

УДК 621.384.634

УСТРОЙСТВО НА ОСНОВЕ ИЗОГНУТОГО КРИСТАЛЛА С ПЕРЕМЕННОЙ КРИВИЗНОЙ ДЛЯ УПРАВЛЕНИЯ ПУЧКАМИ ЧАСТИЦ НА УСКОРИТЕЛЯХ

© 2013 г. А. Г. Афонин, В. Т. Баранов, М. К. Булгаков, Е. В. Лобанова,
И. С. Лобанов, А. Н. Луньков, В. А. Маишеев, И. В. Полуэктов, Ю. Е. Сандомирский,
Ю. А. Чесноков, П. Н. Чирков, И. А. Язынин

ГНЦ РФ “Институт физики высоких энергий”

Россия, 142281, Протвино Московской обл., ул. Победы, 1

Поступила в редакцию 23.03.2012 г.

Для улучшения вывода и коллимации циркулирующего пучка в ускорителе недавно было предложено применить изогнутый кристалл со спадающей кривизной вместо равномерно изогнутого. В данной работе описаны созданные кристаллические устройства с переменной кривизной, реализующие эту идею. Сообщаются результаты измерения кривизны вдоль кристаллической пластины. Показано, что с помощью разработанных устройств можно также осуществить фокусировку пучков высоких энергий.

DOI: 10.7868/S003281621301014X

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время на нескольких крупных ускорителях проводятся исследования коллимации/вывода циркулирующего пучка с помощью когерентных явлений в ориентированных кристаллах. В пионерских работах ИФВЭ на синхротроне У-70 [1–4] показано, что с помощью каналирования в коротких изогнутых кристаллах кремния можно повысить эффективность вывода и коллимации пучка до 85%. Сейчас эта возможность подтверждена на коллайдерах СПС в ЦЕРН [5] и “Теватрон” в Фермилаб [6]. В связи с запуском Большого адронного коллайдера (БАК) и задачей увеличения его светимости проблема улучшения эффективности коллимации пучка становится особенно актуальной [7]. В [8] было предложено применить изогнутый кристалл со спадающей кривизной вместо равномерно изогнутого для вывода и коллимации циркулирующего пучка в ускорителе. Наличие спадающей кривизны в кристалле приводит к подавлению деканалирования и улучшает параметры вывода/коллимации пучка. В данной работе описаны созданные устройства с переменной кривизной, сообщаются результаты измерения кривизны вдоль кристаллической пластины и показано, что с помощью разработанных устройств можно также осуществить фокусировку пучков высоких энергий. Приведено математическое описание процесса фокусировки.

2. СХЕМА ИЗГИБА КРИСТАЛЛА С ПЕРЕМЕННОЙ КРИВИЗНОЙ

Для реализации схем эффективного вывода протонного пучка из У-70 [1–4] необходимо было найти решение весьма сложной проблемы изгиба коротких кремниевых кристаллов на малые углы. С этой целью был разработан [1, 4] способ изгиба кристалла в виде узких полосок длиной по пучку ~2 мм и высотой 30–40 мм (П-кристалл), основанный на использовании анизотропных свойств кристаллических решеток. Из теории упругости известно, что при изгибе кристаллической пластины в продольном направлении в поперечном направлении возникают деформации, принимающие седлообразную или бочкообразную форму в зависимости от конкретных анизотропных свойств материала и ориентации кристалла (см., например, [9, с. 85]). В кремниевых кристаллах наибольшие поперечные деформации образуются при ориентации (111) и приобретают седловидную форму (см. рис. 1а). При этом изгиб кристалла по высоте на угол 100 мрад обеспечивает в поперечном направлении достаточное для вывода отклонение пучка на угол ~1 мрад [4].

Последующие прецизионные эксперименты, выполненные на канале частиц Н8 в северной зоне ЦЕРН с микростриповыми детекторами, подтвердили, что подобные кристаллы эффективно отклоняют пучок 400-ГэВ протонов и изогнуты равномерно [10]. Для неравномерного изгиба кристалла мы применили этот же метод изгиба кремниевой полоски, но использовали пластину трапецидального сечения (рис. 1б). В этом слу-

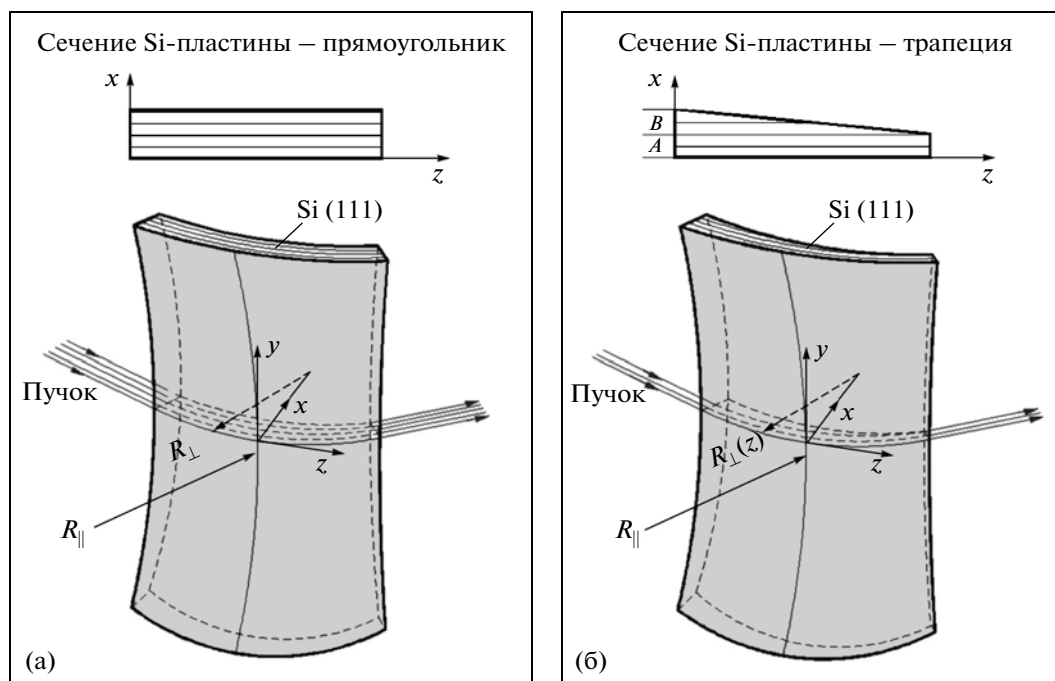


Рис. 1. Схемы: **а** – равномерного изгиба кристалла-полоски прямоугольного сечения; **б** – неравномерного изгиба пластины трапециевидального сечения.

чае за счет спадающей толщины полоски создаются разные напряжения в материале пластины в горизонтальном направлении (по координате z), что приводит к спаду кривизны по мере приближения к узкой стороне трапеции. Эмпирически подобранный угол наклона боковой стороны трапеции позволил достичь нужного градиента кривизны.

3. ИЗМЕРЕНИЕ ФОРМЫ ИЗГИБА КРИСТАЛЛА

На рис. 2а показан внешний вид изготовленного устройства. Кремниевый кристалл 1 трапециевидального сечения изгибается в продольном направлении металлическим держателем 2. С помощью винта 3 обеспечивается вертикальный, по координате y , изгиб (продольный) кристаллической пластины на 20 мрад. Винты 4 устраняют возможное скручивание пластины по высоте (устраняют “эффект пропеллера”). Такая конструкция изгибающего держателя была впервые предложена Ю. Чесноковым в [1] и затем модифицирована в нескольких публикациях различными исследователями.

На рис. 2б показано изображение кристалла с тыльной стороны, где видна обработанная скошенная грань трапециевидального сечения пластины. Кристаллическая пластина, вырезанная изначально вдоль кристаллографической плоскости (111) в форме параллелепипеда с размерами $x \times y \times z = 0.9 \times 70 \times 3$ мм, в центральной части об-

работана со скосом на трапецию с размером $x_1 = 0.9$ мм на переднем торце до $x_2 = 0.4$ мм на заднем торце.

Форма горизонтального изгиба кристалла (вдоль координаты z) измерялась лазерным прибором по схеме, описанной в [9, с. 86]. Результаты измерения формы изгиба пластины приведены на рис. 3.

Полный угол изгиба равен $\phi_0 = 0.3$ мрад. Изменение радиуса изгиба вдоль координаты z можно аппроксимировать зависимостью (кривая на рис. 3), которая будет приведена ниже в разделе 4.2. В этой аппроксимации радиус изгиба кристалла растет с ростом координаты от 6 м на переднем торце до 18 м на заднем торце.

Полученные параметры кристалла подходят для оптимального отклонения частиц с энергией в мульти-ГэВ-диапазоне, эксперименты с которыми проводятся в ИФВЭ и ЦЕРНе [11, 12].

Следует отметить, что из-за трапециевидального сечения кристалла на полный угол изгибаются только кристаллографические плоскости, отмеченные на рис. 1б как зона А. Плоскости, показанные как зона В, имеют разные углы изгиба в соответствии с длиной скошенной стороны трапеции. При выводе/коллимации циркулирующего пучка частиц высокой энергии в ускорителе задействована только зона кристалла А, поскольку частицы проникают в кристалл (по координате x) на расстояние не более 100 мкм (для БАК [13]). В то же время, зону кристалла В можно использовать для фокусировки траекторий частиц благо-

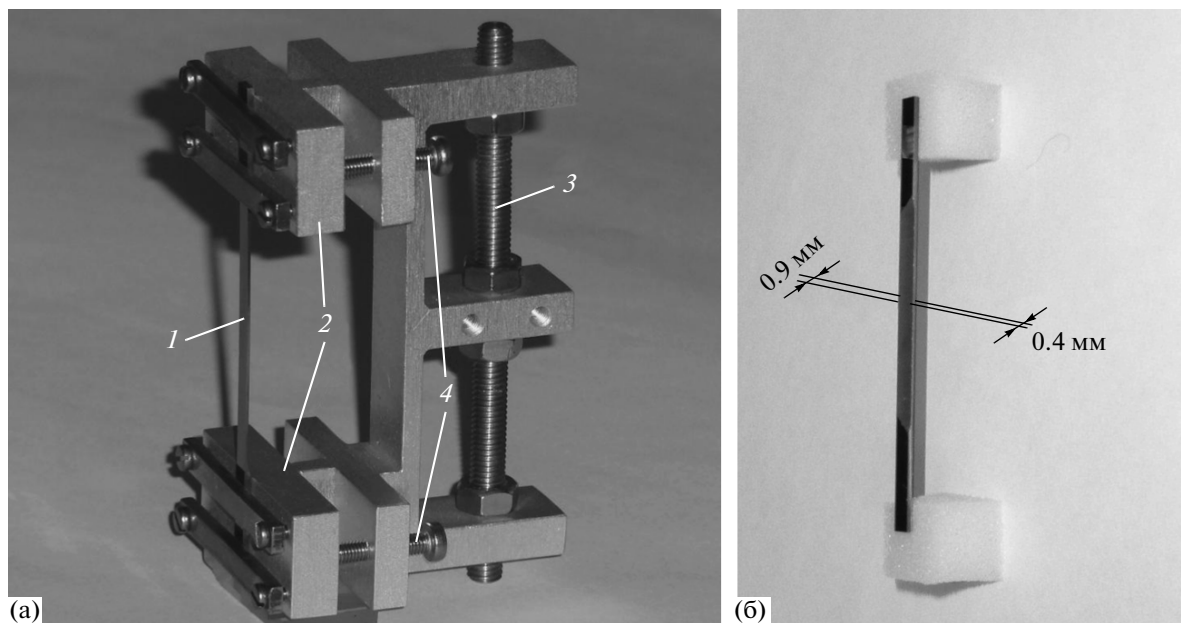


Рис. 2. Внешний вид кристаллического устройства (а) и кристалла с тыльной стороны (б).

даря разности углов поворота в зависимости от координаты x влета частицы. Для задачи фокусировки пучка частиц зону B можно расширить, изменяя сечение кристалла до треугольника, как будет показано ниже. Следует отметить, опыты по фокусировке частиц высоких энергий изогнутыми кристаллами со скошенным торцом интенсивно проводились в начале 90-х [14, 15]. Новизна применения предлагаемого кристаллического устройства заключается в простоте конструкции и отсутствии лишнего вещества вокруг рабочего кристалла (устройства [14, 15] имели массивные детали вокруг кристалла).

4. ПРИМЕРЫ ПРИМЕНЕНИЙ РАЗРАБОТАННОГО КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО УСТРОЙСТВА НА УСКОРИТЕЛЯХ

4.1. Улучшение вывода/коллимации циркулирующего пучка

На рис. 4а показан принцип применения короткого изогнутого кристалла для коллимации пучка в ускорителе. Частицы циркулирующего пучка увеличивают амплитуду поперечных колебаний за счет множества эффектов, таких как рассеяние на остаточном газе, влияние нелинейностей, взаимодействие в точке встреч и т.д. В результате образуется гало пучка, частицы которого попадают на передний край кристалла. За счет эффекта каналирования большая часть гало пучка (фракция 1) отклоняется в глубь поглотителя. Лишь несколько процентов частиц отклоняются на неполный угол за счет деканалирования (фракция 2), приводя к радиационным потерям на

ускорителе (вторичные частицы 3). Кристалл со спадающей кривизной может уменьшить эту долю частиц [8] за счет подавления процесса деканалирования, т.е. выпадения частиц из режима каналирования по длине кристалла.

Как показано в [8], переход к кристаллу с переменной кривизной от равномерно изогнутого обеспечивает подавление деканалирования, т.е. фракция частиц, отклоненных кристаллом на неполный угол (меньше угла изгиба кристалла, рис. 4а), уменьшается, что уменьшает потери частиц в ускорителе и улучшает эффективность вывода или коллимации пучка. На рис. 4б приведены результаты расчетов улучшения коллимации пучка для ускорителя с энергией 400 ГэВ разработанным кристаллическим устройством, проведенных мето-

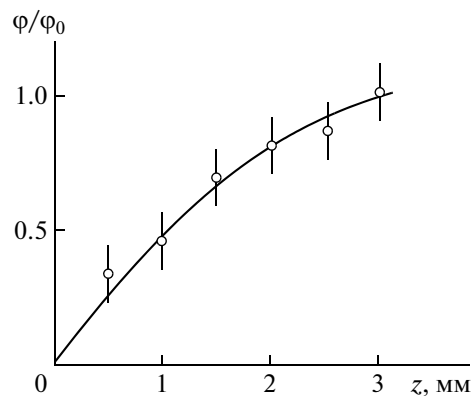


Рис. 3. Измеренный угол изгиба пластины вдоль координаты z .

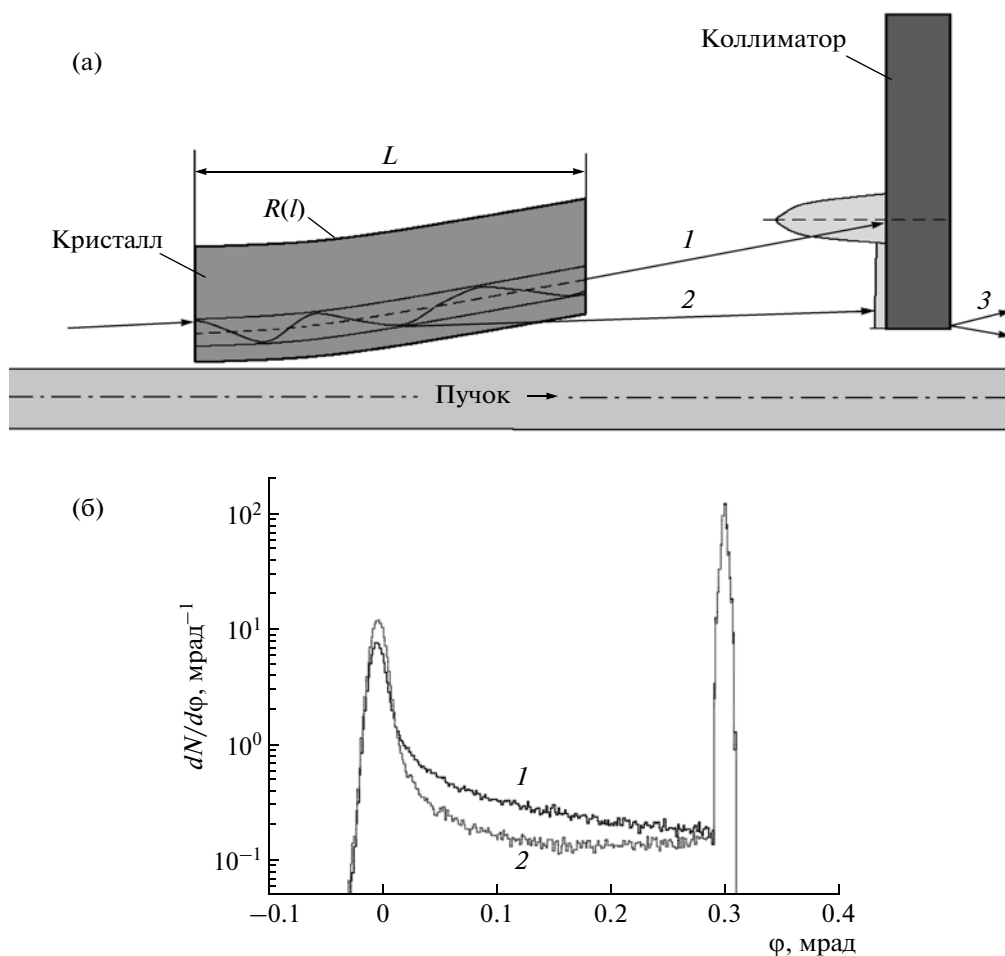


Рис. 4. а – принцип коллимации пучка с помощью каналирующего кристалла (1–3 – фракции); б – распределение протонов с энергией $E = 400$ ГэВ по угловому отклонению φ на выходе из кристалла Si (111) с постоянной кривизной (1) и с возрастающим радиусом кривизны (2).

дом Монте-Карло с использованием программы, описанной в [8, 16]. Из графиков на этом рисунке видно, что доля “вредных” частиц (между пиками падающего и отклоненного каналированием пучков) уменьшается в нашем кристалле в несколько раз в сравнении с равномерно изогнутым кристаллом. Расчеты показывают также, что эффективность вывода пучка из У-70 может быть увеличена с 85 до 95%. При соответствующей оптимизации параметров кристалла подобное устройство можно применить для улучшения коллимации пучка на БАК.

4.2. Фокусировка пучка частиц высокой энергии

Фокусировка пучков высокой энергии с помощью изогнутых монокристаллов изучалась в работе [14]. В этой работе на основе геометрических представлений для кристаллов с постоянной кривизной и скошенным торцом специальной формы была теоретически и экспериментально доказана такая возможность. В данной работе исследуется пробле-

ма фокусировки пучка частиц высокой энергии в общем случае для монокристаллов, изогнутых с переменной кривизной.

Метод фокусировки пучка достаточно прост и нагляден. Рассмотрим каналирование пучка в изогнутом монокристалле с постоянной кривизной. Кроме того, предположим, что монокристалл имеет наклонный срез на заднем торце, как это изображено на рис. 5.

На выходе из монокристалла частицы отклоняются на угол $\varphi = L/R + \theta$, где R – радиус изгиба кристалла, L – длина пути частицы в теле кристалла, а угол θ обусловлен колебательным движением частицы в режиме каналирования. Очевидно, что по абсолютной величине этот угол меньше, чем критический угол каналирования θ_c . На первой стадии нашего рассмотрения мы не будем его рассматривать, т.е. положим $\theta = 0$. Тогда в случае обычного монокристалла (без наклонного среза на торце) все частицы проходят одинаковый путь, равный L , и, следовательно, они все откло-

няются на один и тот же угол. Однако для монокристалла со срезом частицы с разными поперечными координатами x проходят разные пути $L(x)$ и поэтому отклоняются на разные углы. Оказывается, что при специально выбранной форме среза частицы фокусируются на некотором расстоянии от монокристалла. Для произвольной формы среза $F(x)$ можно записать

$$\sigma_x(l) = \int_0^d \rho(x)(X - \bar{X})^2 dx, \quad (1)$$

где $\sigma_x(l)$ и $X = x + \phi l$ – средний квадрат размера пучка и координата частицы на расстоянии l от кристалла, $\rho(x)$ – нормированная на 1 функция распределения по координате при $l = 0$ и $\bar{X} = \int_0^d \rho(x)(x + \phi l) dx$. Отсюда следует

$$\sigma_x(l) = \langle x^2 \rangle - \bar{x}^2 + \langle \phi^2 \rangle l^2 - \bar{\phi}^2 l^2 + 2 \langle x\phi \rangle l - 2\bar{x}\bar{\phi}l, \quad (2)$$

где $\langle x^2 \rangle$ и $\langle \phi^2 \rangle$ – средний квадрат размера пучка и средний квадрат угла отклонения при $l = 0$; \bar{x} и $\bar{\phi}$ – средняя координата пучка и средний угол отклонения (при $l = 0$); $\langle x\phi \rangle = \int_0^d x\phi(x)\rho(x)dx$; d – поперечный размер монокристалла. Функция $\sigma_x(l)$ имеет минимум, когда

$$l = l_f = -\frac{\langle x\phi \rangle - \bar{x}\bar{\phi}}{\langle \phi^2 \rangle - \bar{\phi}^2}. \quad (3)$$

Фокусировка имеет место при условии, что фокусное расстояние $l_f > 0$. Это означает что $\bar{x}\bar{\phi} - \langle x\phi \rangle > 0$. Для монокристалла с переменным радиусом изгиба угол отклонения определяется соотношением

$$\phi(x) = \int_0^{F(x)} \frac{dz}{R(z)}. \quad (4)$$

Здесь функция $z = F(x)$ задает связь между x - и z -координатами и определяется формой среза. Теперь можно принять во внимание естественную расходимость пучка, обусловленную колебательным движением частицы в режиме каналирования. В результате получаем для суммарного среднего квадрата размера пучка соотношение $\sigma_T(l) = \sigma_x(l) + \langle \theta^2 \rangle l^2$. При выводе мы пренебрегли распределением частиц по координате между атомными плоскостями. Такой вывод подобен решению похожей проблемы в статье [17], где суммарное распределение частиц может быть представлено в виде свертки двух независимых распределений.

Применим описанное рассмотрение к нашему монокристаллу с нарастающим радиусом изгиба, результаты измерений кривизны которого как функции координаты z были показаны на рис. 3. Для аналитического представления этой функции мы выбрали следующую зависимость:

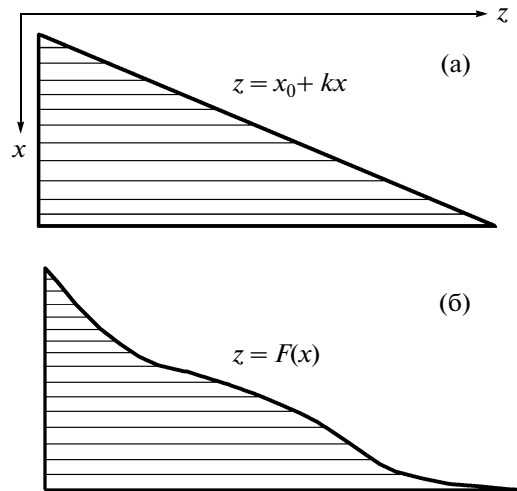


Рис. 5. Кристалл с наклонным срезом, имеющим линейную (а) и произвольную (б) формы.

$$R(z) = \frac{R_0}{1 - \frac{Cz}{L}}, \quad (5)$$

где R_0 – радиус изгиба при $z = 0$ и C – постоянная величина. Отсюда находим угол отклонения

$$\phi(z) = \frac{z}{R_0} - \frac{Cz^2}{2LR_0}. \quad (6)$$

Согласно нашей технологии приготовления кристалла (рис. 1б) мы принимаем $z = F(x) = x_0 + kx$. Заметим, что соответствующим выбором координатной системы мы можем положить $x_0 = 0$. Далее мы будем использовать следующие величины: $C = 0.8$, $L = 0.3$ см, $d = 0.05$ см, $k = 6$, $R_0 = 6$ м.

Кроме того, $\phi(x) = -(ax + bx^2)$, где $a = \frac{k}{R_0}$, $b = \frac{Ck^2}{2LR_0}$.

Принимая во внимание малый поперечный размер монокристалла, можно принять равномерное распределение частиц по координате $\rho(x) = \frac{1}{d}$. Тогда получаем $\bar{x}d/2$, $\langle x^2 \rangle = d^2/3$, $\bar{\phi} = ad/2 + bd^2/3$, $\langle \phi^2 \rangle = a^2d^2/3 + abd^3/3 + b^2d^4/5$, $\langle x\phi \rangle = ad^2/3 + bd^3/4$. Подставляя эти соотношения в уравнение (2), получаем огибающую пучка $\sigma_x(l)$. Для фокусного расстояния получаем

$$l_f = -\frac{M_2}{M_1} \quad (7)$$

и для среднего квадрата размера пучка при $l = l_f$

$$s_{\min} = \frac{d^2}{12} - \frac{M_2^2}{M_1}, \quad (8)$$

где

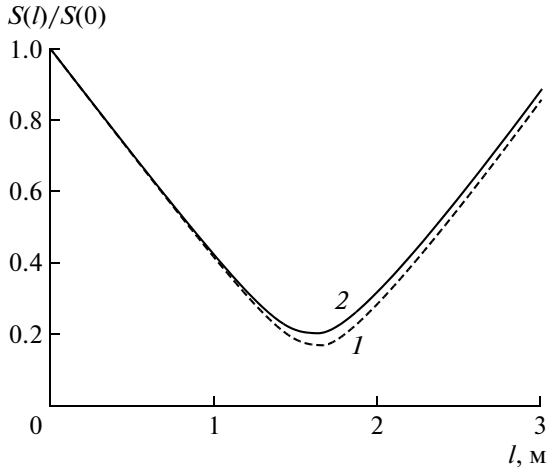


Рис. 6. Изменение среднеквадратичного размера пучка $S(l)/S(0) = \sqrt{\sigma_x(l)/\sigma_x(0)}$ как функция от расстояния l . 1 - $\theta_c = 0$, 2 - $\theta_c^2/6 = 10^{-10}$.

$$M_1 = [a^2 d^2 / 12 + ab d^3 / 6 + 4b^2 d^4 / 45 + \langle \theta^2 \rangle], \quad (9)$$

$$M_2 = ad^2 / 12 + bd^2 / 12. \quad (10)$$

Интересно, что для линейной зависимости $\varphi(x) = ax$

$$l_f = -\frac{1}{a + \frac{12\langle \theta^2 \rangle}{ad^2}}, \quad (11)$$

$$s_{\min} = \frac{\langle \theta^2 \rangle / a^2}{1 + \frac{12\langle \theta^2 \rangle}{a^2 d^2}}. \quad (12)$$

Для оценок можно предположить, что распределение по углу θ равномерное, тогда

$$\langle \theta^2 \rangle \approx \frac{\theta_c^2}{6}.$$

Рис. 6 иллюстрирует поведение величины σ_x как функции l для названных выше параметров монокристалла. Кривая 1 рассчитана для $\theta_c = 0$, кривая 2 – для $\theta_c^2/6 = 10^{-10}$. Последняя величина соответствует протонному пучку с энергией 70 ГэВ. Для энергии пучка 400 ГэВ и более обе кривые очень близки между собой. Видно, что фокусное расстояние $l_f \approx 1.62$ м, а минимальный размер пучка в 5 раз меньше, чем на выходе из монокристалла. Отметим, что величина l_f пропорциональна радиусу изгиба.

Рис. 7а иллюстрирует преобразование двумерного фазового объема пучка при разных значениях l для нашего монокристалла с переменной кривизной. Рис. 7б иллюстрирует тот же объем, но для случая, когда $\varphi(x) = ax$ – линейная функция.

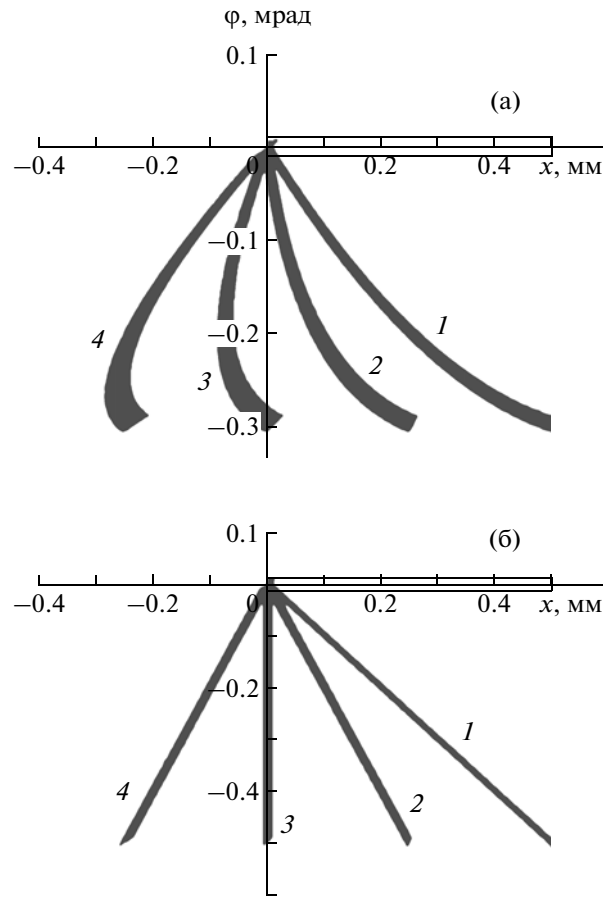


Рис. 7. а – фазовый объем пучка частиц на различном расстоянии l : $l=0$ (1), $l_f/2$ (2), $l_f/3$ (3), $1.5l_f$ (4) для кристалла с переменной кривизной; б – кристалл с линейной связью угол–координата. Прямоугольник на оси абсцисс обозначает фазовый объем пучка на входе в кристалл; $\theta_c = 10$ мкрад.

Их сравнение показывает, что для линейной зависимости угол–координата размер пучка в фокусе заметно меньше. Это же следует из уравнений (7)–(12). Однако преимущество монокристалла с переменной кривизной по сравнению с монокристаллом с постоянной кривизной является меньшая доля потерь частиц из-за деканализирования [8].

Из приведенных выше соотношений следует, что для монокристалла с изменяющейся кривизной и линейной формой среза $F(x)$ фокусировка не является оптимальной. Эта ситуация может быть скорректирована путем создания специальной формы среза. Используя уравнения (4) и (5), легко найти скорректированную форму $z = F(x)$:

$$z = F(x) = \frac{L}{C} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{2CR_0 kx}{L}} \right), \quad (13)$$

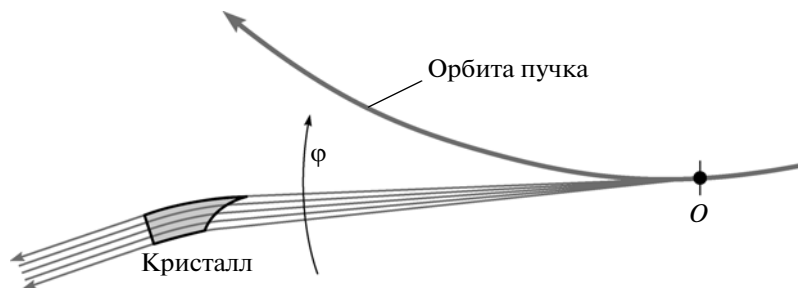


Рис. 8. Пример применения фокусирующего кристалла для исследования малоугловых процессов. Эта же схема может быть источником параллельного пучка вторичных частиц для широких физических исследований.

где $k = \frac{(1 - C/2)L}{R_0 d}$. Обработка торца кристалла по этой поверхности позволяет добиться такого же размера пучка в фокусе, как при линейной зависимости $\varphi = kx$.

Фокусирующее свойство разработанного кристаллического устройства можно применять на БАК или другом ускорителе высокой энергии для исследования малоугловых процессов. Кристалл можно ориентировать на точечную мишень фокусирующим торцом, как показано на рис. 8, и, вращая вокруг оси O , отклонять исследуемые частицы в сторону от циркулирующего пучка из неблагоприятной фоновой области, т.е. роль кристалла заключается в создании чистых условий для регистрации нужных частиц. Другим основанием применения такой схемы является получение пучка вторичных частиц высокой энергии весьма простым способом.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанное и проверенное оптически кристаллическое устройство предлагается использовать в опытах с кристаллами на ускорителях ИФВЭ и ЦЕРН [11, 12].

Положительными особенностями устройства являются два свойства:

1) подавление деканализирования частиц для улучшения вывода и коллимации пучка;

2) возможность фокусировки треков частиц на коротких расстояниях для формирования пучков и опытов по физике высоких энергий.

Работа поддержана Дирекцией ГНЦ РФ ИФВЭ, Госкорпорацией Росатом (контракт № Н.4е.45.90.11, 1080), а также российским фондом фундаментальных исследований (проект № 11-02-90415).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Afonin A.G., Biryukov V.M., Gavrilushkin V.I. et al.* // JETP Lett. 1998. V. 67. P. 781.
2. *Afonin A.G., Arkhipenko A.A., Baranov V.I. et al.* // Phys. Lett. 1998. V. B435. P. 240.
3. *Afonin A.G., Baranov V.T., Biryukov V.M. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 87. P. 094802.
4. *Afonin A.G., Baranov V.T., Biryukov V.M. et al.* // Phys. Part. Nucl. 2005. V. 36. P. 21.
5. *Scandale W., Arduini G., Assmann R. et al.* // Phys. Lett. 2010. V. B692. P. 78.
6. *Mokhov N.V., Annala G.E., Apyan A. et al.* // Proc. of Particle Accelerator Conference (PAC 09). Vancouver, BC, Canada. 2009. P. 1836.
7. *Assmann R., Redaelli S., Scandale W.* // Proc. of EPAC. Edinburgh, Scotland. 2006. P. 1526.
8. *Yazynin I.A., Maishev V.A., Chesnokov Yu.A.* // JETP Lett. 2011. V. 94. P. 248.
9. *Biryukov V.M., Chesnokov Yu.A., Kotov V.I.* Crystal Channeling and Its Application at High-Energy Accelerators. Berlin: Springer, 1997.
10. *Scandale W., Still D., Carnera A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 98. P. 154801.
11. *Афонин А.Г., Баранов В.Т., Беллуччи С. и др.* // ПТЭ. 2011. № 1. С. 5.
12. *Scandale W., Arduini G., Assmann R. et al.* // Phys. Lett. 2011. V. B703. P. 547.
13. *Язынин И.А., Маишеев В.А., Чесноков Ю.А.* // ПТЭ. 2011. № 5. С. 57.
14. *Denisov A.S., Fedin O.L., Gordeeva M.A. et al.* // JETP Lett. 1991. V. 54. P. 487.
15. *Chesnokov Yu.A.* // Nucl. Instrum. and Methods. 1996. V. B119. P. 163.
16. *Degtyarev I.I., Liashenko O.A., Yazynin I.A.* // Proc. of EPAC. 2000. P. 2506.
17. *Maishev V.A.* // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2007. V. 10. P. 084701.