

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-364(22)-79

С.М. ДАРЬИНЯН, К.А. ИСПИРЯН

О КАНАЛИРОВАНИИ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ԵՐԵՎԱՆ 1979 ԵՐԵՎԱՆ

ЕФИ-364(22)-79

УДК.538.3

С.М.ДАРЕВИНЯН, К.А.ИСПИРЯН

О КАНАЛИРОВАНИИ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИИ

Теоретически рассмотрено движение положительных и отрицательных релятивистских частиц при осевом и плоскостном каналировании. Вычислены доля каналированных частиц и распределение частиц в поперечной плоскости при прохождении пучка частиц высоких энергий через монокристалл.

Ереванский физический институт

Ереван 1979

ERM-364(22)-79

S.M. GARIBIADZ, V.A. ISPIRIAN

ON HIGH ENERGY PARTICLE CHANNELING

The motion of relativistic positive and negative particles in the cases of axial and planar channeling is considered theoretically. The channeling fraction and the distribution in the transversal plane for high energy particles passing through crystals are calculated.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1979

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-364(22)-79.

С.М.ДАРБИНЯН, К.А.ИСПИРЯН

О КАНАЛИРОВАНИИ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Ереван 1979

© *Ереванский физический институт, 1979*

I. Введение

Каналирование [1,2] частиц высоких энергий приводит к новым эффектам, которые в последнее время интенсивно изучаются теоретически и экспериментально. Большое количество теоретических работ посвящено специфическому излучению, возникающему из-за периодического движения заряженных частиц в каналах (см. ссылки в [3]). Получены первые экспериментальные данные, косвенно [4] и прямо [5] доказывающие существование этого излучения. Как показывают экспериментальные результаты [6,7], спектральное распределение излучения электронов и позитронов высоких энергий существенно меняется и при больших энергиях фотонов при наличии каналирования. Особый интерес представляют экспериментальные работы [8] по исследованию прохождения и потерь энергии протонов и пионов высоких энергий, каналированных в кристалле.

Теоретически показана возможность искривления траектории каналированных частиц высоких энергий в изогнутых кристаллах [9], обсуждается возможность радиационного охлаждения каналированных

частиц [10]. Явление каналирования (блокинг) может найти применение для исследования свойств нестабильных элементарных частиц [11], а также, совместно с нелинейными эффектами, для построения малогабаритных ускорителей высоких энергий [12].

Для полного описания процессов каналирования, а также для подготовки новых экспериментов, важно знать долю каналирования, т.е. отношение числа каналированных частиц к полному числу частиц пучка, падающих на кристалл, и зависимость этой величины от параметров пучка. Однако имеющиеся в литературе сведения по этому вопросу имеют отрывочный характер. В работах [13-16] приведены результаты расчетов доли каналирования электронов с энергиями до нескольких десятков Мэв при аксиальном каналировании. Кроме нескольких оценок нет сведения о теоретической и, тем более, об экспериментальной доле каналированных частиц высоких энергий.

Целью настоящей работы является заполнить пробел в этой области, рассмотрев возможно подробно механизм захвата частиц высоких энергий в режим каналирования и их движение в каналах. Вычислены доля каналирования и распределение каналированных частиц в поперечной плоскости для пучка заряженных частиц при осевом и плоскостном каналировании. Все расчеты проведены классически, поскольку применение классических методов обеспечивает правильные результаты при высоких энергиях [2].

2. Осевое каналирование отрицательных частиц

Рассмотрим движение отрицательной релятивистской частицы в поле атомной цепочки кристалла. Пусть частица влетает в кристалл в точке с цилиндрическими координатами $\rho_0, \varphi_0, z_0 = 0$,

а направление её скорости \vec{V}_0 определяется углами θ_0 и α_0 (см. рис. I, ось z направлена по оси кристалла).

Движение частицы удобно исследовать методом Гамильтона-Якоби, используя для непрерывного потенциала цепочки атомов выражение вида:

$$V(\rho) = -\frac{\bar{z} e^2}{\rho} + V_0, \quad (I)$$

который является хорошим приближением стандартного непрерывного потенциала Линдхарда, если \bar{z} и V_0 определить соответствующей подгонкой [17] или же если [18,19] $V_0 = 0$ и $\bar{z} = \kappa R z / d$, где κ - некоторая константа, R - радиус экранирования Томаса-Ферми, d - расстояние между атомами на цепочке, z - порядковый номер. При таком потенциале задача аналогична проблеме движения частицы в кулоновом поле в релятивистской механике [20].

При условии (радиусы ρ измерены в единицах d)

$$x_0^2 > \theta_0^2 \tau^2 / \rho_0^2 \quad (2)$$

решениями уравнения Гамильтона-Якоби будут:

$$\frac{\rho_0}{\rho} x_0^2 = \frac{\tau}{\rho_0} - \sqrt{\frac{\tau^2}{\rho_0^2} - x_0^2} \Delta \sin(\psi - \beta_\rho), \quad (3)$$

$$\frac{c(t + \beta_z)}{d} \theta_0 \Delta = \sqrt{2\tau\rho - \rho^2 \Delta - x_0^2 \rho_0^2} + \frac{\tau}{\sqrt{\Delta}} \arcsin \frac{\rho \Delta - \tau}{\sqrt{\tau^2 - x_0^2 \rho_0^2 \Delta}}, \quad (4)$$

$$z \approx ct, \quad (5)$$

где $\chi_0^2 = \sin^2(\alpha_0 - \varphi_0)$, $\tau = \theta_1^2/4\theta_0^2$, $\Delta = 2\tau/\rho_0 - 1$, $\theta_1 = \sqrt{4Ze^2/\epsilon d}$ - угол, эквивалентный углу Линдхарда осевого каналирования, $\epsilon = \gamma mc^2$, а β_φ , β_t - константы, которые определяются начальными условиями. Траектория частицы, определяемая выражениями (3-5) представляет собой розетоны, навиваемые на ось z [13], с временным периодом

$$T \approx \frac{2\pi d \tau}{c \theta_0 \Delta^{3/2}} \quad (6)$$

Максимальный и минимальный радиусы траектории при заданных начальных параметрах можно определить из (3):

$$\rho_{\min}^{\max} = (\tau \pm \sqrt{\tau^2 - \chi_0^2 \rho_0^2 \Delta}) / \Delta \quad (7)$$

В реальном кристалле каналированная частица может испытывать столкновения как с ядрами атомов, так и с атомными электронами и выбиваться из канала, причем известно [2], что ядерные столкновения доминируют над электронными. Частицы высоких энергий будут каналированы вокруг определенных осей кристалла, если

$$\rho_{\min} \geq \rho_1, \quad \rho_{\max} \leq \rho_2 \quad (8)$$

В качестве ρ_2 разумно брать величину порядка радиуса области Вигнера-Зейтца, внутри которого потенциал типа (I) применим, а в качестве ρ_1 - среднеквадратичное тепловое смещение атомов $\sqrt{\bar{u}^2}$ или радиус Томаса-Ферми.

Наложив условия (8) на (7), получим условия каналирования на

начальные параметры частицы:

$$(\rho_0(2\tau + \rho_i) - 2\tau\rho_i) \rho_i / \rho_0^3 \leq x_0^2 \leq 1; \quad i = 1, 2. \quad (9)$$

Пусть параллельный пучок частиц падает на кристалл под углом θ_0 относительно данной кристаллографической оси. Долю D каналированных частиц определим следующим образом:

$$D = \frac{1}{S_0} \iint_S \rho_0 d\rho_0 d\varphi_0, \quad (10)$$

где S_0 - площадь, приходящаяся на одну цепочку, S - область интегрирования, определяемая условиями (9). Можно показать, что ρ_0 меняется в пределах

$$\begin{aligned} \rho_1 &\leq \rho_0 \leq \rho_3^{(2)} && \text{при } \tau_1 \leq \tau \leq \rho_1, \\ \rho_3^{(1)} &\leq \rho_0 \leq \rho_3^{(2)} && \text{при } \rho_1 < \tau < \rho_2, \\ \rho_3^{(1)} &\leq \rho_0 \leq \rho_2 && \text{при } \rho_2 \leq \tau \leq \tau_2, \end{aligned} \quad (11)$$

где
$$\rho_3^{(i)} = \frac{\rho_i}{2} \left(\sqrt{1 + \frac{8\tau^i}{\rho_i}} - 1 \right); \quad i = 1, 2,$$

$$\tau_1 = \rho_1(\rho_1 + \rho_2) / 2\rho_2, \quad \tau_2 = \rho_2(\rho_1 + \rho_2) / 2\rho_1. \quad (12)$$

Предельные значения угла θ_0 , в пределах которых возможно каналирование, определяются условиями:

$$\tau_1 \leq \tau \leq \tau_2 \quad (13)$$

На рис.2 показана зависимость D от отношения θ_0/θ_1 для релятивистских отрицательных частиц, падающих вдоль оси $[100]$ для различных кристаллов. При этих вычислениях в качестве ρ_1 взяты среднеквадратичные значения амплитуды тепловых колебаний при комнатной температуре, а в качестве ρ_2 - половина расстояний между атомными цепочками. При увеличении температуры увеличится значение ρ_1 , что приводит к уменьшению D . Для иллюстрации на рис.2 показана также зависимость D от θ_0/θ_1 (кривая MgO-1), вычисленная в случае, когда значение ρ_1 увеличено в два раза. Кривые MgO и MgO-1 находятся в удовлетворительном согласии с результатами [14].

Для различных физических задач представляет интерес распределение каналированных частиц в поперечной плоскости относительно оси кристалла $W(\rho) = dW/d\rho$. Для одной частицы это нормированное распределение по ρ с заданными начальными параметрами можно получить из выражения (4):

$$dW(\rho, \rho_0, \varphi_0, \theta_0, \alpha_0) = \frac{\rho d\rho}{\pi \tau} \frac{\Delta}{\sqrt{(\rho_{\max} - \rho)(\rho - \rho_{\min})}} \quad (14)$$

Для нахождения соответствующего распределения в случае пучка частиц выражение (14) необходимо проинтегрировать по ρ_0 и φ_0 в области захвата частиц в канал. После интегрирования (14) по φ_0 (или X_0) получаются громоздкие выражения от эллиптических интегралов. Поскольку интегрирование по ρ_0 не удастся провести аналитически, приходится выполнять трудоемкие численные расчеты на ЭВМ. Вместо этого оказалось более целесообразным вычислить распределение $W(\rho)$ для пучка частиц методом

Монте-Карло. Схема расчета выглядит следующим образом: внутри области захвата разыгрываются ρ_0 и φ_0 . Для значений ρ_0 и φ_0 внутри (9) с помощью (14) методом Неймана находятся значения ρ . Распределение событий по ρ после нормировки представляет собой искомое $W(\rho)$. Для проверки расчетов нами также был применен метод Монте-Карло после интегрирования (14) в малых интервалах по ρ . Оба Монте-Карло метода дали одинаковые результаты для $W(\rho)$. Отметим, что частота появления значений ρ_0 и φ_0 , находящихся внутри области захвата (9), дает независимый способ нахождения доли каналирования D .

На рис.3 показаны распределения $W(\rho)$ для пучка релятивистских отрицательных частиц, падающих под углом $\theta_0/\theta_1 = 0,65$; 1,12 и 2 вдоль оси $[100]$ на кристалл германия. Из рисунка видно, что распределения находятся внутри соответствующих интервалов ρ_1 и ρ_2 и имеют максимумы, которые сдвигаются вправо с уменьшением θ_0/θ_1 .

В заключение этого параграфа отметим, что основным видом движения для каналированных частиц реальных пучков с угловым разбросом $\sim 10^{-4} - 10^{-5}$ рад. будет именно выше рассмотренное розетонное движение. В самом деле, если имеет место условие, обратное (2) то движение частицы может быть финитным и при этом частица, двигаясь по спирали, за конечное время "падает" на ось. Однако, для реальных пучков только ничтожная доля частиц будет удовлетворять такому условию.

3. Осевое каналирование положительных частиц

По сравнению с отрицательными частицами движение при осевом каналировании релятивистских положительных частиц изучено

неудовлетворительно, что, по-видимому, объясняется трудностями подбора подходящего потенциала, который позволил бы решать уравнения движения. Однако, в этом случае также возможно выбрать потенциал, который более или менее соответствует реальности и позволит выяснить основные особенности движения положительных частиц в канале и оценить долю и распределение канализированных частиц.

Предположим, что n атомных цепочек составляют канал. Направление осей координаты начальные параметры выберем в соответствии с рис. I (ось Z направлена по оси цилиндра). Аналогично приближению непрерывных потенциалов Линдхарда для цепочек и плоскостей, можно принять, что положительная частица движется внутри заряженной экранированной трубы. Используя приближение Линдхарда [1] для атомного экранирования, получим следующее выражение для потенциала внутри трубы:

$$V(\rho) = \frac{ze^2n}{d} \ln \frac{\rho^2 + a^2 + c^2 R^2 + \sqrt{(\rho^2 + a^2 + c^2 R^2)^2 - 4a^2 \rho^2}}{2(a^2 + c^2 R^2)}, \quad (15)$$

где a - радиус трубы, $c = \sqrt{3}$ - постоянная Линдхарда. Для решения уравнения движения потенциал (15) разложим в ряд по ρ , в результате чего получим параболический потенциал типа:

$$V(\rho) = A \rho^2. \quad (16)$$

Зависимость потенциалов от ρ внутри цилиндра, вычисленная по (15) и (16), получается близкой к реальной ρ -зависимости потенциалов кристаллов в интервале $0 \leq \rho \leq d/4 \equiv \rho_2$ [2].

если в качестве радиуса трубы взять $a = d_1/2$, где d_1 - расстояние между осями, образующими осевой канал.

В приближении $V_1^2/c^2 \ll 1$ решения дифференциальных уравнений движения имеют вид:

$$\begin{aligned} x &= \bar{x} \sin(\omega_0 t + \varphi_x), \\ y &= \bar{y} \sin(\omega_0 t + \varphi_y); \end{aligned} \quad (17)$$

где $\omega_0^2 = 2c^2 A / \varepsilon$, а амплитуды \bar{x} , \bar{y} и фазы определяются начальными условиями:

$$\begin{aligned} t = 0; \quad x &= x_0, \quad \dot{x}_0 = V_0 \theta_0 \cos \alpha_0, \\ y &= y_0, \quad \dot{y}_0 = V_0 \theta_0 \sin \alpha_0, \end{aligned} \quad (18)$$

Из (17) и (18) для координаты ρ получим:

$$\begin{aligned} \rho^2 &= \frac{1}{2} (\rho_0^2 + \tau^2) + \frac{1}{2} (\rho_0^2 - \tau^2) \cos 2\omega_0 t + \\ &+ \rho_0 \tau \cos(\alpha_0 - \varphi_0) \sin 2\omega_0 t; \end{aligned} \quad (19)$$

$$(\tau^2 = \varepsilon \theta_0^2 / 2A).$$

Таким образом, траектория частицы в поперечной плоскости представляет собой в общем случае эллипс. Частный случай такого движения, когда $\theta_0 = 0$ и колебания частицы происходят в одной плоскости рассмотрен в [21]. Из (19) имеем:

$$\rho_{\max}^2 = \frac{1}{2} (\rho_0^2 + \tau^2) + \frac{1}{2} \sqrt{(\rho_0^2 + \tau^2)^2 - 4\rho_0^2 \tau^2 \chi_0^2}, \quad (20)$$

$$\rho_{\min}^2 = \frac{1}{2} (\rho_0^2 + \tau^2) - \frac{1}{2} \sqrt{(\rho_0^2 + \tau^2)^2 - 4\rho_0^2 \tau^2 \chi_0^2},$$

где $\chi_0^2 = \sin^2(\alpha_0 - \varphi_0)$. Требуя, чтобы $\rho_{\max} \leq \rho_2$ из (20) получим следующее условие на начальные параметры каналированных частиц:

$$\frac{p_2^2}{p_0^2} \left(1 - \frac{p_2^2}{\tau^2} + \frac{p_0^2}{\tau^2} \right) \leq \chi_0^2 \leq 1. \quad (21)$$

Используя (21), для доли (10) каналированных частиц получим следующее выражение:

$$D = \frac{\pi p_2^2}{S_0} \sqrt{1 - \frac{\tau^2}{p_2^2}}. \quad (22)$$

На рис.4 показана зависимость D от отношения θ_0/θ_1 , где θ_1 - угол Линдхарда для аксиального каналирования. Вычисления проведены для релятивистских положительных частиц, падающих на кристаллы Ge, Cu и алмаза вдоль оси [100]. Для сплошных кривых - $p_2 = d_1/4$, а для пунктирных кривых - $p_2 = \sqrt{2} d_1/4$. Из рисунка видно, что с увеличением θ_0 значения D падают и $D = 0$ при $\theta_{кр} = \sqrt{2A p_2^2 / \epsilon}$. Как значения D , так и область изменения θ_0 , при которых есть захват, уменьшаются с уменьшением ширины канала.

Отметим, что выражения для p_{\min} и p_{\max} и D можно получить, не исследовав подробно уравнения движения частицы, а исходя из законов сохранения энергии и компонентов импульса и углового момента относительно оси Z .

Исходя из выражения (19) для траектории частицы, можно получить следующее выражение для функции распределения частицы с заданными начальными параметрами:

$$dW(p, p_0, \varphi_0, \theta_0, \alpha_0) = \frac{2}{\pi} \frac{p dp}{\sqrt{p_0^2 (p^2 - \tau^2 \chi_0^2) + p^2 (\tau^2 - p^2)}}. \quad (23)$$

Проинтегрировав (23) в области захвата частиц в канал, получим следующее выражение для распределения каналированных частиц в поперечной плоскости в случае пучка частиц:

$$dW(\rho, \theta_0) = \frac{8 d\rho}{\pi^2 \rho_2 \sqrt{1 - \tau^2/\rho_2^2}} \frac{\rho}{\tau} \left\{ \sqrt{\frac{1 - \tau^2/\rho_2^2}{1 - \rho^2/\rho_2^2}} K\left(\frac{\rho}{\tau}\right) - \frac{\tau}{\rho_2} K\left(\frac{\rho}{\tau}\right) Z\left(\psi, \frac{\rho}{\tau}\right) \right\}$$

при $\rho < \tau$ (24)

$$dW(\rho, \theta_0) = \frac{8 d\rho}{\pi^2 \rho_2 \sqrt{1 - \tau^2/\rho_2^2}} \left\{ \sqrt{\frac{1 - \rho^2/\rho_2^2}{1 - \tau^2/\rho_2^2}} K\left(\frac{\tau}{\rho}\right) - \frac{\rho}{\rho_2} K\left(\frac{\tau}{\rho}\right) Z\left(\psi, \frac{\tau}{\rho}\right) \right\}$$

при $\tau < \rho$.

Здесь $K(k)$ - полный эллиптический интеграл первого рода,

$Z(\psi, k)$ - дзета функция Якоби, а

$$\psi = \arcsin \sqrt{\frac{1 - \tau^2/\rho_2^2}{1 - \rho^2/\rho_2^2}}, \quad \varphi = \arcsin \sqrt{\frac{1 - \rho^2/\rho_2^2}{1 - \tau^2/\rho_2^2}}$$

В частном случае, когда $\theta_0 = 0$ ($\tau = 0$), имеем:

$$dW(\rho) = \frac{4}{\pi \rho_2} \sqrt{1 - \rho^2/\rho_2^2} d\rho. \quad (25)$$

На рис.5 показаны распределения положительных частиц, каналированных по оси [100] в кристалле алмаза при $\theta_0/\theta_c = 0$; 0,1 и 0,3. Из рисунка видно, что при уменьшении угла θ_0 особенности в распределении, имеющие место при $\rho = \tau$, сдвигаются влево, а при $\theta_0 = 0$ распределение имеет максимум при $\rho = 0$. Во всех случаях максимальная плотность частиц в поперечной плоскости имеет место при $\rho = \tau$.

4. Плоскостное каналирование отрицательных и положительных частиц

По сравнению со случаем осевого каналирования, движение частиц при плоскостном каналировании изучено довольно подробно. Известно, что при пренебрежении потерями, положительные частицы совершают плоское колебательное движение между плоскостями, а отрицательные — такое же движение относительно одной плоскости, периодически пересекая её.

Как было отмечено, выражение для доли D можно получить, исходя из законов сохранения, не изучая подробно траекторию частицы. Этот метод позволяет при вычислении доли воспользоваться более точными потенциалами.

Вычислим долю D , пользуясь непрерывным потенциалом плоскости Линдхарда [1,2]. Из закона сохранения энергии:

$$\frac{\epsilon \theta_0^2}{2A} - V(x_0) = V(x_{max}), \quad (26)$$

где $V(x)$ — потенциал Линдхарда для одной плоскости, и из $x_1 \leq x_{max} \leq x_2$ получим условие на начальные параметры каналируемых частиц, посредством которого находим выражение для доли каналирования отрицательных частиц (x отсчитывается от плоскости):

$$D = \frac{cR}{d_p} \left\{ \frac{1 - (\tau + \eta_2)^2}{\tau + \eta_2} - \frac{1 - (\tau + \eta_1)^2}{\tau + \eta_1} \right\}, \quad (27)$$

где d_p — расстояние между соседними плоскостями, $\tau = \theta_0^2 / \eta \theta_2^2$, $\theta_2 = (4Ze^2 N d_p cR / \epsilon)^{1/2}$ — угол Линдхарда для плоскостного кана-

лирования [8], $\eta_{1,2} = \sqrt{1 + \xi_{1,2}^2} - \xi_{1,2}$, $\xi_{1,2} = X_{1,2} / CR$.

На рис.6 показана зависимость D от θ_0 / θ_2 для отрицательных частиц, падающих на кристалл алмаза (пунктирные кривые) и на кристалл Ge (сплошные кривые) вдоль плоскости (100). Кривые 1 вычислены для $X_2 = d_p/2$, $X_1 = 0$, ϵ кривые 2 - для $X_2 = d_p/2$, $X_1 = \sqrt{u}z$ при комнатной температуре. Видно, что с увеличением θ_0 D падает и $D = 0$ при $\theta_{кр} = \sqrt{\pi \theta_2 (1 - \eta_2)}$

Аналогично, в случае плоскостного каналирования положительных частиц (расстояние отсчитывается от середины между двумя соседними плоскостями), исходя из законов сохранения и используя непрерывный потенциал Линдхарда для двух плоскостей, для доли каналирования ($X_{max} \leq X_2$) получим:

$$D = \frac{CR}{d_p} (\chi - \tau) \sqrt{1 - \frac{4}{(\chi - \tau)^2 - \xi_d^2}}, \quad (28)$$

где $\chi = \sqrt{(\xi_2 + \xi_d/2)^2 + 1} + \sqrt{(\xi_2 - \xi_d/2)^2 + 1}$,

$$\tau = \theta_0^2 / \pi \theta_2^2, \quad \xi_d = d_p / CR.$$

На рис.7 показана зависимость D для положительных частиц, падающих на кристаллы Ge (сплошные кривые) и алмаза (пунктирные кривые) вдоль плоскости (100). Кривые 1 вычислены для $X_2 = d_p/2$, кривые 2 - для $X_2 = d_p/2 - \sqrt{u}z$.

Видно, что в случае положительных частиц с увеличением θ_0 D падает более медленно, чем в случае отрицательных частиц и $D = 0$ при

$$\Theta_{кр}^2 = \pi \theta_2^2 \left(\chi - \sqrt{4 + \xi \frac{\theta_2^2}{d}} \right).$$

Рассмотрим теперь распределение частиц по χ в случае плоскостного каналирования. Как уже отмечено, плоскостное каналирование частиц изучено подробно и в приближении параболического потенциала $V(x) = Ax^2$ траектория каналированных частиц представляет собой простую синусоиду относительно кристаллографической плоскости в случае отрицательных частиц и середины двух соседних плоскостей в случае положительных частиц. Заметим, что параболический потенциал удобен для проведения аналитических вычислений и в литературе широко применяется в качестве первого приближения. В этом приближении для вероятности распределения частицы с данными параметрами χ_0, θ_0 получим простое выражение:

$$dW(x, \chi_0, \theta_0) = \frac{dx}{\pi \sqrt{\bar{x}^2 - x^2}}, \quad (29)$$

где $\bar{x}^2 = \chi_0^2 + \mathcal{E}^2$, $\mathcal{E}^2 = \xi \theta_0^2 / 2A_0$.

Проинтегрировав (29) по χ_0 получим следующее выражение для вероятности распределения в случае пучка:

$$dW(x, \theta_0) = \frac{dx}{\pi \sqrt{x_2^2 - \mathcal{E}^2}} \ln \frac{\sqrt{x_2^2 - \mathcal{E}^2} + \sqrt{x_2^2 - x^2}}{\sqrt{|x^2 - \mathcal{E}^2|}}, \quad (30)$$

где $-X_2 \leq x \leq X_2$. Отметим, что распределения отрицательных и положительных частиц отличаются не только тем, что начало отсчета χ разное, но и тем, что разные параметры A и X_2 . Выражение (30) расходится при $x = \mathcal{E}$, хотя интеграл по χ

конечен, и (30) нормирован на единицу. Расходимость в точке $X = \mathcal{E}$ характерна для параболического потенциала, и она имела место и в случае осевого каналирования положительных частиц.

На рис.8 показаны распределения частиц при плоскостном каналировании в монокристаллах при $\mathcal{E}/X_2 = 0; 0,3$ и $0,6$. Напомним, что вид кристалла в распределении входит через X_2 и A (или \mathcal{E}), а начальные параметры пучка (энергия частиц \mathcal{E} и угол влета θ_0) — через \mathcal{E} . При $\theta_0 \rightarrow 0$ основная часть каналированных частиц находится вблизи плоскости $X = 0$.

5. Заключение

Обсудим коротко различные приближения, принятые в работе, и основные результаты.

Применимость классических расчетов не вызывает сомнения, но ясно, что аккуратный анализ движения, доли и профилей каналированных частиц, требует более точного знания кристаллических потенциалов и учета различных динамических факторов, как, например, рассеяние частиц и т.д. Все результаты настоящей работы получены в предположении, что имеет место устойчивое колебательное движение каналированных частиц без затухания, что оправдано, если толщина кристалла меньше длины деканалирования. Несколько произвольным может казаться выбор значений ρ_1 , ρ_2 и X_1 , X_2 , поскольку, как показывают численные расчеты, результаты достаточно чувствительны к их выбору. Точный выбор этих значений может быть сделан лишь после сравнения с экспериментом.

Что касается подбора потенциалов, можно сказать, что по-

тенциал типа $1/\rho$, использованный при осевом каналировании отрицательных частиц, уже широко используется [17,19] и обеспечивает результаты, находящиеся в удовлетворительном согласии с экспериментом. Полученный нами потенциал трубы (15), как отмечено, удовлетворительно описывает эквипотенциалы для реальных кристаллов и, после разложения в ряд в соответствующем интервале, обеспечивает разумные результаты при описании осевого каналирования положительных частиц. При рассмотрении доли захвата в канал при плоскостном каналировании использовались потенциал Линдхарда, но при выводе распределения частиц использовались параболические потенциалы. Ясно, что последние больше соответствуют реальности для положительных частиц, чем для отрицательных.

Сравнивая результаты по доли каналированных частиц (рис.2, 4,6,7), можно сделать заключение, что наибольшие значения $D_{max} \sim 0,8 - 1$ с наименьшим коридором получаются при плоскостном каналировании отрицательных и положительных частиц. Значения $D_{max} \sim 0,2-0,4$ получаются при осевом каналировании (рис.2,4) Несмотря на то, что при очень малых углах θ_0 отрицательные частицы не захватываются в режим осевого каналирования, интервал углов θ_0 для отрицательных частиц шире, чем в случае положительных частиц. Этим можно объяснить трудность осевого каналирования положительных частиц.

Как следует из рис.3 (а также из неприведенных здесь наших вычислений для кристаллов C , W и MgO), в случае осевого каналирования отрицательных частиц плотность распределения имеет максимум при $\rho \sim (0,05-0,2)d$, где электронная плотность ρ довольно велика. Для положительных частиц (рис.5, где ρ

отсчитывается от центра трубы), наоборот, максимальная плотность частиц приходится на больших расстояниях (малые ρ) от атомов. Другими словами, происходит перераспределение потока частиц с увеличением плотности у центра трубы. Заметим также, что только при относительно больших значениях θ_0 , когда уже доля захвата становится малой (см. рис. 4), центр тяжести распределения приближается к атомам ($\rho \sim \rho_2$). В результате этого, отрицательные частицы должны больше сталкиваться с электронами, и их ионизационные потери должны быть больше, чем для положительных частиц.

Специфическое перераспределение каналированных частиц более четко проявляется при плоскостном каналировании, особенно когда значения θ_0 малы и доля захвата велика. В самом деле, на рис. 8 атомные плоскости в случае отрицательных частиц проходят через точки $x/x_2 = -2; 0; 2 \dots$, а для положительных — через точки $x/x_2 = -1; 1 \dots$, следовательно, отрицательные частицы в основном концентрируются у атомных плоскостей, тогда как положительные — в середине между атомными плоскостями. В результате, эффекты, связанные с распределением частиц (например, разница в ионизационных потерях), должны сильнее выразиться при плоскостном каналировании, чем при осевом.

Следует обратить внимание на следующий примечательный факт: все полученные результаты не зависят явно от энергии частиц, которая входит в выражения только через углы Линдхарда ($\sim 1/\sqrt{E}$) или через характерные критические углы. Следует также иметь в виду, что все результаты получены для пучков с угловым разбросом, меньшим углов Линдхарда. Соответствующим *folding* они могут быть применены и в случае пучков с большим разбросом.

Авторы благодарят Н.З.Акопова, Г.В.Григоряна и А.Т.Маргаряна за помощь при вычислениях и за полезную дискуссию.

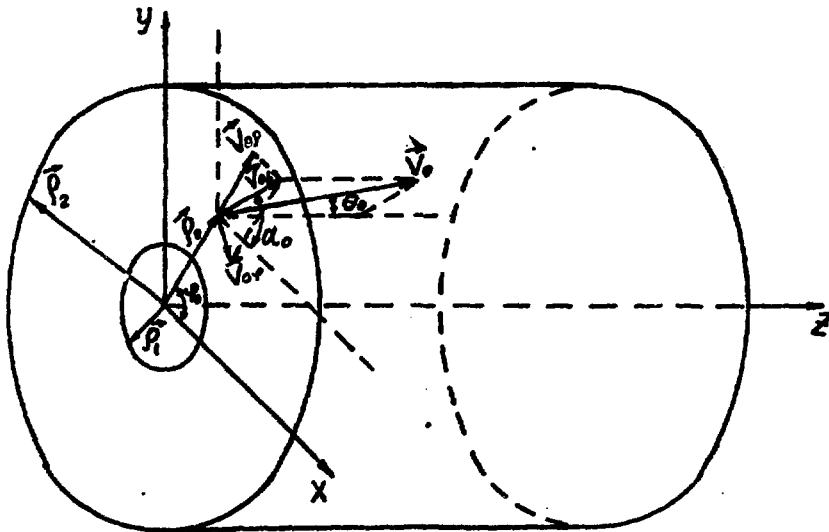


Рис. I

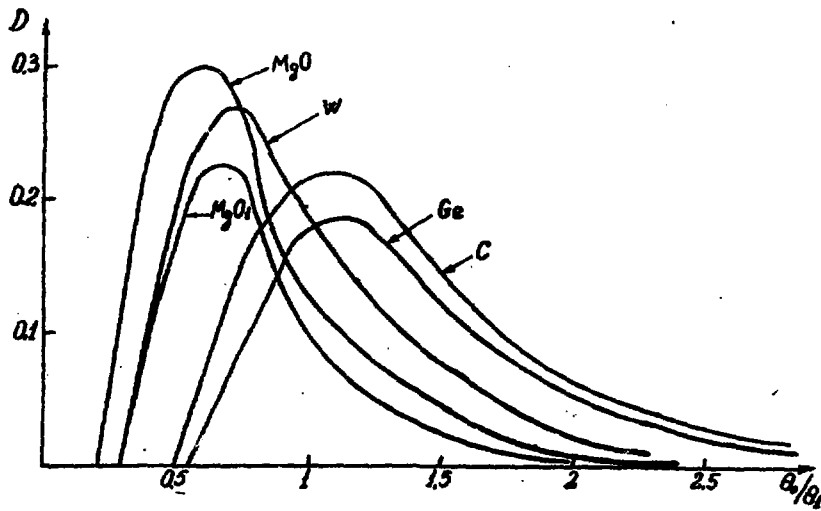


Рис. 2

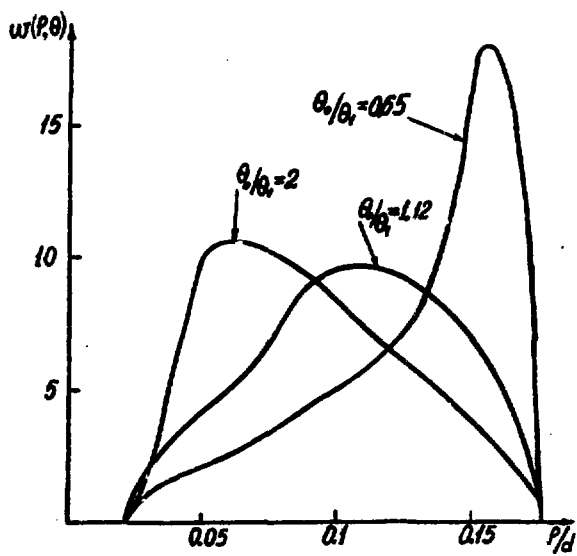


Рис. 3

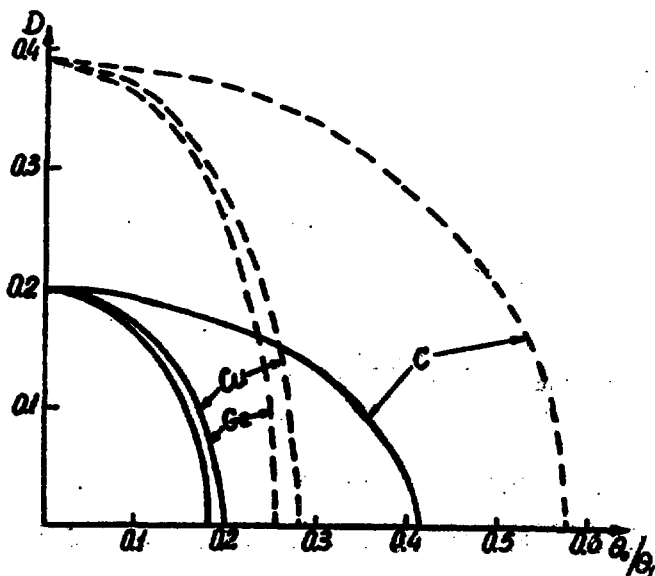


Рис. 4

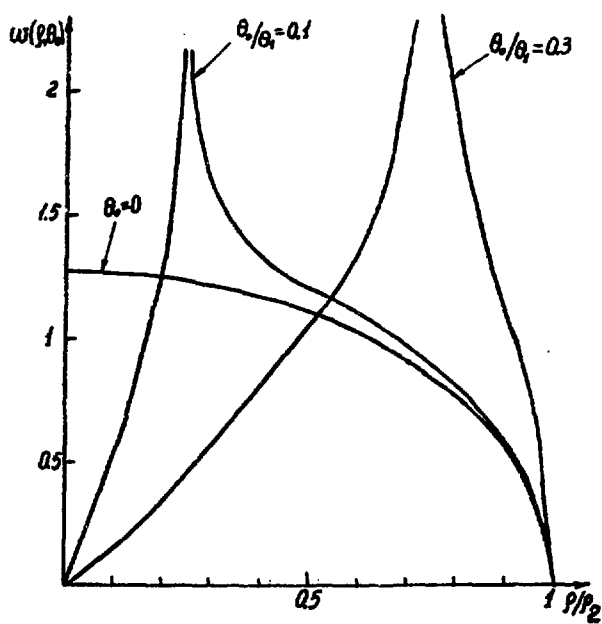


Рис.5

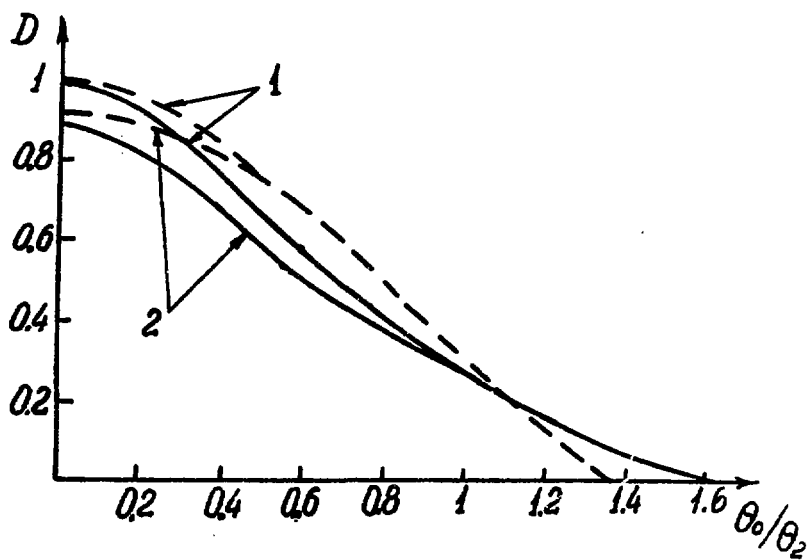


Рис.6

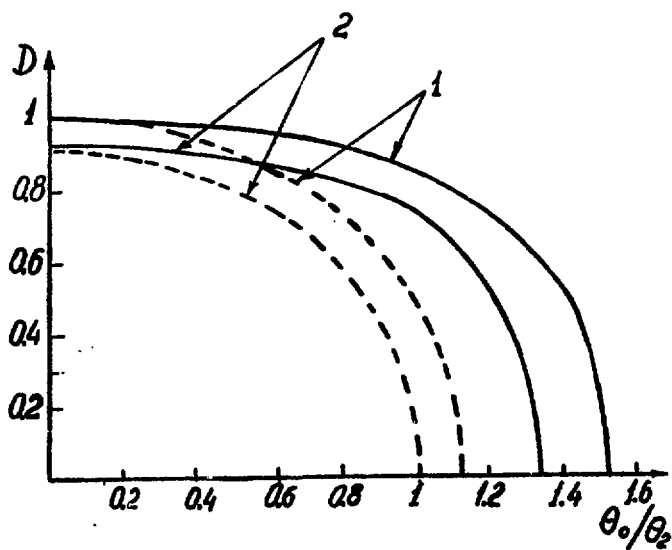


Рис.7

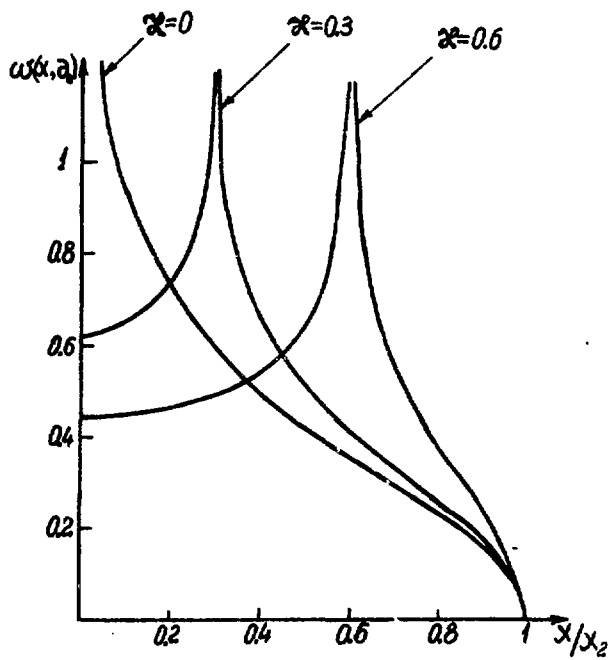


Рис. 8

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

- Рис.1 Система координат и начальные параметры.
- Рис.2 Зависимость D от θ_0/θ_1 для пучка отрицательных частиц, падающих вдоль оси $[100]$ на кристаллы алмаза C ($\beta_1=0,016, \beta_2=0,177$), германия Ge ($\beta_1=0,021, \beta_2=0,177$), вольфрама W ($\beta_1=0,022, \beta_2=0,354$), MgO ($\beta_1=0,024, \beta_2=0,5$) и $MgO-1$ ($\beta_1=0,048, \beta_2=0,5$).
- Рис.3 Распределение каналированных отрицательных частиц в поперечной плоскости кристалла Ge , когда угол влета частиц в кристалл составляет θ_0/θ_1 ; 1,12 ; 0,65 относительно оси $[100]$.
- Рис.4 Зависимость D от θ_0/θ_1 при осевом каналировании положительных частиц, падающих на кристаллы C, Cu и Ge вдоль оси $[100]$. Для сплошных кривых $\beta_2=d_1/4$, а для пунктирных $\beta_2=\sqrt{2}d_1/4$.
- Рис.5 Распределение каналированных положительных частиц в поперечной плоскости в кристалле алмаза. Угол влета частиц в кристалл составляет $\theta_0/\theta_1=0 ; 0,1$ и $0,3$ относительно оси $[100]$.
- Рис.6 Зависимость D от θ_0/θ_2 для отрицательных частиц, каналированных в плоскости $[100]$ в кристалле алмаза (пунктирные кривые) и в кристалле Ge (сплошные кривые). Кривые 1 - для $\chi_2=d_p/2, \chi_1=0$, а кривые 2 - $\chi_2=d_p/2, \chi_1=\sqrt{u^2}$.

Рис.7 Зависимость D от θ_0/θ_2 для положительных частиц, падающих на кристалл Ge (сплошные кривые) и алмаза С (пунктирные кривые) вдоль плоскости (100). Для кривых 1 - $x_2 = d_p/2$, а для кривых 2 - $x_2 = d_p/2 - \sqrt{U^2}$.

Рис.8 Распределение частиц при плоскостном каналировании положительных и отрицательных частиц $\mathcal{E}/x_2 = 0 ; 0,3$ и $0,6$.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Lindhard, Danske Vid.Selsk. Mat.- Fys. Medd., 34, N14, 1965.
2. D.S. Gemmell, Rev. Mod. Phys., 46, 129, 1974.
3. Н.К. Жеваго. ЖЭТФ, 75, 1389, 1978.
4. А.О. Аганянц. Препринт ВФИ-313(38)-78.
5. С.А. Воробьев и др. Известия ВУЗ-ов, сер. физическая, II (198), II7, 1978.
6. М.Л. Мороховский и др. Письма ЖЭТФ, 16, 162, 1972.
7. И.А. Гришаев и др. ЖЭТФ, 72, 437, 1977.
8. H. Esbensen et al., Nucl. Phys., 127B, 281, 1977.
9. E.N. Tsyanov, Preprint Fermilab TM-682, TM-684, 1976.
10. А.Г. Бонч-Осмоловский, М.И. Подгорецкий. Препринт ОИЯИ, P2-II634, 1978.
11. R.A. Carrigan, Phys. Rev. Lett., 35, 206, 1975.
12. А.Ф. Писарев. Препринт ОИЯИ, P9-II518, 1978.
13. H.J. Kreiner et al., Phys. Lett., 33A, 135, 1970.
14. F. Bell et al., Phys. Lett., 38A, 373, 1972.
15. K.F. Kumm et al., Radiat. Eff., 12, 53, 1972.
16. А.Ya. Bobudaev et al., Phys. Lett., 45A, 71, 1973.
17. А. Tamura, T. Kawamura, Phys. Stat. Sol., 73B, 391, 1976.
18. V.V. Karlin et al., Phys. Lett., 54A, 447, 1975.
19. В.В. Каплин, С.А. Воробьев. ЖЭТФ, 73, 583, 1977.
20. Л.Д. Ландау, Е.И. Лифшиц. Теория поля, Физматгиз, М., 1973.
21. М.А. Кумахов, ЖЭТФ, 72, 1489, 1977.

Рукопись поступила 21-го апреля 1979 г.



Редактор Л.П.Мукаян
Тех.редактор А.С. Абрамян

Заказ I97

БФ - 05932

Тираж 299

Препринт БФИ

Формат издания 60 x 84/16

Подписано к печати 9/УП-79г.

2,0 уч.изд.л. Ц. I4к.

Издано Отделом научно-технической информации
Ереванского физического института, Ереван-36, пер.Маркаряна 2