

# РАЗРАБОТКА ТЕОРИИ И МЕТОДОВ УПРАВЛЕНИЯ ДВИЖЕНИЕМ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ ПРИ ПОМОЩИ КРИСТАЛЛОВ

А. И. Сытов, В. В. Тихомиров

Давно известно, что кристаллы предоставляют широкие возможности управления пучками частиц высоких энергий и генерации жесткого электромагнитного излучения. Однако длительное время большинство этих идей не только не удавалось проверить экспериментально, но даже путем надежного численного моделирования. Лишь последние годы наметился существенный прогресс. Было достигнуто количественное согласие результатов моделирования с результатами широкого круга экспериментов, сделавшего возможным надежное предсказание результатов будущих экспериментов. Подводя итог этих работ за последние пять лет, мы остановимся на наиболее важных результатах исследования проблемы коллимации пучков частиц высоких энергий, а также движения и излучения частиц в изогнутых кристаллах.

## 1. Эксперимент UA9 и влияние угла миската

Эффективность системы коллимации на основе кристаллов во многом зависит от первого столкновения частиц с кристаллическим дефлектором. Если первое столкновение происходит при довольно малом угле движения частицы по отношению к кристаллическим плоскостям, вероятность ее захвата в режим каналирования достигает своего максимума. Однако, даже малая непараллельность боковой поверхности кристалла атомным плоскостям, характеризуемая углом миската  $\theta_m$ , способна значительно повлиять на движение частиц, падающих на кристалл под малыми прицельными параметрами. В частности, если угол миската отрицателен, движение частиц в режиме каналирования может быть прервано до того, как частица достигнет выходной поверхности кристалла [1]. Поскольку значительное число таких частиц сразу не попадут в поглотитель, отрицательного угла миската рекомендуется избегать [1]. По этой причине в эксперименте UA9 [2], целью которого была демонстрация жизнеспособности коллимации на основе кристаллов, был выбран положительный угол миската, изображенный на Рис. 1. Однако наблюдаемое количество ядерных реакций в идеально ориентированном кристаллическом коллиматоре в пять раз превышает теоретически предсказанную величину [3].

Для моделирования системы коллимации необходимо задать параметры пучка, падающего на кристалл – прицельный параметр и угловую расходимость пучка. Чтобы их получить, нужно рассмотреть уравнения, описывающие бетатронные колебания. Поперечная координата частицы  $x$  выражается через фазу бетатронных колебаний  $\psi$  и амплитуду  $x_0 = \sqrt{\beta \epsilon}$ , определяемую  $\beta$ -функцией и эмиттансом  $\epsilon$ , следующей формулой:

$$x = x_0 \cos \psi . \quad (1)$$

Формула для поперечного угла  $\theta$  имеет вид:

$$\theta = -\frac{x_0}{\beta} \left( \sin \psi - \frac{1}{2} \frac{d\beta}{ds} \cos \psi \right), \quad (2)$$

где  $s$  – продольная координата в ускорителе,  $\beta$ -функция – параметр Твисса, зависящий только от  $s$  и известный для каждого ускорителя.

Используя формулы (1)–(2) и полученные по ним распределения [4] начальных координат и углов падения частиц на кристалл, можно проводить Монте-Карло моделирование экспериментов по коллимации на основе кристаллов. Однако в реальности все осложняется наличием угла миската  $\theta_m$  и отклонением плоскостей кристалла от их идеального направления  $\theta_c$ , вызванного погрешностью юстировки. Знак угла миската определяется как положительный в случае отклонения плоскостей от боковой поверхности в направлении изгиба кристалла.

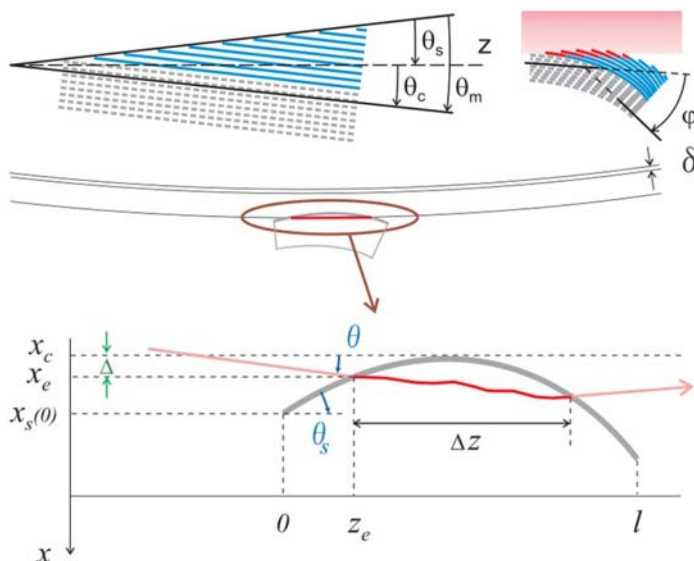


Рис. 1. Частица, входящая в кристалл через боковую поверхность благодаря влиянию положительного угла миската

Основная причина, по которой положительный угол миската уменьшает эффективность коллимации, заключается в том, что частица, прошедшая через боковую поверхность кристалла и аморфно рассеявшаяся на нем, отклоняется от первоначального направления. Вследствие этого, согласно уравнениям (18)–(19), ее амплитуда бетатронных колебаний увеличивается, а значит – увеличивается и угол следующего ее падения на кристалл.

Из проведенного моделирования следует, что этот угол становится сравнимым с критическим углом захвата в режим каналирования, что заметно ухудшает начальные условия. Получается, что эффективность коллимации определяется углом отклонения при первом прохождении, а, следовательно, и расстоянием  $\Delta z$  (см. Рис. 1), которое частица проходит внутри кристалла и на

котором она рассеивается.  $\Delta z$  пропорционально среднеквадратичному углу рассеяния  $\langle \theta_f^2 \rangle$ , которому в свою очередь пропорционально увеличение амплитуды бетатронных колебаний. Этой амплитуде пропорционален угол падения частицы на кристалл, которому в первом приближении обратно пропорциональна вероятность захвата в режим каналирования. Иными словами, чем больше  $\Delta z$ , тем меньше вероятность, что частица попадет в режим каналирования. Таким образом, задача сводится к исследованию средней длины, которую пройдет частица внутри кристалла в зависимости от угла миската  $\theta_m$  и прицельного параметра частицы  $\Delta$ . Последний, как было показано в [4], полностью определяется диффузионным шагом  $\delta$ .

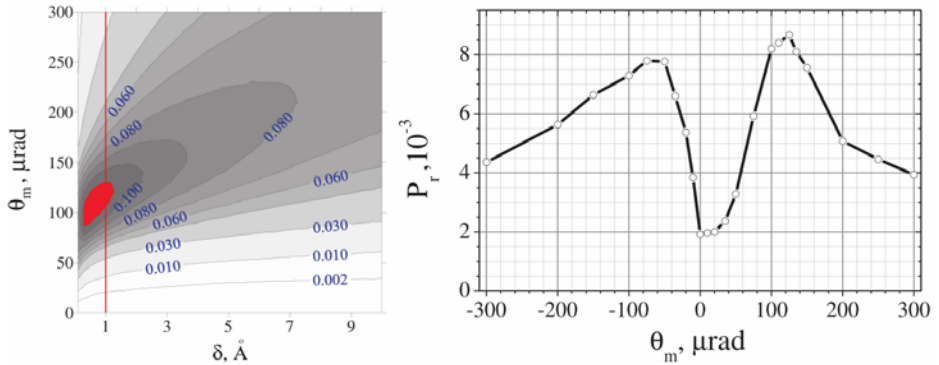


Рис. 2. Слева: средняя длина ( $\Delta z$ , см) прохождения через кристалл частиц, попавших на его боковую поверхность из-за влияния положительного угла миската; справа: зависимость доли потерь частиц вследствие неупругих ядерных реакций в кристалле от угла миската

Полученная при моделировании зависимость средней длины ( $\Delta z$ , см) прохождения через кристалл частиц, попавших на его боковую поверхность из-за влияния положительного угла миската, приведена на Рис. 2 [4]. Примечательно, что длина  $\Delta z$ , соответствующая параметрам эксперимента UA9 ( $\delta \sim 1$  Å,  $\theta_m \sim 10^2$  мкрад) попадает в область наибольшей возможной длины. Т. е., эксперимент UA9 обеспечивает наибольшее возможное влияние угла миската. Для проверки этого утверждения нами было проведено моделирование эксперимента при диффузионном шаге  $\delta \sim 1$  Å для различных углов миската (красная линия на Рис. 2). Полученная зависимость также приведена на Рис. 2 [4]. Видно, что при  $\theta_m \sim 125$  мкрад достигается максимум, при котором неупругие потери частиц в кристалле возрастают в  $8.6/1.9 = 4.5$  раз. Кроме того, для отрицательного угла миската наблюдается приблизительно такое же увеличение потерь.

Таким образом, можно сделать вывод, что углы миската обоих знаков приводят к значительному уменьшению эффективности коллимации. Ранее считалось, что на последнее существенно негативное влияние оказывает только отрицательный угол миската [1]. При этом эксперимент UA9 проводился при параметрах, которые наилучшим образом способствуют такому влиянию (причем именно положительного угла миската). Именно этим можно объяснить различия между результатом эксперимента и моделированием, проведенным в ЦЕРН.

## 2. Система коллимации Большого адронного коллайдера

Эксперимент UA9 является прототипом системы коллимации Большого адронного коллайдера, которая призвана защитить сверхпроводящие магниты от гало частиц. В первом эксперименте по коллимации на БАКе [5] будут использоваться два кристалла длиной 4 мм, высотой 50 мм, толщиной 2 мм и с углом изгиба 50 мкрад для вывода гало протонных пучков энергией 7 ТэВ изогнутых вдоль плоскостей (110) и (111). Первый из них предназначен для горизонтальной системы коллимации, второй – для вертикальной. Оба кристалла помещены на  $6\sigma$  [5], где  $\sigma$  – среднеквадратичный радиус пучка. В данной работе была смоделирована только горизонтальная система коллимация.

Коллиматоры на БАКе являются двусторонними, то есть представляют собой 2 коллиматора симметрично расположенных по обе стороны от пучка. На БАКе имеется множество коллиматоров, установленных на различных расстояниях от центра пучка (более  $7\sigma$ ). Коллиматор TCSG.6R7.B1, расположенный на  $7\sigma$ , является главным поглотителем. Важно подчеркнуть, что в отличие от случая UA9 на Большом адронном коллайдере прицельный параметр падения пучка на кристалл существенно выше, чем на SPS – порядка нескольких мкм [4], что позволяет пренебречь влиянием угла миската.

Распределение поперечных горизонтальных координат протонов, отклоненных кристаллом (110), при попадании в поглотитель TCSG.6R7.B1 при ориентации каналирования изображено на Рис. 3 со статистикой  $10^7$  частиц [6]. Эффективность каналирования при первом прохождении кристалла достигла 78%. Важно отметить, что в этом распределении естественным образом возникают пики деканалирования [6–8], которым посвящен следующий раздел. Моделирование проведено при помощи программы CRYSTAL [6, 7, 9].

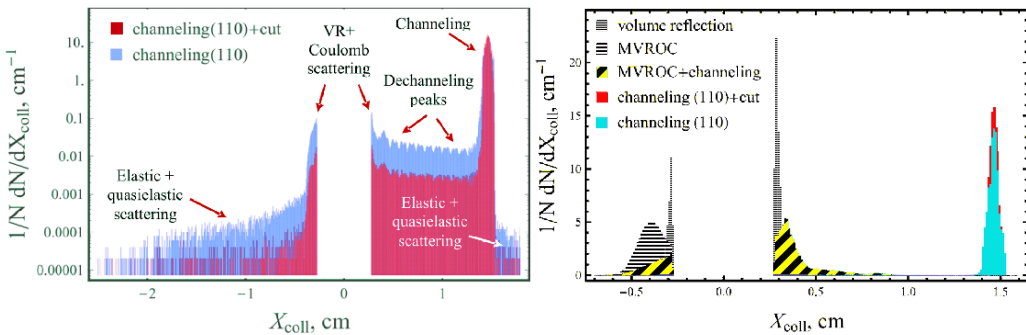


Рис. 3. Распределение поперечной горизонтальной координаты падения частиц на поглотитель TCSG.6R7.B1 в разных масштабах

Эффективность каналирования можно быть значительно увеличена при использовании кристалла с вырезом, показанного на Рис. 4 [10, 11]. Идея метода заключается в том, что если угловая расходимость пучка, падающего на кристалл, достаточно мала, мы можем подобрать такие параметры выреза, чтобы различные частицы захватывались в режим стабильного движения каналирования и двигались далеко от кристаллических плоскостей [10, 11].

Моделирование этого эффекта, проведенное при аналогичных условиях, что и для кристалла без выреза, изображено на Рис. 3. Эти результаты демонстрируют высокую эффективность данного метода, снижая количество деканализованных частиц и вероятность ядерного рассеяния. Эффективность отклонения частиц за одно прохождение кристалла превышает 98%, что почти на 20% выше, чем для кристалла без выреза.

Эффект многократного объемного отражения в одном кристалле (МОО или MVROC) [12–14], как и каналирование, обеспечивает достаточно высокий угол отклонения и при этом не требует большой точности ориентации кристалла. Идея этого эффекта заключается в объемных отражениях от наклонных кристаллических плоскостей, как показано на Рис. 4 [12–14]. Для моделирования взят кристалл той же геометрии, что для каналирования, но вырезанный вдоль осей  $\langle 111 \rangle$ .

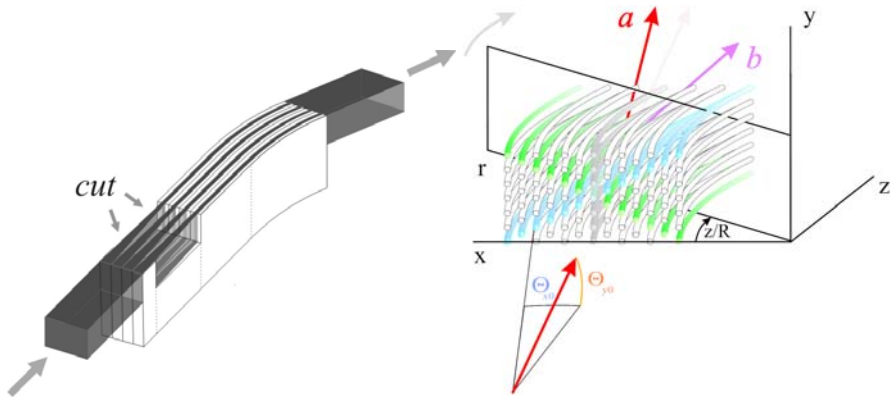


Рис. 4. Слева: кристалл с кристаллическим вырезом; справа: эффект МОО

Преимущества МОО в одном изогнутом кристалле и каналирования можно объединить. При определенной ориентации кристалла для МОО из предыдущего случая возможен захват в режим каналирования наклонными плоскостями [14]. Основным преимуществом этого эффекта является многократное объемное отражение частиц, не достигших коллиматора после первого прохождения кристалла, вместо обычного объемного отражения, что позволяет их отклонять на коллиматор за существенно меньшее количество прохождений кристалла.

Результаты моделирования системы коллимации БАКа с применением всех перечисленных эффектов и эффекта объемного отражения при соответствующей ориентации кристалла, вырезанного вдоль плоскостей  $(110)$ , изображены на Рис. 3, 5. Прицельный параметр падения частиц на коллиматор значительно выше для МОО, чем для обычного объемного отражения, благодаря чему большинство частиц поглощается коллиматором. Такая же ситуация наблюдается для комбинации МОО и каналирования. Наибольший прицельный параметр достигается при использовании эффекта каналирования. Наиболее высокая эффективность коллимации (доля частиц, не рассеившихся неупруго на ядрах кристалла) также достигнута для эффекта каналирования – 99.66%. Использование выреза

позволяет ее увеличить до 99.95%. Однако в обоих случаях требуется очень точная юстировка кристалла меньше 1 мкрад. Ее можно избежать при использовании комбинации МОО и каналирования. В этом случае достигается сравнимая эффективность – 99.5%, однако требуемая точность ориентации кристалла падает на порядок.

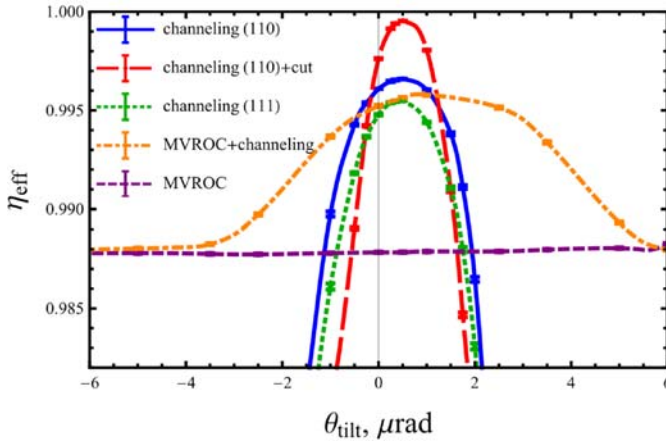


Рис. 5. Зависимость эффективности коллимации от ориентации кристалла

Таким образом, наиболее эффективным методом для кристаллов на основе коллимации на БАКе является применение кристалла с вырезом. Однако комбинация МОО и каналирования позволяет значительно снизить требуемую точность ориентации кристалла, сохраняя при этом высокую эффективность коллимации.

### 3. Пики деканалирования и квазиканалирования

Как было сказано в предыдущем разделе, в полученном моделировании предсказывается новый эффект – пики деканалирования [6–8] (см. Рис. 3). Наблюдаются они на угловой развертке пучка после его прохождения изогнутого кристалла, как показано на Рис. 6. Результаты моделирования отклонения электронов и позитронов энергией 20.35 ГэВ в возможном эксперименте на SLAC приведены на Рис. 7. Моделирование проведено при помощи программы CRYSTAL [6, 7, 9].

Этот эффект объясняется высокой корреляцией различных траекторий по фазе благодаря малой угловой расходимости пучка, падающего на кристалл. В результате частицы почти синфазно приближаются к кристаллическим плоскостям, где они активно деканалируют, что и соответствует пикам деканалирования (см. Рис. 6). Угловое расстояние между пиками записывается, как:

$$\Delta\varphi_{peak} = \frac{\lambda}{2R}, \quad (3)$$

где  $R$  – радиус кривизны кристалла,  $\lambda$  – длина волны колебаний в каналировании.

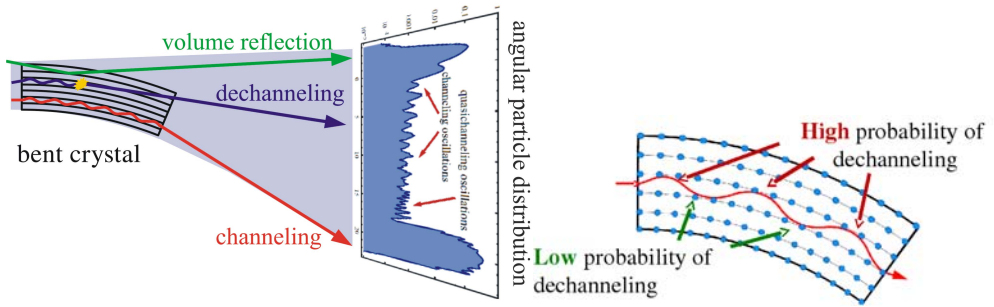


Рис. 6. Схематическое изображение угловой развтки пучка, отклоненного изогнутым кристаллом, (слева) и колебаний частицы при каналировании (справа)

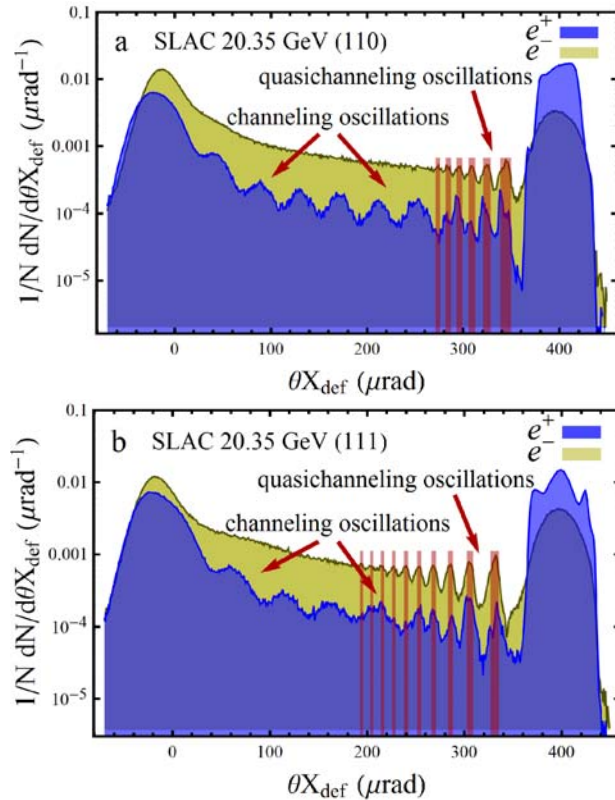


Рис. 7. Угловые распределения электронов и позитронов энергией 20.35 ГэВ в возможном эксперименте на SLAC, прошедших через кристалл кремния длиной 60 мкм и углом изгиба 0.4 мрад, вырезанного вдоль плоскостей (110) (сверху) и (111) (снизу)

Также обнаружен новый эффект, соответствующий надбарьерному движению частиц под малыми углами к плоскостям, так называемому квазиканалированию [15–16] – пики квазиканалирования [8]. Основная идея эффекта заключается в том, что после деканалирования надбарьерное движение частиц

также обладает корреляцией. Поперечная энергия деканализовавших частиц превышает потенциальный барьер незначительно. Поэтому значения поперечной энергии распределены в достаточно узком интервале энергий, что приводит к тому, что длина волн надбарьерных осцилляций различных частиц (за исключением первой осцилляции) почти одинаковы.

На Рис. 8 приведены примеры траекторий частиц (зависимость угла от продольной координаты в сопутствующей системе отсчета), начинающиеся в точке над ближайшим барьером к точке деканализования, выражающиеся следующим соотношением [8]:

$$\theta_x = -\sqrt{\frac{2(\varepsilon_{\perp} - U_{eff}(x(z - z_b, \varepsilon_{\perp})))}{pv}}, \quad (4)$$

где  $\theta_x$  – угол частицы,  $\varepsilon_{\perp}$  – ее поперечная энергия,  $U_{eff}(x)$  – эффективный межплоскостной потенциал (с учетом центробежной силы),  $p$  – импульс частицы,  $v$  – ее скорость,  $x$  и  $z$  – поперечная и продольная координаты соответственно,  $z_b$  – продольная координата начала траектории на Рис. 8. На нем действительно заметны корреляции различных траекторий.

На Рис. 8 также приведен эффективный потенциал. Красными линиями обозначены замедляющие фазы надбарьерных колебаний ( $d\theta_x/dz > 0$ ). Угловое распределение частиц выражается формулой:

$$\frac{dN}{d\theta_x} = \frac{dN}{dz} \sum_i \frac{1}{|d\theta_x / dz|_i}, \quad (5)$$

где суммирование проводится по корням уравнения (4) на выходе из кристалла.

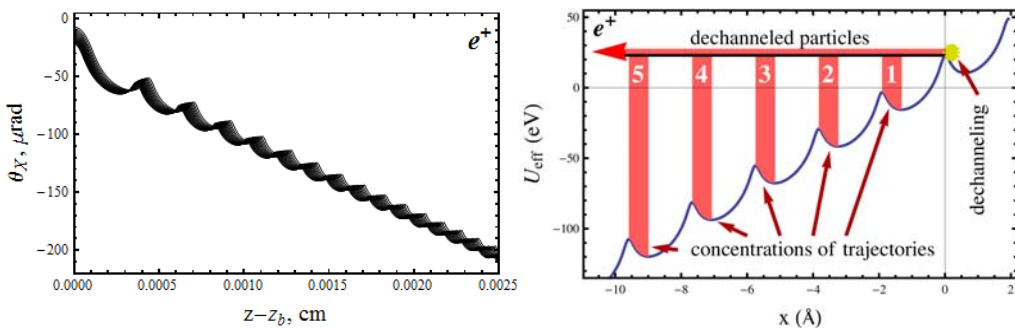


Рис. 8. Слева: идеальные траектории надбарьерных позитронов (без рассеяния), начало траекторий – над ближайшем к точке деканализования потенциальным барьером; справа: эффективный кулоновский потенциал в изогнутом кристалле для позитронов

Максимумы, соответствующие экстремумам функции  $U_{eff}(x)$ , наблюдаются при выполнении условия:

$$\frac{d\theta_x}{dz} = 0, \quad (6)$$

Если формулу (1) переписать для лабораторной системы отсчета:

$$\theta_{Xdefl} = \frac{z}{R} - \sqrt{\frac{2(\varepsilon_{\perp} - U_{eff}(x(z - z_b, \varepsilon_{\perp})))}{pv}}, \quad (7)$$

где угол  $\theta_{Xdefl}$  – угол, по которому строилось угловое распределение на Рис. 7, подставить условие (6) и учесть, что в изогнутом кристалле разница энергий между соседними потенциальными барьерами определяется формулой:

$$V_0 = pvd_0 / R, \quad (8)$$

где  $d_0$  – межплоскостное расстояние, получим координаты пиков на угловом распределении рассеявшихся частиц [8]:

$$\left\{ \begin{array}{l} \theta_{Xdefl} = \theta_b - \sqrt{\frac{2d_0 n}{R}}, \\ \theta_{Xdefl} = \theta_b - \sqrt{\frac{2d_0 n}{R} + \frac{2\Delta V}{pv}}, \end{array} \right. \quad (9)$$

где  $\Delta V$  – разность потенциальных энергий в соседнем локальном максимуме и минимуме функции  $U_{eff}(x)$ ,  $\theta_b$  – угол изгиба кристалла,  $n$  – номер пика квазиканализации с отсчетом от пика канализации. Как правило, оба подобных пика трудно наблюдать из-за их слишком близкого расположения друг к другу и влияния рассеяния. Иными словами оба пика сливаются в один заключенный в интервале углов, описываемый (9). Угловая разница между двумя соседними пиками запишется как [8]:

$$\Delta\varphi_{qch} = \sqrt{\frac{2d_0}{R} + (\theta_b - \theta_{Xdefl})^2} - (\theta_b - \theta_{Xdefl}). \quad (10)$$

На Рис. 7 интервалы углов, заключающих пики квазиканализации (9), обозначены вертикальными линиями. Они очень хорошо накладываются на пики, полученные при моделировании.

Описанные эффекты – пики деканализации наблюдаются только для положительных частиц, а пики квазиканализации – и для положительных, и для отрицательных. Принципиальным ограничением является кулоновское рассеяние частиц на пути через кристалл после деканализации. Угол этого рассеяния не должен превышать половины угловой разницы между соседними пиками.

Таким образом, предсказаны новые эффекты – пики деканализации и квазиканализации, которые позволяют наблюдать колебания частиц соответственно при канализации и квазиканализации.

#### **4. Измерение длины деканализации в изогнутых кристаллах и подтверждение важности процесса объемного захвата электронов**

За последние тридцать лет было многократно продемонстрировано, что изогнутые кристаллы являются уникальным инструментом по управлению пучками *положительно* заряженных частиц. На сегодняшний день возможности

управления ими широко исследованы в интервале энергий от мега- до тераэлектронвольта. Изогнутые кристаллы также было предложено использовать для коллимации [17] и вывода протонных и ядерных пучков Большого адронного коллайдера [18].

Управление пучками *отрицательно* заряженных частиц с помощью когерентных взаимодействий в изогнутых кристаллах, напротив, находится в зачаточном состоянии. В области очень высоких энергии кристаллы было предложено использовать для коллимации  $e^\pm$  пучков Международного линейного коллайдера [19], в то время как в диапазоне энергий порядка гигаэлектронвольта, который доступен во многих ускорительных лабораториях, отклонение электронных пучков в периодически изогнутых кристаллах представляет интерес для реализации нетрадиционных источников излучения высокой интенсивности [20]. Предыдущие эксперименты [21, 22] по отклонению пучков отрицательно заряженных частиц были неудачными, поскольку использовались изогнутые кристаллы с длиной, много большей длины деканализирования.

Впервые эффективное отклонение электронов субгэвного диапазона энергий при помощи плоскостного каналирования и объемного отражения удалось наблюдать только в нашем недавнем эксперименте [23], который был поставлен благодаря новой методике изгиба кристаллов [24], основанной на эффекте квази-мозаичности. Геометрия кристалла позволяла использовать плоскость (111) кристалла кремния, имевшего толщину  $30.5 \pm 0.5$  мкм и угол изгиба  $905 \pm 15$  мкрад. Энергия электронов составляла 855 МэВ. Принципиальной особенностью данного эксперимента являлась возможность раздельного наблюдения каналированных и деканализированных частиц, невозможного в экспериментах с кристаллом без изгиба. Измеренные угловые распределения частиц после взаимодействия с кристаллом сравниваются с результатами их моделирования методом Монте-Карло на Рис. 9. Подробную информацию о процессе моделирования можно найти в работах [25, 26].

Самый правый пик на Рис. 9 соответствует отклонению электронов при каналировании. Аппроксимация гауссианом дает  $910 \pm 5$  мкрад для угла отклонения. Доля отклоненных частиц в интервале  $3\sigma$  вокруг направления максимума составляет  $20.1 \pm 1.2\%$ , что хорошо согласуется с результатами моделирования (21.2%). Левый пик той же кривой связан с отклонением надбарьерных частиц, распределение которых сосредоточено в направлении, противоположном направлению отклонения при каналировании. Распределение является асимметричным из-за вклада быстро деканализированных частиц в его правую часть. Профиль пучка был фитирован суммой двух гауссовых и одного экспоненциального распределений. Постоянная распада экспоненциального распределения обеспечивает прямое экспериментальное измерение длины деканализирования, оказавшейся равной  $19.2 \pm 1.5$  мкм.

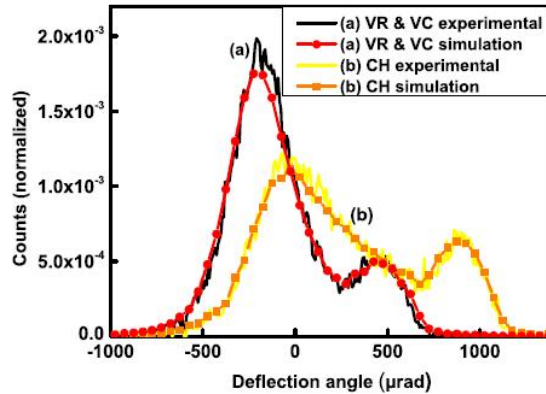


Рис. 9. Экспериментальные и промоделированные угловые распределения электронов за кристаллом (а) – при объемном отражении (б) – в случае ориентации, обеспечивающей максимальное количество каналированных частиц

Более высокая кривая на Рис. 9 иллюстрирует отклонение частиц, когда кристалл ориентирован посередине области объемного отражения (450 мкрад от пика каналирования). Гауссова аппроксимация распределения отраженных частиц дает угол отклонения  $191 \pm 10$  мрад и эффективность  $76.7 \pm 1.1\%$  в хорошем согласии с предсказанием метода Монте-Карло (75.8%). Как и ожидалось, объемное отражение происходит с меньшей эффективностью, чем в высоко-энергетических экспериментах из-за большей вероятности объемного захвата при низких энергиях.

Моделирование методом Монте-Карло позволяет не только воспроизводить наблюдаемые угловые распределения, но также выяснить динамику частиц, данные о которой не могут быть непосредственно извлечены из эксперимента. Например, Рис. 10 (а) иллюстрирует вклад одиночного и множественного реканалирования в «пик каналирования», изображенный на Рис. 10 (а). Рис. 10 (б) показывает эволюцию доли каналированных частиц, рассчитанную с учетом и без учета вклада реканалировавших электронов.

Анализ результатов моделирования показывает, что около 55% частиц, образующих «пик каналирования» были повторно захвачены в режим каналирования, то есть претерпели реканалирование. Анализ результатов моделирования, представленных на Рис. 10 (б), также показывает, что длина деканалирования постоянно каналирующих электронов  $L'_n$  составляет 13.6 мкм (нижняя линия), однако она возрастает до  $L_n = 19.5$  мкм при учете реканалирования (верхняя линия). Последнее значение находится в хорошем согласии с экспериментально измеренным. Моделирование позволяет оценить долю каналированных частиц на выходе кристалла как 16% при учете реканалирования и 9% без него. Также моделирование было применено для определения влияния кривизны кристалла на длину деканалирования с учетом ( $L_n$ ) и без учета ( $L'_n$ ) реканалирования (см. таблицу).

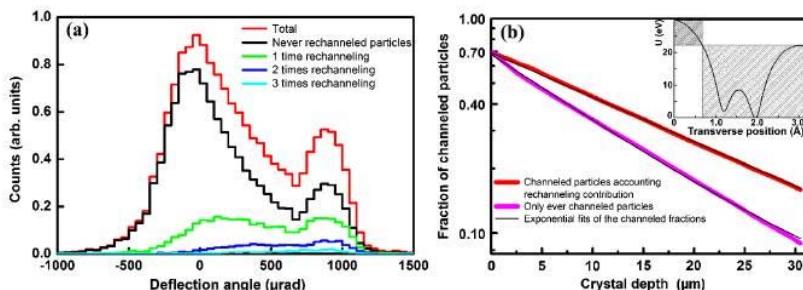


Рис. 10. (а) Монте-Карло моделирование вкладов в угловое распределение частиц, захваченных в режим каналирования в объеме кристалла. Верхняя линия – представляет все частицы; следующая по высоте – частицы, которые никогда не были реканалированы; последующие линии – частицы, реканалировавшие 1, 2 и 3 раза, соответственно. (б) Верхняя линия представляет суммарный вклад никогда не деканалировавших частиц и реканалированных частиц. Нижняя – только вклад никогда не деканалировавших частиц.

Таблица. Зависимости от радиуса изгиба кристалла (левый столбец) длин деканалирования 855-мэВных электронов в поле плоскостей (111) кристалла кремния с учетом ( $L_n$ ) и без учета ( $L'_n$ ) реканалирования

Bending radius (mm)	$L_n$ ( $\mu\text{m}$ )	$L'_n$ ( $\mu\text{m}$ )
8	6.9	4.9
16	13.6	10.2
33	19.5	13.6
67	25.5	15.4
134	35.5	16.2
Flat	47.2	16.5

Как видно, реканалирование играет наиболее значительную роль при умеренной кривизне (больших радиусах) изгиба. При этом существенный вклад этого процесса в динамику частиц характерен именно для отрицательно заряженных частиц. Недавнее моделирование динамики электронного пучка в прямых кристаллах и кристаллах с периодической деформацией также подтверждает важность электронного реканалирования в диапазоне энергий порядка гигаэлектронвольта [25]. Косвенные экспериментальные доказательства важности реканалирования были также выявлены в спектрах радиационных потерь электронов с энергией 150 ГэВ в тонком кристалле германия, в которых реканалирование давало существенный вклад в «пик Белкасема» [27, 28].

Таким образом, результаты эксперимента [23] впервые позволили показать, что плоскостное каналирование и объемное отражение в тонких кристаллах достаточно эффективны для управления пучками отрицательно заряженных частиц. Монте-Карло моделирование динамики частиц позволило полностью интерпретировать экспериментальные данные и выделить ключевую роль эффекта реканалирования. Было показано, что оно делает эффективную длину

деканализации электронов большей, чем без его учета. Эта информация имеет важное значение для понимания динамики субгэвных электронов в условиях когерентного взаимодействия с изогнутыми кристаллами. В частности, оно должно быть принято во внимание при использовании периодически изогнутых кристаллов в инновационных источниках интенсивного жесткого электромагнитного излучения.

Поскольку реканализация существенно изменяет динамику движения электронов, оно должно также сказываться на интенсивности и спектре электромагнитного излучения электронов, генерируемого в результате когерентного взаимодействия электронов с кристаллами.

## **5. Вызываемое объемным захватом увеличение интенсивности излучения при объемном отражении электронов**

Как и в случае рассмотренного выше рассеяния, излучение электронов приобретает новые черты при использовании изогнутых кристаллов. В частности, излучение, сопровождающее объемное отражение в изогнутых кристаллах, может иметь перспективные применения от источников гамма-излучения и позитронов до кристаллических коллиматоров будущих электрон-позитронных коллайдеров [29, 31]. Поскольку частицы, которые испытывают объемное отражение, находятся в надбарьерных состояниях, они не подвержены деканализации, что приводит к более высокой эффективности отклонения, чем для случая каналирования как положительных, так и отрицательных частиц. Кроме того, более слабая зависимость излучения от знака заряда частиц при объемном отражении делает его привлекательным для применения на ускорителях электронов, которые намного более распространены, менее дороги и часто обладают лучшим качеством пучка, чем существующие ускорители позитронов. Еще одним преимуществом излучения при объемном отражении является большой регулируемый угловой аксептанс. Последний практически равен углу изгиба кристалла и значительно превышает аксептансы (области углов проявления) тормозного излучения и излучения при каналировании в прямых кристаллах. Это обстоятельство открывает новые возможности использования излучения при объемном отражении для электронных пучков, обладающих относительно большим эмиттансом.

Поскольку при энергиях электронов порядка одного гигаэлектронвольта длина деканализации составляет порядка 10–20 мкм [23], для их поворота электронов необходимы изогнутые кристаллы с аналогичной толщиной. Возможность использования таких кристаллов для каналирования и объемного отражения появилась лишь недавно [23] и позволила нам поставить первый эксперимент [32] по наблюдению генерации электромагнитного излучения в изогнутых кристаллах в диапазоне энергий электронов порядка гигаэлектронвольта (точнее, 855 МэВ). В эксперименте по наблюдению излучения использовались те же метод изгиба тонких кристаллов и экспериментальная установка, что и в эксперименте [23] по рассеянию. Для измерения спектра излучения использовался NaI детектор, прокалиброванный с использованием естественных радиоактивных изотопов  $^{40}\text{K}$  (1,461 МэВ) и  $^{208}\text{Tl}/^{228}\text{Th}$  (2,6146 МэВ).

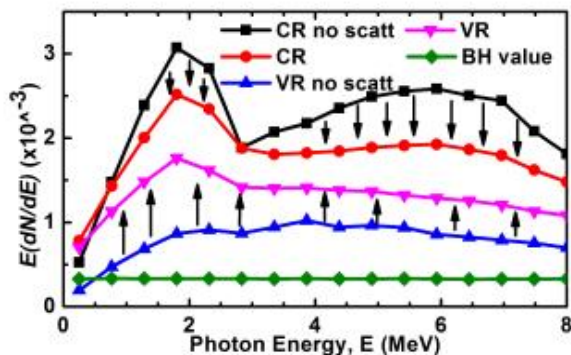


Рис. 11. Спектральные интенсивности излучения при каналировании (круги и квадраты) и объемном отражении (треугольники, обращенные вверх и вниз), промоделированные с учетом (кружки и обращенные вниз треугольники) и без учета (квадраты и треугольники, обращенные вверх) некогерентного рассеяния. Для сравнения приведена вероятность Бете-Гайтлера (ромбы). Стрелки, направленные вниз, подчеркивают уменьшение интенсивности излучения при каналировании, вызываемое некогерентным рассеянием, а стрелки, направленные вверх, подчеркивают рост интенсивности излучения при объемном отражении, вызываемый некогерентным рассеянием

Спектры излучения, измеренные и промоделированные для случаев падения пучка электронов с энергией 85В МэВ в условиях каналирования и объемного отражения, приведены в [32] на Рис. 10. Хорошее совпадение экспериментальных и промоделированных спектров позволяет проанализировать недоступные эксперименту особенности процесса излучения электронов в изогнутых кристаллах. Рис. 11 показывает спектральные интенсивности излучения при каналировании и объемном отражении, промоделированные с учетом и без учета некогерентного рассеяния. Для сравнения приведена вероятность излучения Бете-Гайтлера. Как и ожидалось, излучение при каналировании подавляется некогерентным рассеянием. Это и понятно – данный вид излучения генерируется при колебательном движении частиц внутри плоскостной потенциальной ямы, и поэтому ослабляется, когда некогерентное рассеяние приводит к деканалированию. Напротив, когда кристалл ориентирован в условиях объемного отражения, некогерентное рассеяние повышает интенсивность испускаемого излучения.

Рост интенсивности излучения, объясняемый захватом частиц при объемном отражении, наблюдался нами впервые [32]. Мы утверждаем, что после захвата в канал частицы продолжают двигаться подобно другим каналированным частицам, испуская присущее им излучение. Для подтверждения этой картины мы численно исследовали динамику частиц, дающих вклад в спектральную интенсивность, изображенную на Рис. 11 треугольниками, обращенными вниз. Эти частицы падают под углом 493 мкрад к гнутым плоскостям (111) и либо отражаются от них, либо захватываются ими, как показано на Рис. 11 (а).

Оказалось, что 68% из этих частиц претерпевает объемное отражение, в то время как остальные 32 % захватываются в режим плоскостного каналирования в результате объемного захвата.

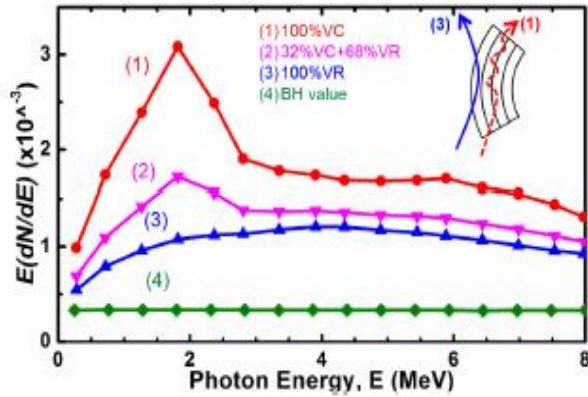


Рис. 12. Промоделированные спектральные зависимости интенсивности  $E(dN/dE)$  от энергии фотонов  $E$  для частицы, испытавшей объемный захват (1) и частицы, испытавшей объемное отражение (3). Реальное излучение (2), сопровождающее объемное отражение, включающее вклады (1) и (3). (4) – спектральная зависимость интенсивности излучения Бете-Гайтлера

На Рис. 12 приведены случаи, когда все частицы испытывают объемное отражение (кривая 3) или объемный захват (кривая 1). У спектральной интенсивности излучения при объемном отражении (кривая 3) пики полностью отсутствуют, что обусловлено плавным изменением угла между траекторией частицы и кристаллическими плоскостями вблизи точки отражения (см. траекторию 3 на вставке Рис. 10), в то время как спектральная интенсивность излучения частиц, захватываемых в объеме (кривая 1), проходит выше, чем для объемного отражения, и имеет форму, типичную для излучения при каналировании (Рис. 12, кружки). Это объясняется тем, что захваченные электроны каналируют около половины времени движения через кристалл (см. траекторию 1 на вставке на Рис. 12). Кривая 2 представляет собой суммарный выход излучения, сопровождающего объемное отражение в реальных условиях, представляющий собой взвешенные выходы излучения при объемном отражении (кривая 3) и захвате (кривая 1).

Излучение, сопровождающее объемное отражение, сравнимо по выходу с излучением в прямом кристалле и является в некотором смысле промежуточным между излучением при каналировании и когерентным тормозным излучением, демонстрируя некоторые важные особенности обоих. Прежде всего, излучение, сопровождающее объемное отражение, обладает регулируемым и большим по величине аксептансом, чем излучение при каналировании и когерентное тормозное излучение, и поэтому может быть использовано для генерации достаточно интенсивного излучения пучками с большим эмиттансом. Во-вторых,

эффективность управления пучком при объемном отражении менее чувствительна к кристаллическим дефектам по сравнению с каналированием, что открывает путь к использованию материалов с большим атомным номером, таких, как вольфрам, который, как правило, не может быть выращен с тем же совершенством структуры, что и кристаллы кремния, но в то же время больше подходит для генерации интенсивного излучения. Наконец, процесс излучения проявляется в условиях объемного отражения вместе с отклонением частиц, а сочетание этих двух эффектов может быть полезным в ряде практических приложений. Так, в качестве примера, было предложено использовать объемное отражение и сопровождающее его излучение в кристаллических коллиматорах будущих электрон-позитронных коллайдеров [29]. Выбор объемного отражения вместо каналирования может быть предпочтителен для некоторых приложений за счет более высокой эффективности и большего эмиттанса.

Таким образом, возможность использования изогнутых кристаллов для генерации жесткого интенсивного электромагнитного излучения была продемонстрирована экспериментально и хорошо воспроизведена при моделировании. Кроме того, было показано, что излучение при каналировании и объемном отражении существенно более интенсивно, чем в аморфном веществе. В частности, впервые было показано, что излучение при объемном отражении естественно сочетает в себе излучение при чистом объемном отражении с излучением частиц, испытавших объемный захват. При этом последнее оказывается подобным излучению при каналировании, однако при этом проявляется в большем угловом интервале, чем последнее. Комбинация этих особенностей делает излучение частиц в изогнутых кристаллах перспективным для генерации жесткого электромагнитного излучения на электронных ускорителях, гораздо более доступных, чем ускорители позитронов.

## Заключение

Моделирование системы коллимации на основе изогнутых кристаллов на ускорителе SPS в условиях эксперимента UA9 впервые продемонстрировало существенное повышение неупругих потерь частиц в кристаллическом коллиматоре при типичных величинах угла миската. Однако на Большом адронном коллайдере из-за больших прицельных параметров падения частиц на кристалл влияние миската оказалось заметно меньшим.

При использовании на БАК системы коллимации на основе изогнутых кристаллов наибольшая эффективность достигается в режиме каналирования – 99.66%, а при использовании кристаллического выреза она возрастает до 99.95%. Однако этот режим требует слишком высокой точности ориентации кристалла – менее одного микрорадиана. Избежать этого позволяет комбинация многократного объемного отражения и каналирования, для которой эффективность коллимации достигает 99.5%, а необходимая точность ориентации падает на порядок.

Предсказаны новые эффекты – пики деканалирования и квазиканалирования, которые позволяют наблюдать колебания частиц при каналировании и надбарьерном движении.

Количественно описаны первые успешные эксперименты по отклонению и излучению электронов гигаэлектронвольтового диапазона сверхтонкими изогнутыми кристаллами. Проведенное моделирование динамики частиц позволило не только полностью интерпретировать экспериментальные данные, но и выделить роль эффекта реканализирования, который делает эффективную длину деканализирования электронов большей, чем без его учета.

Было показано, что излучение при каналировании и объемном отражении в изогнутых кристаллах существенно более интенсивно, чем в аморфном веществе. При этом излучение при объемном отражении естественным образом сочетает в себе излучение при чистом отражении с излучением электронов, испытавших объемный захват. Последнее оказывается подобным излучению при каналировании, однако проявляется в большем угловом интервале. Комбинация этих особенностей делает излучение частиц в изогнутых кристаллах перспективным для генерации жесткого электромагнитного излучения на электронных ускорителях, гораздо более доступных, чем ускорители позитронов.

### Литература

1. *Elsener K. et al.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 1996. Vol. B119 P. 215
2. *Scandale W. et al.* // Phys. Lett. 2010. Vol. B692. P. 78; Phys. Lett. 2011. Vol. B703. P. 547
3. *Scandale W., Taratin A.* CERN report CERN/AT 2008-21
4. *Tikhomirov V. V., Sytov A. I.* // Problems of Atomic Science and Technology. 2012. Vol. 1. P. 88–92; e-Print: arXiv:1109.5051
5. *Mirarchi D. et al.* // Proc. of IPAC, Dresden, Germany, June 15-20. 2014. P. MOPRI110 (882–886)
6. *Sytov A. I., Tikhomirov V. V.* // e-Print: arXiv:1412.0110. 2015. 18 p.
7. *Sytov A. I., Tikhomirov V. V.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 2015. Vol. B355. P. 383–386
8. *Sytov A. I. et al.* // Eur. J. Phys. C. 2016. Vol. 76. P. 77 (1–15); e-Print: arXiv:1505.01831 (2015) 18 p.
9. *Sytov A. I.* // Vestnik Bel. St. Univ. 2014. Series 1 No. 2. P. 48–52
10. *Tikhomirov V.V.* // JINST. 2007. Vol. 2. P. P08006
11. *Guidi V., Mazzolari A., Tikhomirov V.V.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. Vol. 42. P. 165301
12. *Tikhomirov V.V.* // Phys. Lett. 2007. Vol. B655. P. 217
13. *Guidi V., Mazzolari A., Tikhomirov V.V.* // J. Appl. Phys. 2010. Vol. 107. P. 114908
14. *Tikhomirov V. V., Sytov A. I.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 2013. Vol. B309. P. 109
15. *Taratin A. M., Vorobiev S. A.* // Phys. Lett. 1987. Vol. A119. No 8. P. 425
16. *Taratin A. M.* // Physics of Particles and Nuclei. 1998. Vol. 29. No 5. P. 437
17. *Scandale W.* // Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng. 6634. 2007. P. 66340F
18. *Brodsky S. J., Fleuret F., Hadjidakis C., Lansberg J. P.* // Phys. Rep. 2013. Vol. 522. P. 239
19. *Strokov V. B. S. et al.* // J. Phys. Soc. Jpn. 2007. Vol. 76. P. 064007
20. *Baryshevsky V. G., Dubovskaya I. Ya., Grubich A. O.* // Phys. Lett. 1980. Vol. 77A. P. 61
21. *Adishchev Y. N. et al.* // Phys. Lett. 1980. Vol. 77A. P. 263
22. *Baurichter A. et al.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 1996. Vol. B119. P. 172
23. *Mazzolari A., ... Tikhomirov V. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2014. Vol. 112. P. 135503
24. *Guidi V., Mazzolari A., De Salvador D., Carnera A.* // J. Phys. D. 2009. Vol. 42. P. 182005
25. *Baryshevsky V. G., Tikhomirov V. V.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 2013. Vol. B309. P. 30
26. *Tikhomirov V. V.* // e-Print: arXiv:1502.06588v1

27. *Belkacem A. et al.* // Phys. Lett. B 177 (1986) 211
28. *Tikhomirov V. V.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 1989. Vol.B36. P. 282
29. *Seryi A.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 2010 Vol. A623. P. 23
30. *Bandiera L. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2013. Vol. 111. P. 255502
31. *Bandiera L. et al.* // J. Phys.: Conference Series. 2014. Vol. 517. P. 012043
32. *Bandiera L.,..., Tikhomirov V.* // Phys. Rev. Lett. 2015. Vol. 115. P. 025504

## **RECENT DEVELOPMENT OF THEORY AND SIMULATIONS OF HIGH ENERGY PARTICLE MOTION AND RADIATION IN CRYSTALS**

**A. I. Sytov, V. V. Tikhomirov**

The crystal-assisted collimation of the LHC and SPS is simulated. We compare possible application at the LHC of different coherent effects in a bent crystal deflector, such as channeling, volume reflection, multiple volume reflection in a one bent crystal, the combined action of channeling and multiple volume reflection and channeling in a crystal with a narrow plane cut. Channeling effect provides the highest collimation efficiency, however it requires a very high accuracy of crystal alignment. The combination of channeling and multiple volume reflection solves this problem remaining very efficient. The miscut angle considerably increases the inelastic losses in the crystal deflector at the SPS in the UA9 experiment. However, it doesn't have any considerable effect at the LHC.

The effect of dechanneling and quasichanneling oscillations in the deflection angle distribution have been predicted. It allows one to visualize the oscillations of particles in both channeling and quasichanneling modes.

The experiments on the observation of efficient steering and gamma-radiation of a 855 MeV electron beam at Mainzer Mikrotron by means of planar channeling and volume reflection in a bent silicon 30.5  $\mu\text{m}$  thick crystal was numerically interpreted. Monte Carlo simulations have proved that rechanneling plays a considerable role in a particle dynamics and hinders the spoiling of channeled particles.

The same also demonstrated that incoherent scattering significantly influences both radiation spectrum and intensity either for channeling or volume reflection. In the latter case, it has been shown that incoherent scattering increases the radiation intensity due to the contribution of volume-captured particles. As a consequence, the experimental spectrum becomes a mixture of channeling and pure volume reflection radiations.