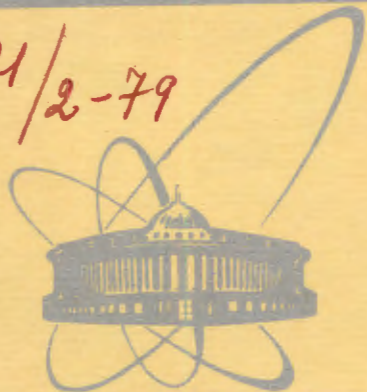


3121/2-79



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

12/8-79

P14 - 12321

K-211

С. А. Карамян

О ВОЗМОЖНОСТИ ПОВОРОТА
ИЛИ ОХЛАЖДЕНИЯ ПУЧКА ЧАСТИЦ
МЕТОДОМ КАНАЛИРОВАНИЯ В МОНОКРИСТАЛЛАХ

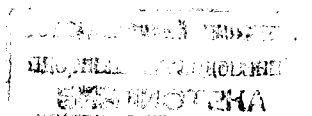
1979

P14 - 12321

С.А. Карамян

О ВОЗМОЖНОСТИ ПОВОРОТА
ИЛИ ОХЛАЖДЕНИЯ ПУЧКА ЧАСТИЦ
МЕТОДОМ КАНАЛИРОВАНИЯ В МОНОКРИСТАЛЛАХ

Направлено в ЯФ



Карамян С.А.

P14 - 12321

О возможности поворота или охлаждения пучка частиц методом каналирования в монокристаллах

Рассмотрены некоторые аспекты проблемы поворота или охлаждения пучка частиц методом каналирования в монокристаллах. Получена приближенная формула для коэффициента захвата частиц в режим каналирования в случае изогнутого монокристалла. В приближении квазисвободных атомов монокристалла вычислена энергия ядер отдачи при каналировании частицы и определено влияние данных потерь энергии на характер движения частицы. Обсуждена температурная зависимость энергии, передаваемой ядрам решетки, и рассмотрены условия для наблюдения перехода от каналирования, сопровождающегося атомными тормозными потерями, к каналированию без отдачи при охлаждении монокристалла.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1979

Karamian S.A.

P14 - 12321

On A Possibility of Particle Beam Bending or Cooling by Channeling in Single Crystals

Some aspects of the particle beam deflection or cooling by means of channeling in single crystals are considered. An approximate formula for coefficient of particle capture to channeling regime is derived for the case of a bent single crystal. Recoil nuclei energy at channeling of particles is calculated in the approximation of quasifree atoms of a single crystal, and the influence of this energy losses on the character of particle motion is determined. The temperature dependence of the recoil nuclei energy and conditions for observing the transition from channeling, accompanied by atomic stopping losses, to unrecycled channeling at a single crystal cooling are discussed.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

1. ВВЕДЕНИЕ

Ориентационные эффекты взаимодействия заряженных частиц с монокристаллами, широко применяемые при изучении структуры твердого тела, радиационных воздействий, атомных столкновений, времен жизни возбужденных ядер и т.д., в последние годы рассматриваются с точки зрения поиска новых приложений, в частности, в физике элементарных частиц и высоких энергий. Достигнут успех в наблюдении эффекта каналирования протонов и мезонов с энергиями вплоть до сотен ГэВ¹⁻⁴: Обсуждается возможность использования каналирования частиц в монокристаллах для охлаждения и поворота пучков высокоэнергичных частиц⁴⁻⁷. Теоретически исследуется вопрос об излучении каналирующих релятивистских частиц и связанном с ним радиационном охлаждении пучков⁸⁻¹². Обсуждаются некоторые новые возможности применения ориентационных эффектов в изучении ядерных реакций и атомных столкновений на пучках очень тяжелых ионов¹³⁻¹⁴.

Цель работы - выяснить некоторые аспекты проблемы поворота или охлаждения пучка частиц методом каналирования, определить влияние потерь энергии за счет энергии ядер отдачи на характер движения каналирующих частиц и качественно рассмотреть температурную зависимость энергии, передаваемой ядрам решетки при каналировании.

2. О ВОЗМОЖНОСТИ ПОВОРОТА ПУЧКА МЕТОДОМ КАНАЛИРОВАНИЯ

Теоретическое рассмотрение каналирования в изогнутом монокристалле выполнено в работах^{5, 7, 15} в предположении

возможности замены изгиба канала введением центробежного потенциала и определения условий, при которых суммарный потенциал, включающий потенциал прямого канала и центробежный потенциал, имеет достаточно выраженный минимум для обеспечения поперечных колебаний каналирующей частицы.

Рассмотрим захват частицы в режим каналирования в изогнутом канале в приближении геометрической оптики для траекторий движения частиц. Каналирующая частица подходит к стенке канала по касательной, однако угол падения равен углу отражения при условии определения этих углов как углов пересечения медианной плоскости для случая прямого канала. Ситуация мало изменится и для канала с не очень большой кривизной, отличие, однако, состоит в том, что углы падения по отношению к внутренней $\psi_{\text{внутр.}}$ и внешней $\psi_{\text{внешн.}}$ стенкам не будут равны друг другу и не равны углу пересечения траекторий медианной плоскости канала, что нетрудно видеть из рис. 1а.

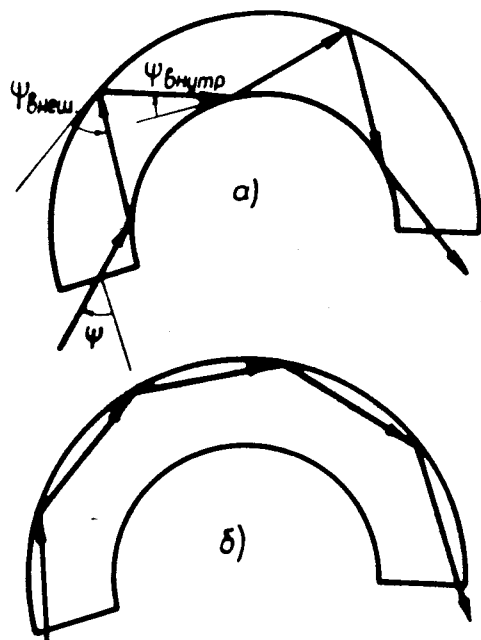


Рис. 1. Иллюстрация возможных траекторий движения каналирующих частиц в изогнутом монокристалле.

Для определения углов $\psi_{\text{внутр.}}$ и $\psi_{\text{внешн.}}$ заменим гладкую траекторию частицы прямолинейными отрезками. Условия, при которых такая замена корректна, будут обсуждены после получения значения критического радиуса изгиба канала $R_{\text{крит.}}$

Вторая и, по-видимому, более существенная неточность такого рассмотрения состоит в использовании потенциала прямоугольной ямы в качестве потенциала канала. В этом приближении частица, входящая в монокристалл под углом ψ к медианной поверхности, имеет начальный поперечный импульс, равный $p\psi$, независимо от координаты точки входа. В таком приближении для прямого канала эффективность захвата частиц в режим каналирования равна 100% при выполнении условия $\psi > \psi_{\text{крит.}}$, где $\psi_{\text{крит.}}$ - критический угол плоскостного каналирования. Для изогнутого канала очевидным условием захвата в режим каналирования в данном приближении является условие $\psi_{\text{внешн.}} > \psi_{\text{крит.}}$, поскольку при этом условии отражения частиц на внутренней стенке выполнено автоматически $\psi_{\text{внутр.}} < \psi_{\text{внешн.}}$. Степень неточности приближения прямоугольной ямы для расчета коэффициента захвата примерно равна отклонению от единицы коэффициента захвата частиц в режим плоскостного каналирования в прямом канале.

Из геометрического рассмотрения нетрудно получить величину $\psi_{\text{внешн.}}$, которая не зависит от знака ψ и равна:

$$\cos \psi_{\text{внешн.}} = \frac{R+a}{R+d} \cos \psi, \quad /1/$$

где R - радиус внутренней стенки канала, $R+d$ - радиус внешней стенки, a - координата точки входа частицы, отсчитанная от внутренней стенки, ψ - угол входа частицы по отношению к медианной поверхности канала. Видно, что $\psi_{\text{внешн.}}$ зависит от угла входа ψ и от координаты точки входа a . На рис. 2 приведена рассчитанная зависимость $\psi_{\text{внешн.}}(\psi)$ для центрального входа частицы, $a=d/2$. Видно, что величина $\psi_{\text{внешн.}}$ значительно превышает ψ в области малых значений ψ и стремится к ψ при больших значениях угла входа. Если $\psi_{\text{внешн.}} > \psi_{\text{крит.}}$, даже при $\psi=0$, то частицы не захватываются в режим каналирования, отсюда следует необходимость введения понятия $R_{\text{крит.}}$ критического радиуса изгиба канала. Величину $R_{\text{крит.}}$ определим из условия $\psi_{\text{внешн.}}(\psi=0) = \psi_{\text{крит.}}$ для центрального входа $a=d/2$, что приведет к значению $R_{\text{крит.}} = d/\psi_{\text{крит.}}^2$.

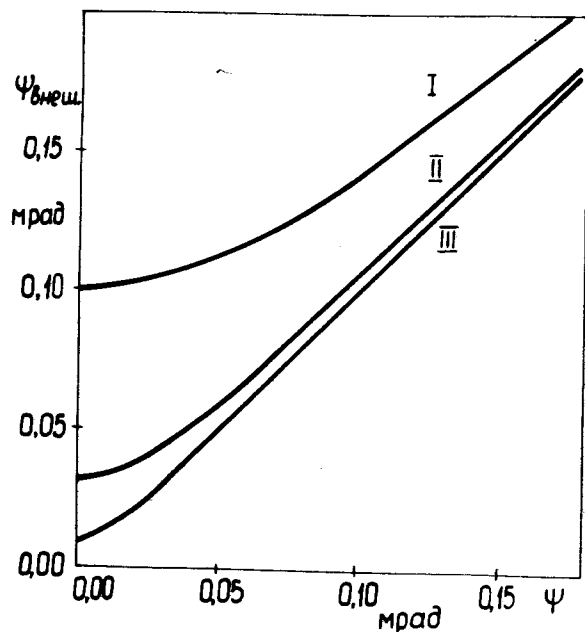


Рис. 2. Зависимость угла падения частицы к внешней стенке канала $\psi_{\text{внеш}}$ от угла входа частицы в изогнутый монокристалл ψ , при радиусах изгиба канала R I см /кривая I/, $R = 10$ см /кривая II/, $R = 100$ см /кривая III/, расчет выполнен по формуле /1/ при значении параметра $d = 2 \cdot 10^{-8}$ см.

Такое определение $R_{\text{крит}}$ означает, что коэффициент захвата частиц в режим каналирования равен 0,5 для угла входа $\psi = 0$. В этом случае захватываются только частицы с координатой входа $a = d/2$, и характер их движения принимает вид скользящей траектории, которая была предложена авторами [7] /см. рис. 1б/.

Здесь уместно вернуться к рассмотрению справедливости исходного предположения о возможности замены траектории каналирующей частицы ломаной линией. Это предположение, очевидно, справедливо при выполнении критерия $\rho \ll R$, где ρ - радиус кривизны траектории в экстремальной точке. Для прямого канала траектория с максимальной амплитудой, равной $d/2$, характеризуется радиусом кривизны $\rho = d/2\psi_{\text{крит}}^2$, т.е. $\rho = R_{\text{крит}}$. Таким образом, условие применимости обсуждаемого предположения выполняется с не очень большим запасом для

канала с критическим радиусом изгиба - $R_{\text{крит}}$. Однако для более реального случая, когда радиус изгиба $R = (5-10)R_{\text{крит}}$, условие $\rho \ll R$ выполняется достаточно хорошо.

Формула /1/ и условие захвата частиц $\psi_{\text{внеш}} < \psi_{\text{крит}}$ позволяют найти область допустимых координат a и вычислить коэффициент захвата $\kappa(\psi)$

$$\kappa(\psi) = \left(1 + \frac{R}{d}\right) \left(1 - \frac{\cos \psi_{\text{крит}}}{\cos \psi}\right), \quad /2/$$

Если расчет по формуле /2/ дает значения $\kappa(\psi) < 0$ или $\kappa(\psi) > 1$, то необходимо принимать $\kappa(\psi) = 0$ и $\kappa(\psi) = 1$ соответственно. Приведем численный пример: для 100 ГэВ протонов, движущихся в направлении плоскости (111) монокристалла W, величина $\psi_{\text{крит}} \approx 0,037$ град, а $R_{\text{крит}} \approx 15$ см. Величина $\psi_{\text{крит}}$ для плоскостного каналирования считалась равной, согласно [2], $\psi_{\text{крит}} = 0,3\psi_1$, где ψ_1 - критический угол Линдхарда.

Таким образом, упрощенное рассмотрение захвата частиц в режим плоскостного каналирования в изогнутом монокристалле приводит к выводу о возможности этого процесса. Полный угол поворота частиц зависит от допустимой длины дуги канала, которая определяется длиной деканалирования. Если пренебречь деканалированием и потерями интенсивности, связанными с повреждениями каналов в изогнутых монокристаллах, то можно получить заметный полный угол поворота частиц. Следует тем не менее помнить, что критический угол каналирования для высокоэнергичных частиц весьма мал. Условия захвата частиц в изогнутый канал дополнительно уменьшают интервал углов захватываемых частиц. Поэтому принципиально важным является достижение малого углового расхождения пучка, т.е. его охлаждение, возможность осуществления которого при каналировании частиц в монокристалле обсуждалась в работах [4,5].

3. ЭНЕРГИЯ ЯДЕР ОТДАЧИ ПРИ КАНАЛИРОВАНИИ И ПРОБЛЕМА ОХЛАЖДЕНИЯ ПУЧКА ЧАСТИЦ

При каналировании частиц по мере их углубления в монокристалл происходит [16] сначала концентрация потока вблизи центральной оси или плоскости канала за счет возникновения регулярного осциллирующего движения каналирования и за счет

выбывания частиц с большим поперечным импульсом. После достижения максимума поток вблизи центра канала начинает убывать, при наличии осцилляций, в результате расширения распределения частиц в пространстве за счет действия деканализирующих факторов. Следовательно, изменение углового расхождения пучка после прохождения в режиме каналирования монокристаллического слоя может происходить в результате регулярного воздействия потенциала канала, которое можно назвать "фокусировкой", и в результате изменения поперечного импульса частиц за счет их неупругого взаимодействия с монокристаллом, которое можно назвать либо охлаждением, либо деканализированием в зависимости от знака изменения величины поперечного импульса.

Главные причины деканализирования - электронные тормозные потери, тепловые колебания решетки и дискретность атомных осей и плоскостей - обсуждены в большом числе работ /см., напр., обзор /16/, теоретические рассуждения получили экспериментальное обоснование в области низких энергий частиц. Однако некоторые аспекты взаимодействия каналирующих частиц с монокристаллами выяснены недостаточно. К их числу относится вопрос об атомных тормозных потерях каналирующей частицы, т.е. о влиянии энергии отдачи ядер решетки на характер каналирования. В работе /17/ обсуждаются некоторые теоретические предпосылки подхода к получению величины атомных тормозных потерь. В работе /5/ обсуждается возможность уменьшения поперечного импульса высокоэнергичной частицы за счет импульса отдачи ядер решетки и связанная с этим возможность охлаждения пучка частиц. В связи с изложенным в настоящей работе поставлена задача оценить величину потери энергии каналирующей частицы за счет кинетической энергии ядер отдачи и определить влияние этих потерь на характер движения частицы. Во второй части этого раздела обсуждается также изменение в результате каналирования среднего угла расхождения пучка после прохождения монокристалла, не связанное с неупругим взаимодействием. Рассмотрение выполнено в предположении, что можно пренебречь эффектами деканализирования. Будем в дальнейшем пользоваться принятым в литературе понятием поперечной энергии частицы, равной в нерелятивистском случае $E_{\perp} = E \sin^2 \psi = p_{\perp}^2 / 2m$. Охлаждением будем называть уменьшение поперечной энергии по отношению к пол-

ной кинетической энергии, т.е. такое уменьшение E_{\perp} , которое приводит к уменьшению угла пересечения частицей медианной плоскости канала. Абсолютное уменьшение поперечной энергии, связанное с большой величиной тормозных потерь для тяжелых ионов /16/, сопровождается пропорциональным уменьшением продольной энергии и не дает уменьшения углов.

Для оценки энергии отдачи при плоскостном каналировании примем следующее представление: траектория каналирования формируется в результате последовательности элементарных актов рассеяния частицы на малый угол на квазисвободных атомах плоскости. Будем пренебрегать собственной скоростью атомов за счет тепловых колебаний, поскольку она на несколько порядков меньше скорости бомбардирующей частицы. Кроме того, будем считать, что потенциальная энергия частицы в межатомном пространстве равна нулю и что рассеяние происходит в результате действия потенциала атома в сравнительно узкой области пространства вблизи расстояния наибольшего сближения. Иллюстрация дана на рис. 3а. В каждом элементарном рассеянии достигается угол поворота траектории Θ_i , такой, что на четверти длины волны траектории $\lambda/4$, содержащей $N/4$ ато-

мов, $\sum_{i=1}^{N/4} \Theta_i = \psi$, где ψ - угол пересечения частицей медианной

плоскости канала. Для плоскостного каналирования угол поворота траектории Θ_i , вообще говоря, не равен углу рассеяния частицы, т.к. угол рассеяния Θ_s не обязательно лежит в плоскости траектории, но в среднем можно считать, что $\bar{\Theta}_s = k \bar{\Theta}_i$, где $k = \pi/2$. Составляющие угла рассеяния, поперечные к плоскости траектории, при суммировании вдоль траектории дают нулевое отклонение, поэтому траектория остается в среднем плоской. Тем не менее, различие величин Θ_s и Θ_i необходимо учитывать при расчете энергии отдачи ядер решетки. Энергия отдачи в каждом элементарном рассеянии в нерелятивистском приближении равна, как известно:

$$E_{я0} = \frac{2aE}{(1+a)^2} (1 + a \sin^2 \Theta_s - \cos \Theta_s \sqrt{1 - a^2 \sin^2 \Theta_s}), \quad /3/$$

где $a = m/M$ - отношение масс частицы и атома, E и Θ_s - энергия и угол рассеяния в л.с. Формула /3/ может быть упрощена

в приближениях $a \ll 1$, $\sin \Theta_s = \Theta_s$. Предположим, что все углы поворота Θ_i на четверти длины волны траектории равны

между собой. Тогда $\bar{\Theta}_i = \frac{\psi}{N/4}$, а $\bar{\Theta}_s = \frac{k\psi}{N/4} = \frac{2\pi\psi}{N}$. Отсюда получим

суммарную энергию отдачи на длине $\lambda/4$:

$$E_{\text{я0}}(\lambda/4) \approx \frac{a\pi^2\psi^2 E}{(1+a)^2 N} \approx \frac{p^2 \pi^2 \psi^2}{2MN} \quad /4/$$

где M - масса покоя ядра отдачи. Последнее выражение, очевидно, приближенно справедливо и в релятивистском случае при соблюдении условия $a\gamma \ll 1$, где γ - релятивистский фактор.

Нетрудно видеть, что энергия $E_{\text{я0}}(\lambda/4)$ меньше, чем поперечная энергия частицы в исходной точке траектории на фактор

$$\frac{\pi^2 a}{(1+a)^2 N} \ll 1. \quad \text{Таким образом, на первой четверти длины волны}$$

траектории поперечная энергия убывает от величины $E\psi^2$ до нуля, а продольная составляющая возрастает от $E\cos^2\psi$ до $E - E_{\text{я0}}(\lambda/4)$. На второй четверти длины волны траектории, пренебрегая потерей энергии $E_{\text{я0}}(\lambda/4)$ по сравнению с E , получим увеличение поперечной составляющей до $E\psi^2$ и уменьшение продольной составляющей вновь до $E\cos^2\psi$. Рассмотрим численный пример: протон с энергией 100 МэВ, каналирующий вдоль плоскости (111) монокристалла W. При угле $\psi = \psi_{\text{крит.}} = 1,00$ мрад. потеря энергии за счет отдачи составит $E_{\text{я0}}(\lambda/4) = 3 \cdot 10^{-11}$ эВ = $3 \cdot 10^{-3}$ эВ.

Главный эффект, связанный с энергией отдачи ядер, состоит в том, что углы рассеяния с учетом отдачи будут меньше углов рассеяния в с.ц.и. /т.е. в случае, если атомы были бы закреплены/. Следовательно, с учетом отдачи для траектории, характеризуемой определенным углом ψ , увеличится амплитуда отклонения траектории каналирования от медианной плоскости и длина волны траектории по сравнению со случаем без отдачи, что иллюстрируется сравнением двух траекторий на рис. 3а, но не произойдет изменения угла ψ . Учитывая соотношение $\sin(\Theta_C - \Theta_L) = a \sin \Theta_L$, где Θ_C и Θ_L - углы рассеяния в с.ц.и. и в л.с. соответственно, получим, что за счет отдачи амплитуда отклонения и длина волны траектории будут увеличены на фактор

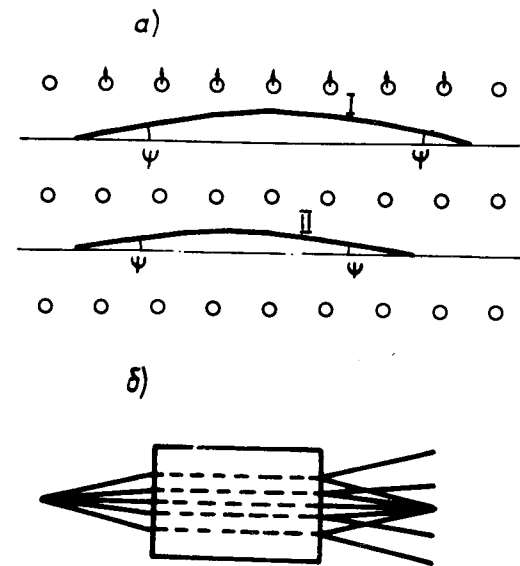


Рис. 3. а/ Схематическое изображение траектории каналирующей частицы с учетом энергии отдачи ядрам решетки - линия I и без учета энергии отдачи - линия II. б/ Схема прохождения через монокристалл расходящегося пучка при условии ориентации оси симметрии пучка параллельно кристаллографической оси монокристалла.

$1+a$. Отсюда ясно, что включение в рассмотрение энергии отдачи эффективно смягчает потенциал стенки канала, но не приводит к уменьшению угла пересечения траекторией частицы медианной плоскости канала. Смягчение потенциала означает, конечно, некоторое уменьшение критического угла каналирования по сравнению с потенциалом при пренебрежении эффектом отдачи. Однако это не столь существенно, так как потенциал атомной плоскости или ряда включает обычно полуэмпирические константы. Тем не менее, видимо, целесообразно включать в потенциал фактор $(1+a)^{-2}$.

Из численного примера видно, что использованное условие $E_{\text{я0}}(\lambda/4) \ll E$ выполняется с большим запасом, в то же время ясно, что потеря энергии частицы будет определяться электронными тормозными потерями, а не атомными. Поэтому рассмотрим качественно, к чему может привести уменьшение энергии частицы на второй четверти длины волны траектории

по сравнению с первой. Уменьшение энергии дает увеличение углов рассеяния при тех же прицельных параметрах столкновения, следовательно, оно приводит к большей кривизне траектории на второй четверти периода и к увеличению угла пересечения медианной плоскости канала. Отметим, однако, что это увеличение угла будет, видимо, незначительным, т.к. при увеличении угла рассеяния на одном атоме произойдет увеличение прицельного параметра столкновения на следующем атоме и компенсирующее уменьшение угла рассеяния и т.д.

Само по себе взаимодействие частиц с электронами по-видимому, не может привести к относительному уменьшению поперечной энергии, так как это взаимодействие является одним из основных деканализирующих факторов¹⁶. Еще одним источником уменьшения E_{\perp} по отношению к продольной энергии может быть радиационное охлаждение за счет излучения каналлирующей частицы, однако пока не найдено эффективного охлаждения пучка за счет этого эффекта /см. теоретические рассуждения⁸⁻¹² и эксперимент¹⁸/. Очевидно, достаточно хорошим приближением является предположение о сохранении относительной поперечной энергии в процессе движения каналлирующей частицы, если пренебречь деканализирующими факторами.

Рассмотрим теперь влияние потенциальной энергии канала на прохождение пучка заряженных частиц через монокристалл. Если считать, что в процессе каналлирования поперечная энергия сохраняется, то поперечная энергия частицы на выходе из монокристалла при пренебрежении энергетическими потерями равна $E\psi_k^2 - E\psi_i^2 = U(r_i) - U(r_k)$, где ψ_i и ψ_k - углы входа и выхода частиц по отношению к оси или медианной плоскости канала, $U(r_i)$ и $U(r_k)$ - значения потенциальной энергии канала в точках входа и выхода соответственно. В случае осевого каналлирования, как следует из эксперимента работы¹⁹, средний угол выхода частиц ψ_k мало отличается от ψ_i , что связано с относительно малой вероятностью приобретения большой поперечной энергии за счет $U(r_i)$, так как сравнительно малой доле площади поперечного к оси сечения монокристалла соответствуют значительные величины $U(r_i)$. На рис. 36 показана геометрия пучка, входящего в монокристалл вдоль кристаллографической оси, при полном угле расхождения, меньшем $2\psi_i$, если $\psi_k = \psi_i$. Видно, что по мере движения частиц внутри моно-

кристалла в некотором приближении не происходит увеличения поперечного сечения пучка, однако на выходе из монокристалла угол движения каждой частицы по отношению к оси остается прежним. Поэтому среднее угловое расхождение пучка в пространстве после прохождения монокристалла сохраняется, но теряется однозначная связь поперечной координаты и угла.

Перейдем теперь к рассмотрению плоскостного каналлирования. Если потенциал плоскостного канала записать в обычном гармоническом приближении $U(x) = \frac{4U_0}{d^2}x^2$, d - межплоскостное расстояние, x - поперечная координата, отсчитываемая от медианной плоскости, то плоская траектория каждой частицы будет синусоидой $x = A \sin(\frac{2\pi z}{\lambda} + \phi_0)$, где A - амплитуда колебания, λ - длина волны, z - продольная координата, ϕ_0 - фаза начальной точки траектории. Предположим, что толщина монокристалла D является достаточно большой $D \gg \lambda$, т.е. частица испытывает большое число отражений. Тогда в результате действия случайных факторов фаза траекторий идентичных частиц на выходе станет случайной. Угол выхода однозначно связан с фазой траектории в точке выхода. Поэтому, учитывая равномерное распределение фазы, получим распределение частиц по углу выхода ψ_k /см. ^{16, 20} /:

$$w(\psi_k) d\psi_k = \frac{B}{\sqrt{\psi^2 - \psi_k^2}} d\psi_k, \quad /5/$$

где B - нормирующая константа, а угол ψ характеризует траекторию $\psi = \frac{2\pi A}{\lambda}$ и может быть вычислен по формуле:

$$\psi = \sqrt{\psi_i^2 + \frac{4U_0}{d^2 E} x_i^2}, \quad /6/$$

где x_i - поперечная координата точки входа, ψ_i - угол входа. Среднее по фазе значение ψ_k равно $\frac{2}{\pi}\psi$. Произведем усреднение $\bar{\psi}_k$ по возможным координатам точки входа x_i , от 0 до $x_i^{\text{макс}}$, которая определяется из условия $E\psi^2 = U_0$. Получим:

$$\langle \bar{\psi}_k \rangle = \frac{\psi_i(t^2 + 4 \ln t - t^{-2})}{4\pi \sqrt{U_0/E\psi_i^2 - 1}}, \quad /7/$$

где $t = \sqrt{\frac{U_0}{E\psi_i^2}} + \sqrt{\frac{U_0}{E\psi_i^2} - 1}$. Численный расчет по формуле /7/ пока-

зывает, что при малых углах входа частиц $\langle \psi_k \rangle$ превышает ψ_i , а при значительных углах $\psi_i < \langle \psi_k \rangle$ может быть меньше ψ_i . Таким образом, за счет действия потенциальной энергии канала и осциллирующего характера движения частицы при плоскостном каналировании может происходить некоторое уменьшение среднего угла выхода частиц по сравнению с углом входа. Однако это уменьшение является не очень большим ($\approx 30\%$) и действительно только для ограниченного интервала углов входа ψ_i . В области малых углов ψ_i , напротив, имеет место превышение угла выхода по сравнению с углом входа. Поэтому для расходящегося пучка, имеющего набор углов от 0 до $\psi_{\text{макс}}$, результирующее уменьшение среднего угла расхождения должно быть незначительным или даже отрицательным в тех или иных конкретных случаях.

Таким образом, проведенное рассмотрение показывает, что каналирование частиц в монокристалле может несколько изменить спектр углов частиц в расходящемся пучке, однако не приведет к значительному уменьшению среднего углового расхождения пучка. Учет энергии отдачи, сообщаемой ядрам решетки при каналировании частиц, не дает уменьшения поперечной энергии частицы и, следовательно, не позволяет рассчитывать на охлаждение пучка за счет этого эффекта.

4. ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЭНЕРГИИ ОТДАЧИ

До сих пор предполагалось, что атомы являются квазисвободными, и энергия отдачи при рассеянии каналирующей частицы сообщается атомам решетки. Известно, что при достаточно малом импульсе отдачи вероятность передачи этого импульса ядру решетки не равна единице, что наиболее наглядно обнаруживается при изучении испускания и поглощения γ -квантов ядрами в виде эффекта Мессбауэра²¹, вероятность которого в характерных случаях резко увеличивается с уменьшением температуры кристалла. Если энергия отдачи $E_{\text{яо}} > 0,1 \text{ эВ}$, то эффект Мессбауэра не наблюдается независимо от температуры, в этом случае энергия отдачи всегда передается ядру и приводит либо к его выбиванию из узла решетки, либо к увеличению амплитуды колебаний. Если энергия отдачи, напротив, очень мала, то она не может быть передана ядру, телом отдачи

является кристалл как целое, и энергия отдачи становится равной нулю; в этом случае независимо от температуры кристалла будет иметь место эффект Мессбауэра со 100% вероятностью. Таким образом, в двух крайних случаях энергия отдачи не зависит от температуры кристалла. Однако в промежуточном случае, когда энергия отдачи $0,1 > E_{\text{яо}} > 0,01 \text{ эВ}$, средняя энергия отдачи резко убывает при уменьшении температуры в связи с соответствующим ростом вероятности эффекта Мессбауэра.

По-видимому, такая же картина должна иметь место и для поведения энергии отдачи при каналировании частиц в монокристаллах. Воспользовавшись формулой /4/, получим значение энергии отдельного ядра отдачи при плоскостном каналировании:

$$E_{\text{яо}} = \frac{4a\psi^2 U_0}{(1+a)^2 nd^3}, \quad /8/$$

где n - число атомов в единице объема монокристалла. Для траекторий частиц, характеризуемых одним и тем же отношением $\psi/\psi_{\text{крит}}$, энергия ядра отдачи пропорциональна квадрату произведения зарядов ядра и частицы $(Z_1 \cdot Z_2)^2$ и обратно пропорциональна энергии частицы. Рассмотрим численный пример: каналирование иона ^{16}O с энергией 1 МэВ/нукл. вдоль плоскости (111) монокристалла вольфрама. Для траектории, характеризуемой отношением $\psi/\psi_{\text{крит}} = 0,5$ энергия $E_{\text{яо}} = 0,03 \text{ эВ}$. Видно, что в этом случае энергия ядра отдачи лежит в характерном диапазоне для наблюдения резкой мессбауэровской зависимости вероятности передачи импульса отдачи ядру решетки. Для более легких частиц в легких монокристаллах при большой энергии частиц величина $E_{\text{яо}}$ на много порядков меньше, поэтому в этих случаях, вероятно, имеет место каналирование без отдачи даже при комнатной температуре. Однако для тяжелых ионов положение иное. Можно ожидать, что по мере охлаждения монокристалла произойдет постепенный переход от каналирования, сопровождающегося энергией отдачи ядрам решетки, к каналированию без отдачи так же, как и для эффекта Мессбауэра. Эксперимент по наблюдению этого перехода может состоять в обнаружении увеличения, по мере охлаждения монокристалла, энергии частиц, прошедших достаточно толстый слой монокристалла, при отборе по углу входа и выхода определенной траектории каналирования. Оценка показывает, что для

приведенного выше случая при торможении ионов ^{16}O от энергии 1,0 МэВ/нукл до энергии 0,1 МэВ/нукл уменьшение тормозных потерь за счет исключения отдачи при охлаждении монокристалла составит около 1 кэВ. Данная величина будет в несколько раз больше для осевого каналирования за счет больших допустимых углов ψ . Это небольшое увеличение энергии частиц в результате охлаждения монокристалла может быть в принципе обнаружено, однако можно предложить другой, более эффективный вариант эксперимента по наблюдению температурной зависимости энергии отдачи при каналировании. Известно, что для осевого каналирования угловое распределение частиц, прошедших тонкий монокристалл, имеет вид кольца при наличии ярко выраженной структуры распределения по азимутальному углу 16 . Эта структура отражает отсутствие статистического равновесия в распределении частиц по азимутальному углу при фиксации угла входа частиц, она резко меняется при изменении толщины монокристалла в связи с изменением фазы траектории на выходе. В предыдущем параграфе было выяснено, что длина волны траектории λ при наличии отдачи на фактор $(1+a)$ превышает λ при исключении отдачи. Поэтому, когда за счет охлаждения монокристалла произойдет исключение отдачи, произойдет и сокращение λ , а также значительное изменение фазы траектории на выходе. Таким образом, наблюдение температурной зависимости энергии отдачи может быть осуществлено путем измерения изменения с температурой монокристалла азимутальных распределений частиц, прошедших тонкий монокристалл, при точной фиксации угла входа частиц относительно кристаллографической оси.

Учет ориентационной зависимости 22 вероятности передачи импульса отдачи всему монокристаллу может несколько изменить оценку величины уменьшения атомных тормозных потерь частицы за счет обсуждаемого эффекта, однако не очень сильно, т.к. масштаб изменения вероятности эффекта Мессбауэра в зависимости от ориентации монокристалла составляет 22 десятки процентов.

При постановке обсуждаемых здесь экспериментов необходимо, конечно, иметь в виду возможность изменения с температурой измеряемых величин не за счет изменения вероятности получения ядрами энергии отдачи, а за счет каких-либо других изменений в монокристалле при его охлаждении.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из работы следует, что условия захвата частиц в режим каналирования для случая изогнутых монокристаллов накладывают еще более сильные ограничения на угол входа частиц относительно кристаллографической плоскости, чем в случае недеформированных монокристаллов, что, однако, не противоречит возможности поворота пучков методом каналирования. Главный эффект отдачи, сообщаемой ядрам монокристалла каналирующей частицей, состоит в увеличении амплитуды и длины волны траектории частицы по сравнению с рассмотрением при отсутствии отдачи. Энергия отдачи уменьшает полную энергию частицы и не может быть причиной относительного уменьшения поперечного импульса частицы, т.е. не приводит к охлаждению пучка. Рассмотрен вопрос о температурной зависимости энергии отдачи, сообщаемой ядрам монокристалла при каналировании, приведены качественные соображения и оценка условий эксперимента по наблюдению этой зависимости.

Автор благодарен М.И.Подгорецкому за полезные обсуждения и замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Fich O. et al. *Phys. Lett.*, 1975, 57B, p.90.
Fich O. et al. *Phys. Rev. Lett.*, 1976, 36, p.1245.
2. Esbensen H. et al. *Nucl. Phys.*, B, 1977, 127, p.281.
Esbensen H. et al. *Phys. Rev.*, B, 1978, 18, p.1039.
3. Allen D. et al. *Nuovo Cim. Lett.*, 1976, 15, p.529.
4. CERN Courier 1978, v.18, p.210. *Workshop on Channeling*.
5. Tsyganov E.N. *Fermilab TM-682, TM-684, Batavia*, 1976.
6. Илющенко В.И. ОИЯИ, 9-11781, Дубна, 1978.
7. Каплин В.В., Воробьев С.А. *Письма в ЖТФ*, 1978, 4, с.196.
Каплин В.В., Воробьев С.А. *Тезисы XXVIII совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. "Наука"*, Л., 1978, с.528.
Таранин А.М., Цыганов Э.Н., Воробьев С.А. *Письма в ЖТФ*, 1978, 4, с.947.
8. Vorobiev A.A. et al. *Nucl. Instr. and Meth.*, 1975, 127, p.265.
Воробьев А.А. и др. *Изв. вузов, физика*, 1977, 8, с.146.
9. Кумахов М.А. *ДАН СССР*, 1976, 230, с.1077.
ЖТФ, 1977, 72, с.1489.

- Белошицкий В.В., Кумахов М.А. ЖЭТФ, 1978, 74, с.1244.
10. Базылев В.А., Жеваго Н.К. ЖЭТФ, 1977, 73, с.1967.
Жеваго Н.К. ЖЭТФ, 1978, 75, с.1389.
 11. Барышевский В.Г., Дубовская И.Я. ДАН СССР, 1976, 231, с.1335.
Baryshevsky V.G., Dubovskaya I.Ya. Phys. Lett., 1977, 62A, p.45.
 12. Бонч-Осмоловский А.Г., Подгорецкий М.И. ОИЯИ, P2-11250, P2-11634, Дубна, 1978.
 13. Каун К.-Г., Карамян С.А. ОИЯИ, P7-11420, Дубна, 1978.
 14. Карамян С.А. ОИЯИ, P7-12216, Дубна, 1979.
 15. Барышевский В.Г., Дубовская И.Я., Феранчук И.Д. Тезисы докладов IX совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. Изд. МГУ, М., 1978, с.105.
 16. Кумахов М.А. УФН, 1975, 115, с.427.
 17. Ильин С.В. Тезисы докладов IX совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. Изд. МГУ, М., 1978, с.32.
 18. Бочек Г.Л. и др. Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. Изд. ИФВЭ, Протвино, 1977, т.2, с.133.
 19. Rosner J.S. et al. Phys. Rev., B, 1978, 18, p.1066.
 20. Подгорецкий М.И. ОИЯИ, P2-11140, Дубна, 1977.
 21. Mбssbauer R.L. Z.Phys., 1958, 151, S. 124.
 22. Алексеевский Н.Е. и др. ЖЭТФ, 1962, 43, с.790.

Рукопись поступила в издательский отдел
21 марта 1979 года.