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 ГэВ = 10^9 эВ. Векторы будем обозначать жирными буквами (**R**), их модули – обычными (R).

2. ОТКЛОНЕНИЕ ЧАСТИЦЫ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

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

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

Первый член в правой части (1) представляет кулоновскую силу. Вектор $-\mathrm{grad}\,U$ 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 $\upsilon B \sin\varphi$, где φ – угол между векторами $\mathbf{v}$ и $\mathbf{B}$. Проекции $\mathbf{F}_l$ на оси координат определяются формулами [2]

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

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

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

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

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

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

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

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

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). Попав 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 θ_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 теслах и длину – в метрах, то это соотношение можно представить в виде

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

где Z – отношение заряда частицы к заряду электрона.

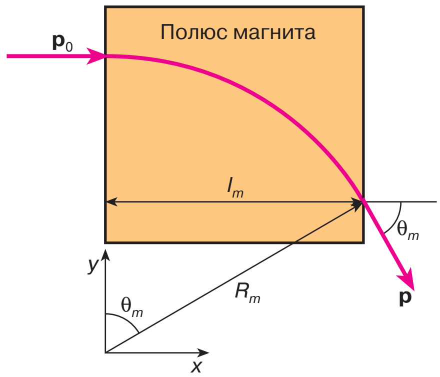


Рис. 1. Отклонение заряженной частицы в магнитном поле. Индукция **B** направлена перпендикулярно плоскости рисунка

Оценим длину магнита, в котором протон с энергией 70 ГэВ повернется на 1°. 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 ~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 υ_0 влетает в конденсатор параллельно

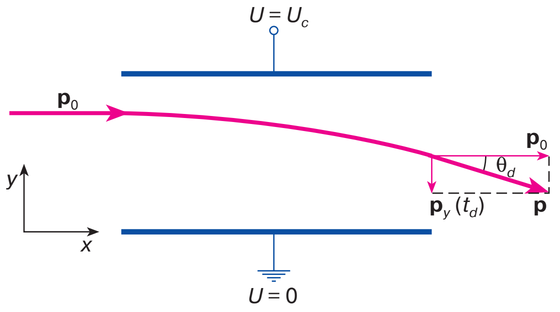


Рис. 2. Отклонение заряженной частицы в электрическом поле конденсатора

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

$$p_x = p_0, \qquad p_y = -\frac{eU_c t}{d_c}, \qquad p_z = 0, \tag{5}$$

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 θ_d отклонения частицы

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

В нерелятивистском приближении ($\upsilon \ll c$) очевидно $t_d = l_c/\upsilon_0$. В релятивистском случае это соотношение не выполняется, так как υ_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

$$\upsilon_x = \frac{p_x c^2}{E} = \frac{p_0 c^2}{\sqrt{E_0^2 + (ceU_c t/d_c)^2}} =$$

$$= \frac{\upsilon_0}{\sqrt{1 + (ceU_c t/(E_0 d_c))^2}}. \tag{7}$$

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

$$\frac{ceU_c t}{E_0 d_c} \ll 1. \tag{8}$$

При выполнении условия (8), как и в нерелятивистском приближении, $\upsilon_x = \upsilon_0$, $t_d = l_c/\upsilon_0$ и

$$\operatorname{tg}\theta_d = -\frac{eU_c}{p_0\upsilon_0}\frac{l_c}{d_c}. \tag{9}$$

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 электрическом 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°. 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 ($\leqslant 1$ 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 θ_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

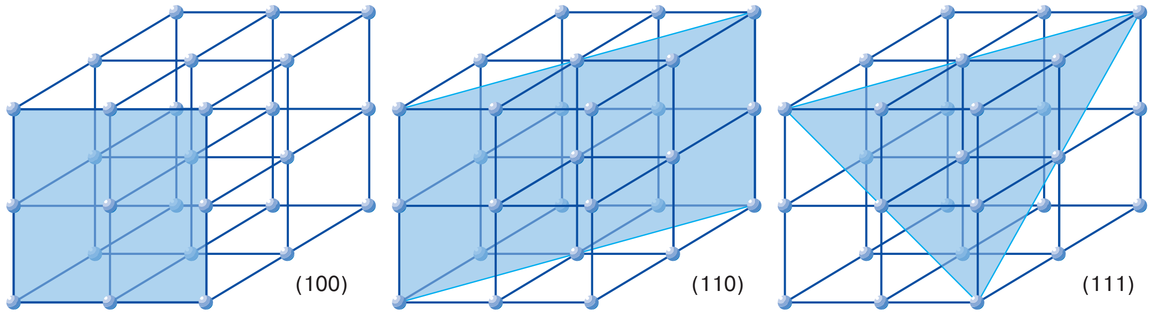


Рис. 3. Главные плоскости в кристалле с простыми кубическими ячейками

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 посредине 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 θ_0 относительно оси z. Обозначим ее энергию, импульс и скорость до попадания в кристалл через E_0, p_0 и υ_0. Согласно (1), движение частицы в кристалле описывается уравнениями

$$\frac{dp_x}{dt} = -e\frac{\partial U}{\partial x}, \qquad \frac{dp_z}{dt} = 0. \tag{10}$$

Так как U зависит только от x, то

$$\frac{\partial U}{\partial x} = \frac{dU}{dx} = \frac{dU}{\upsilon_x dt}. \tag{11}$$

Используя соотношения (11), $\upsilon_x = p_x c^2/E$, $E = c\sqrt{p_x^2 + p_z^2 + M^2c^2}$, 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 $\theta \approx p_x/p_z \ll 1$ $E \approx E_z + p_x^2c^2/(2E_z)$, где $E_z = c\sqrt{p_z^2c^2 + M^2c^2}$ – продольная энергия частицы, и закон сохранения энергии можно переписать в виде

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

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

$$E_t = \frac{1}{2}p_0\upsilon_0\theta^2 + eU = \text{const}, \tag{12}$$

$$\frac{p_0}{\upsilon_0}\frac{d^2x}{dt^2} + e\frac{dU}{dx} = 0. \tag{13}$$

Рассмотрим движение частицы в поле гармонического потенциала

$$U(x) = U_0\left(\frac{2x}{d_p}\right)^2, \qquad |x| \le \frac{d_p}{2}, \tag{14}$$

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:

$$\frac{p_0}{\upsilon_0}\frac{d^2x}{dt^2} + \frac{8eU_0}{d_p^2}x = 0. \tag{15}$$

Формула (15) заменами $p_0/\upsilon_0 \longrightarrow m$ и $8eU_0/d_p^2 \longrightarrow a$ приводится к уравнению

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

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 $x = 0$:

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

$$A = \frac{d_p}{2}\sqrt{\frac{E_t}{eU_0}}, \qquad \omega_0 = \frac{2c}{d_p}\sqrt{\frac{2eU_0}{E_0}}, \tag{16}$$

где ω_0 – циклическая частота и φ_0 – фаза колебаний, зависящая от начальных условий. Так как $z = \upsilon_0 t$, то $\theta = dx/dz = dx/(\upsilon_0 dt)$ и угол θ будет также изменяться по гармоническому закону:

$$\theta = \frac{A\omega_0}{\upsilon_0}\cos(\omega_0 t + \varphi_0) = \frac{1}{\beta_0}\sqrt{\frac{2E_t}{E_0}}\cos(\omega_0 t + \varphi_0).$$

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

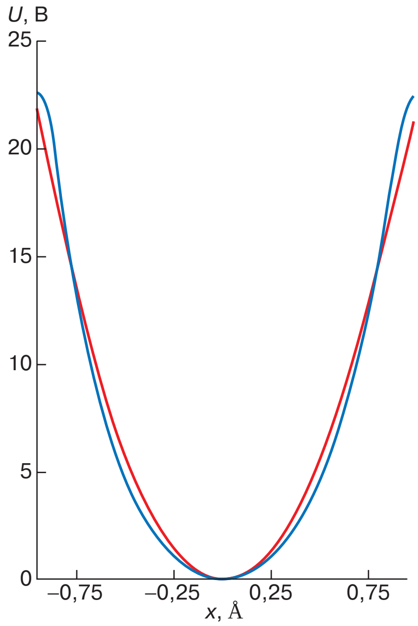


Рис. 4. Распределение потенциала между плоскостями (110) в кристалле кремния (синяя кривая – расчет по точным формулам, красная – гармоническое приближение)

время будет двигаться по каналу между кристаллическими плоскостями или, как говорят, захватится в режим каналирования. Из формулы (12) видно, что предельное значение угла θ_0, при котором частица еще может захватываться в режим каналирования, достигается при $U = 0$ ($x = 0$). Оно составляет

$$\theta_l = \sqrt{\frac{2eU_0}{p_0\upsilon_0}} = \frac{1}{\beta_0}\sqrt{\frac{2eU_0}{E_0}}. \qquad (17)$$

Угол θ_l называется углом Линдхарда. В действительности из-за конечных размеров и тепловых колебаний атомов область допустимых значений θ_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 $d_p = 1{,}92$ Å (1 Å = 10^{-10} м) и $U_0 = 22$ В. Выбор кремния обусловлен тем, что технология изготовления больших, чистых и однородных кристаллов из этого материала хорошо разработана. Простой расчет по формуле (17) дает $\theta_l = 25$ мкср (ср – стеридиан). То есть протоны с энергией 70 ГэВ могут захватываться в режим каналирования, если их угол с плоскостью (110) не превышает 0,0014°. 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 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 θ_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 $p_z\upsilon_z/R(z)$, 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 $\upsilon_z = \upsilon_0$ (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

$$\frac{dp_x}{dt} + e\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{p_0\upsilon_0}{R} = 0.$$

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

$$E_t = \frac{1}{2}p_0\upsilon_0\theta^2 + eU + \frac{p_0\upsilon_0}{R}x = \text{const}, \qquad (18)$$

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

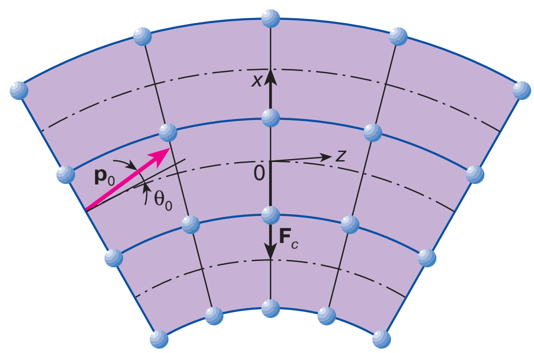


Рис. 5. К расчету траектории заряженной частицы в изогнутом кристалле (x, z – локальная система координат, $\mathbf{F}_c$ – центростремительная сила)

$$\frac{p_0}{\upsilon_0}\frac{d^2x}{dt^2}+\frac{8U_0}{d_p^2}ex+\frac{p_0\upsilon_0}{R}=0.$$

Заменой $x = x' - p_0\upsilon_0 d_p^2/(8eU_0R)$ это уравнение приводится к (15). Следовательно, его решением будут гармонические колебания относительно положения равновесия $x_0 = -p_0\upsilon_0 d_p^2/(8eU_0R)$:

$$x = x_0 + A\sin(\omega_0 t + \varphi_0),$$

где A и ω_0 определяются формулами (16) и (18), а φ_0 – начальными условиями. Если максимальное значение модуля $|x_0 + A|_{\max} \le d_p/2$, то частица захватится в режим каналирования. Из этого условия можно получить ограничение на радиус изгиба кристалла

$$R \ge R_c = \frac{p_0\upsilon_0}{4eU_0}d_p. \tag{19}$$

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 θ_0, при котором частица еще может каналировать, определяется тем же условием $|x_0 + A|_{\max} \le$ $\le d_p/2$ при $x = 0$:

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

где θ_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 θ_0 немного меньше θ_c.

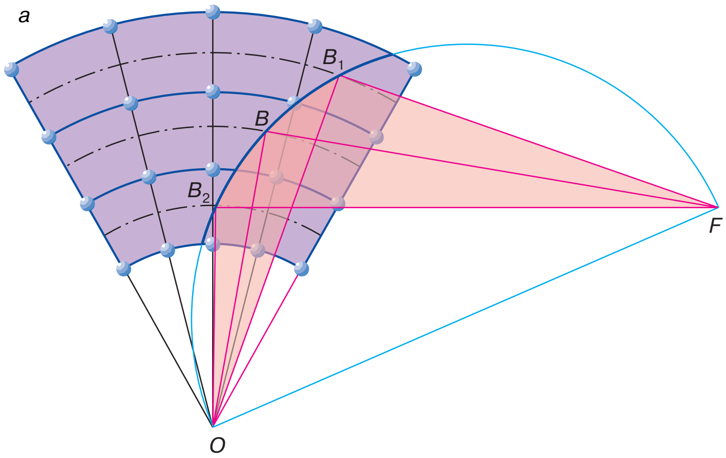
Рассмотрим отклонение протонов с энергией 70 ГэВ, движущихся между изогнутыми плоскостями (110) кристалла кремния. Согласно (19), критический радиус в этом случае будет $R_c = 15$ см. Так как при $R = R_c$ угловой аксептанс[1] θ_c равен нулю, то обычно выбирают $R \gg R_c$. Например, при $R = 75$ см для поворота протона с $E_0 = 70$ ГэВ на угол $\delta = 1°$ 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 электроэнергии? Причин несколько. Рассмотрим одну из главных – малый угловой аксептанс. В приведенном выше примере протоны, входящие в кристалл под углом $\theta_0 > \theta_c = 20$ мкср относительно оси кристалла, не захватятся в режим каналирования. Характерный угловой разброс протонов в пучке ускорителя ИФВЭ в 10–100 раз превышает величину θ_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 ~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

[1] Здесь аксептанс – интервал углов, в пределах которого частицы захватываются в режим каналирования.



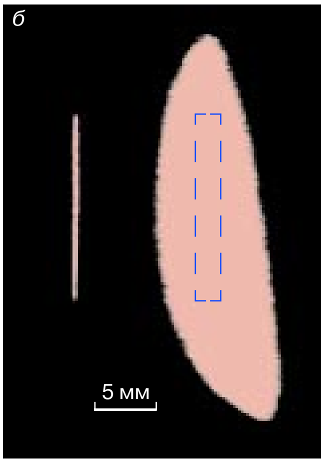


Рис. 6. *а* – схема фокусировки пучка частиц при помощи изогнутого кристалла; *б* – изображения исходного (справа) и сфокусированного (слева) протонных пучков, полученные в эксперименте на ускорителе ИФВЭ. Штриховой прямоугольник показывает сечение кристалла и его положение относительно падающего на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

обработке кристалла размер пучка частиц в фокусе можно оценить по формуле

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

где θ_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 Δx 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 θ_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 γ-квантов с энергиями в десятки и сотни гигаэлектронвольт, для диагностики пучков заряженных частиц, регистрации электронов и γ-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 ультрарелятивистских электронов в кристалле и найти дополнительный материал по плоскостному и осевому каналированиям 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.