

## DEFLECTION OF CHARGED PARTICLES BY CRYSTALS

S. P. DENISOV

*Motion of relativistic charge particles in magnetic and electric fields and their deflection and focusing using bent crystals are considered.*

**Рассматриваются движение релятивистских заряженных частиц в магнитном и электрическом полях и их отклонение и фокусировка при помощи изогнутых кристаллов.**

## ОТКЛОНЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ КРИСТАЛЛАМИ

С. П. ДЕНИСОВ

Московский государственный университет  
им. М.В. Ломоносова

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Формирование и транспортировка пучков заряженных частиц путем их отклонения в электрических и магнитных полях широко применяются при проведении исследований в области ядерной физики и физики элементарных частиц. Уже давно для этой цели используются искусственно созданные поля в различного рода электромагнитах и конденсаторах. В 1976 году сотрудник Объединенного института ядерных исследований (ОИЯИ, Дубна) Э.Н. Цыганов предложил использовать для отклонения заряженных частиц естественные межатомные электрические поля в кристаллических веществах. Последовавшая затем серия экспериментов, выполненных в ОИЯИ, Институте физики высоких энергий (ИФВЭ, Протвино) и позже в других научных центрах, подтвердила теоретические расчеты Э.Н. Цыганова и показала возможность практического использования кристаллов для управления потоками релятивистских заряженных частиц. В 1984 году при помощи кристалла удалось вывести из ускорителя ОИЯИ пучок протонов с энергией 8 ГэВ. С 1989 года кристаллы применяются на ускорителе ИФВЭ для вывода и дробления пучка протонов с энергией 70 ГэВ с целью обеспечения одновременной работы нескольких экспериментальных установок. В настоящее время кристаллы начинают использоваться и в других ускорительных центрах. В 1996 году российским ученым М.Д. Бавижеву, В.М. Бирюкову, В.И. Котову, В.И. Самсонову, А.И. Смирнову, А.М. Таратину, Э.Н. Цыганову и Ю.А. Чеснокову присуждена Государственная премия Российской Федерации в области науки и техники за разработку и создание новых методов управления пучками заряженных частиц высоких энергий при помощи изогнутых кристаллов и их реализацию.

В статье в качестве единицы энергии используется электронвольт (эВ), равный кинетической энергии, приобретаемой электроном при прохождении разности потенциалов 1 вольт, а также его производная гигаэлектронвольт:  $1 \text{ ГэВ} = 10^9 \text{ эВ}$ . Векторы будем обозначать жирными буквами (**R**), их модули – обычными (*R*).

### 2. ОТКЛОНЕНИЕ ЧАСТИЦЫ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Уравнение движения релятивистской частицы с зарядом  $e$ , скоростью  $\mathbf{v}$  и импульсом  $\mathbf{p}$  в электромагнитном поле с потенциалом  $U$  и индукцией  $\mathbf{B}$  имеет вид [1]

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -e \text{grad } U + \frac{e}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}]. \quad (1)$$

Первый член в правой части (1) представляет кулоновскую силу. Вектор  $-\text{grad } U$  есть напряженность электрического поля. Его проекции на оси координат равны  $-\partial U/\partial x$ ,  $-\partial U/\partial y$ ,  $-\partial U/\partial z$ . Второй член в (1), выраженный через векторное произведение  $\mathbf{v}$  и  $\mathbf{B}$ , представляет силу Лоренца  $\mathbf{F}_l$ . Сила Лоренца перпендикулярна векторам  $\mathbf{v}$  и  $\mathbf{B}$  и численно равна  $vB \sin \phi$ , где  $\phi$  – угол между векторами  $\mathbf{v}$  и  $\mathbf{B}$ . Проекции  $\mathbf{F}_l$  на оси координат определяются формулами [2]

$$F_{lx} = \frac{e}{c} (v_y B_z - v_z B_y),$$

$$F_{ly} = \frac{e}{c} (v_z B_x - v_x B_z),$$

$$F_{lz} = \frac{e}{c} (v_x B_y - v_y B_x).$$

Напомним, что в релятивистской механике импульс частицы с массой  $M$  связан с ее скоростью  $\mathbf{v}$  и энергией  $E$  соотношениями

$$\mathbf{p} = \frac{M\mathbf{v}}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{\mathbf{v}E}{c^2}, \quad (pc)^2 = E^2 - (Mc^2)^2, \quad (2)$$

где  $c$  – скорость света и  $\beta = v/c$ .

Обычно для отклонения релятивистских частиц используются электромагниты. Рассмотрим движение частицы в однородном и постоянном магнитном поле с индукцией  $\mathbf{B}$ . Так как сила Лоренца всегда направлена перпендикулярно вектору скорости, то она не может изменить величины скорости и импульса частицы, а приводит лишь к изменению их направления, заставляя частицу двигаться по винтовой линии с радиусом

$$R_m = \frac{cp_n}{eB}, \quad (3)$$

где  $p_n$  – проекция импульса частицы на плоскость, перпендикулярную  $\mathbf{B}$ . Предлагаем читателю самостоятельно получить формулу (3), решив уравнение (1).

Достаточно однородное магнитное поле существует между параллельными полюсами магнита, если размеры полюсов  $l_m$  много больше расстояния между ними. Выберем систему координат так, чтобы индукция  $\mathbf{B}$  была направлена вдоль оси  $z$ . Пусть частица с импульсом  $\mathbf{p}_0$  входит в межполюсное пространство параллельно плоскости  $(x, y)$ . Попадая в магнитное поле, она начнет двигаться по окружности с радиусом  $R_m = cp_0/(eB)$  (рис. 1), расположенной в плоскости, параллельной полюсам магнита. Из рис. 1 следует, что угол  $\theta_m$  отклонения частицы определяется соотношением

$$\sin \theta_m = \frac{l_m}{R_m} = \frac{eBl_m}{cp_0}.$$

Если энергию измерять в гигаэлектронвольтах, заряд – в единицах заряда электрона, индукцию – в

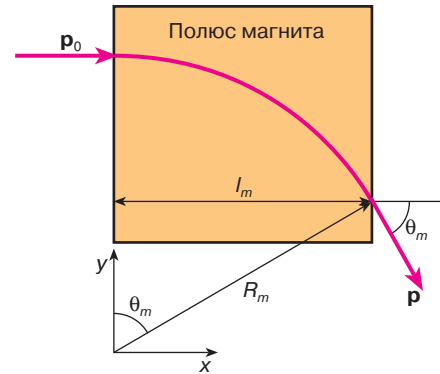


Рис. 1. Отклонение заряженной частицы в магнитном поле. Индукция  $\mathbf{B}$  направлена перпендикулярно плоскости рисунка

теслах и длину – в метрах, то это соотношение можно представить в виде

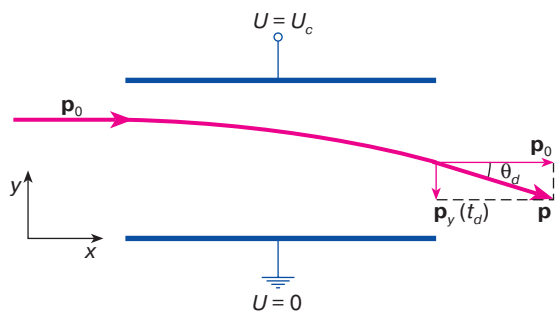
$$\sin \theta_m = \frac{0,3 ZBl_m}{p_0 c}, \quad (4)$$

где  $Z$  – отношение заряда частицы к заряду электрона.

Оценим длину магнита, в котором протон с энергией 70 ГэВ повернется на  $1^\circ$ . В обычных электромагнитах со стальным ярмом, которые часто используются для транспортировки пучков частиц, легко достигаются поля с индукцией 2 Тл. Расчет по формуле (4) показывает, что при поле 2 Тл длина магнита составит около 2 м. Один из основных недостатков таких магнитов – большая потребляемая мощность, составляющая сотни киловатт. Значительно большие поля (до  $\sim 10$  Тл) и меньшее энергопотребление достигаются в сверхпроводящих магнитах. Однако необходимость охлаждения их обмоток до низких температур создает серьезные проблемы при их производстве и эксплуатации. Тем не менее сверхпроводящие магниты начинают находить широкое применение при создании ускорителей на сверхвысокие энергии, стоимость эксплуатации которых определяется в основном потребляемой электроэнергией.

Найдем теперь отклонение частицы при пролете через постоянное и однородное электрическое поле. Такое поле можно создать при помощи плоского конденсатора (рис. 2), размеры  $l_c$  обкладок которого много больше расстояния  $d_c$  между ними, так что неоднородностью поля на краях конденсатора можно пренебречь. Если разность потенциалов между обкладками равна  $U_c$ , то потенциал поля в любой точке на расстоянии  $y$  от нижней обкладки, которой припишем  $U = 0$ , есть  $U = yU_c/d_c$ .

Пусть частица с энергией  $E_0$ , импульсом  $p_0$  и скоростью  $v_0$  влетает в конденсатор параллельно



**Рис. 2.** Отклонение заряженной частицы в электрическом поле конденсатора

оси  $x$  в момент времени  $t = 0$  (рис. 2). Решая уравнение (1), получим

$$p_x = p_0, \quad p_y = -\frac{eU_c t}{d_c}, \quad p_z = 0, \quad (5)$$

то есть частица движется в плоскости  $(x, y)$ , причем проекция ее импульса на ось  $x$  постоянна и равна  $p_0$ . Обозначив через  $t_d$  момент выхода частицы из конденсатора и используя решения (5), найдем для угла  $\theta_d$  отклонения частицы

$$\operatorname{tg} \theta_d = \frac{p_y(t_d)}{p_x} = -\frac{eU_c t_d}{p_0 d_c}. \quad (6)$$

В нерелятивистском приближении ( $v \ll c$ ) очевидно  $t_d = l/v_0$ . В релятивистском случае это соотношение не выполняется, так как  $v_x$  зависит от времени, что на первый взгляд может показаться парадоксальным. Действительно, так как  $p^2 = p_x^2 + p_y^2$ , то из соотношений (2) и (5) следует

$$\begin{aligned} v_x &= \frac{p_x c^2}{E} = \frac{p_0 c^2}{\sqrt{E_0^2 + (ceU_c t/d_c)^2}} = \\ &= \frac{v_0}{\sqrt{1 + (ceU_c t/(E_0 d_c))^2}}. \end{aligned} \quad (7)$$

В дальнейшем будем рассматривать отклонения ультрарелятивистских ( $E \gg Mc^2$ ) частиц на малые углы  $\theta_d \ll 1$ , для которых, как будет показано ниже,

$$\frac{ceU_c t}{E_0 d_c} \ll 1. \quad (8)$$

При выполнении условия (8), как и в нерелятивистском приближении,  $v_x = v_0$ ,  $t_d = l/v_0$  и

$$\operatorname{tg} \theta_d = -\frac{eU_c l}{p_0 v_0 d_c}. \quad (9)$$

Это и есть искомая формула. Из нее следует справедливость неравенства (8) при  $\theta_d \ll 1$  и  $E \gg Mc^2$ . Рекомендуем читателю самостоятельно найти время движения частицы через конденсатор и уравнение ее траектории, не ограничиваясь условием (8). Оказывается, что в общем случае релятивистская частица движется в однородном и постоянном электри-

ческом поле не по параболе, как в классической механике, а по более крутой кривой, называемой цепной линией [2], которая описывает положение тяжелой нерастяжимой нити, подвешенной в двух точках. Связано это с уменьшением проекции скорости частицы на ось  $x$  при ее движении через конденсатор в соответствии с формулой (7).

Рассмотрим конкретный пример. Пусть протон с энергией 70 ГэВ попадает в конденсатор с зазором  $d_c = 10$  см, на который подано напряжение 1 млн вольт. Найдем длину конденсатора, которая обеспечит отклонение протона на угол  $1^\circ$ . Так как заряд протона равен по абсолютной величине заряду электрона, то есть  $eU_c = 10^6$  эВ, то расчет по формуле (9) приводит к  $l_c \approx 120$  м. Создание столь большого конденсатора, выдерживающего напряжение 1 млн вольт, представляет достаточно сложную техническую задачу. Да и большая длина конденсатора по сравнению с длиной электромагнитов, обеспечивающих то же отклонение, сильно ограничивает область возможных применений этого метода для транспортировки пучков релятивистских частиц, хотя он и отличается малым энергопотреблением.

Нельзя ли все-таки, используя электростатический метод, создать компактное ( $\ll 1$  м) устройство для отклонения релятивистских частиц? Для этого есть только один путь: заставить частицу проходить через поле с напряженностью во много раз большей, чем в рассмотренном выше примере. Но как создать такое поле? Оказывается, его и создавать не надо — оно существует в природе. Например, напряженность электрического поля между атомами в кристаллах составляет миллиарды вольт на сантиметр. Чтобы понять, как можно использовать межатомные поля для отклонения частиц, рассмотрим основные закономерности движения заряженных частиц в кристаллах.

### 3. КАНАЛИРОВАНИЕ ЧАСТИЦ В КРИСТАЛЛАХ

Кристаллы отличаются от аморфных веществ упорядоченным расположением атомов в узлах кристаллической решетки (рис. 3), состоящей из одинаковых ячеек. Простейшая ячейка — кубическая. Через кристаллические решетки можно провести параллельные плоскости, содержащие все атомы кристалла. Для кубической решетки существуют три основных типа плоскостей (см. рис. 3). В кристаллографии их обозначают (100), (110) и (111).

В 1964 году И. Линдхард развил теорию [3] прохождения частиц через кристаллы. Он показал, что если угол  $\theta_0$  между импульсом частицы и кристаллической плоскостью мал (условие малости будет получено ниже), то частица взаимодействует сразу со многими атомами кристаллической решетки и потенциал поля отдельных атомов может быть заменен усредненным непрерывным потенциалом  $U$ , зависящим только от расстояния от кристаллических плоскостей. При этом закономерности движения

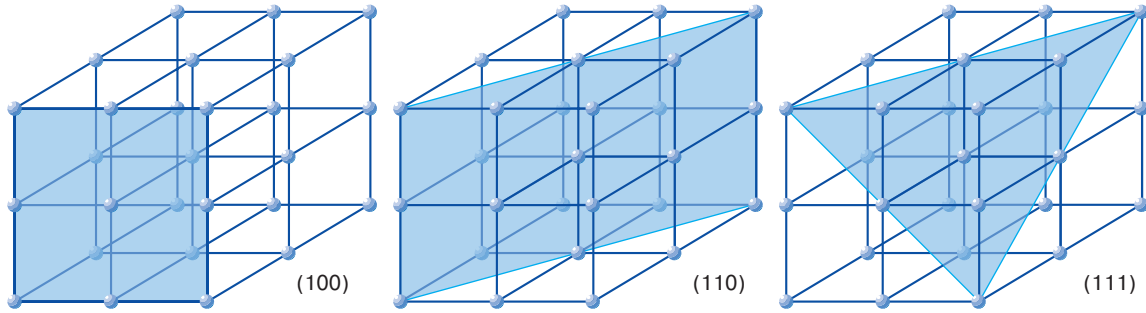


Рис. 3. Главные плоскости в кристалле с простыми кубическими ячейками

частицы в кристалле будут отличаться от закономерностей ее движения в аморфном веществе.

Рассмотрим движение частицы в кристалле. Систему координат выберем так, чтобы оси  $z$  и  $y$  были параллельны цепочкам атомов и находились посередине между кристаллическими плоскостями (см. рис. 3). Тогда ось  $x$  будет перпендикулярна кристаллическим плоскостям и  $U = U(x)$ . Пусть частица с зарядом  $e$  и массой  $M$  движется в плоскости  $(x, z)$  под малым углом  $\theta_0$  относительно оси  $z$ . Обозначим ее энергию, импульс и скорость до попадания в кристалл через  $E_0$ ,  $p_0$  и  $v_0$ . Согласно (1), движение частицы в кристалле описывается уравнениями

$$\frac{dp_x}{dt} = -e \frac{\partial U}{\partial x}, \quad \frac{dp_z}{dt} = 0. \quad (10)$$

Так как  $U$  зависит только от  $x$ , то

$$\frac{\partial U}{\partial x} = \frac{dU}{dx} = \frac{dU}{v_x dt}. \quad (11)$$

Используя соотношения (11),  $v_x = p_x c^2 / E$ ,  $E = c \sqrt{p_x^2 + p_z^2 + M^2 c^2}$ , нетрудно проинтегрировать первое из уравнений (10). Результатом, который и следовало ожидать для движения частицы в потенциальном поле, является закон сохранения энергии  $E + eU = \text{const}$ . При  $\theta \approx p_x / p_z \ll 1$   $E \approx E_z + p_x^2 c^2 / (2E_z)$ , где  $E_z = c \sqrt{p_z^2 c^2 + M^2 c^2}$  – продольная энергия частицы, и закон сохранения энергии можно переписать в виде

$$\frac{p_x^2 c^2}{2E_z} + E_z + eU = \text{const}.$$

Так как, согласно второму из уравнений (10), проекция  $p_z$  импульса и, следовательно, продольная энергия  $E_z$  частицы сохраняются, то сохраняется и поперечная энергия  $E_t = p_x^2 c^2 / (2E_z) + eU$ . Положив  $p_z = p_0$  и  $E_z = E_0$ , что допустимо при малых  $\theta$ , закон сохранения  $E_t$  и первое из уравнений (10) можно представить следующим образом:

$$E_t = \frac{1}{2} p_0 v_0 \theta^2 + eU = \text{const}, \quad (12)$$

$$\frac{p_0 d^2 x}{v_0 dt^2} + e \frac{dU}{dx} = 0. \quad (13)$$

Рассмотрим движение частицы в поле гармонического потенциала

$$U(x) = U_0 \left( \frac{2x}{d_p} \right)^2, \quad |x| \leq \frac{d_p}{2}, \quad (14)$$

где  $d_p$  – расстояние между кристаллическими плоскостями. В важных для нас случаях потенциал (14) является достаточно хорошим приближением к реальному потенциалу (рис. 4). Продифференцировав (14) и подставив результат в (13), получим следующее уравнение движения частицы в направлении  $x$ :

$$\frac{p_0 d^2 x}{v_0 dt^2} + \frac{8eU_0}{d_p^2} x = 0. \quad (15)$$

Формула (15) заменами  $p_0/v_0 \rightarrow m$  и  $8eU_0/d_p^2 \rightarrow a$  приводится к уравнению

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + ax = 0,$$

которое описывает малые колебания горизонтального пружинного маятника без трения ( $m$  и  $a$  – масса тела и коэффициент упругости пружины). Отсюда следует, что частица в кристалле будет колебаться по гармоническому закону относительно  $x = 0$ :

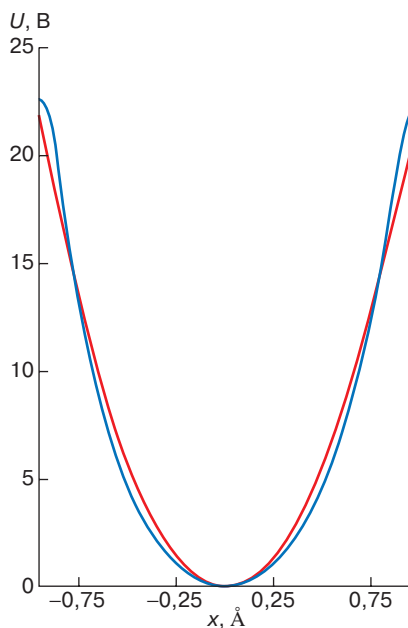
$$x = A \sin(\omega_0 t + \varphi_0),$$

$$A = \frac{d_p}{2} \sqrt{\frac{E_t}{eU_0}}, \quad \omega_0 = \frac{2c}{d_p} \sqrt{\frac{2eU_0}{E_0}}, \quad (16)$$

где  $\omega_0$  – циклическая частота и  $\varphi_0$  – фаза колебаний, зависящая от начальных условий. Так как  $z = v_0 t$ , то  $\theta = dx/dz = dx/(v_0 dt)$  и угол  $\theta$  будет также изменяться по гармоническому закону:

$$\theta = \frac{A \omega_0}{v_0} \cos(\omega_0 t + \varphi_0) = \frac{1}{\beta_0} \sqrt{\frac{2E_t}{E_0}} \cos(\omega_0 t + \varphi_0).$$

Из (16) следует, что при  $E_t \leq eU_0$  амплитуда колебаний частицы не превысит  $d_p/2$ , то есть частица все



**Рис. 4.** Распределение потенциала между плоскостями (110) в кристалле кремния (синяя кривая – расчет по точным формулам, красная – гармоническое приближение)

время будет двигаться по каналу между кристаллическими плоскостями или, как говорят, захватится в режим каналирования. Из формулы (12) видно, что предельное значение угла  $\theta_0$ , при котором частица еще может захватываться в режим каналирования, достигается при  $U = 0$  ( $x = 0$ ). Оно составляет

$$\theta_l = \sqrt{\frac{2eU_0}{p_0 v_0}} = \frac{1}{\beta_0} \sqrt{\frac{2eU_0}{E_0}}. \quad (17)$$

Угол  $\theta_l$  называется углом Линдхарда. В действительности из-за конечных размеров и тепловых колебаний атомов область допустимых значений  $\theta_0$  немного меньше угла Линдхарда.

Рассмотрим конкретный пример. Пусть протон с энергией 70 ГэВ попадает в кристалл кремния, имеющий гранецентрированную кубическую решетку типа алмазной, под малым углом к плоскостям (110), для которых  $d_p = 1,92 \text{ \AA}$  ( $1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ м}$ ) и  $U_0 = 22 \text{ В}$ . Выбор кремния обусловлен тем, что технология изготовления больших, чистых и однородных кристаллов из этого материала хорошо разработана. Простой расчет по формуле (17) дает  $\theta_l = 25 \text{ мкр}$  (ср – стердиан). То есть протоны с энергией 70 ГэВ могут захватываться в режим каналирования, если их угол с плоскостью (110) не превышает  $0,0014^\circ$ . Однако это не означает, что они обязательно дойдут до конца кристалла: рассеяние на электронах и ядрах атомов кристалла и дефекты кристаллической решетки могут увеличить поперечную энергию частицы и вывести ее из режима каналирования. Этот

процесс называется деканалированием. Существует и обратный процесс: частицы, не попавшие сразу в режим каналирования, могут захватиться в него в глубине кристалла благодаря взаимодействию с электронами, ядрами и дефектами решетки. В статье эти процессы рассматривать не будем. Их описание можно найти в обзоре [4].

#### 4. ОТКЛОНЕНИЕ И ФОКУСИРОВКА ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ КРИСТАЛЛАМИ

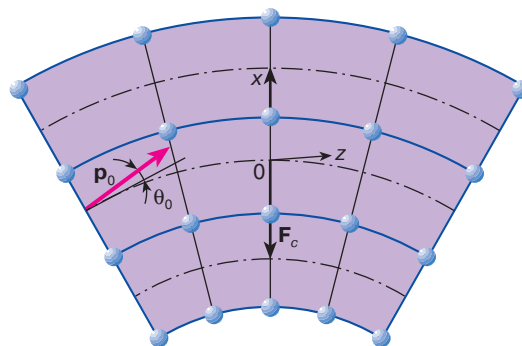
В 1976 году Э.Н. Цыганов показал, что частицы, захваченные в режим каналирования, можно отклонить от первоначального направления, если кристаллические плоскости изогнуть. Пусть частицы с энергией  $E_0$ , импульсом  $\mathbf{p}_0$  и скоростью  $\mathbf{v}_0$  влетают в изогнутый кристалл в плоскости  $(x, z)$  под углом  $\theta_0$  к оси  $z$  (рис. 5). Если радиус  $R$  кривизны плоскостей велик по сравнению с расстоянием  $d_p$  между плоскостями, то изгиб не изменит усредненного потенциала  $U$ , введенного в разделе 3, но приведет к появлению центростремительной силы  $p_z v_z / R(z)$ , заставляющей частицу двигаться вдоль изогнутого канала. В дальнейшем будем использовать локальную систему координат (рис. 5), связанную с координатой  $z$  частицы. Положим  $p_z = p_0$  и  $v_z = v_0$  (см. раздел 3) и будем считать кривизну плоскостей постоянной:  $R(z) = R = \text{const}$ . В этих предположениях уравнение движения частицы вдоль оси  $x$  локальной системы координат можно записать в виде

$$\frac{dp_x}{dt} + e \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{p_0 v_0}{R} = 0.$$

Интегрирование этого уравнения приводит к закону сохранения поперечной энергии (см. раздел 3):

$$E_t = \frac{1}{2} p_0 v_0 \theta^2 + eU + \frac{p_0 v_0}{R} x = \text{const}, \quad (18)$$

где  $\theta = dx/dz \cong p_x/p_0 \ll 1$ . Используя для  $U(x)$  выражение (14), представим уравнение движения в виде



**Рис. 5.** К расчету траектории заряженной частицы в изогнутом кристалле ( $x, z$  – локальная система координат,  $\mathbf{F}_c$  – центростремительная сила)

$$\frac{p_0 d^2 x}{v_0 dt^2} + \frac{8U_0}{d_p^2} ex + \frac{p_0 v_0}{R} = 0.$$

Заменой  $x = x' - p_0 v_0 d_p^2 / (8eU_0 R)$  это уравнение приводится к (15). Следовательно, его решением будут гармонические колебания относительно положения равновесия  $x_0 = -p_0 v_0 d_p^2 / (8eU_0 R)$ :

$$x = x_0 + A \sin(\omega_0 t + \phi_0),$$

где  $A$  и  $\omega_0$  определяются формулами (16) и (18), а  $\phi_0$  — начальными условиями. Если максимальное значение модуля  $|x_0 + A|_{\max} \leq d_p/2$ , то частица захватится в режим каналирования. Из этого условия можно получить ограничение на радиус изгиба кристалла

$$R \geq R_c = \frac{p_0 v_0}{4eU_0} d_p. \quad (19)$$

Критическое значение  $R_c$  радиуса изгиба соответствует нулевой поперечной энергии (18), то есть случаю, когда частица входит в кристалл точно по оси  $z$  ( $\theta_0 = 0$  и  $x_0 = 0$ ). Для  $R > R_c$  критическое значение угла  $\theta_0$ , при котором частица еще может каналироваться, определяется тем же условием  $|x_0 + A|_{\max} \leq d_p/2$  при  $x = 0$ :

$$\theta_c = \theta_l \left(1 - \frac{R_c}{R}\right), \quad (20)$$

где  $\theta_l$  — угол Линдхарда (17). При углах  $\theta_0 > \theta_c$  каналирование невозможно. Из формулы (20) видно, что область углов захвата частиц в режим каналирования для изогнутого кристалла всегда меньше, чем для недеформированного. В действительности, как указывалось в разделе 3, из-за конечных размеров и тепловых колебаний атомов в кристалле ширина канала, по которому может двигаться частица, меньше  $d_p$ . Следовательно, минимальный радиус кривизны кристаллической плоскости несколько больше  $R_c$ , а максимальное значение  $\theta_0$  немного меньше  $\theta_c$ .

Рассмотрим отклонение протонов с энергией 70 ГэВ, движущихся между изогнутыми плоскостями (110) кристалла кремния. Согласно (19), критический радиус в этом случае будет  $R_c = 15$  см. Так как при  $R = R_c$  угловой аксептанс<sup>1</sup>  $\theta_c$  равен нулю, то обычно выбирают  $R \gg R_c$ . Например, при  $R = 75$  см для поворота протона с  $E_0 = 70$  ГэВ на угол  $\delta = 1^\circ$  длина  $l_c$  кристалла должна составлять всего  $l_c = R \sin \delta = 1,3$  см. Она примерно в 100 раз меньше длины электромагнита и в 10 000 раз меньше длины конденсатора, решающих ту же задачу (см. примеры в разделе 2).

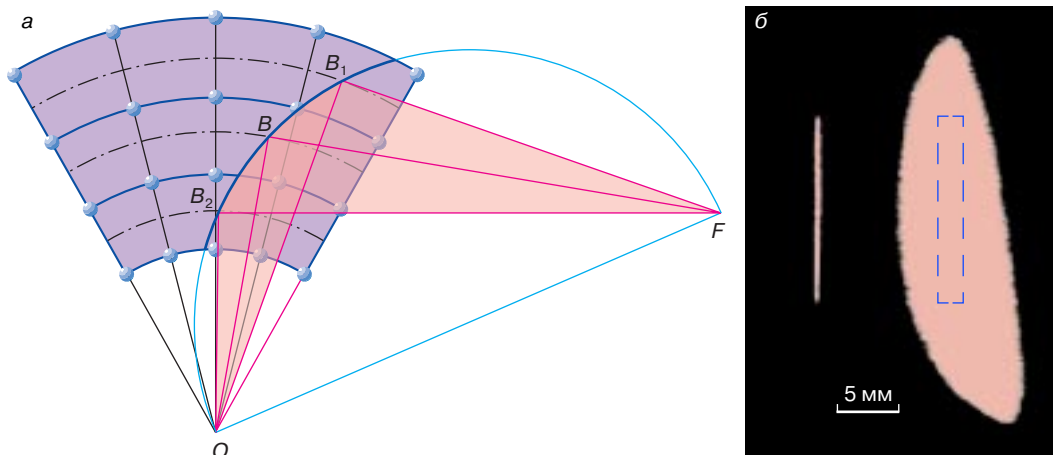
Возникает вопрос: почему еще не заменили все электромагниты, используемые для управления пучками заряженных частиц, на кристаллы, которые гораздо компактнее и совсем не потребляют

<sup>1</sup> Здесь аксептанс — интервал углов, в пределах которого частицы захватываются в режим каналирования.

электроэнергии? Причин несколько. Рассмотрим одну из главных — малый угловой аксептанс. В приведенном выше примере протоны, входящие в кристалл под углом  $\theta_0 > \theta_c = 20$  мкслр относительно оси кристалла, не захватятся в режим каналирования. Характерный угловой разброс протонов в пучке ускорителя ИФВЭ в 10–100 раз превышает величину  $\theta_c$ . Таким образом, только несколько процентов протонов могут захватиться в режим каналирования и отклониться. Так как существуют и другие причины, препятствующие каналированию частиц (часть из них упомянута в разделе 3), то реальная величина эффективности отклонения протонов (отношение интенсивности отклоненного пучка частиц к падающему на кристалл), достигнутая в экспериментах с кристаллами кремния на ускорителе ИФВЭ, составляет доли процента. Магнитные элементы позволяют отклонять и транспортировать пучки протонов практически со 100%-ной эффективностью.

Означает ли сказанное выше, что кристаллы не найдут применения для управления пучками частиц высоких энергий? Совсем нет. Во-первых, достаточно часто возникает задача “отщипнуть” от интенсивного пучка частиц небольшую долю  $\sim 10^{-3} - 10^{-4}$ . Кристаллы прекрасно подходят для решения этой задачи. Во-вторых, угловой разброс ультрарелятивистских частиц в пучках от ускорителей уменьшается в первом приближении пропорционально их энергии  $E_0$ , в то время как угол Линдхарда  $\theta_l \sim 1/\sqrt{E_0}$ , то есть угловой аксептанс кристалла, должен расти с увеличением энергии. Действительно, в экспериментах на ускорителе Европейской организации по ядерным исследованиям (ЦЕРН, Женева) эффективность отклонения протонного пучка с энергией 450 ГэВ кристаллом кремния составила около 50%. Столь высокую эффективность удалось достичь благодаря специальным мерам по уменьшению угловой расходимости пучка. В-третьих, оказывается, что при помощи изогнутых кристаллов можно не только отклонять, но и фокусировать пучки частиц.

Рассмотрим, как, используя изогнутый кристалл, можно сфокусировать пучок заряженных частиц в плоскости  $(x, z)$  в точку  $F$  (рис. 6, а). Проведем из точки  $F$  касательные к осям кристалла и в точках касания  $B, B_1, B_2$  восстановим к ним перпендикуляры, которые, очевидно, пересекутся в центре кривизны кристаллической плоскости  $O$ . Из простых геометрических соображений следует, что  $OF$  есть диаметр окружности, проходящей через точки касания. Таким образом, если грань кристалла, из которой выходят отклоненные частицы, обработать так, чтобы она представляла собой боковую поверхность цилиндра диаметром  $OF$ , то каналируемый пучок сфокусируется на образующую цилиндра, проходящую через точку  $F$ . При идеальных изгибе и



**Рис. 6.** а – схема фокусировки пучка частиц при помощи изогнутого кристалла; б – изображения исходного (справа) и сфокусированного (слева) протонных пучков, полученные в эксперименте на ускорителе ИФВЭ. Штриховой прямоугольник показывает сечение кристалла и его положение относительно падающего на кристалл пучка частиц

обработке кристалла размер пучка частиц в фокусе можно оценить по формуле

$$\Delta x = 2BF\theta_c, \quad (21)$$

где  $\theta_c$  – критический угол каналирования (20). Для рассмотренного выше примера отклонения пучка протонов с энергией 70 ГэВ кристаллом кремния значение  $\Delta x = 40$  мкм при фокусном расстоянии 1 м. Описанный способ фокусировки был впервые исследован в ИФВЭ на протонном пучке с энергией 70 ГэВ. Результат этого эксперимента показан на рис. 6, б. Полученные в нем величины  $\Delta x$  удовлетворительно согласуются с расчетами по формуле (21). Рассматривая рис. 6, а, нетрудно сообразить, как при помощи изогнутого кристалла расходящийся из точечного источника  $F$  пучок заряженных частиц превратить в почти параллельный, угловой разброс в котором не будет превосходить  $\theta_c$ .

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Отклонение частиц при помощи изогнутых кристаллов уже нашло практическое применение для вывода протонов из ускорителей и создания и формирования пучков заряженных частиц, однако ясно, что возможности этой методики далеко не исчерпаны и в ближайшем будущем можно ожидать появления новых интересных идей и предложений, связанных с ее развитием. Но управление потоками релятивистских частиц не единственное применение кристаллов в физике высоких энергий. Их можно использовать, например, для создания меченых пучков поляризованных  $\gamma$ -квантов с энергиями в десятки и сотни гигаэлектронвольт, для диагностики пучков заряженных частиц, регистрации элек-

тронов и  $\gamma$ -квантов высокой энергии, измерения времени жизни и магнитных моментов короткоживущих частиц. Эти вопросы освещены в монографии [5]. В ней можно также почерпнуть сведения об особенностях излучения ультррелятивистских электронов в кристалле и найти дополнительный материал по плоскостному и осевому каналированию частиц в изогнутых и недеформированных кристаллах.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Теория поля. М.: Гос. изд-во физ.-мат. лит., 1960. 63 с.
2. Бронштейн И.Н., Семендяев К.А. Справочник по математике. М.: Наука, 1981. С. 147, 507.
3. Линдхард И. // Успехи физ. наук. 1969. Т. 99, вып. 2. С. 249.
4. Бирюков В.М., Котов В.И., Чесноков Ю.А. // Там же. 1994. Т. 164, вып. 10. С. 1017.
5. Biryukov V.M., Chesnokov Yu.A., Kotov V.I. Crystal Channeling and Its Application at High-Energy Accelerators. Berlin: Springer, 1997.

\* \* \*

Сергей Петрович Денисов, профессор кафедры физики элементарных частиц физического факультета МГУ, начальник отдела нейтринной физики Института физики высоких энергий (ИФВЭ), член-корреспондент РАН. Участник открытий масштабной инвариантности в рождении адронов, роста полных сечений адронных взаимодействий, антигелия-3 и  $t$ -кварка. Лауреат Ленинской премии. Соавтор более 230 публикаций.