

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ПЕТЕРБУРГСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
ИМ. Б.П. КОНСТАНТИНОВА

Препринт 2649

Ю.М. Иванов, А.А. Петрунин, В.В. Скоробогатов, С.А. Вавилов, Ю.А. Гавриков, А.В. Желамков, Л.П. Лапина, А.И. Щетковский

А.Г. Афонин^{*}, В.И. Баранов^{*}, В.Т. Баранов^{*}, В.Н. Чепегин^{*},
Ю.А. Чесноков^{*}, В. Гвиди^{**}, А. Вомиеро^{***}, В. Скандале^{****}

Наблюдение отражения протонного пучка от изогнутых атомных плоскостей

* Институт физики высоких энергий, Протвино, Россия

** INFN - Университет Феррары, Италия

*** INFN - Национальная Лаборатория Ленаро, Италия

**** ЦЕРН, Женева, Швейцария

Гатчина – 2005

Observation of proton beam reflection from bent atomic planes

Yu.M. Ivanov, A.A. Petrunin, V.V. Skorobogatov, S.A. Vavilov,
Yu.A. Gavrikov, A.V. Zhelamkov, L.P. Lapina, A.I. Shchetkovsky,
A.G. Afonin, V.I. Baranov, V.T. Baranov, V.N. Chepegin,
Yu.A. Chesnokov, V. Guidi, A. Vomiero, W. Scandale

Abstract

Volume reflection of 70 GeV proton beam from bent (111) atomic planes of silicon was observed in experiment devoted to the study of channeling in very short bent crystals. This phenomenon was predicted by A.M. Taratin and S.A. Vorobiev in 1987. Volume reflection is resulted from coherent interaction of incident protons with crystal lattice in tangency point of proton trajectories with bent atomic planes and has the same nature as channeling. Average deflection angle of reflected protons in units of critical angle of channeling was found to be equal to $2\theta_R = (39.5 \pm 2.0) \mu rad = (1.65 \pm 0.08)\theta_c$. The study fulfilled makes possible to develop crystal deflectors for high energy beams based on volume reflection phenomenon.

© ПИЯФ, 2005

А н н о т а ц и я

При исследовании каналирования 70 ГэВ протонов в изогнутом кристалле кремния длиной 0.72 мм наблюдается объемное отражение протонного пучка от изогнутых атомных плоскостей. Эффект обусловлен когерентным взаимодействием налетающих протонов с атомной решеткой кристалла в области касания траекторий с изогнутыми атомными плоскостями и имеет ту же природу, что и эффект каналирования. Средний угол отклонения отраженных протонов, выраженный в единицах критического угла каналирования, найден равным $2\theta_R = (39.5 \pm 2.0) \text{ мкрад} = (1.65 \pm 0.08)\theta_c$. Выполненное исследование позволяет развить новый подход к созданию кристаллических дефлекторов пучков заряженных частиц высоких и сверхвысоких энергий, основанный на явлении отражения.

Распространение быстрых заряженных частиц в кристалле имеет ориентационную зависимость, которая определяется особенностями поперечного движения частиц в усредненном непрерывном потенциале атомных рядов и плоскостей и находит удовлетворительное описание в рамках классической механики [1]. Одним из наиболее изученных ориентационных эффектов является каналирование частиц в кристаллах. Тем удивительнее, что другой значительный эффект одинаковой с каналированием природы – эффект объемного отражения изогнутым кристаллом, предсказанный А.М. Таратиным и С.А. Воробьевым [2, 3], до настоящей работы оставался не наблюдаемым. Прежде чем перейти к изложению экспериментальных результатов, рассмотрим кратко оба явления.

В простейшей модели атомные плоскости можно представить последовательностью потенциальных стенок высотой $U_0 \approx 20$ эВ и шириной, равной половине межплоскостного расстояния $d \approx 2 \text{ \AA}$, и принять, что в остальном пространстве потенциал равен нулю

(рис. 1). Изменение направления движения при переходе из области $U_1 = 0$ в область $U_2 = U_0$ дается соотношением [4]:

$$\frac{\sin \phi_1}{\sin \phi_2} = \sqrt{1 + \frac{2}{mv_1^2}(U_1 - U_2)} = \sqrt{1 - \frac{2U_0}{(pv)_1}},$$

где ϕ_1 и ϕ_2 – углы между нормалью к границе потенциала и скоростью частицы массой m до и после пересечения границы, соответственно, v_1 – начальная скорость, p – импульс.

Для частиц, влетающих в кристалл между атомными плоскостями, углы ϕ_1 и ϕ_2 близки $\pi/2$. Переходя к углам скольжения

$\theta_1 = \pi/2 - \phi_1$ и $\theta_2 = \pi/2 - \phi_2$ и используя $2U_0 \ll (pv)_1$, получаем:

$$\theta_2 \approx \sqrt{\theta_1^2 - \frac{2U_0}{(pv)_1}},$$

откуда следует условие каналирования частицы между потенциальными стенками:

$$|\theta_1| \leq \theta_L = \sqrt{\frac{2U_0}{(pv)_1}},$$

где θ_L – так называемый угол Линдхарда. При $|\theta_1| > \theta_L$ частица движется, испытывая преломление на каждом пересечении потенциальной стенки. При этом в областях $U_1 = 0$ частица движется под углом θ_1 , а в областях $U_2 = U_0$ под углом $\sqrt{\theta_1^2 - \frac{2U_0}{(pv)_1}}$ к стенкам каналов.

Частица, попадающая на входной грани в потенциальную стенку, проходит в область $U_2 = U_0$, практически сохраняя начальное направление движения, поскольку углы ϕ_1 и ϕ_2 близки нулю и

$2U_0 \ll (pv)_1$, откуда следует $\phi_1 \approx \phi_2$. При переходе внутри кристалла из стенки в канал траектория испытывает преломление, и частица движется в канале под углом скольжения $\sqrt{\theta_1^2 + \frac{2U_0}{(pv)_1}}$, превосходящим угол Линдхарда, что исключает возможность каналирования.

При изгибе кристалла эффект каналирования сохраняется [5, 6]. Вместе с тем возникают новые эффекты, одним из которых является объемный захват в режим каналирования, предсказанный О.И. Сумбаевым по аналогии с эффектом упругой квазимозаичности и наблюдаемый в [7, 8]. Эффект объемного захвата заключается в том, что частица, падающая на изогнутый кристалл под углом скольжения, значительно превосходящим угол Линдхарда, но имеющая точку касания с изогнутой атомной плоскостью в теле кристалла, с определенной вероятностью захватывается в области касания в состоянии каналирования. Теория эффекта объемного захвата была дана в [9] и основана на учете многократного рассеяния на точечных зарядах среды (электронах и ядрах), изменяющего поперечную скорость частицы в результате единичных соударений. Из теории следует, что объемный захват есть процесс, обратный деканалированию (уходу частиц из режима каналирования в результате рассеяния), поэтому захват имеет место и в случае плоского кристалла, но практически труден для наблюдения из-за низкой заселенности касательных траекторий. Изгиб кристалла приводит к тому, что траектории всех налетающих частиц становятся в той или иной точке касательными атомным плоскостям, вследствие чего каждая из частиц имеет шанс попасть в результате рассеяния в режим каналирования.

При дальнейшем теоретическом изучении эффекта объемного захвата был предсказан эффект объемного отражения. Первое упоминание об «отраженных» частицах содержится в статье [10], анализирующей опыт по объемному захвату [7] на основе теории [9]. Этим термином называются частицы, прошедшие область касания и не попавшие в режим каналирования. Объемное отражение изогнутым

кристаллом, приводящее к реальному отклонению «отраженных» частиц, было найдено А.М. Таратиным и С.А. Воробьевым при детальном компьютерном исследовании объемного захвата [2, 3]. Они обнаружили, что непрерывный периодический потенциал изогнутого кристалла приводит к отклонению частиц, имеющих точку касания с атомной плоскостью внутри кристалла, на угол, близкий удвоенному углу Линдхарда, в сторону, противоположную изгибу.

Этот результат можно пояснить при помощи рассмотренной ранее простейшей модели. Легко показать, что каналирующая в изогнутом канале частица имеет разные углы скольжения относительно вогнутой и выпуклой стенок канала (рис. 2):

$$\theta_1 < \theta_L, \quad \theta_2 = \sqrt{\theta_1^2 - \frac{d}{R}},$$

где R – радиус изгиба кристалла. Очевидно, что частица, пересекающая кристалл и налетающая на выпуклую стенку под углом θ_3 , удовлетворяющим условию

$$\sqrt{\theta_L^2 - \frac{d}{R}} < \theta_3 < \theta_L,$$

испытает отражение, но не удержится в канале, поскольку при пересечении противоположной вогнутой стенки будет иметь угол скольжения, превышающий угол Линдхарда. Это первая ситуация, приводящая к объемному отражению. Вторая возникает в случае попадания частицы, пересекающей канал, на границу области $U_2 = U_0$ под углом θ_3 , удовлетворяющим условию

$$\theta_L < \theta_3 < \sqrt{\theta_L^2 + \frac{d}{R}}.$$

В этом случае, попав в область $U_2 = U_0$, но не достигнув ее противоположной границы из-за изгиба, частица выходит из области высокого потенциала через ту же границу, что и вошла, и возвращается

в область $U_1 = 0$ с начальным углом скольжения θ_3 , исключаящим захват в каналирование.

Легко увидеть, что для радиусов изгиба $R \gg R_c$, где R_c – критический радиус, определяемый равенством $R_c = \frac{pv}{2U_0/d}$, угол отклонения касательных траекторий $2\theta_R$ в основном определяется эффектом отражения в точке касания, который в обоих случаях немного меньше значения $2\theta_L$:

$$2\theta_R \sim 2\theta_3 \leq 2\theta_L \text{ (первый случай),}$$

$$2\theta_R \sim 2(\theta_3 - \sqrt{\theta_3^2 - \theta_L^2}) \leq 2\theta_L \text{ (второй случай).}$$

В случае параллельного падающего пучка угловая ширина Γ отраженного пучка имеет величину порядка

$$\Gamma \sim \frac{d}{2\theta_L R} = \frac{R_c}{R} \theta_L,$$

существенно меньшую среднего угла отклонения $2\theta_R$. Поскольку любая касательная траектория приводит к одному из двух вышеописанных случаев, то все касательно летящие частицы должны испытывать объемное отражение. Таким образом, в рамках рассматриваемой модели вероятность объемного отражения $P_R = 1$.

Более точная модель, основанная на гармоническом потенциале межплоскостного канала и учитывающая многократное рассеяние, приводит не к ломаным, а колебательным траекториям частиц

(рис. 3) с длиной колебания вдоль плоскостей $\lambda = \pi d \sqrt{\frac{pv}{2U_0}}$, к за-

мене угла Линдхарда θ_L на меньший, так называемый критический, угол каналирования θ_c , к определению критического радиуса через

соотношение $R_c = \frac{p\nu}{U'}$ (U' – производная потенциальной энергии на границе канала) и к оценке

$$P_R \leq (1 - P_{VC}),$$

где P_{VC} – вероятность объемного захвата (равная $\approx 0.2\%$ для 70 ГэВ протонов и радиуса изгиба атомных плоскостей около 2м [11]). В более точной модели отражение происходит не в точке, а на длине $\sim \lambda/2$ вдоль атомной плоскости (около 14 мк для 70 ГэВ протонов и (111) плоскостей кремния).

Условие наблюдения эффекта объемного отражения состоит в малости отклонения траектории частицы из-за многократного рассеяния по сравнению с критическим углом каналирования. В случае плоскостей (111) кремния и энергии протонов, равной 70 ГэВ, критический угол равен 24 мкрад. Условие наблюдения было выполнено путем приготовления короткого (по пучку) изогнутого кристалла длиной 0.72 мм (вклад от многократного рассеяния 13.5 мкрад). Изгиб атомных плоскостей (111) кремния на столь малой длине был обеспечен применением нового способа [12], основанного на исследованиях эффекта упругой квазимозаичности [13] – [15].

Исследуемая пластина была вырезана из слитка совершенного кремния, имела размеры $0.72 \times 20 \times 60$ мм³ и каналирующие плоскости (111), параллельные грани 0.72×60 мм². Точность определения ориентации кристаллографических плоскостей относительно граней пластины была не хуже 200 мкрад, плоскостность граней не хуже 0.5 мк. Полировка кристалла была закончена алмазной пастой 1/0. Нарушенный слой толщиной около 2 мк был снят травлением «медленным» раствором (1:3:5) плавиковой, азотной и уксусной кислот, что проверено измерением рентгеновской кривой качания до и после травления. Отсутствие нарушений поверхности позволило изогнуть пластину до радиуса 48 см (рис. 4), приводящего к расчетному изгибу плоскостей (111) на угол 423 мкрад [12]. Радиус кривизны плоскостей (111) при этом равен $0.72\text{мм} / 423\text{мкрад} = 170$ см и существенно превосходит критический радиус каналирования, равный приблизительно $70 \text{ ГэВ} / 5 \text{ ГэВ/см} = 14$ см.

Изогнутый кристалл был исследован на двухкристальном спектрометре [16] с помощью пучков рентгеновского излучения молибдена (17.4 кэВ) и меди (8.0 кэВ) шириной от 10 до 40 мк. По изменению угла дифракции на отражение поперек грани 0.72×60 мм² был измерен изгиб атомных плоскостей (111), он оказался равным (413 ± 10) мкрад. Это значение согласуется с шириной дифракционной кривой качания на прохождение, измеренной в различных точках большой грани пластины, что свидетельствует об одинаковом изгибе плоскостей (111) как в середине, так и на краях кристалла. По изменению угла дифракции на прохождение поперек грани 20×60 мм был измерен изгиб в горизонтальной плоскости, вызванный основным изгибом по радиусу 48 см в вертикальной плоскости. Радиус изгиба в центре пластины найден равным 3.2 м со знаком кривизны, соответствующим седлообразной форме. Вблизи верхнего и нижнего зажимов горизонтальный радиус изгиба имел большие значения из-за разгибающих моментов, создаваемых зажимами. Так на высоте около 10 мм от центра кристалла измеренный горизонтальный радиус был равен 3.7 м.

Эксперимент был выполнен (рис. 5) на малорасходящемся пучке 70 ГэВ протонов малой интенсивности [17], сформированном с помощью длинного изогнутого кристалла, который имел размеры $0.4 \times 30 \times 100$ мм³ и рабочие плоскости (110), параллельные большим граням. Он был изогнут на угол 150 мрад и помещен в гало выведенного из ускорителя У-70 протонного пучка интенсивностью 2×10^{11} протон/цикл. Интенсивность каналированного пучка могла варьироваться в пределах $10^4 \div 10^6$ протон/цикл простым перемещением кристалла. С помощью отклоняющих магнитов пучок очищался от вторичных частиц, образованных ядерными столкновениями в кристалле. Гало пучка, вызванное прохождением воздушных промежутков, обрезалось с одной стороны коллиматором, расположенным в 5 м перед исследуемым образцом, что формировало резкую вертикальную границу, обеспечивая тем самым низкий уровень фона в области наблюдения отклоненных образцом частиц. Между образ-

цом и областью наблюдения помещалась откачанная труба длиной 4 м с тонкими окошками для уменьшения рассеяния в воздухе.

Исследуемый кристалл был установлен на поворотный столик так, чтобы его край заходил в протонный пучок на 4 мм со стороны резкой границы. Столик имел шаг поворота 8 мкрад в диапазоне 5 мрад. Начальное положение выставлялось с помощью лазера путем отражения светового луча от полированных граней кристалла на метки, известным образом расположенные относительно протонного пучка. Положение каналирования находилось поворотом кристалла по показаниям сцинтилляционных счетчиков, включенных на совпадения. В найденном положении на удалении от кристалла с помощью фотоэмульсий типа Р-100 были измерены профили каналированного и прямо прошедшего пучков.

На фотоэмульсиях 1 и 2 (рис. 6 и 7) с экспозицией около 5 частиц/мк² помимо темной, отщепленной от основного пучка линии С, соответствующей каналированным протонам, хорошо заметны две другие линии, одна из которых светлая В, а другая темная А, расположенные в области основного пучка. На фотоэмульсиях с экспозицией около 50 частиц/мк² дополнительные линии А и В были уже не видны из-за сильного почернения от прямо прошедшего пучка и связанного с ним фона.

Все три линии имели одинаковую немного искривленную форму, которая объясняется изменением горизонтального радиуса изгиба кремниевой пластины по высоте. На высоте около 10 мм от центра кристалла расчетное смещение положения каналированного пучка относительно положения каналированного пучка в центре из-за разницы радиусов изгиба в горизонтальной плоскости равно $(10 \text{ мм} - 4 \text{ мм}) \times (3.7 \text{ м} - 3.2 \text{ м}) / 3.2 \text{ м} = 0.94 \text{ мм}$, что согласуется с кривизной линий А, В и С. В повторном опыте кристалл был смещен поперек падающего пучка на 8 мм, что увеличило перекрытие кристалла и пучка до 12 мм. В результате кривизна наблюдаемых линий уменьшилась и изменила знак в соответствии с оценкой $(10 \text{ мм} - 12 \text{ мм}) \times (3.7 \text{ м} - 3.2 \text{ м}) / 3.2 \text{ м} = -0.31 \text{ мм}$. Таким образом, подобие формы и масштаб кривизны дают указание на то, что все линии обязаны происхождением атомным плоскостям (111).

Положения и ширины наблюдаемых линий в направлении, перпендикулярном резкой границе падающего пучка (и каналирующим плоскостям кристалла), были определены по измеренным с помощью микроскопа положениям границ линий (лучи 1-6 на рис. 8). Результаты сведены в табл. 1 и 2, где ошибки вычислены как среднеквадратичные из ошибок разброса повторных измерений и ошибки отсчета, составлявшей 5 мк.

В результате анализа данных мы нашли, что дополнительные линии А и В полностью объясняются (рис. 8) эффектом объемного отражения части падающего пучка от выпуклых атомных плоскостей (111). А именно: падающие протоны, траектория которых имеет точку касания с изогнутыми атомными плоскостями, испытывают в теле кристалла отклонение на угол, близкий удвоенному критическому углу каналирования, в сторону, противоположную отклонению каналированных частиц, образуя отраженный пучок, заключенный между двумя дополнительными наблюдаемыми линиями А и В, которые являются его границами. Линия А возникает в результате наложения отраженного пучка на неканалированный, линия В возникает в результате расхождения отраженных и прямо прошедших протонов.

В рамках такого объяснения результатов опыта отклонение каналированного пучка С определяется расстоянием между линиями С и А. Действительно, угол отклонения, определенный по эмульсии 1, равен $(2025 \pm 10) \text{ мк} / 4.6 \text{ м} = (440 \pm 3) \text{ мкрад}$, определенный по эмульсии 2, равен $(2530 \pm 23) \text{ мк} / 5.9 \text{ м} = (429 \pm 4) \text{ мкрад}$. Усредненное значение, равное $(435 \pm 6) \text{ мкрад}$, удовлетворительно согласуется с расчетным изгибом (111) плоскостей 423 мкрад и с измерением изгиба с помощью рентгеновского излучения $(413 \pm 10) \text{ мкрад}$.

Измеренная ширина линии С согласуется с расчетной. Расчетная ширина оценивается следующим образом. Сначала находим для входной грани кристалла ширину «участка каналирования» через торцевой захват. Ширина участка определяется суммой удвоенного критического угла каналирования и угловой ширины первого кристалла с поправкой на рассеяние в воздухе, деленной на кривизну кристалла с поправкой на расхождение падающего пучка:

$$(2 \times 24 \text{ мкрад} + 15 \text{ мкрад}) / (50 \text{ мкрад/мм} + 313 \text{ мкрад/мм}) = 174 \text{ мк.}$$

Поскольку изогнутые плоскости (111) расположены веером с точкой пересечения на расстоянии 3.2 м от кристалла, то в плоскости эмульсии 1 «участку каналирования» соответствует ширина $174 \text{ мк} \times (4.6 \text{ м} - 3.2 \text{ м}) / 3.2 \text{ м} = 76 \text{ мк}$, а в плоскости эмульсии 2 ширина $174 \text{ мк} \times (5.9 \text{ м} - 3.2 \text{ м}) / 3.2 \text{ м} = 147 \text{ мк}$. Расхождение каналированного пучка, обусловленное собственно каналированием, приводит к ширинам на эмульсиях 1 и 2, равным $2 \times 24 \text{ мкрад} \times 4.6 \text{ м} = 221 \text{ мк}$ и $2 \times 24 \text{ мкрад} \times 5.9 \text{ м} = 283 \text{ мк}$, соответственно. На границах «участка каналирования» захват происходит в состоянии, близкие критическому углу каналирования, поэтому в качестве оценки ширины линии С следует взять сумму рассмотренных выше вкладов. Это дает для эмульсий 1 и 2 значения $76 \text{ мк} + 221 \text{ мк} = 297 \text{ мк}$ и $147 \text{ мк} + 283 \text{ мк} = 430 \text{ мк}$, соответственно. Полученные оценки удовлетворительно согласуются с измеренными значениями ширины линии С, равными $(260 \pm 8) \text{ мк}$ и $(433 \pm 16) \text{ мк}$.

Измеренное расстояние между линиями А и В также согласуется с расчетным. Расчетное расстояние определяется шириной «отражающего участка» кристалла и углом расхождения падающих на его края частиц. Ширина «отражающего участка» равна отношению угла изгиба (111) плоскостей к кривизне кристалла в горизонтальной плоскости с поправкой на расхождение падающего пучка: $423 \text{ мкрад} / (50 \text{ мкрад/мм} + 313 \text{ мкрад/мм}) = 1.165 \text{ мм}$. Угол расхождения частиц, падающих на края «отражающего участка», равен $50 \text{ мкрад/мм} \times 1.165 \text{ мм} = 58 \text{ мкрад}$. В результате расчетная ширина прошедшего через «отражающий участок» пучка на расстоянии 4.6 м от кристалла равна $1165 \text{ мк} + 58 \text{ мкрад} \times 4.6 \text{ м} = 1165 \text{ мк} + 267 \text{ мк} = 1432 \text{ мк}$, на расстоянии 5.9 м от кристалла равна $1165 \text{ мк} + 58 \text{ мкрад} \times 5.9 \text{ м} = 1165 \text{ мк} + 342 \text{ мк} = 1507 \text{ мк}$. В пределах ошибки расчета, составляющей около 50 мк (основной вклад вносит погрешность расхождения падающего пучка), полученные значения согласуются с расстоянием между линиями А и В на эмульсиях 1 и 2, равными $(1420 \pm 12) \text{ мк}$ и $(1447 \pm 17) \text{ мк}$, соответственно.

Средний угол отклонения отраженного пучка может быть оценен по угловой ширине линий А и В. Угловая ширина линии А по

эмульсиям 1 и 2 равна $(190 \pm 16) \text{ мк} / 4.6 \text{ м} = (41.3 \pm 3.4) \text{ мкрад}$ и $(260 \pm 18) \text{ мк} / 5.9 \text{ м} = (44.1 \pm 3.1) \text{ мкрад}$, соответственно. Среднее значение равно $(42.7 \pm 2.3) \text{ мкрад}$. Угловая ширина линии В по эмульсиям 1 и 2 равна $(183 \pm 19) \text{ мк} / 4.6 \text{ м} = (39.8 \pm 4.1) \text{ мкрад}$ и $(213 \pm 16) \text{ мк} / 5.9 = (36.1 \pm 2.7) \text{ мкрад}$, соответственно. Среднее значение равно $(37.2 \pm 3.5) \text{ мкрад}$. В случае линии А отражение происходит вблизи входной грани, поэтому отраженные протоны испытывают многократное рассеяние на толщине кристалла, в отличие от линии В, соответствующей протонам, отраженным около выходной грани. Дополнительный разброс составляет 13.5 мкрад. При квадратичном вычитании из 42.7 мкрад это дает 40.5 мкрад. Усредняя и выражая в единицах критического угла каналирования, получаем в качестве экспериментальной оценки среднего угла отклонения отраженных протонов значение:

$$2\theta_r = (39.5 \pm 2.0) \text{ мкрад} = (1.65 \pm 0.08)\theta_c .$$

Количественное определение вероятности и угловой ширины отражения по облученным фотоэмульсиям затруднено из-за высокой плотности треков. На качественном уровне по резкости светлой линии В опыт подтверждает высокую ожидаемую вероятность отражения и узость кривой отражения по сравнению со средним углом отклонения отраженных протонов.

Выполненное исследование позволяет развить новый подход к созданию кристаллических дефлекторов пучков заряженных частиц высоких и сверхвысоких энергий, основанный на явлении отражения.

Авторы выражают глубокую благодарность А.А. Воробьеву и В.И. Котову за поддержку и интерес к работе, А.М. Таратину, В.М. Самсонову, В.В. Федорову, Р.А. Карригану (мл.), В.Д. Шильцеву и Н.В. Мохову за полезные обсуждения и замечания.

Исследование выполнено при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, программы «Физика элементарных частиц и фундаментальная ядерная физика» Российской Академии Наук и частично фонда CERN-INTAS.

Таблица 1. Положения центров линий в микронах

	A	B	C
Эмульсия 1	0 ± 10	1420 ± 6	2025 ± 10
Эмульсия 2	0 ± 11	1447 ± 13	2530 ± 23

Таблица 2. Ширины линий в микронах

	A	B	C
Эмульсия 1	190 ± 10	183 ± 19	260 ± 8
Эмульсия 2	260 ± 11	213 ± 16	433 ± 16

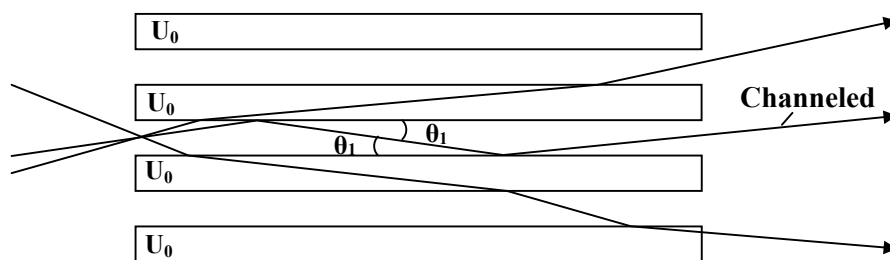


Рис. 1. Каналирование в плоском кристалле (модель с прямоугольным потенциалом)

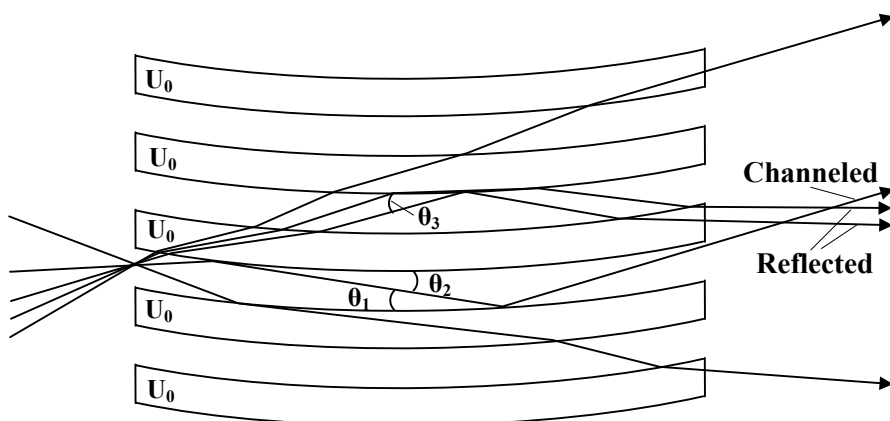


Рис. 2. Каналирование и объемное отражение в изогнутом кристалле (модель с прямоугольным потенциалом)

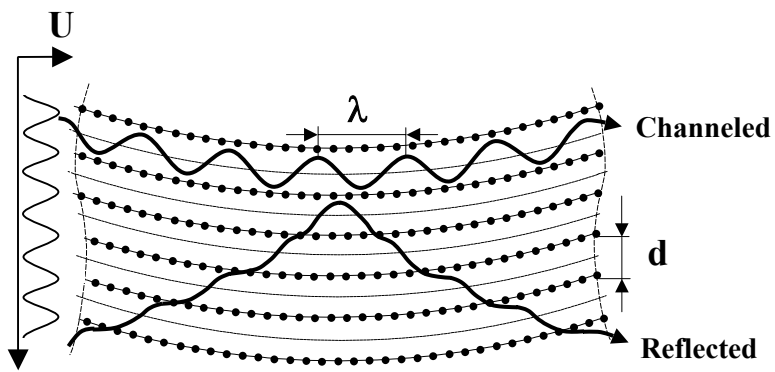


Рис. 3. Каналирование и объемное отражение в изогнутом кристалле (модель с гармоническим потенциалом)

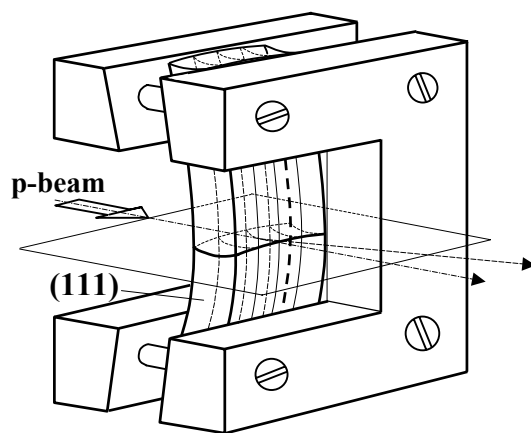


Рис. 4. Изогнутый кристалл в изгибающем устройстве

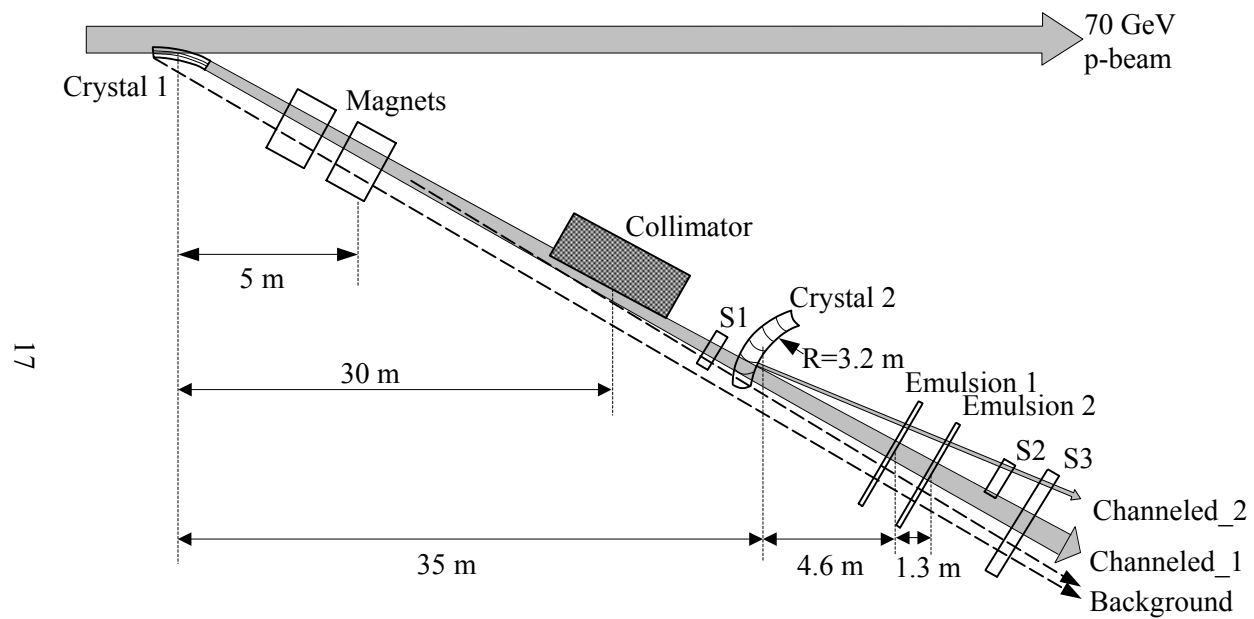


Рис. 5. Схема опыта на пучке 70 ГэВ протонов

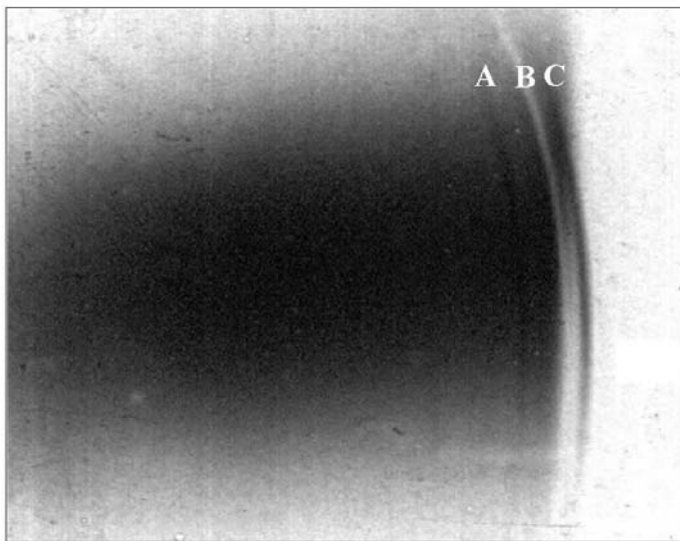


Рис. 6. Эмульсия 1

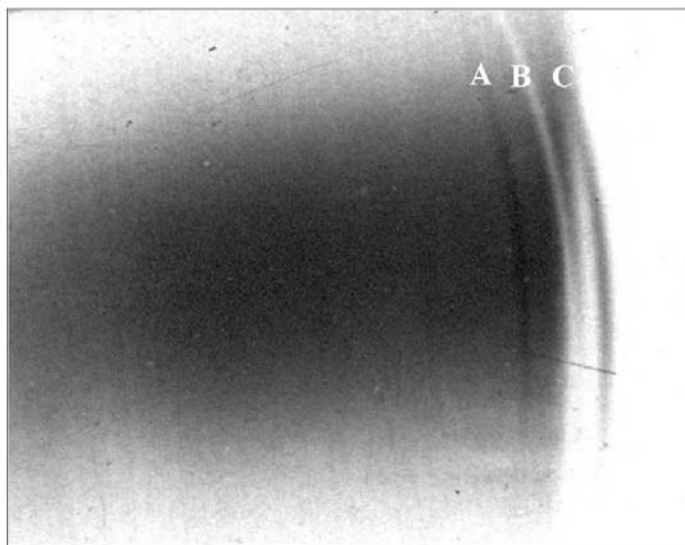


Рис. 7. Эмульсия 2

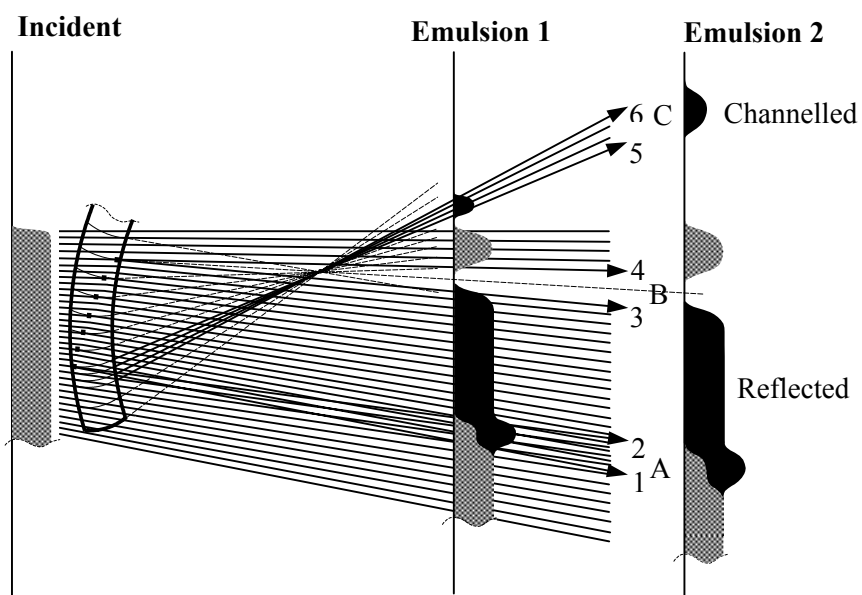


Рис. 8. Объяснение результатов опыта

Литература

- [1] J.K.Lindhard, Dan. Viddensk.Selsk. Mat. Phys. Medd. v. **34**, 1 (1965).
- [2] A.M.Taratin and S.A.Vorobiev, Phys.Lett. **A119**, 425 (1987).
- [3] A.M.Taratin and S.A.Vorobiev, NIM PR **B26**, 512 (1987).
- [4] Л.Д. Ландау и Е.М. Лившиц, Механика, М., Наука, 1988, стр. 28.
- [5] E.N.Tsyganov, Fermilab ТМ-682, ТМ-684 (1976).
- [6] A.F.Elishev et al., Phys.Lett. **B88**, (1979) 387.
- [7] В.А. Андреев и др., Письма в ЖЭТФ, **36**, (1982) 340.
- [8] V.M.Samsonov, The Leningrad experiment on volume capture, in Relativistic Channeling edited by R.A.Carrigan and J.A.Ellison, NATO ASI Series B: Physics, **165**, (1987) 129.
- [9] А.М. Таратин, С.А. Воробьев, ЖТФ, **55**, 8, (1985) 1598.
- [10] О.И. Сумбаев, К теории объемного захвата протонов в режим каналирования изогнутыми монокристаллами, препринт ЛИЯФ – 1201, Л., 1986, 23, English transl. in Relativistic Channeling edited by R.A.Carrigan and J.A.Ellison, NATO ASI Series B: Physics, **165**, (1987) 117.
- [11] Yu.A.Chesnokov et al., NIM **B69**, (1992) 247.
- [12] Ю.М. Иванов, А.А. Петрунин, В.В. Скоробогатов, Письма в ЖЭТФ, **81**, (2005) 129.
- [13] О.И. Сумбаев, ЖЭТФ, **54**, (1968) 1352.
- [14] В.М.Самсонов, Изгиб пластины в фокусирующих кристалл-дифракционных рентгеновских и гамма-спектрометрах, препринт ЛИЯФ – 278, Л., 1976, 39.
- [15] В.М. Самсонов, Е.Г. Лапин, О нескольких возможностях и особенностях использования изогнутого кристалла в кристалл-дифракционных приборах, препринт ЛИЯФ – 587, Л., 1980, 23.
- [16] С.Г. Скорняков, А.И. Смирнов, Г.П. Солодов, Прецизионные измерения длин волн рентгеновских линий WL_{β_1} , WL_{β_3} , MoL_{β_1} , MoL_{γ_1} на двухкристальном спектрометре, препринт ЛИЯФ – 1133, Л., 1985, 17 с.
- [17] Yu.A.Chesnokov, NIM **B119**, (1996) 168.