

93-385



СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P9-93-385

А.Д.Коваленко, В.А.Михайлов,
А.М.Таратин, Э.Н.Цыганов

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
ВЫВОДА ПУЧКА ИЗ НУКЛОТРОНА
ИЗОГНУТЫМ КРИСТАЛЛОМ

1993

1 ВВЕДЕНИЕ

Первый эксперимент по выводу частиц из циклического ускорителя изогнутым кристаллом был осуществлен на синхрофазотроне ОИЯИ [1]. Пучок ускоренных протонов наводился на кристалл посредством уменьшения равновесной орбиты. При этом небольшая, около 10^{-4} , эффективность вывода определялась как собственно эффективностью отклонения пучка с данной угловой расходимостью, так и соотношением поперечных размеров кристалла и пучка. Последнее значительно уменьшало возможную эффективность вывода.

Позднее был осуществлен вывод протонов 70 ГэВ из синхротрона ИФВЭ [2]. Здесь наведение пучка на дефлектор осуществлялось локальным искажением орбиты. При таком наведении создаются условия для того, чтобы весь пучок проходил через кристалл, то есть исключается геометрический фактор уменьшения эффективности. Однако в эксперименте большая длина кристалла - 65 мм, которая более чем в три раза превышала длину деканализирования, приводила к значительным потерям частиц, захваченных в изогнутые каналы кристалла. В результате эффективность вывода была также малой.

Эффективность вывода пучка из циклического ускорителя P_{ex} может быть выше эффективности отклонения частиц кристаллом P_d за счет повторных проходов их через дефлектор [3]. Вклад кратных проходов частиц через дефлектор в эффективность вывода будет значительным, если длина кристалла невелика, так что $S_{cr} < S_{ms}$ и $S_{cr} < S_n$. Здесь S_{ms} - длина кристалла, на которой среднеквадратичный угол многократного рассеяния становится равным критическому углу каналирования, S_n - длина неупругого ядерного взаимодействия ускоренных частиц в кристалле. Первое определяет темп роста амплитуды бетатронных колебаний и, следовательно, угловую расходимость пучка при повторных прохождениях через дефлектор. Второе - выбывание частиц из циркулирующего пучка. Какое из двух условий является определяющим, зависит от условий вывода и энергии частиц. Так как угол многократного рассеяния обратно пропорционален энергии частиц, то при очень высоких энергиях для про-

тонов, например при 20 ТэВ для SSC, определяющим является ослабление пучка за счет ядерных взаимодействий. Тогда как в области энергий протонов 10 - 100 ГэВ в основном многократное рассеяние в дефлекторе, приводящее к уширению протонного пучка, ограничивает выход кратных прохождений в эффективность вывода.

Хорошие перспективы применения кристаллические дефлекторы имеют для сооружаемых протонных и ионных коллайдеров SSC, LHC, RHIC и УНК. Здесь имеется возможность, не нарушая коллайдерного режима, выводить частицы из гало пучка для экспериментов на фиксированной мишени. Разработка методик такого вывода для SSC и LHC уже ведется на тэватроне и SPS [4, 5]. Так, в ЦЕРН на SPS успешно осуществлен вывод протонов 120 ГэВ с растяжкой до 20 часов с рекордной эффективностью около 10 %. Для наведения частиц на дефлектор использовалась поперечная диффузия частиц, инициированная введением белого шума в усилитель системы обратной связи. Для SSC предложена и разрабатывается система наведения с продольной диффузией частиц [6]. Авторами был предложен для SSC резонансный метод раскочки продольных колебаний частиц гало, не затрагивающий частиц пучка [7].

В работе даны аналитические оценки и результаты численного моделирования эффективности отклонения ядер кристаллом применительно к параметрам нуклотрона ЛВЭ, на котором недавно получены первые результаты по ускорению пучка [8, 9]. Кристаллический дефлектор должен устанавливаться на азимуте, где расходимость пучка минимальна, а огибающая отстоит максимально от орбиты, то есть рядом с фокусирующей линзой. Необходимый для того чтобы обойти последующую дефокусирующую линзу, угол отклонения кристаллом составляет в случае нуклотрона около 50 мрад. Криогенное оборудование затрудняет вывод в горизонтальном направлении, поэтому нами рассматривался вывод в вертикальном направлении. Компьютерным моделированием исследованы возможности наведения частиц на кристаллический дефлектор посредством локального искажения орбиты, которое может быть создано на нуклотроне существующей системой корректирующих магнитов, и в результате поперечной диффузии, инициированной введением шумов на инфлекторные пластины. Показано, что и при энергии ускоренных ядер, достижимой на нуклотроне, эффективность вывода может быть заметно увеличена за счет многократных прохождений частиц через кристалл.

2 ЭФФЕКТИВНОСТЬ ОТКЛОНЕНИЯ ПУЧКА КРИСТАЛЛОМ

Рассмотрим, следуя [10], как с переходом от протонов к ионам с той же энергией на нуклон E_1 изменяются основные величины, характеризующие каналирование в изогнутом кристалле, и оценим эффективность кристаллического дефлектора при энергии частиц, достижимой на нуклотроне. Критический радиус изгиба, при котором еще возможно каналирование частиц в кристалле, увеличивается с $\omega = A/Z$, как

$$R_c^\omega(E_1) = \omega R_c^1(E_1). \quad (1)$$

Если измерять изгиб в относительных единицах $\tau = R/R_c$, то, при одном и том же относительном изгибе, критический угол ориентации частиц с атомными плоскостями кристалла для удержания в канале уменьшается

$$\vartheta_c^\omega(r; E_1) = \omega^{-1/2} \vartheta_c^1(r; E_1). \quad (2)$$

Если же и расходимость пучка $\bar{\vartheta}_x$ измерять в относительных единицах $k = \bar{\vartheta}_x / \vartheta_c$, то, при одном и том же относительном изгибе, захват в режим каналирования не зависит от ω

$$P_c^\omega(r, k; E_1) = P_c^1(r, k; E_1), \quad (3)$$

а длины деканалирования увеличиваются пропорционально ω

$$S_d^\omega(r, k; E_1) \simeq \omega S_d^1(r, k; E_1). \quad (4)$$

Таким образом, эффективность отклонения пучка кристаллом на некоторый угол α , также не зависит от ω

$$P_d^\omega(\alpha; r, k; E_1) = P_d^1(\alpha; r, k; E_1), \quad (5)$$

$$P_d^1(\alpha; r, k; E_1) = P_c^1(r, k) \exp[-\alpha R_c^1 / S_{1/c}^1(r, k; E_1)]. \quad (6)$$

Эффективность отклонения кристаллом максимальна для мононаправленного пучка частиц. Для этого случая на рис.1 представлена зависимость эффективности отклонения на угол $\alpha = 50$ мрад протонов, ядер ${}^6\text{C}^{12}$ и ${}^{79}\text{Au}^{197}$ с энергией 6 ГэВ/нуклон от радиуса изгиба кристалла кремния, изогнутого вдоль (110) плоскостей. При оптимальном изгибе она достигает 20 %. Результаты получены численным моделированием

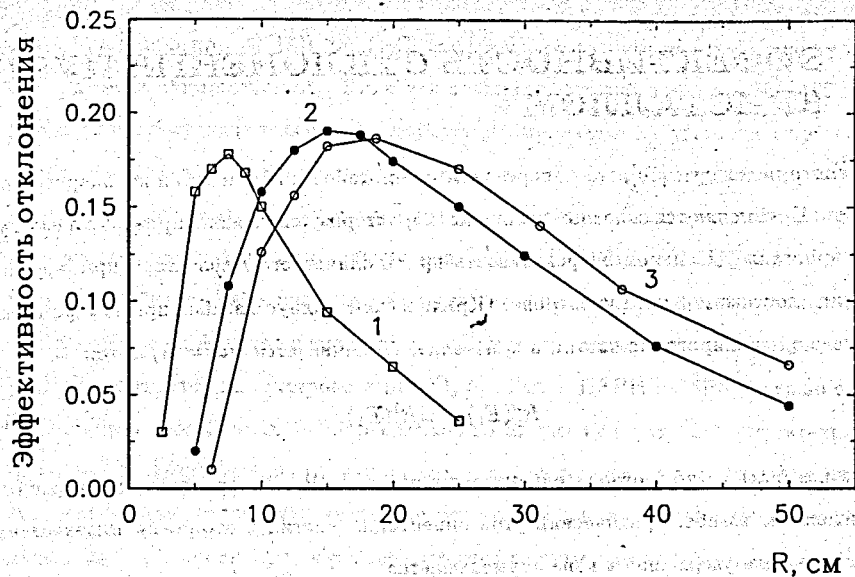


Рис.1 Эффективность отклонения изогнутым кристаллом параллельного пучка ядер с энергией 6 ГэВ/нуклон - компьютерный эксперимент. Дефлектор - кристалл кремния, изогнутый вдоль (110) плоскостей, угол изгиба 50 мрад. Кривая 1 - протоны, 2 - ${}^6\text{C}^{12}$, 3 - ${}^{79}\text{Au}^{197}$

прохождения частиц через кристалл в модели с усредненным потенциалом системы изогнутых атомных плоскостей с учетом перераспределения частиц по поперечной энергии за счет многократного рассеяния на электронах и ядрах [11]. Зависимости отличаются масштабом величин R и близки друг другу при измерении изгиба в относительных единицах r , что подтверждает теоретические оценки. Соответствующие критические радиусы изгиба соответственно равны R_c^w , см : 1.16, 2.32, 2.88.

При теоретическом рассмотрении эффекта отклонения пучка частиц изогнутым кристаллом, вообще каналирования, имеется свободный параметр - расстояние критического приближения частицы к стенке канала r_c для существования стабильных траекторий частиц. На рис.2а,б представлены теоретические зависимости эффективности отклонения пучка ядер углерода изогнутым вдоль (110) плоскостей кристаллом кремния и зависимости длин деканалирования от R соответственно. В рассматриваемом случае хорошее согласие с результатами моделирования имеем при $r_c = 1.5 u_1$, где u_1 - амплитуда тепловых колебаний атомов кристалла. С ростом расходимости пучка

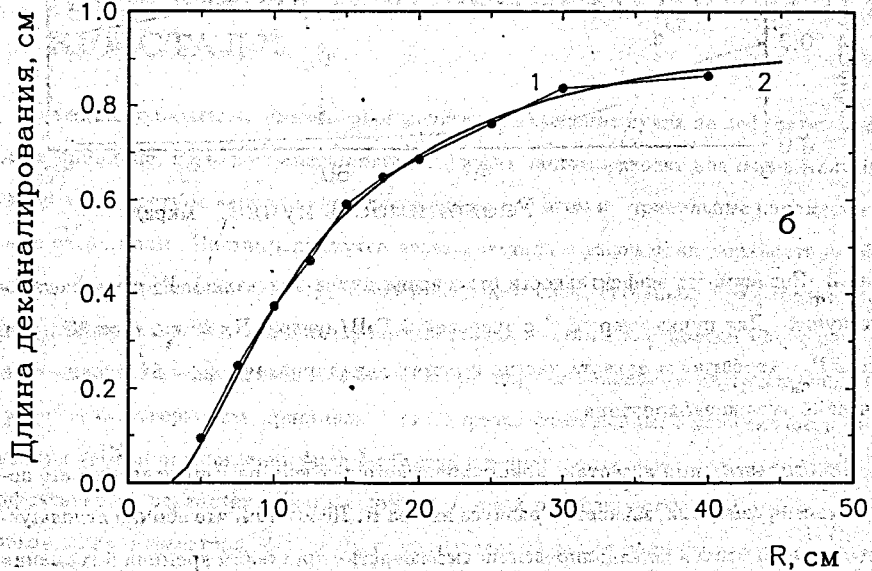
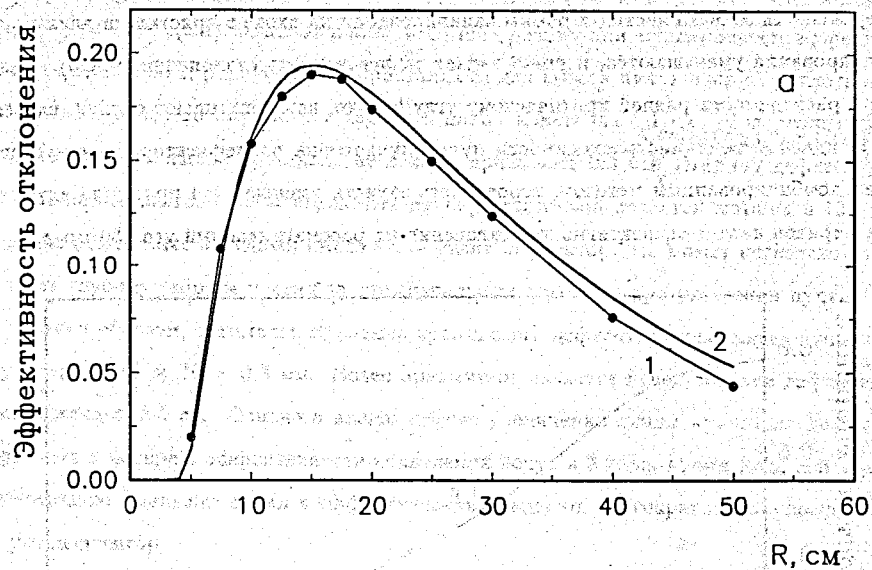


Рис.2 Сопоставление результатов компьютерного эксперимента (1) и аналитических оценок (2) для эффективности отклонения кристаллом (а) и длины деканалирования (б) ядер ${}^6\text{C}^{12}$

вероятность захвата частиц в режим каналирования на входе в кристалл и длины каналирования уменьшаются, и резко падает эффективность отклонения (рис.3). Так, при расходимости равной критическому углу θ_c , что, как показывают оценки, близко к ожидаемой величине расходимости пучка нуклотрона на дефлекторе при наведении комбинированным методом, вероятность захвата уменьшается примерно вдвое и на порядок падает эффективность отклонения на рассматриваемый угол 50 мрад.

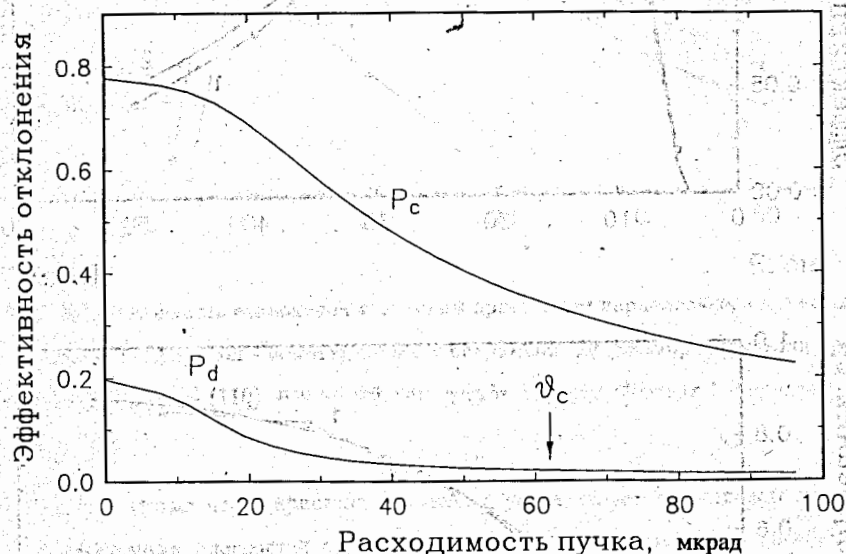


Рис.3 Зависимость эффективности отклонения пучка кристаллом P_d от расходимости пучка. Для пучка ядер ${}^{6}\text{C}^{12}$ с энергией 6 ГэВ/нуклон, $R=20$ см, $\alpha = 50$ мрад. Здесь P_c - вероятность захвата частиц в режим каналирования, $\theta_c = 62$ мрад - критический угол каналирования

Пространственный аксептанс кристаллического дефлектора, определяемый его поперечными размерами, зависит от радиуса изгиба R . Дело в том, что обычно используемые в экспериментах по каналированию высокочистые кристаллы кремния и германия поддаются упругому изгибу до определенного предела, после чего разрушаются. Радиус хрупкого разрушения R_b пропорционален толщине t кристаллического блока. Из опыта первого эксперимента по отклонению пучка кристаллом, выполненного в Дубне [12], установлено, что для кристалла кремния при изгибе вдоль (111) плоскостей

$R_b(\text{см}) \approx 76 \times t(\text{мм})$. Оптимальный, в смысле реализации максимальной эффективности отклонения, радиус изгиба кристалла Si для вывода пучка ядер из нуклотрона составляет около 20 см, соответствующая длина кристалла 1 см. Для реализации такого изгиба толщина кристалла не должна превышать 0.3 мм. Ширину дефлектора можно варьировать. Чтобы перекрыть пучок, достаточной является ширина в 10 мм. Однако может быть выгодным иметь более узкий дефлектор, что может несколько увеличить глубину заброса частиц за счет начальных промахов при уширении пучка.

Таким образом, оптимальный размер кремниевого дефлектора для вывода пучка из нуклотрона $10 \times 10 \times 0.3$ мм. Более привычным является использование дефлекторов с длиной 2-6 см. Однако в нашем случае увеличение длины кристалла до 2 см приведет к потере в эффективности отклонения почти в 3 раза, кроме того, для ядер значительно уменьшит вклад в эффективность вывода от многократных прохождений через дефлектор.

3 НАВЕДЕНИЕ УСКОРЕННОГО ПУЧКА НА КРИСТАЛЛ

1. Наведение бампом. Равномерное медленное наведение пучка на дефлектор бампом, в принципе, позволяет иметь ситуацию, когда частицы входят под очень малыми углами в плоскостные каналы кристалла. Однако при этом и "прицельные параметры" также очень малы. Частицы движутся через кристалл в узкой приповерхностной области. Несовершенство структуры поверхностного слоя, связанное с обработкой, а также непараллельность внешней грани кристалла атомным плоскостям могут не позволить частицам эффективно отклоняться при первом попадании на дефлектор. В случае если поверхность кристалла и его вырезка совершенны, эффективность вывода при первом прохождении была бы близка к теоретически максимально возможной эффективности отклонения пучка с данной угловой расходимостью при однократном прохождении дефлектора. Кроме того, определенный вклад дали бы кратные прохождения частиц через кристалл.

Есть еще одно обстоятельство, которое проявляется при использовании бампа для наведения пучка на дефлектор. Как было отмечено, дефлектор выгодно размещать на азимуте с максимальной бетатронной функцией β_y . Размещение его в центре фокусирующей линзы, хотя возможно в принципе, сопряжено с большими трудностями в

манипуляциях при ориентировании кристалла. Тогда как вне линзы огибающая пучка непараллельна орбите и при взаимном перемещении пучка и дефлектора приводит к разориентации его с отклоняющими плоскостями, что показано на схематическом рисунке 4. Действительно, результаты моделирования процесса вывода пучка из нуклотрона при наведении его на кристаллический дефлектор бампом показывают довольно низкую эффективность такого вывода, около 1 %, - растущий бамп быстро уводит пучок из угловой области захвата в режим каналирования.

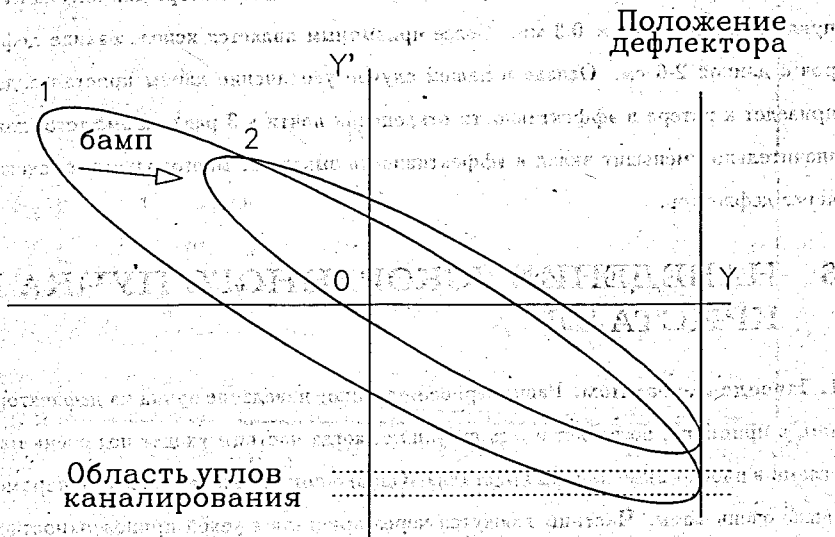


Рис.4 Иллюстрация изменения взаимной ориентации кристалла и пучка в фазовом пространстве при использовании для наведения бампа. 1 - начальное положение пучка в момент касания дефлектора

Наведение пучка на дефлектор можно осуществлять, раскачивая бетатронные колебания частиц. Это может быть поперечная диффузия при введении шумов на инфлекторные пластины, аналогично методу, используемому при выводе пучка протонов из SPS, либо резонансная раскачка на частотах, которым кратны частота обращения f_0 и частота самих бетатронных колебаний qf_0 .

2. Поперечная диффузия. Кристаллический дефлектор в камере нуклотрона должен быть размещен на расстоянии около 3 см от орбиты, чтобы не быть помехой на стадии инжекции. Вертикальному эмиттансу $\epsilon_y = 2 \times 10^{-6}$ ускоренных до мак-

симальной энергии ядер на азимуте дефлектора соответствует среднеквадратичное отклонение от орбиты $\sigma_{y0} = 0.5 \sqrt{\epsilon_y \cdot \beta_y} \approx 2.5$ мм. Полагая, что "касание" пучком дефлектора начинается при $3\sigma_y$, это означает необходимость увеличения σ_y примерно в 4 раза, а эмиттанса в 16 раз, для того чтобы частицы начали попадать на дефлектор и выводиться. Отсюда при использовании для наведения пучка поперечной диффузии из желаемого времени вывода τ можно оценить необходимый среднеквадратичный угол отклонения, сообщаемый частице при прохождении через инфлекторные пластины

$$\sigma_{noi} = \sqrt{\frac{\Delta \epsilon_y T_0}{\beta_y \tau}} \quad (7)$$

Так, для $\tau = 1$ с имеем $\sigma_{noi} = 1.5$ мкрад. Соответствующее этому угловому отклонению среднеквадратичное напряжение на инфлекторных пластинах равно $(U) = 0.6$ кВ для ядер с $\omega = 2$ и с энергией 6 ГэВ/нуклон.

При моделировании вывода пучка из нуклотрона нами рассматривались две точки в кольце ускорителя. В одной размещался инфлектор, в другой через суперпериод сразу за линзой D - кристалл. Начальное распределение частиц задавалось на азимуте кристалла и полагалось гауссовским со среднеквадратичным отклонением, определяемым эмиттансом пучка. Две матрицы перехода использовались для транспортировки пучка от кристалла к инфлектору и обратно. Частицы, проходя инфлектор, получают случайные отклонения в вертикальном направлении. Это вызывает их диффузию, и они попадают на дефлектор.

Область углов, с которыми частицы входят в дефлектор, увеличивается при удалении дефлектора от орбиты y_{bc} и с увеличением толщины рабочего слоя дефлектора Δ , определяемой распределением частиц по координатам точек входа. На рис.5 представлено полученное моделированием угловое распределение частиц на дефлекторе при удалении его от орбиты на 14 и 28 мм при среднеквадратичной амплитуде шума $\sigma_{noi} = 5$ мкрад. Ширина углового распределения для 28 мм примерно в 2 раза больше. На рис.6 показаны соответствующие распределения частиц по числу оборотов до попадания на дефлектор. Время вывода растёт как квадрат расстояния дефлектора от орбиты при одинаковой амплитуде шума, то есть для $y_{bc} = 28$ мм увеличивается в 4 раза. На рис.7 приведены распределения по координатам точек попадания частиц в дефлектор при разной среднеквадратичной амплитуде шума σ_{noi} . При $\sigma_{noi} = 5$ мкрад

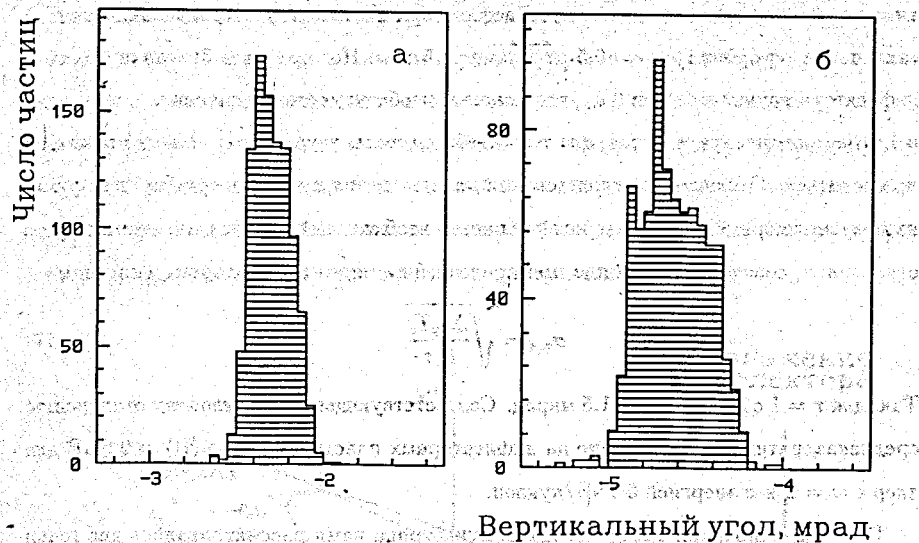


Рис.5 Поперечная диффузия. Распределение частиц по углам входа в дефлектор при расстоянии дефлектора от орбиты u_{bc} , мм: 14 (а), 28 (б). Среднеквадратичная амплитуда шума, $\sigma_{noi} = 5$ мкрад. Число частиц в пучке $N = 1000$ для рис.5-9

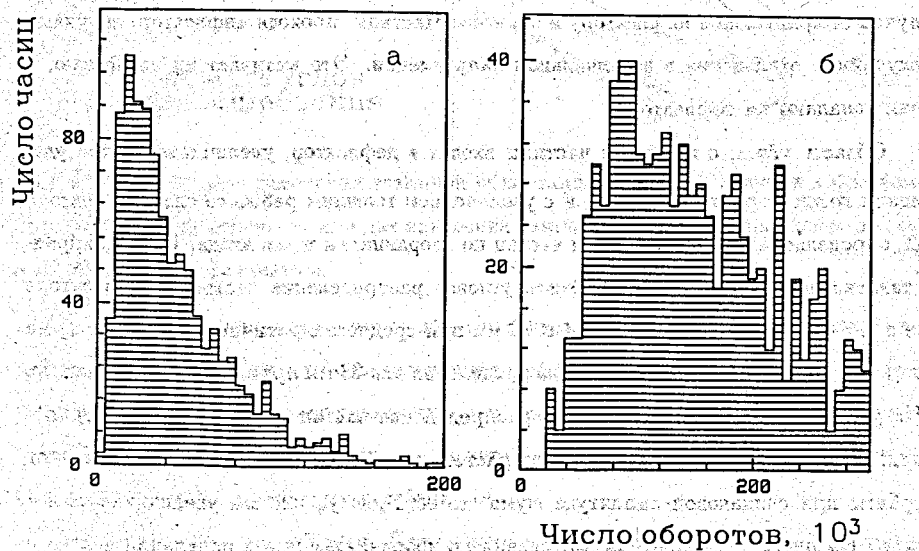


Рис.6 Поперечная диффузия. Распределение частиц по числу оборотов до попадания на дефлектор для u_{bc} , мм: 14 (а), 28 (б)

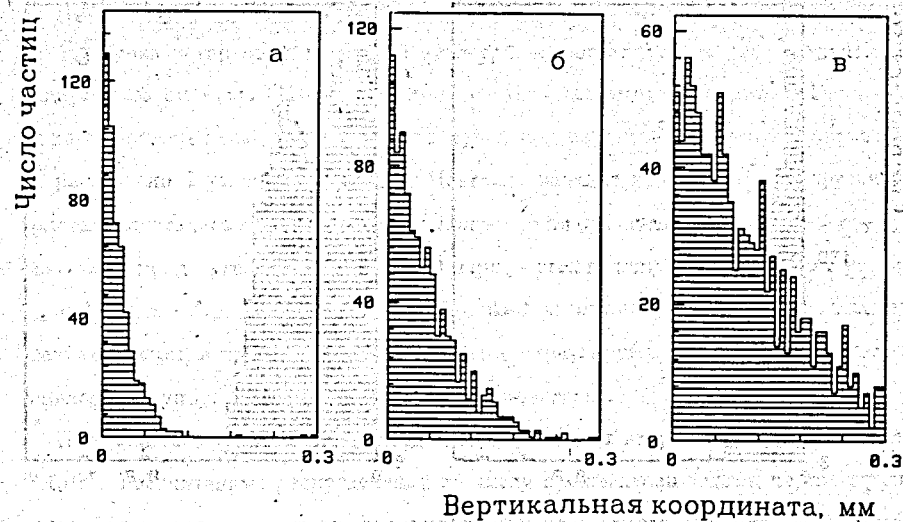
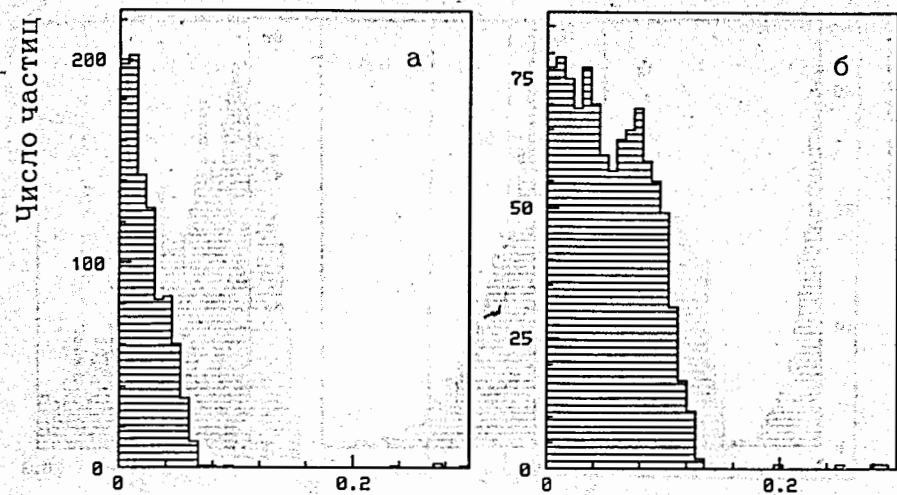


Рис.7 Поперечная диффузия. Распределение вертикальных координат точек входа частиц в дефлектор при разной амплитуде шума σ_{noi} , мкрад: 1 (а), 2,5 (б), 5 (в). Полная толщина дефлектора 0,3 мм

ширина распределения примерно равна толщине дефлектора. При уменьшении амплитуды шума ширина рабочего слоя дефлектора уменьшается.

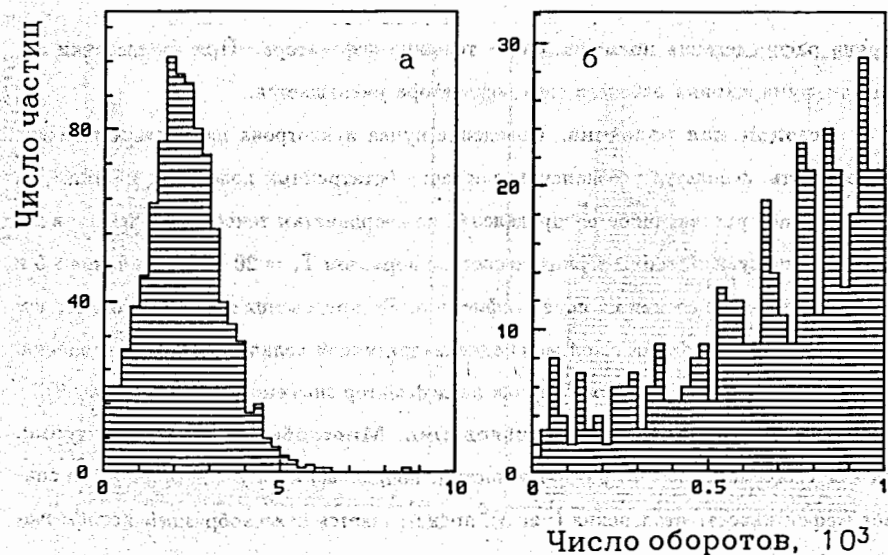
3. Резонансная раскачка. Наведение пучка нуклотрона на дефлектор можно осуществлять, используя резонансную раскачку бетатронных колебаний частиц. На рис.8 показано рассчитанное распределение по координатам точек входа частиц в дефлектор при осуществлении периодического, с периодом $T_v = 20 T_0$, отклонения в 5 и 10 мкрад при прохождении их через инфлектор. Распределения значительно уже, чем при поперечной диффузии с той же среднеквадратичной величиной угла отклонения, а требуемое время для "выброса" пучка на дефлектор значительно меньше (рис.9).

4. Комбинированный метод наведения. Многооборотный вывод пучка. Так как уширение углового разброса частиц, попадающих на дефлектор, резко снижает эффективность отклонения (рис.3), представляется целесообразным использование комбинированного метода, когда пучок бампом подводится до касания с дефлектором и только затем выбрасывается на дефлектор с помощью поперечной диффузии или резонансной раскачки бетатронных колебаний.



Вертикальная координата, мм

Рис.8 Резонансная раскачка бетатронных колебаний на частоте $f_v = f_c/20$. Распределение координат точек входа частиц по толщине дефлектора при разной амплитуде возмущения, мкрад: 5 (а), 10 (б)

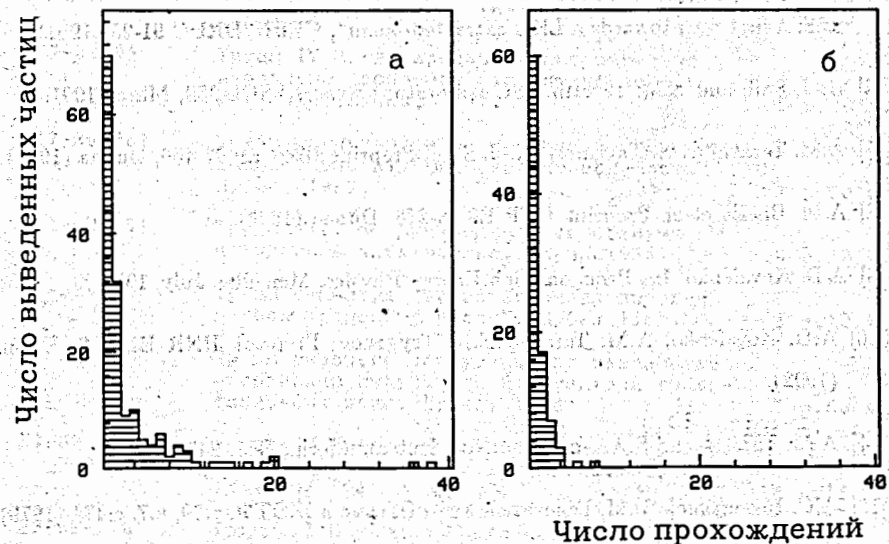


Число оборотов, 10^3

Рис.9 Резонансная раскачка. Распределение по числу оборотов до попадания частиц на дефлектор при разной амплитуде возмущения, мкрад: 5 (а), 10 (б)

Предполагая использование этого последнего метода, мы провели моделирование вывода пучка ускоренных частиц из нуклотрона кристаллом кремния, изогнутым с радиусом 20 см вдоль (110) плоскостей, и с оптимальными размерами. Генератор шума включался после того, как центр пучка при перемещении бампом оказывался на расстоянии 7 мм от дефлектора. Частицы, попадая в результате диффузии на кристалл, считались выведенными из нуклотрона при отклонении на угол $Y' > \alpha - \theta_{col}$, где $\alpha = 50$ мрад - угол изгиба, $\theta_{col} = 100$ мкрад - угол коллимации. Частицы с углами $\theta_{ac} < Y' < \alpha - \theta_{col}$, где $\theta_{ac} = 10$ мрад - угловой акцептанс нуклотрона, терялись на стенках камеры, а при $Y' < \theta_{ac}$ - оставались в циркулирующем пучке. Часть частиц терялась в неупругих ядерных соударениях в кристалле.

Полученная эффективность вывода свыше 7 % для ядер ^{12}C и 4 % для ядер ^{197}Au . Рассчитанные распределения по числу проходов частиц через дефлектор до вывода из нуклотрона для ядер C и Au представлены на рис.10а,б. Вклад кратных проходов значительно увеличивает эффективность, которая при первом прохождении составляет для обоих случаев лишь около 3 %. Кратность проходов, как и следовало ожидать, выше для более легких ядер углерода и достигает 20.



Число проходов

Рис.10 Распределения выведенных из нуклотрона ядер ^{12}C (а) и ^{197}Au (б) с энергией 6 ГэВ/нуклон по числу пересечений кристаллического дефлектора. Число частиц в пучке $N = 2000$

Это происходит благодаря меньшему ослаблению циркулирующего пучка при ядерных взаимодействиях в кристалле, $S_n = 7.79$ см и 1.07 см соответственно. Здесь следует отметить, что возможность вывода при кратных прохождениях через дефлектор может быть значительно меньше для ионов по сравнению с ядрами из-за изменения зарядового состояния при первом прохождении через кристалл, которое может привести к выбыванию их из циркулирующего пучка.

Литература

- [1] В.В. Авдейчиков и др. Краткие сообщения ОИЯИ 1-84, Дубна (1984).
- [2] А.А. Ассев, М.Д. Бавижев и др. Препринт ИФВЭ 89-57, Серпухов (1989).
- [3] A.M. Taratin et al. Nucl.Instrum.Meth., B58, 103 (1991).
- [4] R.A. Carrigan, Jr. et al. "Proposal for a test of low intensity extraction from the Tevatron using channeling in a bent crystal", FNAL proposal P 853 (1991).
- [5] B.N. Jensen et al. "A Proposal to test beam extraction by crystal channeling at the SPS: a first step towards a LHC extracted beam", CERN/DRDC 91-25 (1991).
- [6] H.-J. Shih and A.M. Taratin. SSC Laboratory Report SSCL-389, March, 1991.
- [7] A.M. Taratin, E.N. Tsyganov, H.-J. Shih. Preprint JINR E9-92-459, Dubna (1992).
- [8] A.M. Baldin et al. Preprint JINR E9-93-273, Dubna (1993).
- [9] A.D. Kovalenko. In: Proc. on High Energy Physics. Merseille, July, 1993.
- [10] A.D. Kovalenko, A.M. Taratin, E.N. Tsyganov. Preprint JINR E1-92-8, Dubna (1992).
- [11] A.M. Taratin and S.A. Vorobiev. Nucl.Instrum.Meth., B47, 247 (1990).
- [12] А.С. Водопьянов, В.М. Головатюк и др. Письма в ЖЭТФ, т.30, в.7, с.474 (1979).

Рукопись поступила в издательский отдел
28 октября 1993 года.