma_i^{(\Phi)}(\omega) \left[ \left| \frac{\omega}{v} V\left(\frac{\omega}{v}, \rho\right) \right|^2 + \left| \frac{\partial}{\partial \rho} V\left(\frac{\omega}{v}, \rho\right) \right|^2 \right], \quad (5)$$

где первое слагаемое описывает когерентную часть вероятности отрыва электрона от иона в единицу времени под действием атомов цепочки, второе — некогерентную часть, обусловленную тепловыми колебаниями атомов решетки;  $\sigma_i^{(\Phi)}(\omega)$  — сечение фотоэффекта на  $i$ -й оболочке иона.

Пусть величина  $\omega_{min} = 2\pi v/d$  частоты столкновений иона с атомами цепочки имеет порядок порога ионизации  $Y_K$  некоторой внутренней (например,  $K$ -) оболочки, тогда как  $\omega_{min}$  намного больше порога ионизации  $Y_L$  следующей (например  $L$ -) оболочки. Поскольку  $\sigma_K^{(\Phi)}(\omega)$  вблизи своего порога значительно больше  $\sigma_L^{(\Phi)}(\omega)$  (а меньших частот в спектре возмущения регулярной цепочки нет при достаточно малой амплитуде тепловых колебаний ( $Y_L u \ll v$ )), то согласно (5), получим  $\Gamma_K \gg \Gamma_L$ . Рассматриваемые частоты далеки от резонанса, поэтому из (1) при  $\xi \rightarrow \infty$  следует, что вероятность образования вакансии в  $K$ -оболочке значительно больше вероятности образования  $L$ -вакансии. Если, при этом, критерий Мессе ( $Y_p \lesssim v$ ) выполняется для обеих оболочек, то ионный пучок в результате столкновения с достаточно тонким кристаллом будет обогащен  $K$ -вакансиями. Этот эффект может быть использован, как эффективное средство селективной ионизации многоэлектронных атомов.

Институт атомной энергии  
им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию  
22 марта 1979 г.

<sup>1)</sup> В работе [1] исследовался эффект когерентного возбуждения каналированного иона (см. также [2 — 4]).

## Литература

- [1] S.Datz et al. *Phys. Rev. Lett.*, **40**, 843, 1978.
  - [2] В.В.Окороков. Письма в ЖЭТФ, **2**, 175, 1965.
  - [3] Н.П.Калашников, С.Г.Панкратов. ФТТ, **16**, 843, 1976.
  - [4] S.Shindo, Y.H.Ohtsuki. *Phys. Rev.*, **B14**, 3929, 1976.
-