

## ЭЛЕКТРОРАСЩЕПЛЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ КАНАЛИРОВАННЫХ ЯДЕР В КРИСТАЛЛАХ

*Ю. Л. Пивоваров, В. Г. Хлабутин, С. А. Воробьев*

При движении релятивистских ядер в кристаллах в режиме каналирования оказывается возможным наблюдение "чистых" процессов электрорасщепления и кулоновского возбуждения каналированных ядер. Рассчитано сечение расщепления дейтронов с энергиями 50 и 100 ГэВ в кристалле вольфрама, обсуждены экспериментальные условия наблюдения процессов.

Существует процесс, позволяющий подавить ядерные взаимодействия в кристаллах даже при высоких энергиях падающих частиц, таким образом, выделить электромагнитный канал-эффект каналирования частиц в кристаллах [1] (эксперименты при высоких энергиях см. в [2]).

При каналировании энергия частицы, соответствующая движению вдоль плоскостей или осей кристалла,  $E_{\parallel} \approx E$ , произвольна, а поперечная энергия  $E_{\perp} = E\psi^2 < V$  ( $V$  — непрерывный потенциал атомного ряда или плоскости,  $\psi$  — угол влета в кристалл). Т. е. обычное в трехмерной задаче о кулоновском возбуждении условие малой проницаемости кулоновского барьера ядра заменяется здесь соответствующими двухмерным или одномерным условием  $E_{\perp} < V$ . Следовательно, при каналировании возможно наблюдение чисто электромагнитных эффектов взаимодействия адронов и ядер с ядрами в релятивистской области энергий.

Можно рассмотреть процессы такого типа как на ядрах решетки, так и на самих каналированных ядрах. Поскольку во втором случае продукты расщепления имеют релятивистские энергии и узкий конус углов разлета, ниже мы рассмотрим процессы именно этого типа.

Наиболее простым является случай аксиального каналирования ядер в кристалле. Пусть импульс ядра параллелен одной из осей кристалла, ( $p \parallel z$ ), тогда потенциал кулоновского взаимодействия с решеткой есть

$$V(r) = \sum_k \bar{V}_k e^{ikr} = \sum_{k_{\perp}, k_{\parallel} = 0} \bar{V}_{k_{\perp}} e^{ik_{\perp}\rho} + \sum_{k_{\parallel} \neq 0} e^{ik_{\parallel}z} \sum_{k_{\perp}} \bar{V}_k e^{ik_{\perp}\rho}, \quad (1)$$

где  $k^2 = k_{\parallel}^2 + k_{\perp}^2$ . Далее, при высоких энергиях можно предположить, что взаимодействие ядер с каждой цепочкой атомов, составляющих кристалл, происходит независимо [3], поэтому, переходя к одноцепочечному приближению, имеем для потенциала цепочки

$$V(r) = V(\rho) + \sum_{k_{\parallel}} e^{ik_{\parallel}z} V_{k_{\parallel}}(\rho); \quad (2)$$

$$V(\rho) = \left(\frac{a}{2\pi}\right)^2 \int d^2k_{\perp} e^{ik_{\perp}\rho} \bar{V}_{k_{\perp}}; \quad V_{k_{\parallel}}(\rho) = \left(\frac{a}{2\pi}\right)^2 \int d^2k_{\perp} V_k e^{ik_{\perp}\rho}. \quad (3)$$

Здесь  $\bar{V}_k$  — фурье-компоненты потенциала решетки, зависящие от температуры кристалла [4];  $\rho$  — радиус-вектор в поперечной цепочке плоскости;  $k_{\parallel} = (2\pi s/a)$ ,  $a$  — период решетки;  $s = \pm 1, \pm 2, \dots$ .

В задачах каналирования обычно пренебрегают влиянием второго члена в (2) [1, 4] на движение быстрых частиц. Продольная по  $z$  периодичность потенциала (2) может, однако, влиять на внутренние степени свободы каналированных частиц (ядер, ионов). В атомных явлениях это, например, резонансное возбуждение уровней каналированных ионов [5]. Возбуждение ядерных уровней — более трудная задача вследствие малости их ширины и требует отдельного рассмотрения. Поэтому более простыми для экспериментального обнаружения могут оказаться процессы на каналированных ядрах с переходом в непрерывный спектр — электрорасщепление с испусканием нейтронов, протонов и т. д. Рассмотрим в качестве примера расщепление простейшей ядерной системы — дейтона периодичным кулоновым полем кристалла. Для расчета сечения процесса при высоких энергиях используем метод эквивалент-

ных фотонов [6], заменив в системе с  $p_z = 0$  второй член в (2) потоком эквивалентных фотонов ( $\Phi$ ) периода цепочки по  $z$ -направлению  $n(\omega_s, \rho)$ . В отличие от обычного здесь спектр  $\Phi$  дискретен с частотами  $\omega_s = (2\pi c/a)\gamma\beta s$ ,  $s = 1, 2, \dots$ ,  $\gamma$  и  $\beta$  — лоренц-фактор и скорость продольного движения дейтона ( $\beta \approx 1$ ). Спектральную плотность потока  $\Phi$  с одного периода по  $z$ -направлению, зависящую от прецельного параметра  $\rho$ , тепловых колебаний ядер  $\sigma^2$ , находим используя (2), (3) и атомный потенциал  $Z e \exp(-\kappa r)/r$ :

$$n(\omega_s, \rho) = \frac{Z^2 e^2}{\hbar c} \frac{\omega_1}{\omega_s} \exp \left[ - \left( \frac{2\pi\sigma s}{a} \right)^2 \right] \frac{1}{2\pi^2} \frac{\partial}{\partial \rho} \int \frac{d^2 k_{\perp} \exp \left( - \frac{\sigma^2 k_{\perp}^2}{2} + i k_{\perp} \rho \right)}{k_{\perp}^2 + \kappa^2 + \left( \frac{2\pi s}{a} \right)^2} \Big|_{\rho}^2. \quad (4)$$

Считая, что траектория дейтона формируется первым членом потенциала (2),  $V(\rho)$ , с учетом условий влета в кристалл имеем распределение по прицельным параметрам  $f(\rho)$  около каждой цепочки атомов. Интегрируя (4) по  $\rho$  с учетом весов траекторий,  $f(\rho)$ , в простейшем случае, когда исключается область  $R_{min} = R_{min}(\psi)$  около каждой цепочки, получаем спектральную плотность потока  $\Phi$ , усредненную по траекториям:

$$\bar{n}(\omega_s) \approx \frac{Z^2 e^2}{\hbar c} \frac{\omega_1}{\omega_s} \exp \left[ - \left( \frac{2\pi\sigma s}{a} \right)^2 \right] \left[ \kappa_s R_{min} \right]^2 \times \\ \times \frac{1}{\pi} \left\{ K_0^2(\kappa_s R_{min}) + \frac{2K_0(\kappa_s R_{min})K_1(\kappa_s R_{min})}{\kappa_s R_{min}} - K_1^2(\kappa_s R_{min}) \right\}; \\ \kappa_s^2 = \kappa^2 + \left( \frac{2\pi s}{a} \right)^2. \quad (5)$$

Используя (5) и сечение фоторасщепления дейтона  $\sigma_{\Phi}(\omega)$ , находим полное сечение расщепления на периоде цепочки релятивистских каналированных в кристалле дейтонов ( $\epsilon$  — энергия связи):

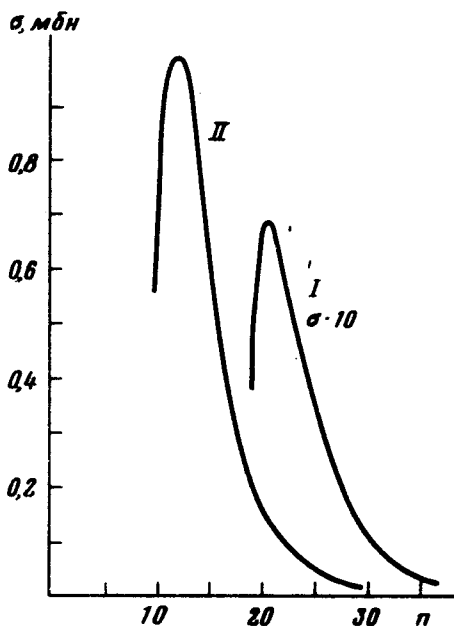
$$\sigma_d = \sum_{s_{min}}^{\infty} \bar{n}(\omega_s) \sigma_{\Phi}(\omega_s), \quad s_{min} = \epsilon/\hbar\omega_{\perp}. \quad (6)$$

Из формулы (5) сразу следует сильная зависимость сечения от температуры кристалла и энергии дейтонов. Действительно, при  $s = s_{min}$  показатель экспоненты в (5) становится равным  $(\epsilon\sigma/\hbar c \gamma)$ , т. е. сечение заметно по величине при

$$\gamma > \gamma_{кр} = \frac{\epsilon\sigma}{\hbar c}. \quad (7)$$

Численную оценку (6) получим, взвешивая по спектру (5) экспериментальное сечение  $\sigma_{\Phi}(\omega)$  из [7] и суммируя по частотам (рисунок). Ра-

счеты проведены для  $a = 2,74 \text{ \AA}$ ,  $R_{\text{min}} = a, \kappa^{-1} = 0,126 \text{ \AA}$ ,  $Z = 74$ ,  $\sigma = 0,022 \text{ \AA}$ , (ось  $\langle 111 \rangle$ , вольфрам). Для 50 ГэВ  $\sigma_d = 0,50 \text{ мбн}$  ( $\gamma \approx \gamma_{\text{кр}}$ ); для 100 ГэВ  $\sigma_d = 7,01 \text{ мбн}$  ( $\gamma > \gamma_{\text{кр}}$ ). Как возможный источник нейтронов высоких энергий такой процесс дал бы угловую расходимость  $\approx 10^{-4}$  рад и разброс по энергиям  $\Delta E/E \approx 10^{-4}$ .



Зависимость сечения электрорасщепления дейтона от номера гармоники в спектре эквивалентных фотонов цепочки: I — для энергии 50 ГэВ, II — для энергии 100 ГэВ

Аналогичным методом можно рассмотреть вообще процессы типа фотоядерных на каналированных ядрах под действием ЭФ кулонова поля кристалла. Для экспериментального исследования таких процессов оптимальной, видимо, является толщина кристалла  $l_0 \approx a/\psi_L$  ( $\psi_L$  — угол Линдхарда [1]), позволяющая дополнительно к тому, что дает условие хорошего каналирования в отношении подавления ядерных взаимодействий, избежать всплеска ядерных реакций при каналировании за счет рассогласования фаз недиагональных элементов матрицы плотности [4] (для 100 ГэВ  $l_0 \sim 10^4 \text{ \AA}$ ). Продукты же ядерных реакций, возникающие от неканалированной части пучка, будут иметь, очевидно, гораздо более широкие угловые распределения.

В заключение выражаем признательность В.Г.Барышевскому, М.И.Подгорецкому и В.В.Окорокову за стимулирующие замечания.

Томский  
политехнический институт

Поступила в редакцию  
3 января 1980 г.

### Литература

- [1] И.Линдхард. УФН, 99, 249, 1969.  
[2] Н.Еsbensen et al. Nucl. Phys., B127, 281, 1977.

- [3] Н.П.Калашников и др. ЖЭТФ, 63, 1107, 1972.
- [4] Ю.Каган, Ю.В.Кононец. ЖЭТФ, 58, 226, 1970.
- [5] В.В.Окороков. Письма в ЖЭТФ, 2, 175, 1965.
- [6] С.Weizsacker. Z. Phys., 88, 612, 1934.
- [7] Дж. Левинджер. Фотоядерные реакции. М., ИИЛ., 1962, стр. 52.