

**БЕЛОРУССКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ**

На правах рукописи
УДК 537.87; 621.384.6.01

СЫТОВ
Алексей Игоревич

**ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ УПРАВЛЕНИЯ
ПУЧКАМИ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ ПРИ ПОМОЩИ
КРИСТАЛЛОВ**

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук
по специальности 01.04.02 – теоретическая физика

Научный руководитель
д-р физ. - мат. наук, профессор
Тихомиров В.В.

Минск 2018

ОГЛАВЛЕНИЕ

ПЕРЕЧЕНЬ УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ	5
ВВЕДЕНИЕ	7
ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ	9
Связь работы с крупными научными программами и темами	9
Цель и задачи исследования	10
Научная новизна	11
Положения, выносимые на защиту	12
Личный вклад соискателя	12
Апробация результатов диссертации	14
Опубликованность результатов диссертации	15
Структура и объем диссертации	15
ГЛАВА 1 КОГЕРЕНТНЫЕ ЭФФЕКТЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С КРИСТАЛЛОМ	16
1.1 Введение в эффект каналирования	16
1.1.1 Усредненный атомный потенциал	17
1.1.2 Плоскостное каналирование	24
1.1.3 Осевое каналирование	27
1.1.4 Многократное и однократное рассеяние	29
1.1.5 Деканалирование	33
1.2 Когерентные эффекты в изогнутом кристалле	35
1.2.1 Каналирование	35
1.2.2 Объемное отражение	38
1.2.3 Деканалирование, объемное отражение и реканалирование	40
1.2.4 Когерентные эффекты в поле атомных цепочек в изогнутом кристалле	42
1.3 Выводы по главе 1	44
ГЛАВА 2 КАНАЛИРОВАНИЕ И ОБЪЕМНОЕ ОТРАЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В КРИСТАЛЛАХ КРЕМНИЯ И ГЕРМАНИЯ	46
2.1 Введение	46
2.2 Программа моделирования CRYSTAL	47
2.2.1 Общее описание и алгоритм	47
2.2.2 Интерполяция основных функций и расчет траектории	49
2.2.3 Процедура моделирования рассеяния	51

2.2.4	Структура файлов программы	53
2.2.5	Геометрия кристалла и генерация пучка заряженных частиц	54
2.2.6	Выходные файлы	57
2.2.7	Внедрение распараллеливания при помощи MPI	57
2.2.8	Системные требования, компиляция и запуск программы	58
2.3	Отклонение электронов с энергией 855 МэВ ультракороткими кристаллами кремния и германия	59
2.3.1	Каналирование, деканалирование и объемное отражение электронов с энергией меньше ГэВ	59
2.3.2	Теоретические и экспериментальные результаты	62
2.4	Выводы по главе 2	74
ГЛАВА 3 НОВЫЕ МЕТОДЫ ОТКЛОНЕНИЯ ПУЧКА И ИХ ОПТИМИЗАЦИЯ ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ НА БУДУЩЕМ КОЛЬЦЕВОМ КОЛЛАЙДЕРЕ		76
3.1	Возможная конфигурация системы коллимации на основе кристаллов на FCC	77
3.2	Объемное отражение в цепочке изогнутых кристаллов	80
3.3	Многokратное объемное отражение в одном кристалле и цепочке изогнутых кристаллов	82
3.4	Каналирование в наклонных плоскостях и в кристалле с вырезом	87
3.5	Двойная система коллимации на основе кристаллов	91
3.6	Выводы по главе 3	95
ГЛАВА 4 ПИКИ ДЕКАНАЛИРОВАНИЯ И КВАЗИКАНАЛИРОВАНИЯ В УГЛОВОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ПУЧКА		97
4.1	Пики деканалирования в угловом распределении пучка	97
4.2	Пики квазиканалирования в угловом распределении пучка	104
4.3	Результаты моделирования	110
4.4	Возможная конфигурация эксперимента для наблюдения пиков деканалирования и квазиканалирования	114
4.5	Экспериментальное наблюдение пиков квазиканалирования	117
4.6	Возможное применение пиков деканалирования и квазиканалирования	120
4.7	Выводы по главе 4	121
ЗАКЛЮЧЕНИЕ		123
	Основные научные результаты диссертации	123
	Рекомендации по практическому использованию результатов	124

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК	126
Список использованных источников	126
Список публикаций соискателя	132

ПЕРЕЧЕНЬ УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

- ЦЕРН – Европейская лаборатория ядерных исследований (European Organization for Nuclear Research, CERN, Швейцария, Франция)
- Фермилаб – Национальная ускорительная лаборатория Ферми (Ферми National Accelerator Laboratory, Батавия, США)
- FCC – Future Circular Collider, Будущий кольцевой коллайдер, ЦЕРН – возможный проект ЦЕРН по разработке и строительству будущего коллайдера, одним из вариантов которого является коллайдер протонных пучков с энергией 50 ТэВ
- ЛНС – Large Hadron Collider, Большой адронный коллайдер, ЦЕРН
- HL-LHC – High Luminosity Large Hadron Collider, ЛНС на высокой светимости, ЦЕРН – будущий возможный проект ЦЕРН по модернизации ЛНС с целью повышения светимости пучков
- HE-LHC – High Energy Large Hadron Collider, ЛНС на высокой энергии, ЦЕРН – будущий возможный проект ЦЕРН по модернизации ЛНС с целью повышения энергии пучков
- Тэватрон – Tevatron, протон-антипротонный коллайдер (эксплуатация завершена в 2011 г.), Фермилаб
- U-70 – синхротрон U-70, протонный ускоритель (энергия 70 ГэВ), Институт физики высоких энергий, Протвино, Россия
- SPS – Super Proton Synchrotron, Супер-протонный синхротрон, ускоритель протонов и ионов, ЦЕРН; в диссертационной работе под обозначением SPS подразумеваются возможные эксперименты на выведенных протонных пучках с энергией 400 ГэВ, а также – возможные эксперименты на вторичных пучках электронов и позитронов с энергией 150 ГэВ
- SLAC – Национальная ускорительная лаборатория SLAC (SLAC National Accelerator Laboratory, Менло Парк, Калифорния, США), Стэнфордский центр линейного ускорителя; в диссертационной работе под обозначением SLAC также подразумевается его ускорительный комплекс, и в частности эксперимент FASER, в котором наблюдался эффект пиков квазиканализирования в угловом распределении пучка, предсказанный в работе
- МАМИ – Mainzer Mikrotron MAMI, Микротрон МАМИ, Майнц, Германия
- ОО – объемное отражение

- МОО – многократное объемное отражение в одном кристалле
- MPI – интерфейс передачи сообщений (Message Passing Interface), парадигма параллельных вычислений, предназначенная для систем с распределенной памятью
- ср. кв. – среднеквадратичный угол

ВВЕДЕНИЕ

Основным принципом когерентных эффектов взаимодействия заряженных частиц с кристаллом является упорядоченная атомная структура кристаллического вещества, так называемая кристаллическая решетка. В частности, если заряженная частица попадает в изогнутый кристалл под очень малым углом по отношению к оси кристалла или плоскости, ее глубина проникновения значительно возрастет. Это – основная идея эффекта каналирования. Каналирование – это эффект проникновения заряженных частиц через монокристалл, параллельный его кристаллическим осям или плоскостям, движущимся в усредненном поле последнего.

Старк был первым [1], кто указал на возможность существования этого эффекта в 1912 году. Однако первое экспериментальное подтверждение этого эффекта было получено только в 1960 году в работах Дэвиса и др. [2], которые показали, что в отличие от аморфных твердых тел распределение числа ионов по глубине проникновения в кристаллах имеет длинный хвост на больших глубинах. Чтобы проверить эти эксперименты, Робинсон и Оен [3] в 1963 году провели численное моделирование прохождения ионов через кристалл. Они показали, что небольшая часть ионов, падающих на кристалл под небольшим углом к атомной плоскости или цепочке, локализована внутри канала. Таким образом, теоретически феномен каналирования был впервые подтвержден при помощи моделирования. Два года спустя Линдхард [4] разработал теорию каналирования, в которой он определил критический угол захвата в условиях каналирования.

Поле изучения и применения каналирования было значительно расширено в 1976 году, после того как Цыганов предложил использовать каналирование в *изогнутых* кристаллах для отклонения пучков заряженных частиц [5]. Эта идея открыла огромные возможности для использования кристаллов, в частности, на ускорителях, где изогнутый кристалл во многих случаях может заменить громоздкие и дорогие электрические дефлекторы и отклоняющие магниты. Кроме того, в [6, 7] был предложен еще один важный эффект отклонения частиц, являющийся отражением заряженных частиц от изогнутых кристаллических плоскостей, так называемое объемное отражение.

Изогнутые кристаллы обладают широкими возможностями для ускорительной физики. Очень сильные электростатические поля, приложенные с точностью до Ангстрема, позволяют отклонять частицы с высокой эффективностью. Основным преимуществом изогнутых кристаллов являются их компактные размеры, низкая стоимость и простота установки и эксплуатации. Изогнутые кристаллы позволяют контролировать пучки разной энергии

(от нескольких МэВ до десятков ТэВ) различных типов заряженных частиц (протонов, мюонов, электронов, позитронов и т. д.).

С тех пор эксперименты по отклонению пучков с изогнутыми кристаллами были проведены во многих крупнейших научных центрах мира: ЦЕРН (Женева, Швейцария), Национальная ускорительная лаборатория Ферми (Фермилаб) (Батавия, США), Брукхейвенская национальная лаборатория (Брукхейвен, США), Институт физики высоких энергий (Протвино, Россия), ПНПИ (Гатчина, Россия), ОИЯИ (Дубна, Россия), INFN (Италия), Институт ядерной физики (Микротрон МАМИ, Германия) и др. [8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19, 20, 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 32, 34, 35, 36, 37] и [8–А, 3–А]. Кроме того, изогнутые кристаллы применялись для коллимации пучка [38, 39, 40, 41, 42, 43, 44, 45, 46, 47, 48, 49] и вывода пучка [38, 42, 41, 50] из ускорителя (синхротрон U-70, Теватрон, SPS и LHC). Помимо этого изогнутый кристалл представляет собой очень перспективный инструмент для генерации рентгеновского и γ -излучения, о чем свидетельствует ряд экспериментов [32, 34, 35, 36, 37, 51, 52, 53, 54, 55, 56].

Данная диссертационная работа посвящена изучению когерентных эффектов отклонения пучка заряженных частиц изогнутым кристаллом при ультрарелятивистских энергиях для применений, перечисленных выше.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Связь работы с крупными научными программами и темами

В основу диссертации легли исследования, выполненные в 2011-2017 годах в соответствии с утверждёнными планами научных работ кафедры теоретической физики и астрофизики физического факультета Белорусского государственного университета.

Тема диссертации соответствует следующим приоритетным направлениям научных исследований Республики Беларусь на 2016–2020 годы (Постановление Совета Министров Республики Беларусь от 12 марта 2015 г. № 190): Многофункциональные материалы и технологии; Информатика и космические исследования; Междисциплинарные исследования.

Диссертационная работа выполнялась в рамках заданий:

- 2.3.01.1 “Разработка физических основ и теоретического описания системы коллимации Большого адронного коллайдера на основе изогнутых кристаллов” (№ гос. рег. 20111383), подпрограмма “Физика фундаментальных взаимодействий и плазма”, ГПНИ “Конвергенция” (2011-2013 гг.);
- 2.3.04.2 “Разработка теории и методов управления движением и электромагнитным излучением частиц высоких энергий при помощи кристаллов” (№ гос. рег. 20140530), подпрограмма “Физика фундаментальных взаимодействий и плазма”, ГПНИ “Конвергенция” (2014-2015 гг.);
- 2.3.02 “Разработка методов детектирования и управления пучками частиц высоких энергий и жесткого электромагнитного излучения при помощи ориентированных кристаллов”, ГПНИ “Конвергенция-2020”, подпрограмма 2 “Микромир, плазма и Вселенная”, 2016-2020 гг. (№ гос. рег. 20162277);

грантов Министерства образования Республики Беларусь для студентов, аспирантов, докторантов:

- НИР “Разработка системы коллимации Большого адронного коллайдера с использованием изогнутых кристаллов” (2012 г., № гос. рег. 20120930);
- НИР “Применение изогнутых кристаллов с разрывом кристаллической структуры для выведения протонного пучка из накопительного кольца ускорительного комплекса Национальной лаборатории имени Ферми (США)” (2013 г., № гос. рег. 20131040);

- НИР “Моделирование эксперимента по кристаллической коллимации на Большом адронном коллайдере 2015 г. и применение кристаллического выреза для повышения эффективности коллимации” на 2014 г. (№ гос. рег. 20140778);
 - Совместного гранта БРФФИ и Министерства образования Республики Беларусь для молодых ученых БРФФИ-Минобразование М-2014 НИР “Моделирование прохождения заряженных частиц через кристалл на Большом адронном коллайдере с учетом реального распределения остовных и валентных электронов” (2014-2016 гг., № гос. рег. 20143432); итальянских проектов, финансируемых INFN (Национальный институт ядерной физики, Италия) для проведения экспериментов на европейских ускорительных комплексах:
 - INFN-CHANEL (эксперименты на ускорителях Микротрон МАМИ, Майнц, Германия; SPS H4, ЦЕРН, Франция);
 - INFN-AXIAL (эксперименты на ускорителях Микротрон МАМИ, Майнц, Германия; SPS H4, ЦЕРН, Франция);
- грантов итальянского суперкомпьютерного центра CINECA для работы на суперкомпьютерах по программе ISCR: IsC41_MC-CIC (no. HP10CY2SUM), 2016 г., суперкомпьютеры Ферми, Галилео, Маркони; IsC50_MC-CIC2 (no. HP10CCINVJ), 2017 г., суперкомпьютер Маркони; IsC58_MC-CIC3 (no. HP10CXRN0X), 2018 г., суперкомпьютер Маркони;
- европейских проектов HORIZON 2020:
- H2020, AIDA-2020 (GA no. 654168);
 - H2020-MSCA-RISE-2015, PEARL (GA no. 690991).

Цель и задачи исследования

Цель работы – исследование когерентных эффектов взаимодействия заряженных частиц с изогнутыми кристаллами с целью повышения эффективности их применения для коллимации, вывода пучка из ускорителя и генерации рентгеновского и гамма-излучения.

Для достижения цели работы решались следующие **задачи**:

1. Разрабатывались теоретические модели и на их основе программа моделирования когерентных эффектов отклонения заряженных частиц в поле кристаллических осей или плоскостей.
2. Изучались процессы каналирования, деканалирования и объемного отражения электронов с энергией 855 МэВ в ультракоротких кристаллах кремния и германия толщиной 15 мкм, а именно эффективность каналирования, длина деканалирования и угол объемного отражения в зависимости от радиуса кривизны кристалла.

3. Исследовались и оптимизировались различные когерентные эффекты отклонения протонов высоких энергий в изогнутом кристалле, такие как каналирование, объемное отражение, многократное объемное отражение в одном кристалле и цепочках кристаллов, а также эффект повышения эффективности каналирования с помощью кристаллического выреза.
4. Разрабатывалась система коллимации на основе кристаллов Будущего кольцевого коллайдера с применением указанных выше эффектов, изучалась эффективность коллимации в зависимости от выбора эффектов и параметров системы коллимации.
5. Изучались процессы колебаний положительно заряженных частиц в режиме каналирования в изогнутом кристалле, процесс деканалирования этих частиц и преобразование колебаний в режиме каналирования в пики деканалирования в угловом распределении пучка, прошедшего через кристалл.
6. Изучались процессы колебаний положительно и отрицательно заряженных частиц при надбарьерном движении в условиях квазиканалирования в изогнутом кристалле и преобразование этих колебаний в пики квазиканалирования в угловом распределении пучка, прошедшего через кристалл.
7. Изучалось применение пиков квазиканалирования для измерения ориентации и радиуса кривизны изогнутого кристалла.

Объект исследования: изогнутые кристаллы кремния, германия и вольфрама.

Предмет исследования: когерентные эффекты взаимодействия заряженных частиц – протонов, электронов и позитронов с изогнутыми кристаллами.

Научная новизна

Впервые проведено теоретическое и экспериментальное исследование процесса каналирования, деканалирования и объемного отражения в зависимости от радиуса изгиба кристаллов кремния и германия для электронов при энергиях меньше ГэВ. При этом в случае кристалла кремния получена рекордная эффективность каналирования для отрицательных частиц – больше 35 %, а в случае германия это – первое исследование процесса каналирования при энергиях меньше ГэВ. Впервые предложена двойная система коллимации с использованием когерентных эффектов в двух изогнутых кристаллах и разработан вариант такой системы для Будущего кольцевого коллайдера.

Предсказаны новые эффекты – пики деканализирования и квазиканализирования, причем второй эффект впоследствии был обнаружен экспериментально. Предложен метод использования пиков квазиканализирования для быстрого и точного измерения ориентации и радиуса кривизны изогнутого кристалла.

Положения, выносимые на защиту

1. Разработана модель и проведено численное моделирование эффектов каналирования, деканализирования и объемного отражения электронов в ультракоротких изогнутых кристаллах, позволившие извлечь из экспериментальных данных значения длины деканализирования и эффективности каналирования, необходимые для разработки новых источников рентгеновского и гамма-излучения на основе изогнутых и периодически изогнутых кристаллов.
2. Разработаны и оптимизированы схемы коллимации пучков в ускорителях высоких энергий на основе новых эффектов многократного объемного отражения и увеличения вероятности каналирования в кристалле с вырезом, которые позволяют существенно повысить эффективность защиты сверхпроводящих магнитов существующих и проектируемых адронных коллайдеров.
3. Предсказано существование и численно исследованы характеристики пиков деканализирования в угловом распределении прошедшего через изогнутый кристалл пучка заряженных частиц высоких энергий, регистрация которых позволит получать информацию о фазе колебаний частиц, движущихся в режиме каналирования.
4. Предсказано, численно промоделировано и подготовлено экспериментальное обнаружение пиков квазиканализирования в угловом распределении пучка заряженных частиц высоких энергий, прошедшего через изогнутый кристалл, регистрация которых позволит осуществлять прецизионное ориентирование кристалла в целях коллимации и вывода пучков из ускорителя, а также генерации рентгеновского и гамма-излучения.

Личный вклад соискателя

Соискателем была разработана программа CRYSTAL для моделирования когерентных эффектов отклонения заряженных частиц в кристалле.

Соискатель провел теоретическое исследование и моделирование процессов каналирования, деканализирования и объемного отражения электронов с

энергией 855 МэВ в кристаллах кремния и германия при различных значениях радиуса кривизны кристалла. Соискатель также принимал участие в экспериментальном исследовании этих процессов на микротроне МАМИ (Майнц, Германия), где самостоятельно выполнил анализ экспериментальных данных.

Соискателем было проведено теоретическое исследование, моделирование и оптимизация когерентных эффектов отклонения протонов при энергиях 7 и 50 ТэВ, предложена и разработана двойная система коллимации Будущего кольцевого коллайдера.

Соискатель предсказал теоретически и с помощью моделирования новые эффекты пиков деканализирования и квазиканализирования в угловом распределении пучка, прошедшего через изогнутый кристалл, построил теоретическую модель этих эффектов и сформулировал условия для их экспериментального обнаружения. В ходе сотрудничества с коллаборацией E-212, работающей на ускорительном комплексе SLAC, соискатель предложил интерпретацию экспериментальных данных и провел моделирование эксперимента по обнаружению пиков квазиканализирования при отклонении электронов и позитронов с энергией 20.35 ГэВ на ускорительном комплексе SLAC.

В программе CRYSTAL использована модель кулоновского рассеяния, предложенная научным руководителем профессором, доктором физ.-мат. наук В.В. Тихомировым.

Разработка инновационного кристаллического холдера, позволяющего изменять радиус кривизны кристалла внутри вакуумной камеры, а также производство ультракоротких изогнутых кристаллов кремния и германия толщиной 15 мкм была проведена группой университета г. Феррары, Италия и лаборатории INFN Леньяро, Италия, при непосредственном участии профессора D. De Salvador и доктора A. Mazzolari. Эксперименты на микротроне МАМИ проводились при непосредственном участии групп университета г. Феррары и лаборатории INFN Леньяро, в частности доктора L. Bandiera, профессора D. De Salvador и магистрантки C. Durighello, которые занимались подготовкой экспериментального оборудования к монтажу и процессом снятия экспериментальных данных. Организацию работы на микротроне МАМИ и монтаж оборудования в вакуумную камеру обеспечивали доктор W. Lauth и магистрант P. Klag из института ядерной физики университета имени И. Гутенберга г. Майнц, Германия.

Эксперимент по обнаружению пиков квазиканализирования в угловом распределении пучка, отклоненного изогнутым кристаллом, на ускорительном комплексе SLAC проводился коллаборацией E-212 под руководством профессора U. I. Uggerhøj. Изогнутый кристалл кремния толщиной 60 мкм был

произведен группой университета г. Феррары при непосредственном участии доктора А. Mazzolari.

Группой университета г. Феррары руководил профессор V. Guidi. Он осуществлял руководство А.И. Сытовым во время его стажировок в университете г. Феррара.

Апробация результатов диссертации

Изложенные в настоящей диссертации результаты исследований были представлены на двенадцати международных конференциях: 44th Intern. Tulinov Conf. on Physics of Charged Particles Interaction with crystals (27-29 мая 2014, Москва, Россия; 64th Intern. Conf. NUCLEUS 2014 (1-4 июля 2014, Минск, Беларусь); 6th Intern. Conf. “Charged & Neutral Particles Channeling Phenomena – Channeling 2014” (6-10 октября 2014, Капри, Италия); the XIII-th International School-Conference “The actual problems of microworld physics” (27 июня – 7 августа 2015, Гомель, Беларусь); V Конгресс физиков Беларуси (28-30 октября 2015, Минск, Беларусь); “Problems in Physics of Fundamental Interactions – theory, phenomenology, experiment (ProFi-2015)” (19-20 ноября 2015, Гомель, Беларусь); The second Annual Meeting of the Future Circular Collider Study, FCCWEEK 2016 (11-15 апреля 2016, Рим, Италия); 5th International Conference “Engineering of Scintillation Materials and Radiation Technologies” (ISMART 2016) (26-30 сентября 2016, Минск, Беларусь); 7th Intern. Conf. “Charged & Neutral Particles Channeling Phenomena – Channeling 2016” (25-30 сентября 2016, Sirmione-Desenzano del Garda, Италия); The Third Annual Meeting of the Future Circular Collider Study “FCCWEEK 2017” (29 мая – 2 июня 2017, Берлин, Германия); The XII International Symposium “Radiation from Relativistic Electrons in Periodic Structures” RREPS-17 (18-22 сентября 2017, DESY, Гамбург, Германия); The Workshop “Periodically Bent Crystals for Crystalline Undulators” and HORIZON 2020 RISE-PEARL Mid-Term Review Meeting (23-25 октября 2017, Феррара, Италия); на семинаре LHC Collimation Upgrade meeting (16 августа 2013, ЦЕРН, Франция), в выступлениях во время участия в летних стажировках Summer Internship on Physics of Accelerators and Related Technology for International Students (PARTI) (Национальная лаборатория имени Ферми, США, 25 июня – 31 августа 2012) и CERN Summer Student Program 2013 (1 июля – 23 августа 2013, ЦЕРН, Женева, Швейцария), в стажировках в университете г. Феррара (1 ноября 2014 – 31 октября 2015, 1 ноября 2015 – 31 октября 2016, 1 ноября 2016 – 31 августа 2017), а также в стажировке в MBN Research Center (26 июня – 31 июля 2017, Франкфурт-на-Майне, Германия) в рамках участия в европейском проекте

H2020-MSCA-RISE-2015, PEARL (GA no. 690991).

Опубликованность результатов диссертации

Результаты соискателя, полученные в соавторстве с другими членами научного коллектива, опубликованы в шести международных реферируемых журналах, а также в одном реферируемом журнале без соавторов. Общий объем опубликованного материала составляет xxx авторского листа, из них в реферируемых изданиях – xxx авторского листа и xxx авторского листа – остальные публикации.

Структура и объем диссертации

Диссертация написана на русском языке, включает в себя оглавление, введение, общую характеристику работы, четыре главы (включая разделы и подразделы), заключение, библиографический список и приложения. Полный объем диссертации составляет xxx страниц, включая xxx рисунков на страницах, xxx таблиц на xxx страницах. Библиографический список включает xxx использованных источников на xxx страницах и xxx публикаций соискателя на xxx страницах.

ГЛАВА 1

КОГЕРЕНТНЫЕ ЭФФЕКТЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С КРИСТАЛЛОМ

1.1 Введение в эффект каналирования

Каналирование [4, 57, 58, 59, 60, 61, 62, 63, 64, 65] – эффект проникновения заряженных частиц через монокристалл параллельно его атомным осям или плоскостям, как показано на рисунке 1.1. Принципиальная идея эффекта заключается в следующем. Если заряженные частицы движутся вдоль осей или плоскостей кристаллов, они взаимодействуют с атомными плоскостями или цепочками как с единым целым, представляя собой когерентное взаимодействие с кристаллической решеткой, в то время как события некогерентного кулоновского рассеяния подавляются. Другими словами, заряженные частицы распространяются в поле атомных плоскостей или осей со значительно более низким “сопротивлением”, чем в аморфных средах.

Рисунок 1.1 качественно иллюстрирует также условие возникновения эффекта каналирования. Это возможно, только если угол падения заряженной частицы ниже ее предельного значения – так называемого критического угла каналирования или угла Линдхарда [4]. Кроме того, можно заметить колебательный характер движения каналирующих частиц, которые последовательно отражаются от плоскостей или осей кристалла. Эта особенность приводит к большому числу когерентных эффектов отклонений и отражений. На такое движение можно повлиять, изменив ориентацию кристалла и, следовательно, выбрав различные атомные плоскости или оси для использования когерентных эффектов. Более того, поскольку атомные поля в кристаллической решетке могут превышать сотни ГэВ/см, чего невозможно достичь с помощью существующих технологий с использованием электрических или магнитных дефлекторов, когерентные эффекты в кристаллах дают уникальные возможности для управления пучками заряженных частиц. Более того, отклонение заряженных частиц в таком сильном электрическом поле сопровождается рентгеновским и γ -излучением [59, 63, 66, 67, 68, 69], что дает еще одно перспективное применение изогнутых кристаллов.

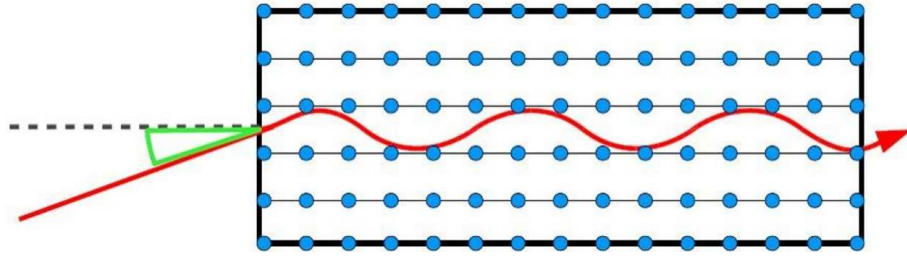


Рисунок 1.1. – Иллюстративное изображение эффекта каналирования

1.1.1 Усредненный атомный потенциал

Первая теоретическая модель эффекта каналирования была предложена Йенсом Линдхардом [4]. Его основная идея заключалась в применении приближения усредненного атомного потенциала. Другими словами, если заряженная частица входит в кристалл под довольно малым углом по отношению к кристаллической плоскости или оси, можно заменить суммарные атомные потенциалы усредненным атомным потенциалом, представляя собой когерентное взаимодействие с атомной осью или плоскостью как единым целым. Позднее теория каналирования была изложена во многих обзорах и монографиях [57, 58, 59, 60, 61, 62, 63, 64, 65].

Потенциал атомной плоскости можно вычислить, используя потенциал одного атома $V(x, y, z)$ следующим образом (в случае монокристалла):

$$V_{pl}(x) = Nd_{pl} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} V(x, y, z) dy dz, \quad (1.1)$$

где z – продольная координата,

y – поперечная координата, по которой выполняется интегрирование,

x – другая поперечная координата, ортогональная плоскости,

d_{pl} – среднее межплоскостное расстояние,

N – концентрация атомов.

Межплоскостной потенциал можно рассчитать как сумму (1.1) для разных плоскостей. Поскольку в кристаллической решетке существует периодическая структура, межплоскостной потенциал можно записать следующим образом¹:

$$U_{pl}(x) = \sum_{i=-\infty}^{\infty} \sum_{j=1}^{N_{pl}} V_{pl}(x + id_{pl} j), \quad (1.2)$$

в котором первое суммирование проводится по номеру плоскости, а второе – по числу различных межплоскостных расстояний, и

¹Иногда межплоскостной потенциал будет обозначаться как $U(x)$ – только для плоскостного случая.

где $d_{pl j}$ – межплоскостное расстояние,
 N_{pl} – общее число межплоскостных расстояний,
 $d_{pl} = \sum_{j=1}^{N_{pl}} d_{pl j} / N_{pl}$ – для не эквидистантных плоскостей²,
 $N_{pl} = 1$, $d_{pl} = d_{pl 1}$ – для эквидистантных плоскостей.

Обычно бесконечную сумму можно ограничить суммой до нескольких соседних атомных плоскостей. Чтобы вычислить потенциал на границе кристалла в (1.2), нужно заменить один знак бесконечности на 0.

Потенциал атомной цепочки можно вычислить, используя потенциал одного атома $V(x, y, z)$ следующим образом:

$$V_{ax}(x, y) = \frac{1}{d_{at}} \int_{-\infty}^{\infty} V(x, y, z) dz, \quad (1.3)$$

где z – продольная координата, по которой выполняется интегрирование,
 d_{at} – среднее расстояние между атомами в атомной цепочке.

Межосевой потенциал можно найти как сумму потенциалов атомных цепочек (обычно для достижения высокой точности уже достаточно суммы нескольких расположенных рядом атомных цепочек):

$$U_{ax}(x, y) = \sum_{i=-\infty}^{\infty} \sum_{j=-\infty}^{\infty} V_{ax}(x - x_{ax i}, y - y_{ax i}), \quad (1.4)$$

где $x_{ax i}$ и $y_{ax i}$ – координаты атомных цепочек.

В реальном кристалле необходимо учитывать также тепловые колебания атомов. Распределение тепловых колебаний в 3 измерениях представляет собой гауссово распределение:

$$w(x, y, z) = \frac{1}{(2\pi u_1^2)^{3/2}} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2 + z^2}{2u_1^2}\right), \quad (1.5)$$

где u_1 – амплитуда тепловых колебаний, равная для кремния при комнатной температуре 0.075 Å.

Потенциал плоскости или оси кристалла может быть усреднен по тепловым колебаниям с использованием соответственно одномерного или двумерного распределения последних:

$$w_{pl}(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi u_1^2}} \exp\left(-\frac{x^2}{2u_1^2}\right), \quad (1.6)$$

²В дальнейшем будет также использоваться суммарное межплоскостное расстояние $d_0 = d_{pl} N_{pl}$

$$w_{ax}(x) = \frac{1}{2\pi u_1^2} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2u_1^2}\right), \quad (1.7)$$

и может быть записан, как:

$$V_{pl0}(x) = \int_{-\infty}^{\infty} V_{pl}(x - \chi) w_{pl}(\chi) d\chi, \quad (1.8)$$

$$V_{ax0}(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} V_{ax}(x - \chi, y - v) w_{pl}(\chi, v) d\chi dv, \quad (1.9)$$

и может использоваться вместо $V_{pl}(x)$ и $V_{ax}(x, y)$ в (1.2, 1.4).

Простейшим приближением межплоскостного потенциала является гармоническое приближение:

$$U_{pl}(x) = \frac{4U_0 x^2}{d_{pl}^2}, \quad (1.10)$$

где U_0 – глубина потенциальной ямы.

И хотя такая аппроксимация очень грубая, она позволяет аналитически найти решение уравнения траектории.

Атомный потенциал обычно можно описать как экранированный кулоновский потенциал. Его можно записать в модели Томаса-Ферми [70] следующим образом:

$$V(r) = \frac{Zze^2}{r} \Phi_{sc}\left(\frac{r}{a_{TF}}\right), \quad (1.11)$$

где Φ_{sc} – функция экранирования,

$$r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2},$$

Z – атомный номер,

ze – заряд частиц, проходящей через кристалл,

$a_{TF} = (9\pi^2/128Z)^{1/3}a_0$ – радиус экранирования Томаса-Ферми,

a_0 – радиус Бора.

В зависимости от функции экранирования существуют различные аппроксимации атомного потенциала. Первый – потенциал Линдхарда [4], с функцией экранирования $\Phi_{sc}\left(\frac{r}{a_{TF}}\right) = 1 - \left(1 + \frac{3a_{TF}^2}{r^2}\right)^{-1/2}$. Соответствующий плоскостной потенциал можно записать следующим образом:

$$V_{pl}^L(x) = 2\pi N d_{pl} Z z e^2 (\sqrt{x^2 + 3a_{TF}^2} - x). \quad (1.12)$$

Другим приближением является потенциал Мольера [71, 72, 73] с функцией экранирования $\Phi_{sc}\left(\frac{r}{a_{TF}}\right) = \sum_{i=1}^3 \alpha_i \exp\left(-\frac{r\beta_i}{a_{TF}}\right)$, где $\alpha = (0.1, 0.55, 0.35)$

и $\beta = (6.0, 1.2, 0.3)$, и плоскостной потенциал имеет следующий вид:

$$V_{pl}^{Mol}(x) = 2\pi N d_{pl} Z z e^2 a_{TF} \sum_{i=1}^3 \frac{\alpha_i}{\beta_i} \exp\left(-\frac{r\beta_i}{a_{TF}}\right). \quad (1.13)$$

Аппроксимация Мольера для плоскостного потенциала, усредненного по тепловыми колебаниями, может быть написана аналитически следующим образом:

$$V_{pl0}^{Mol}(x) = 2\pi N d_{pl} Z z e^2 a_{TF} \sum_{i=1}^3 \frac{\alpha_i}{2\beta_i} \exp\left(\frac{\beta_i^2 u_1^2}{2a_{TF}^2}\right) \times \left[\exp\left(-\frac{x\beta_i}{a_{TF}}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{u_1\beta_i}{a_{TF}} - \frac{x}{u_1}\right)\right) + \exp\left(\frac{x\beta_i}{a_{TF}}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{u_1\beta_i}{a_{TF}} + \frac{x}{u_1}\right)\right) \right]. \quad (1.14)$$

Более реалистичным приближением, как и более простым с точки зрения аналитики является приближение Дойла-Тернера [74]:

$$V^{DT}(r) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} Z z e^2 a_0 \sum_i \frac{a_i}{B_i^{3/2}} \exp\left(-\frac{r^2}{B_i}\right), \quad (1.15)$$

где $B_i = b_i/4\pi^2$,

a_i and b_i – коэффициенты, которые могут быть измерены экспериментально с помощью рентгеноструктурного анализа.

Прямая связь с экспериментальными данными является основным преимуществом такого приближения. Существует ряд работ [75, 76, 77, 78, 79, 80], в которых указаны похожий результаты для коэффициентов.

Потенциал Дойла-Тернера (1.15) может быть усреднен тепловыми колебаниями (1.5):

$$V_0^{DT}(r) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} Z z e^2 a_0 \sum_i \frac{a_i}{(B_i + 2u_1^2)^{3/2}} \exp\left(-\frac{r^2}{B_i + 2u_1^2}\right). \quad (1.16)$$

Соответствующий плоскостной и осевой потенциал Дойля-Тернера можно записать соответственно как:

$$V_{pl0}^{DT}(x) = 2\sqrt{\pi} N d_{pl} Z z e^2 a_0 \sum_i \frac{a_i}{\sqrt{B_i + 2u_1^2}} \exp\left(-\frac{x^2}{B_i + 2u_1^2}\right); \quad (1.17)$$

$$V_{ax0}^{DT}(x, y) = \frac{2}{d_{at}} Z z e^2 a_0 \sum_i \frac{a_i}{B_i + 2u_1^2} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{B_i + 2u_1^2}\right). \quad (1.18)$$

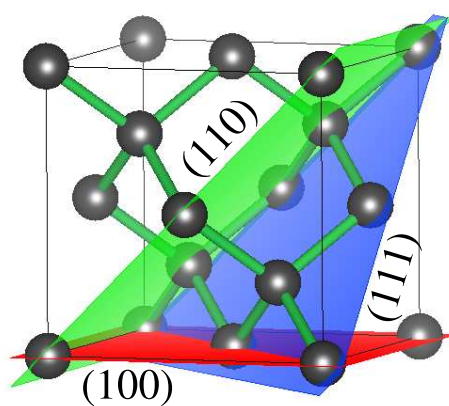


Рисунок 1.2. – Кристаллическая решетка типа алмаза

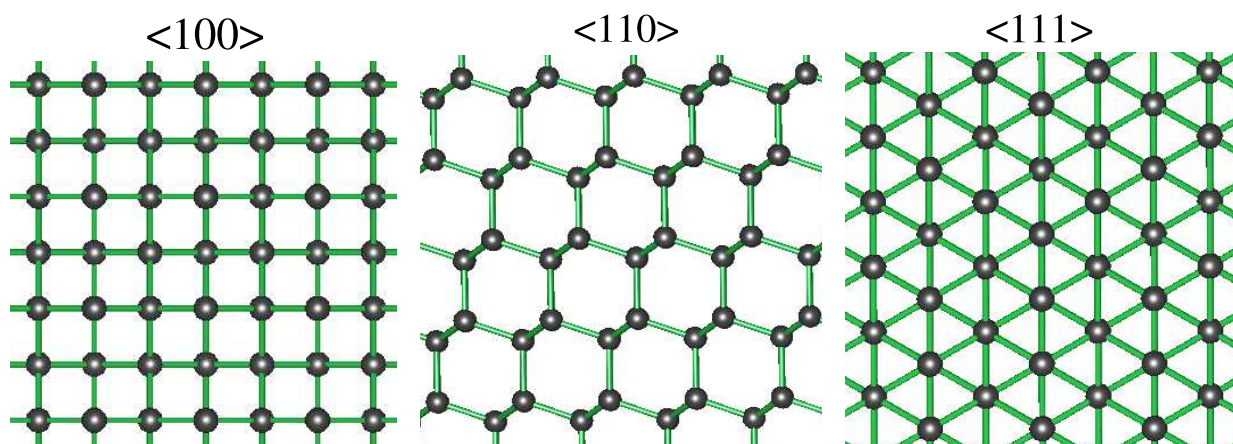


Рисунок 1.3. – Ориентация кристалла вдоль осей $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ and $\langle 111 \rangle$ кристаллическая решетка типа алмаза

Материалы алмазоподобной кристаллической решетки, а именно C, Si, Ge, широко используются в экспериментах. Структура такой решетки представляет собой две гранецентрированные кубические решетки, сдвинутые друг относительно друга вдоль главной диагонали куба на одну четверть ее длины [81, 82, 83]. Эта решетка представлена на рисунке 1.2. Широко используются несколько плоскостей и осей: $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$, $\langle 111 \rangle$ и (100), (110) и (111). Плоскости (100), (110) и (111) отмечены на рисунке 1.2, а направление вдоль осей $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$, $\langle 111 \rangle$ показано на рисунке 1.3. Межплоскостные расстояния для плоскостей кристалла, а также межатомные расстояния для осей кристалла (как формулы, так и значения для Si и Ge) представлены в таблице 1.1.

Сравнение различных плоскостных потенциалов показано на рисунке 1.4 для плоскостей кремния (100), (110) и (111) при комнатной температуре. В дальнейшем использовались коэффициенты потенциала Дойля-Тернера взятые из работы [78]. Можно заметить, что в отличие от плоскостей (100) и (110) плоскости (111) не эквидистантны. Можно также заметить сглаженный мак-

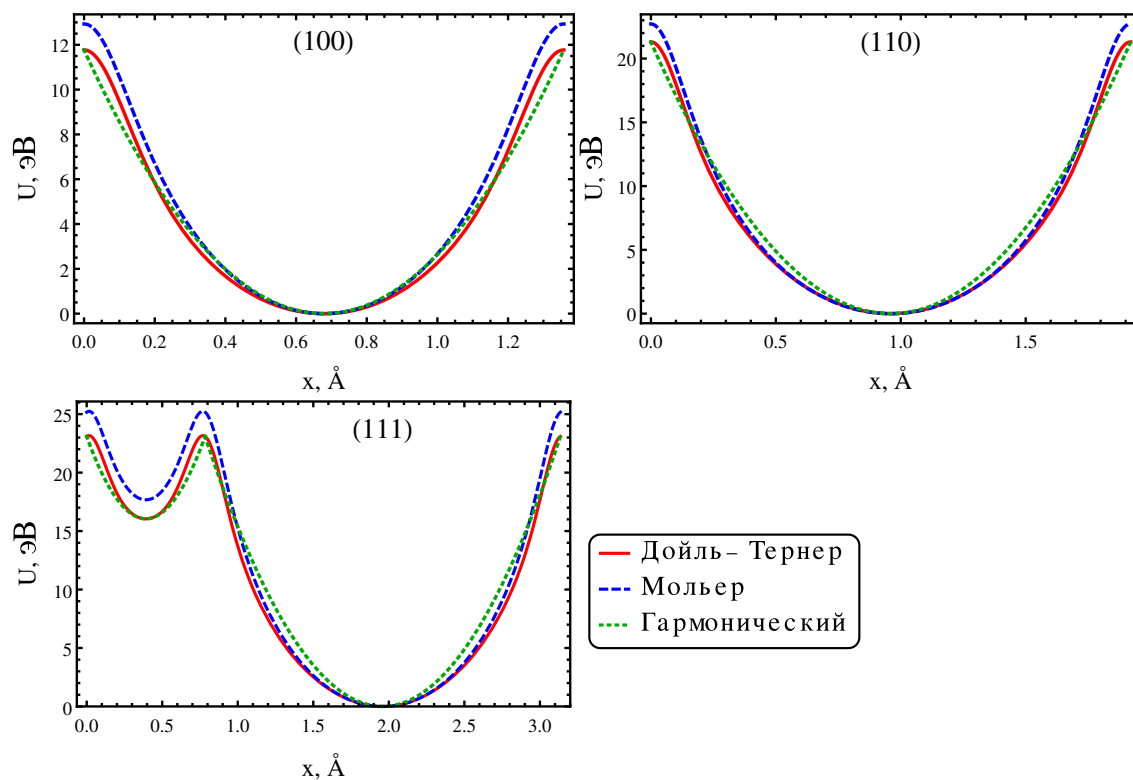


Рисунок 1.4. – Межплоскостной потенциал Дойля-Тернера, Мольера и гармонический потенциал для положительно заряженных частиц для плоскостей кремния (100), (110) и (111)

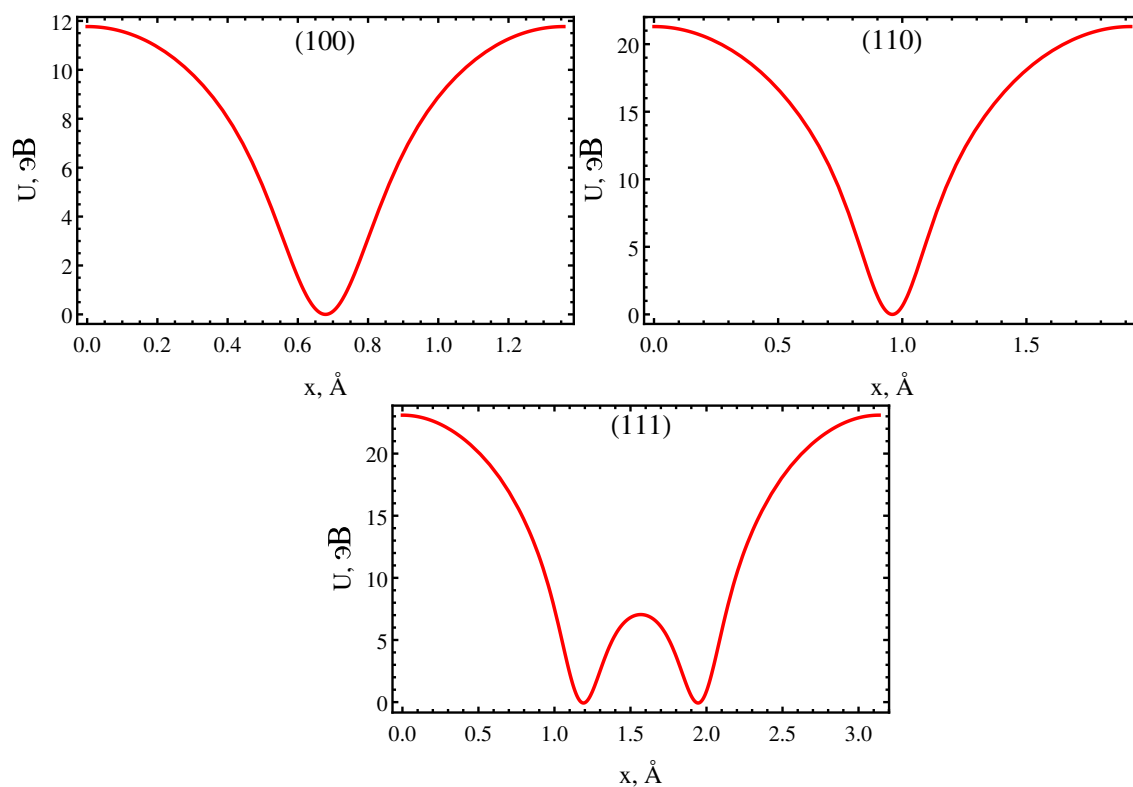


Рисунок 1.5. – Межплоскостной потенциал Дойля-Тернера для отрицательно заряженных частиц для плоскостей кремния (100), (110) и (111)

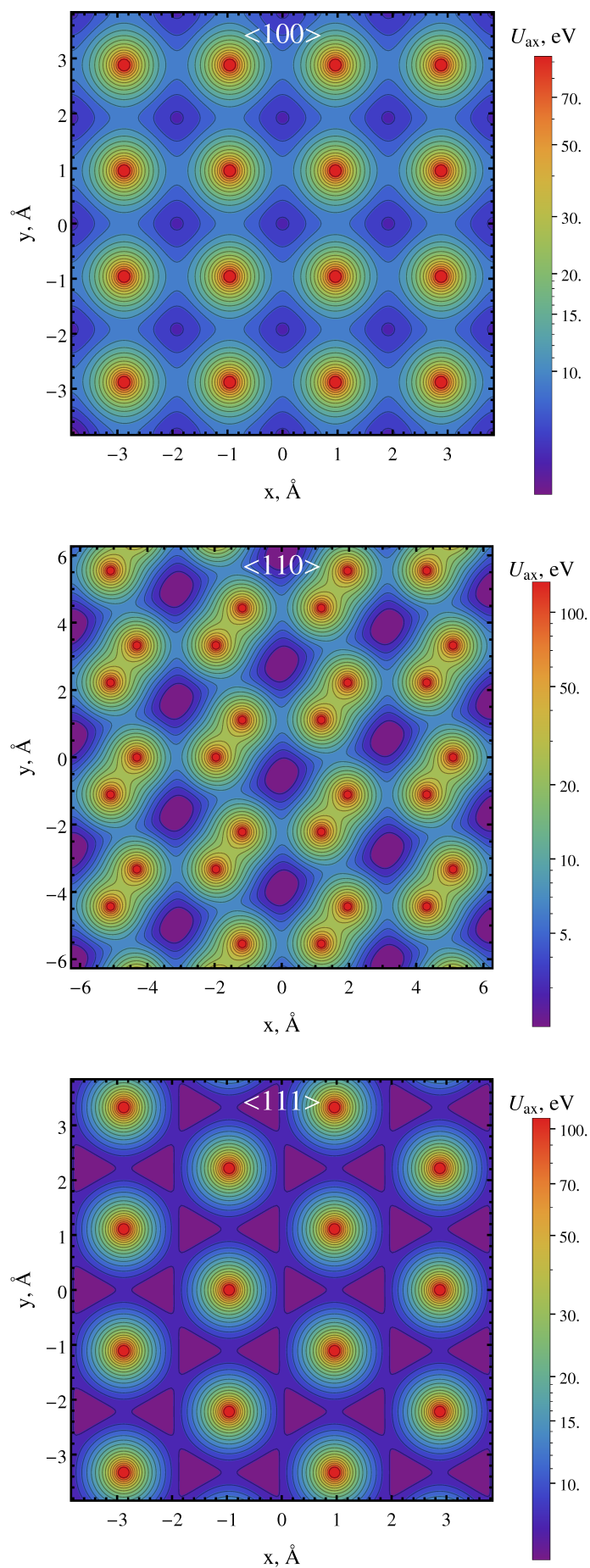


Рисунок 1.6. – Межосевой потенциал Дойля-Тернера для положительно заряженных частиц для осей кремния $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ and $\langle 111 \rangle$

Таблица 1.1. – Параметры кристаллической решетки типа алмаза

Материал	Постоянная решетки, Å	i	$d_{pl\ i}, \text{Å}$ (100)	$d_{pl\ i}, \text{Å}$ (110)	$d_{pl\ i}, \text{Å}$ (111)	$d_{at\ i}, \text{Å}$ <100>	$d_{at\ i}, \text{Å}$ <110>	$d_{at\ i}, \text{Å}$ <111>
	a	1	$a/4$	$a/2\sqrt{2}$	$a\sqrt{3}/4$	a	$a/\sqrt{2}$	$3a\sqrt{3}/4$
		2			$a/4\sqrt{3}$			$a\sqrt{3}/4$
Si	5.43	1	1.36	1.92	0.78	5.43	3.84	2.35
		2			2.35			7.05
Ge	5.66	1	1.42	2.00	0.82	5.66	4.00	2.45
		2			2.45			7.35

симум, вызванный тепловыми колебаниями. Такие потенциалы справедливы для положительных частиц, тогда как для отрицательных они перевернуты, как показано на рисунке 1.5.

Потенциалы Дойла-Тернера для <100>, <110>, <111> (для положительных частиц) показаны на рисунке 1.6. На этом рисунке можно также наблюдать структуру расположения атомных цепочек.

1.1.2 Плоскостное каналирование

Как уже упоминалось выше, если частица попадает в изогнутый кристалл при достаточно малом угле по отношению к его атомной оси или плоскости, она будет захвачена в режим каналирования. С точки зрения потенциала, показанного на рисунках 1.4-1.6, это означает подбарьерное движение, где нижняя часть потенциала представляет собой *канал*.

Движение при каналировании может быть рассмотрено при помощи двух различных подходов, а именно с использованием классической и квантовой механикой. Выбор зависит как от типа частицы, так и от ее энергии, а также от количества квантовых уровней внутри канала. Число уровней N_{qm} для плоскостного каналирования можно оценить по следующей формуле [63]:

$$N_{qm} \sim \frac{d_{pl}}{\lambda_c} \sqrt{\frac{EU_0}{m^2}}, \quad (1.19)$$

где E – энергия частицы,

m – ее масса,

λ_c – приведенная комптоновская длина волны.

Если выполнено условие $N_{qm} \gg 1$, то – применим классический подход.

Для легких частиц, а именно для электронов и позитронов, можно применить классические уравнения, начиная с энергий ~ 100 МэВ, являющихся ультрарелятивистскими. С другой стороны, для протонов и тяжелых ионов можно применить классический подход даже при энергиях несколько МэВ, т. е. нерелятивистские частицы. Поскольку результаты этой работы касаются только ультрарелятивистских энергий, начиная с энергий порядка ГэВ для электронов и от $\sim 10^2$ ГэВ для протонов, можно предположить, что классический подход всегда справедлив во всех случаях, рассмотренных ниже. Квантовый подход описан более подробно, например, в следующих работах: [57, 59, 61, 63, 64]. Также излучение, генерируемое заряженной частицей, движущейся в кристалле, хорошо изложено в работах [59, 63, 64, 66, 67, 68, 69].

Чтобы сформулировать уравнения движения, нужно записать полную энергию частицы для случая атомных плоскостей:

$$E = \sqrt{p_x^2 c^2 + p_y^2 c^2 + p_z^2 c^2 + m^2 c^4} + U_{pl}(x) = const, \quad (1.20)$$

где p_x , p_y и p_z – компоненты импульса частиц,
 c – скорости света.

y -компонента, параллельная плоскости, может быть включена в продольную z -компоненту. Так как условие $p_x \ll p_z$ всегда справедливо для каналирующих частиц (достаточно сравнить максимальное значение потенциала в десятки эВ с энергией частиц), можно переписать выражение (1.20) как:

$$E = p_x^2 c^2 / E_z + E_z + U_{pl}(x) = const, \quad (1.21)$$

где $E_z = \sqrt{p_z^2 c^2 + m^2 c^4}$ – продольная энергия, в то время как

$$\epsilon = p_x^2 c^2 / E_z + U_{pl}(x) \quad (1.22)$$

является так называемой поперечной энергией. Предполагая $p \approx p_z$ и $E \approx E_z$, а также используя $p_x = p_z \theta_x$, где θ – угол частицы по отношению к плоскости кристалла и $E = p c^2 / v$, можно также переписать (1.22) следующим образом:

$$\epsilon = \frac{pv}{2} \theta^2 + U_{pl}(x) = const. \quad (1.23)$$

Предположим, что ϵ сохраняется, как уже отмечено в (1.23). Прежде чем рассчитать траекторию, можно найти условие захвата частицы в режим каналирования, а именно $\epsilon \leq U_0$. Это условие можно записать для угла падения как:

$$\theta < \theta_L = \sqrt{\frac{2U_0}{pv}}, \quad (1.24)$$

где θ_L – критический угол каналирования или угол *Линдхарда*.

Траектория может быть рассчитана при помощи (1.23) и $\theta_x = \frac{dx}{dz}$:

$$z(x) = \int_{x_0}^x \frac{\sqrt{pv} d\chi}{\sqrt{2(\epsilon - U_{pl}(\chi))}}, \quad (1.25)$$

где x_0 – начальная поперечная координата, а начальная продольная координата равна 0.

Так как пока не было сделано никаких предположений о подбарьерном движении, уравнение (1.25) справедливо и для надбарьерного движения.

Уравнение траектории можно записать, если найти производную по z уравнения (1.23):

$$\frac{d^2x}{dz^2} + \frac{U'_{pl}(x)}{pv} = 0. \quad (1.26)$$

где $U'_{pl}(x)$ – межплоскостное электростатическое поле.

$U'_{pl}(x)$ изображено на рисунке 1.7 для плоскостей (110) и (111) как для кремния, так и для германия. Можно заметить, что в целом электростатическое поле для германия значительно выше, чем для кремния. Более высокое электрическое поле является перспективным и для отклонения частиц, поскольку возможны более высокие углы отклонения, и для генерации излучения. Как будет показано ниже, процесс отклонения более эффективен для материалов с высоким значением Z при более высоких энергиях сотен ГэВ, а при более низких энергиях влияние рассеяния снижает эффективность.

Для гармонического приближения потенциала (1.10) можно найти аналитическое решение этого уравнения:

$$x = \frac{d_{pl}}{2} \sqrt{\frac{\epsilon}{U_0}} \sin\left(2\pi \frac{z}{\lambda} + \varphi_0\right); \quad (1.27)$$

$$\theta = \sqrt{\frac{2\epsilon}{U_0}} \cos\left(2\pi \frac{z}{\lambda} + \varphi_0\right), \quad (1.28)$$

где φ_0 – начальная фаза, зависящая найдена из начальных условий, а

$$\lambda = \pi d_{pl} \sqrt{\frac{pv}{2U_0}} \quad (1.29)$$

есть длина волны колебания частиц в режиме каналирования, которая обыч-

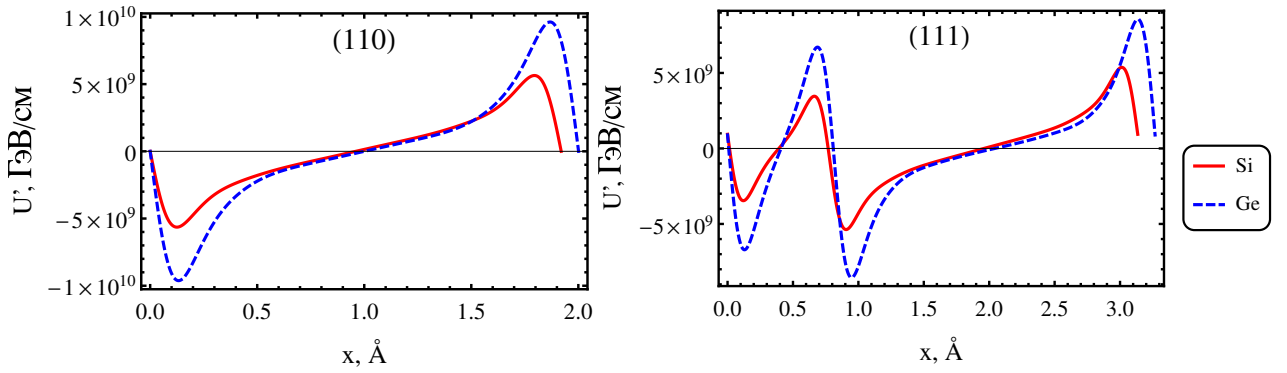


Рисунок 1.7. – Межплоскостное электростатическое поле для кремниевых (сплошная кривая) и германиевых (штрихованная кривая) кристаллов для плоскостей (110) (слева) и (111) (справа) в приближении Дойла-Тернера

но является хорошей оценкой для реального случая. Другими словами, частица в условиях плоскостного каналирования совершает колебания, называемые *колебаниями частиц в режиме плоскостного каналирования*. Такие колебания также возможны для надбарьерного движения совершаемого при все еще малых углах по отношению к плоскостям кристалла. Эти колебания называются *колебаниями частиц в режиме плоскостного квазиканалирования*, а также такой режим надбарьерного движения называется *квазиканалированием*.

1.1.3 Осевое каналирование

Когда кристалл ориентирован вдоль кристаллических осей, заряженные частицы будут двигаться в их потенциале, изображенном на рисунке 1.6. Однако поведение заряженных частиц разного знака различно. В отличие от плоскостного случая, указанного на рисунках 1.4-1.5, в осевом случае глубина потенциальной ямы различна. В случае положительно заряженных частиц она очень мала, а именно, несколько эВ, несмотря на максимум потенциала, составляющего порядка 10^2 эВ. Поскольку вероятность захвата в условия каналирования очень мала, такой режим называется гиперканалированием [84]. Оставшаяся часть частиц будет свободно перемещаться в поперечном направлении, иногда испытывая рассеяние на атомных цепочках. Отрицательно заряженные частицы могут быть захвачены в условия осевого каналирования глубокими потенциальными ямами, являющимися максимумами потенциала для положительно заряженных частиц.

Помимо поперечной энергии поперечное движение в межосевом потенциале характеризуется угловым моментом L . Угол θ падения частиц по отношению к оси кристалла может быть разложена [85] на радиальную

$\theta_r = dr/dz$ и азимутальную $\theta_\varphi = rd\varphi/dz$ компоненты: $\theta^2 = \theta_r^2 + \theta_\varphi^2$, где $r^2 = x^2 + y^2$ – радиальная координата. Сохраняющийся момент импульса имеет вид $L = p\theta_\varphi r = pr^2 d\varphi/dz$. Следовательно, поперечная энергия (1.23) может быть записана как:

$$\epsilon = \frac{pv}{2}\theta^2 + U_{ax}(r) = \frac{pv}{2}\left(\frac{dr}{dz}\right)^2 + \frac{L^2}{2m\gamma r^2} + U_{ax}(r) = const, \quad (1.30)$$

где $p = \gamma mv$ – импульс частицы,
 γ – Лоренц-фактор.

Можно заметить, что здесь принято предположение о радиальной симметрии потенциала $U_{ax}(r)$. По аналогии с плоскостным случаем (1.25) траектория частицы может быть рассчитана следующим образом:

$$z(r) = \int_{r_0}^r \frac{\sqrt{pvd\rho}}{\sqrt{2(\epsilon - U_{pl}(\rho)) - \frac{L^2}{2m\gamma\rho^2}}}. \quad (1.31)$$

Учитывая $d\varphi = dzL/pr^2$, можно также записать траекторию в поперечной плоскости:

$$\varphi(r) = \int_{r_0}^r \frac{L/\sqrt{m\gamma}\rho^2 d\rho}{\sqrt{2(\epsilon - U_{pl}(\rho)) - \frac{L^2}{2m\gamma\rho^2}}}. \quad (1.32)$$

Однако в реальной ситуации необходимо учитывать, что симметрия межоосового поля не является радиальной. Поэтому можно перейти к декартовой системе координат, в которой $\theta^2 = \theta_x^2 + \theta_y^2$, $\theta_x = dx/dz$, $\theta_y = dy/dz$ и уравнение (1.30) можно переписать как:

$$\epsilon = \frac{pv}{2}\theta^2 + U_{ax}(x, y) = \frac{pv}{2}(\theta_x^2 + \theta_y^2) + U_{ax}(x, y) = const. \quad (1.33)$$

Дифференцирование по z дает систему уравнений, аналогичную (1.26):

$$\begin{cases} \frac{d^2x}{dz^2} + \frac{U'_{ax} x}{pv} = 0; \\ \frac{d^2y}{dz^2} + \frac{U'_{ax} y}{pv} = 0. \end{cases} \quad (1.34)$$

Угол Линдхарда для осевого каналирования можно найти аналогично плоскостному случаю как

$$\theta_{Lax} = \sqrt{\frac{2U_{0ax}}{pv}}, \quad (1.35)$$

где U_{0ax} – глубина потенциальной ямы осевого канала.

Так как максимальное значение осевого потенциала выше, чем у плоскостного примерно в 5 раз, то осевой угол Линдхарда для отрицательно заряженных частиц в 2-3 раза выше плоскостного. Другими словами, атомные цепочки обладают более сильным электростатическим полем, чем у плоскостей, что потенциально обеспечивает более сильное отклонение, а также более интенсивное излучение. Для положительно заряженных частиц угол Линдхарда в несколько раз меньше. Тем не менее сила электростатического поля по модулю одинакова, поэтому возможности для отклонения и излучения справедливы и для положительно заряженных частиц.

1.1.4 Многократное и однократное рассеяние

Некогерентное рассеяние на ядрах и электронах может нарушить закон сохранения поперечной энергии (1.23, 1.30, 1.33) и изменить траекторию частиц.

Существует несколько видов некогерентного рассеяния в кристаллической среде:

- 1) кулоновское рассеяние;
- 2) ядерное упругое (отсутствие потери частицы, отсутствие потерь энергии);
- 3) ядерное квазиупругое (без потери частицы, с потерей энергии и распадом ядра, на котором происходит рассеяние);
- 4) ядерное неупругое (с потерей частицы, распадом ядра, на котором происходит рассеяние).

Первый тип рассеяния – кулоновское рассеяние. Частица может быть рассеяна экранированным атомным потенциалом как единым целым или одним электроном, что вызывает ионизационные потери энергии. Кулоновское рассеяние на атоме может быть смоделировано при помощи хорошо установленного поперечного сечения экранированного атома [71, 86, 87], основанного на потенциале Юкавы:

$$\frac{d\sigma_C}{d\Omega} = 4 \frac{z^2 Z^2 e^4}{p^2 v^2} \frac{1}{(\vartheta^2 + \vartheta_1^2)^2}, \quad (1.36)$$

где $\vartheta_1 = \hbar \sqrt{1.13 + 3.76(zZe^2/\hbar v)}/(pa_{TF})$ – так называемый характеристический угол рассеяния [71, 86],

$d\Omega$ – элемент телесного угла.

Используя это поперечное сечение и принимая во внимание $d\Omega = \vartheta d\vartheta d\varphi$,

можно найти ср. кв. угол многократного рассеяния в материале толщиной Δz . Однако следует учесть, что в кристалле сечение рассеяния делится на когерентную и некогерентную часть [66, 88]:

$$\frac{d\sigma_C}{d\Omega} = \frac{d\sigma_C}{d\Omega_{inc}} + \frac{d\sigma_C}{d\Omega_{coh}}, \quad (1.37)$$

где некогерентная часть может быть выражена из (1.36) с использованием фактора Дебая-Валлера $\exp(-p^2\vartheta^2u_1^2)$:

$$\frac{d\sigma_C}{d\Omega_{inc}} = \frac{d\sigma_C}{d\Omega} (1 - \exp(-p^2\vartheta^2u_1^2)). \quad (1.38)$$

Таким образом ср. кв. угол многократного рассеяния можно записать в виде:

$$\langle \vartheta_{Cms}^2 \rangle = \langle n_N \rangle \Delta z \int_0^{\vartheta_2} \int_0^{2\pi} \frac{d\sigma_C}{d\Omega} (1 - \exp(-p^2\vartheta^2u_1^2)) d\varphi \vartheta^3 d\vartheta, \quad (1.39)$$

где $\langle n_N \rangle$ – средняя ядерная плотность вдоль элемента траектории, Δz – элемент траектории.

Прямые вычисления приводят к следующему уравнению:

$$\langle \vartheta_{Cms}^2 \rangle = 4\pi \langle n_N \rangle \Delta z \left(\frac{zZe^2}{pv} \right)^2 \left[\ln \left(1 + \left(\frac{\vartheta_2}{\vartheta_1} \right)^2 \right) + (1 + p^2\vartheta_1^2u_1^2) \times \right. \\ \left. \exp(p^2\vartheta_1^2u_1^2) (E_1(p^2(\vartheta_1^2 + \vartheta_2^2)u_1^2) - E_1(p^2\vartheta_1^2u_1^2)) + \frac{1 - \exp(-p^2\vartheta_2^2u_1^2)}{1 + \left(\frac{\vartheta_2}{\vartheta_1} \right)^2} \right], \quad (1.40)$$

где $E_1(x) = \int_x^\infty \exp(-t)dt/t$ – интегральная показательная функция, ϑ_2 – угол, ограничивающий многократное рассеяние.

Действительно, согласно Мольеру [71, 86], распределение рассеяния обладает почти гауссовой формой только в центре (в нулевом приближении), и имеет длинные негауссовы хвосты. Поэтому однократные события рассеяния на атоме следует рассматривать отдельно: [62, 69, 88, 89, 90, 91, 92] согласно (1.36, 1.38).

Любой тип событий одиночного рассеяния определяется длиной рассеяния L_{sc} , то есть длиной, используемой в показателе экспоненциальной функции распределения вероятности рассеяния:

$$F_{sc}(s) = \exp(-s/L_{sc}), \quad (1.41)$$

где s – угол, обозначает пройденное расстояние.

Любая длина рассеяния может быть рассчитана с использованием сечения такого события σ_{sc} и плотности ядра, усредненной по траектории:

$$L_{sc} = 1 / \langle n_N \rangle \sigma_{sc}. \quad (1.42)$$

Сечение одиночного кулоновского рассеяния на атоме можно вычислить путем интегрирования (1.36):

$$\sigma_{C_{ss}} = 2\pi \int_{\vartheta_2}^{\vartheta_{max}} \frac{d\sigma_C}{d\Omega} \vartheta d\vartheta = 4\pi \left(\frac{zZe^2}{pv} \right)^2 \left(\frac{1}{\vartheta_1^2 + \vartheta_2^2} - \frac{1}{\vartheta_1^2 + \vartheta_{max}^2} \right), \quad (1.43)$$

где $\vartheta_{max} = \hbar/pR_N$ – максимальный угол рассеяния, определяемый радиусом ядра R_N , обеспечивающим длину следующего кулоновского однократного рассеяния как:

$$L_{C_{ss}} = 1 / \left(4\pi \langle n_N \rangle \left(\frac{zZe^2}{pv} \right)^2 \left(\frac{1}{\vartheta_1^2 + \vartheta_2^2} - \frac{1}{\vartheta_1^2 + \vartheta_{max}^2} \right) \right). \quad (1.44)$$

Другим типом однократного рассеяния является рассеяние на электронах. Его поперечное сечение представлено “обычным” сечением Резерфорда [93]:

$$\frac{d\sigma_{Ce}}{d\Omega} = 4 \frac{z^2 e^4}{p^2 v^2} \frac{1}{\vartheta^4}. \quad (1.45)$$

Однако основным параметром, определяющим рассеяние на электронах, является кинетическая энергия, переносимая на электрон $T_e = p^2 \vartheta^2 / 2m_e$, где m_e – масса электрона. Поэтому для того, чтобы найти поперечное сечение электрона, нужно использовать формулу, аналогичную (1.43) и заменить под интегралом ϑ на T :

$$\sigma_{ess} = \int_{T_{min}}^{T_{max}} \frac{d\sigma_{Ce}}{dT} dT = 4\pi \left(\frac{ze^2}{v} \right)^2 \left(\frac{1}{2mT_{min}} - \frac{1}{2mT_{max}} \right), \quad (1.46)$$

где $T_{max} = 2m_e(\gamma\beta)^2 / (1 + 2m_e\gamma/m + (m_e/m)^2)$ – максимальная энергия, которая может быть потеряна на ионизацию [94],

T_{min} – потенциал ионизации, который можно найти как энергию Ферми в точке рассеяния,

$$\beta = v/c.$$

Следовательно, длину следующего одиночного кулоновского рассеяния на

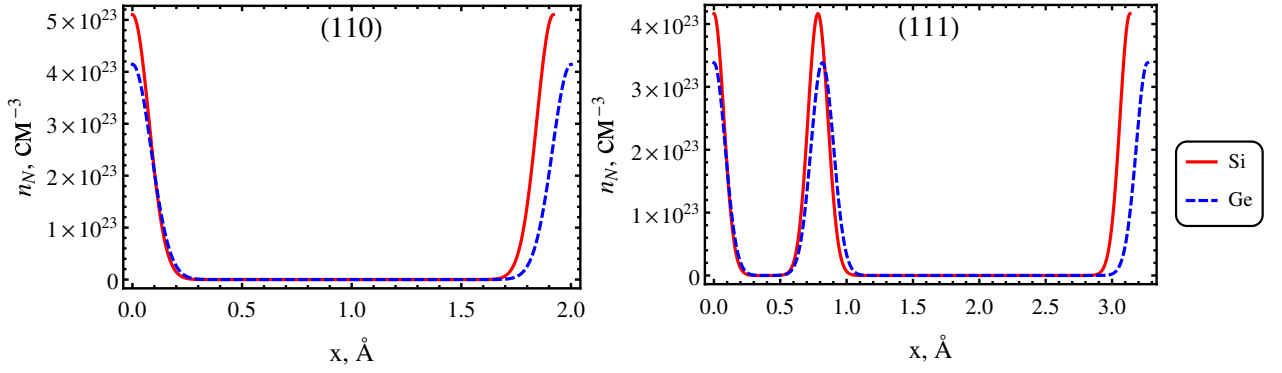


Рисунок 1.8. – Межплоскостная ядерная плотность для кристаллов кремния (сплошная кривая) и германия (штрихованная кривая) кристаллов для плоскостей (110) (слева) и (111) (справа)

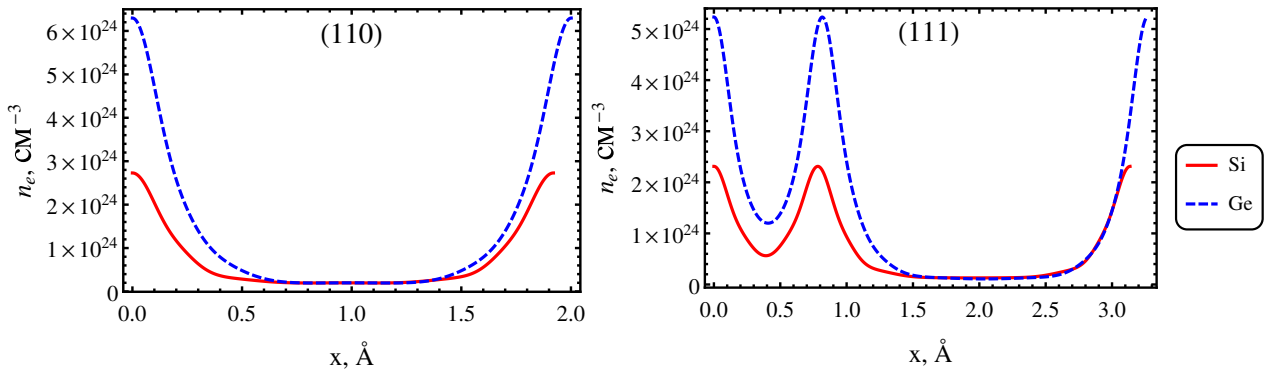


Рисунок 1.9. – Межплоскостная электронная плотность для кристаллов кремния (сплошная кривая) и германия (штрихованная кривая) кристаллов для плоскостей (110) (слева) и (111) (справа)

электроне можно вычислить аналогично (1.44):

$$L_{Ce} = 1 / \left(4\pi \langle n_e \rangle \left(\frac{ze^2}{v} \right)^2 \left(\frac{1}{2mT_{min}} - \frac{1}{2mT_{max}} \right) \right), \quad (1.47)$$

где $\langle n_e \rangle$ – усредненная электронная плотность вдоль траектории.

Ядерное рассеяние важно учитывать только при каналировании адронов (протонов, ионов). Характерная длина ядерного рассеяния L_{el} , L_{diff} , L_{inel} (упругого, дифракционного и неупругого, соответственно) почти не зависит от энергии и приведена в литературе [94] для любого типа материала. Нужно только пересчитать эту длину, учитывая атомную плотность вдоль траектории:

$$L_{sc} \langle n_N \rangle / N. \quad (1.48)$$

Поскольку все типы рассеяния зависят от распределения ядерной и электронной плотности, важно рассчитать их для рассмотренных выше каналов,

изображенных на рисунках 1.6,1.7. Ядерная плотность пропорциональна распределению тепловых колебаний (1.6-1.7):

$$n_{Npl}(x) = Nd_{pl}w_{pl}(x) = \frac{Nd_{pl}}{\sqrt{2\pi u_1^2}} \exp\left(-\frac{x^2}{2u_1^2}\right); \quad (1.49)$$

$$n_{Nax}(x, y) = w_{ax}(x, y)/d_{at} = \frac{1}{2\pi d_{at}u_1^2} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2u_1^2}\right). \quad (1.50)$$

Соответствующее распределение для плоскостей (110) и (111) для кристаллов Si и Ge показано на рисунке 1.8.

Распределение электронной плотности n_e можно найти, используя уравнение Пуассона $\Delta U = 4\pi e^2(n_e + Zn_N)$. Можно записать как межплоскостную n_{epl} , так и межосевую n_{eax} электростатическую плотность как

$$n_{epl}(x) = \frac{U_{pl}''(x)}{4\pi e^2} - Zn_{Npl}(x); \quad (1.51)$$

$$n_{eax}(x, y) = \frac{\Delta U_{ax}(x, y)}{4\pi e^2} - Zn_{Nax}(x, y). \quad (1.52)$$

Соответствующее распределение для плоскостей (110) и (111) для кристаллов Si и Ge показано на рисунке 1.9. Можно заметить, что плотность электронов для германия более чем в два раза выше, что приводит к большей вероятности однократного рассеяния на электронах для кремния.

1.1.5 Деканализирование

Рассеяние частиц, рассмотренное выше, может вызвать изменение поперечной энергии (1.23,1.33), которое выражается следующим образом:

$$\Delta\epsilon = \epsilon + \Delta\epsilon - \epsilon = \frac{pv}{2}(\theta + \vartheta)^2 - \frac{pv}{2}\theta^2 = pv\theta\vartheta + \frac{pv}{2}\vartheta^2. \quad (1.53)$$

Более того, изменение энергии может быть достаточно сильным, чтобы каналирующая частица стала надбарьерной. Этот процесс называется *деканализированием* [4, 57, 58, 59, 60, 61, 62, 63, 64, 65, 95, 96, 97, 98, 99].

Так как рассеяние возможно и на ядрах, и на электронах, можно выделить два типа деканализирования, а именно – ядерное и электронное деканализирование. Рассеяние на ядрах значительно сильнее, чем на электронах. Поэтому именно оно является главной причиной вылета частицы из каналирования.

Тем не менее, существует большая разница между каналированием положительно и отрицательно заряженных частиц. Для отрицательных частиц атомы располагаются в центре канала, тогда как для положительных они

находятся на границе канала, как показано на рисунках 1.3-1.6. Это означает сильное влияние ядерного деканализирования в случае отрицательных частиц и относительно слабое – в случае положительных. Более того, по этой причине нет смысла различать электронное и ядерное деканализирование для отрицательно заряженных частиц из-за более высокого вклада ядерного деканализирования по отношению к электронному. Напротив, для положительных отношений ядерное рассеяние подавляется за пределами узкой зоны, находящейся вблизи атомной плоскости, определяемой радиусом экранирования Томаса-Ферми [61, 62] $\sim \pm a_{TF} = x_{cr}$. В оставшейся части канала электронное деканализирование вносит основной вклад.

Процесс увеличения поперечной энергии можно описать с использованием теории диффузии [62, 95, 96, 97, 98]. Простейший случай, а именно – электронное деканализирование положительно заряженных частиц в условиях плоскостного каналирования, хорошо описывается уравнением диффузии:

$$\frac{\partial F}{\partial z} = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \epsilon} \left(D_e(\epsilon) \frac{\partial F}{\partial \epsilon} \right), \quad (1.54)$$

где F – функция распределения,
 D_e – коэффициент диффузии.

Предполагается, что поперечная энергия принимает значения меньше критического значения поперечной энергии $\epsilon < E_{cr}$, при котором еще подавляется ядерное деканализирование, а именно при уровне энергии при x_{cr} : $E_{cr} = U_{pl}(x_{cr})$. Полагая $D_e = D_{e0}\epsilon$ [62, 95, 96, 98], получаем решение в следующем виде:

$$F(z, \epsilon) = \sum_{k=1}^{\infty} C_k J_0 \left(j_{0,k} \sqrt{\frac{\epsilon}{E_{cr}}} \right) \exp \left(-\frac{j_{0,k} D_{e0} z}{4 E_{cr}} \right), \quad (1.55)$$

где $j_{0,k}$ – k -й нуль функции Бесселя J_0 ,

C_k следует из начального распределения частиц по поперечной энергии $F_0(\epsilon)$:

$$C_k = \frac{1}{J_1^2(j_{0,k}) E_{cr}} \int_0^{E_{cr}} F_0(\epsilon) J_0 \left(j_{0,k} \sqrt{\frac{\epsilon}{E_{cr}}} \right) d\epsilon. \quad (1.56)$$

Длина деканализирования может быть определена экспоненциальной функцией в (1.55). Так как $j_{0,1}$ в несколько раз меньше, чем $j_{0,2}$ и т. д., слагаемые при $k > 1$ подавляются. Поэтому можно определить длину деканализирования из

первого слагаемого (1.55) следующим образом:

$$L_{edech0} = \frac{4E_{cr}}{j_{0,1}^2 D_{e0}} = \frac{256}{9\pi^2} \frac{pv}{\ln(2\gamma m_e c^2 / I) - 1} \frac{a_{TF} d_{pl}}{z Z e^2}, \quad (1.57)$$

где I – потенциал ионизации.

Более того, это определяет экспоненциальный закон убывания доли каналирующих частиц η_{ch} (число частиц, находящихся в условиях каналирования при продольной координате z по отношению к числу всех частиц, проходящих через кристалл при одной и той же координате):

$$\eta_{ch} = \eta_{ch0} \exp(-z/L_{edech0}), \quad (1.58)$$

где η_{ch0} – начальное значение эффективности канала.

Можно также сделать вывод, что длина электронного деканалирования в прямом кристалле увеличивается почти пропорционально значению энергии. Экспоненциальная зависимость (1.58) также справедлива в некоторых случаях для длины ядерного деканалирования L_{ndech0} , о чем будет сказано в главе 2.

Заметим, что длина волны колебания при каналировании (1.29) пропорциональна квадратному корню из энергии. Такая зависимость объясняется тем, что угол рассеяния обратно пропорционален энергии, а критический угол каналирования (1.24) равен квадратному корню из энергии.

Таким образом, можно сделать вывод, что условия каналирования становятся более выраженными при более высоких энергиях, в то время как некогерентное рассеяние становится более подавленным.

1.2 Когерентные эффекты в изогнутом кристалле

1.2.1 Каналирование

Основная идея отклонения пучка в изогнутом кристалле [5] состоит в том, чтобы отклонить пучок частиц вдоль изогнутых кристаллических плоскостей или осей, как схематически показано на рисунке 1.10. Простейшим примером когерентного эффекта для отклонения пучка в изогнутом кристалле является эффект каналирования.

Основным отличием потенциальной ямы в изогнутом кристалле является центробежное слагаемое pv/R , где R – радиус изгиба кристалла. Это при-

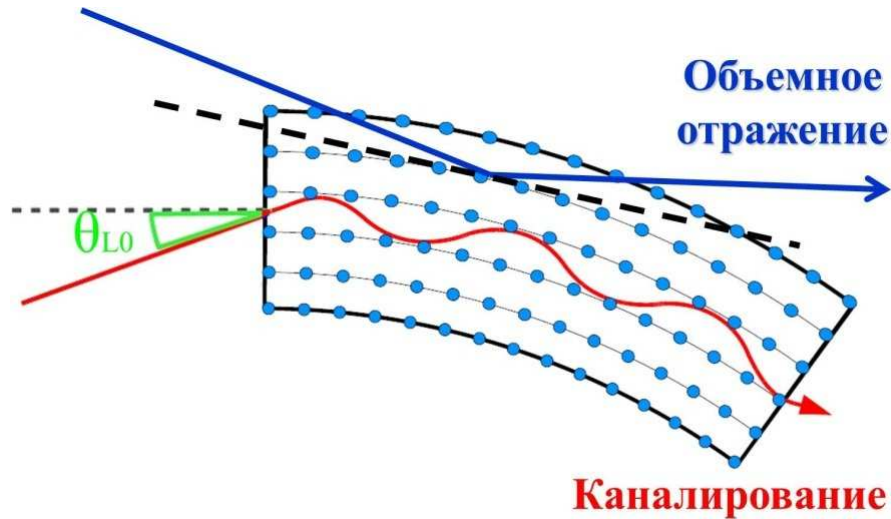


Рисунок 1.10. – Каналирование и объемное отражение в изогнутом кристалле

водит к эффективному межплоскостному потенциалу, который может быть записан как ³:

$$U_{eff\ pl}(x) = U_{pl}(x) + pvx/R \quad (1.59)$$

для планарного случая и

$$U_{eff\ ax}(x, y) = U_{ax}(x, y) + pvx/R \quad (1.60)$$

для осевого, предполагая горизонтальный изгиб. Пример межплоскостного потенциала Дойля-Тернера в изогнутом кристалле представлен на рисунке 1.11 как для положительно, так и для отрицательно заряженных частиц. Можно заметить, что эффект каналирования все еще возможен, хотя глубина потенциальной ямы уменьшается с уменьшением радиуса изгиба. Поперечное электростатическое поле смещено в вертикальном направлении на величину pv/R :

$$U'_{eff\ x} = U'_x + pv/R, \quad (1.61)$$

и для плоскостного, и для осевого случаев.

Пример электрического поля для плоскостного случая показан на рисунке 1.12. Эффект плоскостного каналирования все еще возможен, когда максимальное электростатическое поле E_0 выше, чем pv/R , что дает значение критического радиуса:

$$R_{cr} = \frac{pv}{E_0}. \quad (1.62)$$

Можно заметить, что критический радиус пропорционален энергии. Следовательно, можно предположить, что чтобы зафиксировать форму потенци-

³Иногда для плоскостного случая этот потенциал будет обозначен как $U_{eff}(x)$.

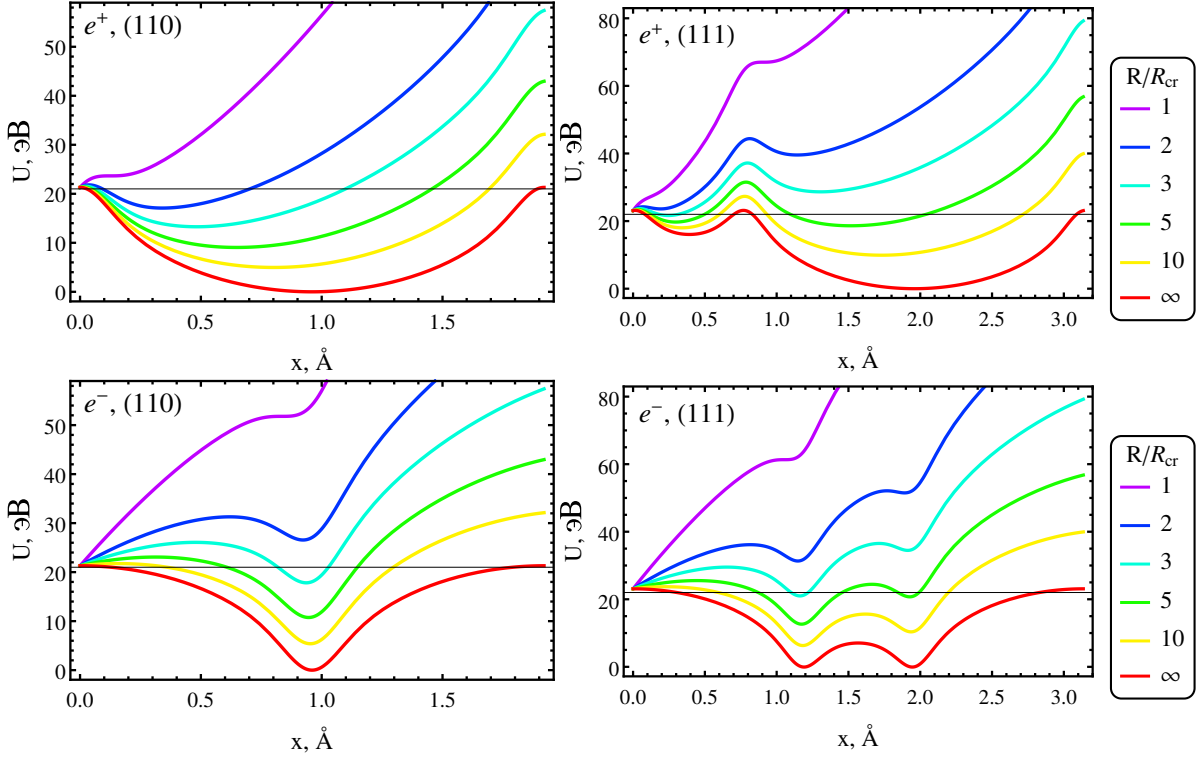


Рисунок 1.11. – Межплоскостной потенциал в изогнутом кристалле кремния при различных радиусах изгиба плоскостей (110) (слева) и (111) (справа) для положительно (вверху) и отрицательно заряженных частиц (внизу)

альной ямы при увеличении энергии, необходимо уменьшить угол изгиба:

$$\theta_b = \frac{l_{cr}}{R}, \quad (1.63)$$

где l_{cr} – длина кристалла.

Однако, как обсуждалось выше, длина деканалирования почти пропорциональна энергии частицы (1.57), что справедливо и для изогнутого кристалла при фиксированной форме потенциальной ямы. В частности, его можно оценить в гармоническом приближении (1.10) следующим образом [62, 65]:

$$L_{edech} = L_{edech0} \left(1 - \frac{R_{cr}}{R}\right)^2. \quad (1.64)$$

Другими словами, можно увеличить длину кристалла пропорционально pv , достигая той же эффективности каналирования для того же угла изгиба.

К сожалению, существуют и другие ограничения на увеличение длины кристалла. Помимо логарифмического члена в знаменателе уравнения (1.57), это – вероятность неупругих потерь частиц, являющаяся принципиальной при каналировании адронов со слабой зависимостью от энергии. Угол Линдхарда (1.24) также изменяется, так как глубина потенциальной ямы уменьшается по отношению к случаю прямого кристалла. Можно также обобщить

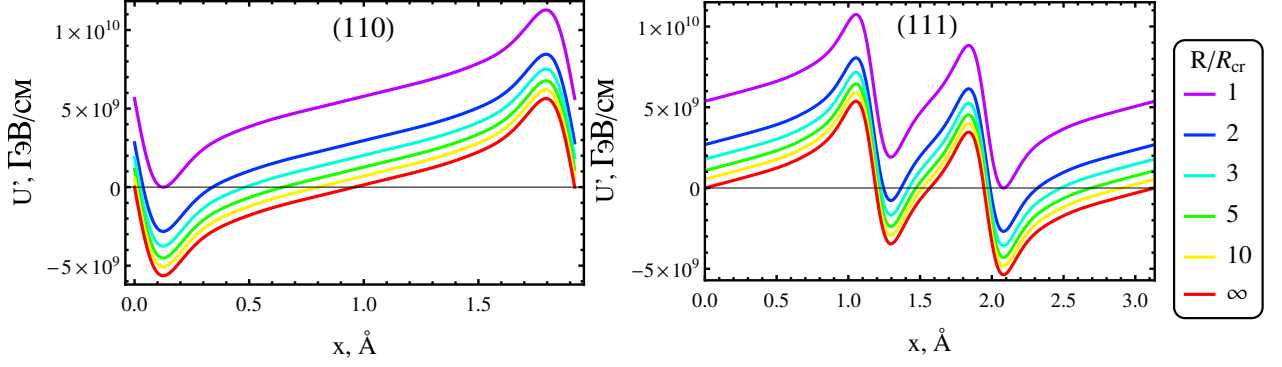


Рисунок 1.12. – Межплоскостное электростатическое поле в изогнутом кристалле кремния различных радиусах изгиба плоскостей (110) (слева) и (111) (справа)

угол Линдхарда для изогнутого кристалла, используя правильное значение U_0 потенциальной глубины ямы. Чтобы переписать уравнения движения, нужно заменить потенциал в выражениях для поперечной энергии (1.23, 1.33) эффективным потенциалом (1.59-1.60):

$$\epsilon = \frac{pv}{2}\theta^2 + U_{pl}(x) + \frac{pvx}{R} = const, \quad (1.65)$$

$$\epsilon = \frac{pv}{2}\theta^2 + U_{pl,ax}(x, y) + \frac{pvx}{R} = const. \quad (1.66)$$

для плоскостного и осевого случаев, соответственно, откуда следуют уравнения движения:

$$\frac{d^2x}{dz^2} + \frac{U'_{pl\ x}}{pv} + \frac{1}{R} = 0, \quad (1.67)$$

$$\begin{cases} \frac{d^2x}{dz^2} + \frac{U'_{ax\ x}}{pv} + \frac{1}{R} = 0; \\ \frac{d^2y}{dz^2} + \frac{U'_{ax\ y}}{pv} = 0. \end{cases} \quad (1.68)$$

Таким образом, условия эффекта каналирования в изогнутом кристалле подразумевают меньший угол падения, чем угол Линдхарда, а радиус изгиба – больший, чем критический. Очевидно, что эффективность каналирования в изогнутом кристалле зависит не только от длины кристалла и энергии частиц, но и от соотношения R/R_{cr} , которое будет рассмотрено в главе 2.

1.2.2 Объемное отражение

Существует другой эффект в изогнутом кристалле, который невозможен в прямом. Когда надбарьерная частица летит к плоскости изогнутого кристалла, она может отражаться в противоположном направлении, как схематиче-

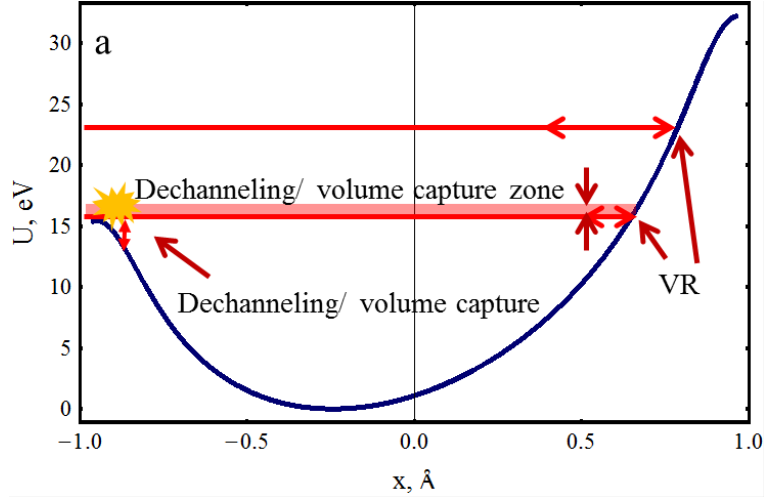


Рисунок 1.13. – Межплоскостная потенциальная яма для изогнутого кристалла Si (110) длиной 4 мм и радиусом изгиба 50 мкрад для протонов с энергией 7 ТэВ.

ски показано на рисунке 1.10. Этот эффект называется эффектом объемного отражения [6, 7].

Объемное отражение можно просто проиллюстрировать на диаграмме потенциальной ямы, изображенной на рисунке 1.13. Этот эффект происходит, если частица движется к потенциальному барьеру, от которого впоследствии она отражается. Эффект объемного отражения возможен при отрицательных углах ориентации кристалла θ_{cr} , то есть положительных углах падения θ_{x0} , в противном случае частица удаляется от точки отражения и его не происходит. Однако угол падения не должен превышать по модулю угол изгиба кристалла, иначе частица не достигнет точки отражения. Это условие объемного отражения можно записать следующим образом:

$$0 < \theta_{x0} < \theta_b. \quad (1.69)$$

Угол объемного отражения не является постоянным и зависит от радиуса изгиба, а также от величины поперечной энергии. Действительно, траекторию частицы можно вычислить, используя выражение поперечной энергии (1.65) аналогично уравнению (1.25):

$$z(x) = \int_{x_0}^x \frac{\sqrt{pvd\chi}}{\sqrt{2(\epsilon - U_{pl}(\chi) - pv\chi/R)}}. \quad (1.70)$$

где z – продольная координата в сопутствующей системе координат, направленной вдоль изогнутой плоскости кристалла.

Разделив эту координату на радиус изгиба (ср. уравнение (1.63)), можно преобразовать ее в угол отклонения изогнутыми кристаллическими плоскостями. Однако необходимо учитывать, что это – не каналирование, а надбарьерное движение. Поэтому нужно вычесть из (1.70) координату, полученную из (1.70), но с “выключенным” межплоскостным потенциалом:

$$z_0(x) = \int_{x_0}^x \frac{\sqrt{pv}d\chi}{\sqrt{2(\epsilon - U_{pl}(x_{ref}(\epsilon)) - pv\chi/R)}}, \quad (1.71)$$

где x_{ref} – координата точки отражения.

Принимая во внимание также обе части траектории до точки отражения и после нее, получаем угол объемного отражения [6, 7, 100, 101]:

$$\alpha = 2 \frac{z(x_{ref}) - z_0(x_{ref})}{R} = \int_{x_0}^{x_{ref}} \left(\frac{\sqrt{2pv}}{\sqrt{\epsilon - U_{pl}(\chi) - \frac{pv\chi}{R}}} - \frac{\sqrt{2pv}}{\sqrt{\epsilon - U_{pl}(x_{ref}(\epsilon)) - \frac{pv\chi}{R}}} \right) d\chi, \quad (1.72)$$

который подтверждает зависимость эффекта объемного отражения от радиуса изгиба, а также от энергии и формы потенциальной ямы. Качественно тенденции этой зависимости можно объяснить с точки зрения потенциальной ямы, изображенной на рисунке 1.13. Время приближения частицы к точке отражения зависит от ее расстояния от точки максимума потенциала. В классической механике [85] показано, что это время возрастает, если точка отражения приближается к точке максимума, стремясь к бесконечности.

Таким образом, чтобы увеличить угол объемного отражения, нужно сделать значение радиуса изгиба максимально высоким. Хотя α никогда не уйдет в бесконечность, а будет стремиться к постоянному уровню, он может превысить критический угол каналирования до 50%. Более детальное исследование процесса объемного отражения, как теоретическое, так и экспериментальное, описано в главах 2 и 3.

1.2.3 Деканалирование, объемное отражение и реканалирование

Поскольку некогерентное рассеяние может изменять поперечную энергию заряженной частицы, последняя может либо войти, либо выйти из режима каналирования. Процесс выхода частицы из условий каналирования, так называемого деканалирования, рассмотрен выше. Зависимость фракции каналирования от глубины проникновения может быть аппроксимирована, хоть

и не всегда [99], экспоненциальным законом:

$$\eta_{ch} = \eta_{ch\ n} \exp(-z/L_{ndech0}) + \eta_{ch\ e} \exp(-z/L_{edech0}), \quad (1.73)$$

где $\eta_{ch\ n}$ – доля каналирующих частиц внутри зоны влияния ядерного рассеяния,

$\eta_{ch\ e}$ – доля каналирующих частиц вне зоны влияния ядерного рассеяния.

Так как в случае отрицательных частиц все они пересекают атомную плоскость в процессе движения, для них можно рассмотреть только первое слагаемое (1.73).

Процесс объемного захвата [102, 103, 104, 105] является обратным процессом по отношению к деканализированию. Другими словами, первоначально надбарьерная частица, летящая к точке объемного отражения, может быть рассеяна при прохождении атомной плоскости и захвачена в режим каналирования, как показано на рисунке 1.13. Хотя теоретически ничто не препятствует тому же процессу в прямом кристалле, только в изогнутом кристалле значение поперечной энергии может приближаться к значению потенциального барьера из-за центробежного слагаемого в уравнении (1.59). Условия объемного захвата обычно согласуются с условиями объемного отражения.

Поэтому из-за процесса объемного захвата эффект каналирования становится возможным не только для углов ориентации кристалла, ниже угла Линдхарда, но и за пределами этого диапазона. Это условие такое же, как для объемного отражения (1.69). Однако, очевидно, эффективность каналирования объемных захваченных частиц будет значительно меньше, чем у первоначально каналирующих частиц.

Существует оптимальное значение ориентации кристалла для проявления объемного захвата, а именно $\theta_{cr} = -\theta_b$ или

$$\theta_{x0} = \theta_b, \quad (1.74)$$

когда частица достигает точки объемного отражения почти в конце кристалла. Таким образом, частица остается в условиях каналирования к концу кристалла. Фактически значение поперечной энергии остается по-прежнему близким к величине объемной отраженной частицы, поэтому происходит смешение объемного захвата и объемного отражения.

Важно, что даже деканализированные частицы могут быть снова захвачены в режим каналирования из-за некогерентного рассеяния. За этим процессом, так называемым реканализированием, может снова последовать деканализиро-

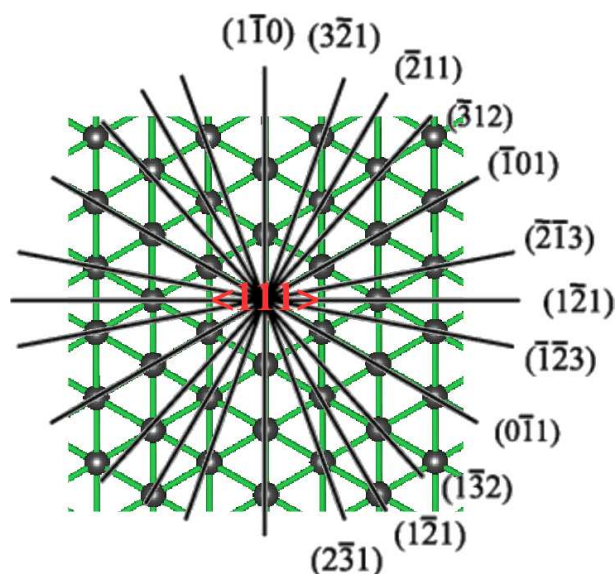


Рисунок 1.14. – Наклонные кристаллические плоскости, пересекающиеся осью $\langle 111 \rangle$

ние и так далее. Здесь следует подчеркнуть, что влияние процессов деканализации и реканализации на эффективность каналирования значительно выше для отрицательно заряженных частиц, чем для положительных [29]. Это объясняется положением плоскостей кристалла, находящимся на границе канала для положительных частиц и в центре каналов для отрицательных.

Все эти процессы рассматриваются более подробно как экспериментально, так и путем моделирования в следующих главах.

1.2.4 Когерентные эффекты в поле атомных цепочек в изогнутом кристалле

Осевое каналирование, рассмотренное выше для прямого кристалла, происходит и в изогнутом. Однако для положительно заряженных частиц глубина потенциальной ямы мала, а для отрицательных частиц она велика, но некогерентное рассеяние на атомных цепочках, находящихся в центре канала, вносит большой вклад. Поэтому большая часть частиц становится надбарьерной. По этой причине основной вклад вносят когерентное действие нескольких атомных цепочек, а также наклонных кристаллических плоскостей, показанных на рисунке 1.14 на примере оси $\langle 111 \rangle$, а также на рисунке 1.6. На этих рисунках можно заметить много кристаллических плоскостей, пересекающихся по одной и той же оси. Напряженность электростатического поля разных плоскостей различна, из-за различного значения концентрации атомов. Наиболее сильные плоскости (110), одна из которых вертикальна.

Если угол частицы достаточно мал по отношению к некоторым наклон-

ным кристаллическим плоскостям, эта частица может отражаться посредством объемного отражения или даже захватываться в условиях каналирования этими наклонными плоскостями. Другими словами, все эффекты, рассмотренные выше для вертикальных изогнутых кристаллических плоскостей, также справедливы для наклонных. Единственное отличие состоит в том, что центробежная компонента не направлена нормально по отношению к плоскости. Поэтому есть компоненты центробежной силы, направленные нормально к и вдоль плоскости кристалла. Если выбрать направление координат x и y как нормальное и тангенциальное, уравнения движения (1.67) будут записаны как:

$$\begin{cases} \frac{d^2x}{dz^2} + \frac{U'_{pl} x}{pv} + \frac{1}{R} \cos \alpha_{pl} = 0; \\ \frac{d^2y}{dz^2} + \frac{1}{R} \sin \alpha_{pl} = 0, \end{cases} \quad (1.75)$$

где α_{pl} – угол наклона плоскости кристалла (для вертикальной $\alpha_{pl} = \pi/2$)

Иными словами, можно ввести эффективные радиусы изгиба наклонной плоскости $R_x = R/\cos \alpha_{pl}$ и $R_y = R/\sin \alpha_{pl}$, использование которых в (1.75) приводит к аналогичному описанию каналирования, деканалирования, объемного отражения, объемного захвата и т. д.

В реальной ситуации некоторые частицы захватываются в режим каналирования при ориентации, оптимальной для осевого каналирования. Надбарьерные частицы могут испытывать последовательное рассеяние на нескольких атомных цепочках, что также вызывает отклонение пучка в направлении изгиба кристалла. Этот эффект называется стохастическим отклонением [106, 107]. Экспериментально это наблюдалось для частиц обоих знаков [19, 20, 21, 22]. Однако при некоторой глубине проникновения частицы начинают “релаксировать” в режиме каналирования в наклонных плоскостях [4] посредством объемного захвата.

Однако, регулируя ориентацию кристалла, можно стимулировать процесс каналирования или объемного отражения в наклонной плоскости изогнутого кристалла, что имеет некоторое преимущество по сравнению с каналированием в вертикальных плоскостях. В частности, если сориентировать кристалл для объемного отражения от одной наклонной плоскости, отраженная частица будет в оптимальных условиях, чтобы отразиться от следующей плоскости и т.д. Что более важно, объемные отражения в вертикальном направлении будут компенсировать друг друга, усиливая друг друга в горизонтальном. Этот эффект называется многократным объемным отражением в одном изогнутом кристалле (МОО) [24, 108]. Эффект экспериментально наблюдался для частиц обоих знаков [23, 24, 25, 26, 53, 54]. Более того, как было показано экспериментально [51, 53, 54], МОО является очень перспективным источником излучения.

Для четкого проявления МОО необходимо сориентировать изогнутый кристалл, чтобы избежать захвата в условия каналирования. С другой стороны, можно сориентировать наклонные плоскости кристалла вдоль направления пучка. Следовательно, в случае незахвата в режиме каналирования частица может продолжить свое движение за счет соответствующих объемных отражений с помощью МОО [5–А, 6–А], что значительно увеличивает угол отклонения неканалирующей частицы.

Поэтому, изменяя ориентацию кристалла, можно либо получить чистые осевые эффекты, либо усилить плоскостные когерентные эффекты, рассмотренные выше. Ниже будут подробно рассмотрены и МОО, так и каналирование в наклонных плоскостях.

1.3 Выводы по главе 1

Существуют различные когерентные эффекты в изогнутом кристалле, применимые для отклонения пучка в современных ускорителях. В плоскостном случае это – плоскостное каналирование, объемное отражение, в то время как осевой случай представлен осевым каналированием, стохастическим отклонением, многократным объемным отражением в одном изогнутом кристалле, а также каналированием в наклонных кристаллических плоскостях. Траекторию заряженных частиц можно вычислить с помощью решения уравнений движения, содержащих поперечное электростатическое поле, создаваемое кристаллическими плоскостями или атомными цепочками, и центробежный член, связанный изгибом кристалла.

Некогерентное рассеяние вызывает выход из или захват частиц в условия когерентного эффекта. Для случая каналирования эти эффекты называются

деканализированием и реканализированием/объемным захватом, соответственно. Если частица выходит из условий одного когерентного эффекта, она может отклониться за счет другого, например, объемного отражения после деканализирования.

Некогерентное рассеяние делится на кулоновское и ядерное. Первое можно также разделить на многократное и однократное рассеяние на экранированном ядерном потенциале и отдельных электронах. Все процессы определяются поперечными сечениями и могут быть обработаны случайным образом в процессе расчета траектории.

ГЛАВА 2

КАНАЛИРОВАНИЕ И ОБЪЕМНОЕ ОТРАЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В КРИСТАЛЛАХ КРЕМНИЯ И ГЕРМАНИЯ

2.1 Введение

На протяжении многих лет управление пучком положительных частиц изучалось в широком диапазоне энергий от нескольких МэВ до 6.5 ТэВ. Напротив, случай отрицательно заряженной частицы был плохо исследован, и только недавно благодаря реализации очень коротких изогнутых кристаллов кремния стало возможным управлять пучками отрицательно заряженных частиц [14, 19, 27, 10, 29, 30, 31, 51, 52, 53, 55]. Однако возможность управлять электронными пучками перспективна для применений в системах коллимации электрон-позитронного коллайдера [53, 128, 129, 130, 131], а также инновационного источника высокоинтенсивного рентгеновского или γ -излучения [51, 52, 53, 55, 56].

Как правило, кремний выбирается в качестве основного материала для изготовления изогнутых кристаллов из-за его высококачественной кристаллической решетки и низкой стоимости. Тем не менее, и другие материалы заслуживают исследования, такие как германий, который обеспечивает более высокий атомный номер Z , чем кремний, и могут быть также реализованы с аналогичным качеством. Действительно, так как кристалл Ge обеспечивает более высокое значение потенциала, можно ожидать увеличения углового аксептанса каналирования и увеличения интенсивности электромагнитного излучения. До настоящего времени было проведено несколько экспериментов по каналированию с изгибом Ge только с положительно заряженными частицами и только в области энергий в сотни ГэВ [15, 16, 17, 18], тогда как с электронами и при более низких энергиях нет данных из-за технических трудностей изготовления сверхкороткого изогнутого кристалла Ge.

В данной работе проведено исследование отклонения электронов с кристаллами кремния и германия при каналировании и объемном отражении [3–A]. В целях изучения этих эффектов в зависимости от атомного номера Z были выбраны два кристалла Si и Ge длиной 15 мкм, изогнутые вдоль плоскостей (111). Эксперимент проводился на Микротроне МАМІ, Майнц, Германия с электронами 855 МэВ. Зависимость эффективности каналирования и длины деканалирования, являющегося основным параметром плоского

каналирования, от кривизны кристалла была исследована впервые с пучками электронов и абсолютно впервые для кристалла германия.

Помимо этого, все перечисленные эффекты исследованы теоретически, для чего, в частности, была разработана программа моделирования CRYSTAL. Важным является также не только исследование самих эффектов, но и экспериментальная проверка теоретических моделей, которые легли в программу CRYSTAL, что позволит ее использовать и для теоретических предсказаний взаимодействия заряженных частиц с кристаллами при других энергиях.

2.2 Программа моделирования CRYSTAL

2.2.1 Общее описание и алгоритм

Программа моделирования CRYSTAL [1-A, 2-A] предназначена для моделирования различных когерентных эффектов взаимодействия заряженных частиц (протонов, электронов, мюонов и их античастиц) с прямыми или изогнутыми монокристаллами с учетом различных типов рассеяния. Разработанная программа уже позволила успешно промоделировать [2-A, 8-A, 3-A] различные эксперименты по наблюдению и применению когерентных эффектов в кристаллах на современных ускорителях.

Программа содержит одномерные и двумерные модели, которые позволяют моделировать *классические* траектории релятивистских и ультрарелятивистских заряженных частиц в поле атомных плоскостей или цепочек, соответственно. Указанные диапазоны энергий частиц в кристалле CRYSTAL согласуются с экспериментом: от 100 МэВ и выше. При более низких энергиях (для электронов) квантовые эффекты могут оказывать значительное влияние. Верхний предел энергии не ограничен. Ограничение на углы падения частиц по отношению к кристаллическим осям или плоскостям составляют не более нескольких градусов (по модулю). В противном случае продольный шаг становится существенно меньше межатомного расстояния, и одномерные и двумерные модели становятся неприменимыми.

Для расчета траекторий и моделирования рассеяния используются следующие функции: межплоскостный потенциал, межплоскостное электростатическое поле, ядерные и электронные плотности, минимальная энергия ионизации атома. Все эти функции сохраняются как коэффициенты интерполяции во входном файле, что позволяет задавать одномерные и двумерные модели для любого монокристалла любой ориентации без изменения исходного кода программы. Межплоскостной потенциал и его производные функции пред-

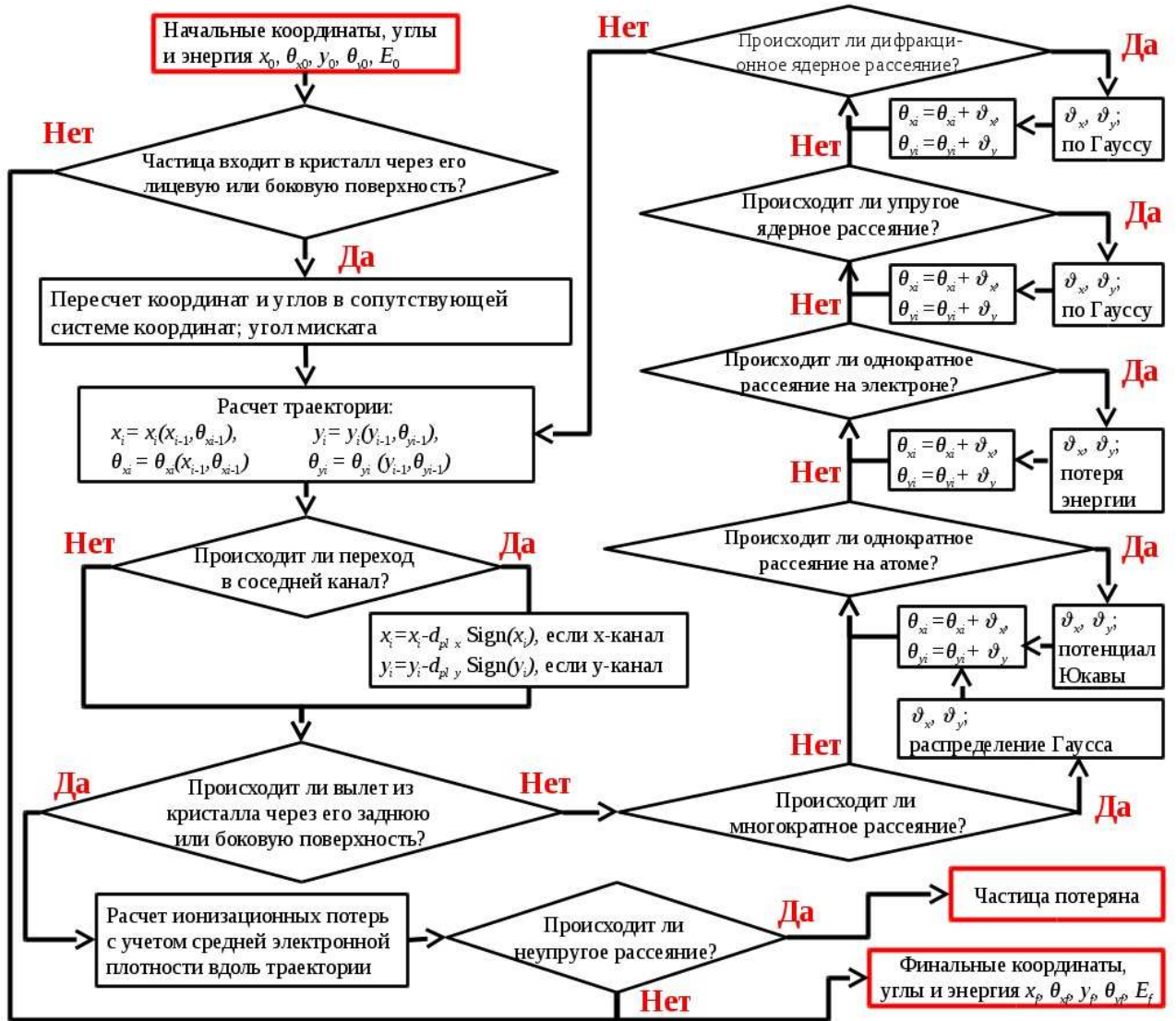


Рисунок 2.1. – Алгоритм программы CRYSTAL

варительно вычислялись с использованием потенциала Дойла-Тернера [78]. Ионизационные потери вычисляются по модели, описанной в разделе 1.4.2 в [62]. Этот расчет выполняется с учетом средней плотности по всей траектории после ее расчета.

Алгоритм моделирования движения частиц в кристалле показан на рисунке 2.1. Для одномерной модели траектория заряженной частицы рассчитывается путем численного решения уравнений движения методом Рунге-Кутты четвертого порядка [109, 110], (1.67) для одномерной модели и (1.68) для двумерной модели:

$$\begin{cases} \frac{d^2x}{dz^2} + \frac{U'_{ax} x}{pv} + \frac{1}{R_x} = 0; \\ \frac{d^2y}{dz^2} + \frac{U'_{ay} y}{pv} + \frac{1}{R_y} = 0, \end{cases} \quad (2.1)$$

где R_x – радиус изгиба кристалла вдоль x -компоненты,
 R_y – радиус изгиба кристалла вдоль y -компоненты.

Кулоновское рассеяние моделируется методом Монте-Карло для всех типов частиц, а для адронов в дополнение к этому моделируется модель упругого, дифракционного и неупругого ядерного рассеяния по модели [111]. Кулоновское рассеяние моделируется с учетом подавления некогерентного рассеяния [66] с использованием модели [88] и включает в себя многократное и однократное рассеяние на атомах с учетом экранированного сечения (для этого используются функции ядерной и электронного плотности), а также однократное рассеяние электронов (для этого используется минимальная энергия ионизации), как описано в предыдущей главе. Промоделированные углы рассеяния, обозначенные ϑ_x , ϑ_y на рисунке 2.1, добавляются к углам частицы, полученным путем решения уравнения движения.

В программу также заложена геометрия кристалла – горизонтальный изгиб кристалла, возможность влета/вылета через его боковую поверхность и влияние угла миската [112] и [4–A], а также кристаллический вырез, позволяющий существенно повысить эффективность каналирования [113, 114]. Специальная процедура позволяет варьировать один или несколько параметров, задавая для них таблицу значений и проводя расчет для каждого их набора. Выходные файлы включают значения горизонтальных и вертикальных координат и углов частиц на входе и на выходе кристалла, а также значение эффективности каналирования, количество событий неупругого рассеяния и др.

В программе предусмотрена MPI параллелизация, позволяющая проводить вычисления на суперкомпьютерах и кластерах.

2.2.2 Интерполяция основных функций и расчет траектории

Основные функции, т. е. межплоскостной потенциал, межплоскостное электростатическое поле, плотность ядер и электронов и минимальная энергия ионизации атома, не очень удобны для быстрых вычислений из-за очень большого количества математических операций на каждом шаге. Поэтому все эти функции были интерполированы кубическими сплайнами как для одномерных, так и для двумерных моделей. В частности, в одномерной модели сплайн-интерполяция может быть выражена следующим образом [109, 110]:

$$S(x) = a_i + \Delta x_i(b_i + \Delta x_i(c_i + d_i\Delta x_i)), \quad (2.2)$$

где i – номер узла интерполяции,

$$\Delta x_i = x - x_i,$$

x_i – интерполяционные узлы,

a_i, b_i, c_i и d_i – коэффициенты интерполяции.

Для двумерного случая сплайн-интерполяция может быть записана как:

$$S(x, y) = g_{i+1,j,2}(y) \frac{\Delta x_i^3}{6hx_i} - g_{i,j,2}(y) \frac{\Delta x_{i+1}^3}{6hx_i} +$$

$$(g_{i+1,j,1}(y) - \frac{g_{i+1,j,2}(y)}{6} hx_i^2) \frac{\Delta x_i}{hx_i} - (g_{i,j,1}(y) - \frac{g_{i,j,2}(y)}{6} hx_i^2) \frac{\Delta x_{i+1}}{hx_i}, \quad (2.3)$$

где

$$g_{i,j,k}(y) = C_{i,j+1,k} \frac{\Delta y_j^3}{hy_j} - C_{i,j,k} \frac{\Delta y_{j+1}^3}{hy_j} + B_{i,j,k} \frac{\Delta y_j}{hy_j} - A_{i,j,k} \frac{\Delta y_{j+1}}{hy_j}, \quad (2.4)$$

где $\Delta x_i = x - x_i$,

$$\Delta y_i = y - y_i,$$

x_i и y_i – интерполяционные узлы,

$A_{i,j,k}, B_{i,j,k}$ и $C_{i,j,k}$ – коэффициенты интерполяции.

Все коэффициенты интерполяции вычисляются заранее с использованием формул (1.17-1.18, 1.49-1.52). Суммирование для нескольких плоскостей или осей рассчитывается согласно (1.2, 1.4). Для случая входа или выхода частицы через боковую поверхность кристалла вычисляется дополнительный набор коэффициентов интерполяции, соответствующий основным функциям вблизи границы кристалла. В этом случае сумма для (1.2, 1.4) по i начинается с 0.

Все основные функции воспроизводятся в процессе моделирования методом интерполяции сплайнами (2.2-2.4). Электростатическое поле используется, например, для численного решения уравнений движения (2.1) методом Рунге-Кутты четвертого порядка.

Выбор шага моделирования следует из его оценки в поперечном направлении. Он не должен превышать d_{pl}/N_{steps} , где N_{steps} – количество поперечных шагов, необходимых для прохождения частицы от одного края канала к другому в режиме каналирования с максимально возможной амплитудой. Следовательно, значение шага моделирования в продольном направлении определяется по формуле:

$$dz = \pi d_{pl} \sqrt{\frac{2pv}{U_0}} / N_{steps}. \quad (2.5)$$

Для простоты алгоритма dz не меняется, когда частица движется в условиях каналирования. Только в случае выхода частицы из последнего, dz начинает

меняются, а именно уменьшается обратно пропорционально углу частицы по отношению плоскости (или оси) кристалла. Для достижения высокой точности N_{steps} обычно принимается равным 500.

2.2.3 Процедура моделирования рассеяния

Кулоновское рассеяние включает многократное рассеяние, описываемое гауссовым распределением, и однократное рассеяние, характеризующее длинные негауссовы хвосты распределения углов рассеяния, как было описано в предыдущей главе. Для моделирования многократного рассеяния достаточно вычислить его среднеквадратичный угол $\langle \vartheta_{Cms}^2 \rangle$ (1.44). Он рассчитывается путем интегрирования по углам рассеяния $\vartheta \leq \vartheta_2$ уравнения (1.36), с учетом подавления рассеяния.

ϑ_2 разделяет многократное и однократное рассеяние [88]. Выбор этого угла строго не определен, поскольку при его нулевом значении фактически остается только однократное рассеяние. Однако при малых углах такие события рассеяния могут учитываться при многократном рассеянии, что значительно уменьшает количество необходимых вычислений. Можно вычислить вероятность однократного рассеяния с использованием сечения однократного рассеяния $\sigma_{C_{ss}}$ (1.43), что дает:

$$P_{C_{ss}} = \sigma_{C_{ss}} n_{Npl/ax} dz = 4\pi n_{Npl/ax} dz \left(\frac{zZe^2}{pv} \right)^2 \left(\frac{1}{\vartheta_1^2 + \vartheta_2^2} - \frac{1}{\vartheta_1^2 + \vartheta_{max}^2} \right), \quad (2.6)$$

где $n_{Npl/ax}$ – плоскостная или осевая ядерная плотность в зависимости от модели, выбранной для моделирования (одномерной или двумерной).

Однократное и многократное рассеяние можно различать, взяв $P_{C_{ss}}$ в диапазоне от 0 до 1. Для удобства моделирования использовалось значение 0.1. Угол ϑ_2 выражается из (2.6). При слишком низких значениях ядерной плотности $P_{C_{ss}}$ может быть меньше заданного значения для любого ϑ_2 , и в этом случае многократное рассеяние на текущем шаге не моделируется.

Генерация многократного угла рассеяния с помощью распределения Гаусса может быть выполнена по Монте-Карло как:

$$\vartheta = \sqrt{-\langle \vartheta_{Cms}^2 \rangle \ln(1 - \xi)}, \quad (2.7)$$

где ξ – случайное число, сгенерированное в интервале $[0,1)$.

Для генерации x - и y -компонент многократного угла рассеяния нужно

генерировать другое случайное число ξ , а именно:

$$\begin{cases} \vartheta_x = \vartheta \cos(2\pi\xi); \\ \vartheta_y = \vartheta \sin(2\pi\xi). \end{cases} \quad (2.8)$$

Кулоновское одиночное рассеяние моделируется с помощью распределения (1.36), с использованием еще одного случайного числа ξ , причем значение минимального угла принимается равным ϑ_2 , а максимальный угол ϑ_{max} , определяется размером атомного ядра. x - и y -компоненты одного угла рассеяния могут быть сгенерированы согласно (2.8).

Кроме того, моделируется однократное рассеяние на электронах. Для этого энергия Ферми оценивается в зависимости от координат частиц в кристалле. Эта энергия считается минимальной энергией, передаваемой электрону. Простейшим и в то же время реалистичным способом оценки энергии Ферми является вычисление среднего логарифма межплоскостного или межосевого потенциала [70], усредненного по электронной плотности. Тогда можно сгенерировать переданную энергию, используя сечение (1.46) и другое специально сгенерированное случайное число ξ , и таким образом вычислить угол рассеяния. Дальнейшая процедура аналогична процедуре моделирования одиночного рассеяния на атоме.

Ядерное рассеяние адронов моделируется на основе модели [111]. Ядерное рассеяние включает упругое рассеяние (на всем ядре), дифракционное (на одном нуклоне) и неупругое (приводящее к поглощению частицы). Среднеквадратичные углы рассеяния можно записать в виде:

$$\langle \vartheta_N^2 \rangle = \frac{1}{Bp^2}, \quad (2.9)$$

где B – угловой коэффициент, определяемый для каждого типа рассеяния.

Например, для протонов в случае упругого рассеяния он записывается, следующим образом:

$$B = 12.85A^{2/3}GeV^{-2}, \quad (2.10)$$

где A – атомный номер ядра.

В обоих случаях углы рассеяния моделируются по Гауссу с использованием уравнений (2.7-2.8).

Однократное рассеяние может быть промоделировано методом Монте-

Карло с использованием длины рассеяния частицы и другого специально сгенерированного случайного числа ξ :

$$z_{sc} = -\frac{\ln(1 - \xi)}{L_{sc}}, \quad (2.11)$$

где $L_{sc} = L_{C_{ss}}, L_{Ce}, L_{el}, L_{diff}$ или L_{inel} , в зависимости от рассматриваемого типа однократного рассеяния (однократное кулоновское рассеяние на атомах (1.44), на электронах (1.47), ядерное упругое, дифракционное или неупругое рассеяние (1.44), соответственно).

Для того чтобы рассеяние имело место, величина z_{sc} не должна превышать значение шага моделирования dz . Поскольку удобно моделировать неупругое рассеяние после прохождения кристалла, можно сравнивать z_{sc} с длиной траектории частицы в кристалле.

2.2.4 Структура файлов программы

Программа содержит следующие **программные файлы**:

- **Crystal51_MPI.f** – управляющая программа, в которой заложены процедуры MPI – распараллеливания, варьирования параметров, сохранения выходных файлов в отдельные каталоги и инициализация генератора случайных чисел и запуск процедуры Single.
- **Single.f** процедура, организующая ввод-вывод, генерацию входного пучка частиц, и запуск процедуры моделирования траектории в кристалле для каждой частицы в отдельности. При запуске расчета на многоядерной или многопроцессорной машине общее количество частиц равномерно распределяется между всеми процессами.
- **crystal_sytov51ph21.f** процедура моделирования траектории заряженной частицы в кристалле, включающая в себя инициализирующую процедуру, организующую ввод входных параметров кристалла и пучка частиц и расчет необходимых для использования в программе величин, и вспомогательные процедуры и функции, такие как одномерная и двумерная сплайн-интерполяция.
- **rnd.f** – генератор случайных чисел RANMAR [132, 133]
- **Makefile** – файл, содержащий команды компиляции и запуска программы.

В программу входят следующие **входные файлы**:

- **crystal-parameters.dat** – файл, содержащий параметры геометрии кристалла и входного пучка.

- **Impact.dat** – файл, содержащий распределения частиц пучка по координатам и углам по горизонтали и вертикали, а также тип распределения.
- **si.dat** – файл, содержащий основные параметры материала кристалла и длины ядерного рассеяния частиц, по умолчанию – кремния. Для удобства в программе заложена возможность использования файлов с названием других элементов – германия и вольфрама, в этом случае файлы должны называться **ge.dat** and **w.dat**.
- **plane-si-110.dat** – файл, содержащий основные параметры и интерполяционные коэффициенты основных функций для плоскости (110). Для удобства добавлена возможность использования аналогичных названий для других плоскостей (111) и (100) (в названии вместо “110” соответственно “111” или “100”) и других материалов (“ge” и “w” вместо “si”, по аналогии с si.dat). Для осевого случая в названии файла указывается “axis” вместо “plane”. Например, для кристалла кремния, вырезанного в направлении осей $\langle 111 \rangle$, файл будет называться: **axis-si-111.dat**. Имеются варианты данных файлов для потенциалов и производных функций, рассчитанных по различным моделям, хотя модель по умолчанию – потенциал Дойла-Тернера [78].

Для успешного запуска программы все перечисленные файлы должны находиться в одном каталоге. Во избежание ошибок полный путь к каталогу и название самого каталога рекомендуется записывать стандартным латинским алфавитом.

2.2.5 Геометрия кристалла и генерация пучка заряженных частиц

Геометрия кристалла и параметры пучка, падающего на него, полностью задаются во входных файлах **crystal-parameters.dat** и **Impact.dat**. Все значения для координат и длин записываются в см, для углов – в радианах. Для параметров из первого файла включена функция варьирования параметров, для чего таблицу параметров необходимо записывать в отдельные входные файлы построчно. Структура файла **crystal-parameters.dat** (имена параметров выделены курсивом жирным шрифтом), и имя файлов для варьирования входных параметров (в скобках) выглядит следующим образом:

- Название каталога, в который будут сохраняться выходные данные (**PROGRAM.dat**)
- Количество частиц во входном пучке для моделирования (**NMC.dat**)

- Энергия частиц в ГэВ (**ENERGY.dat**)
- Режим программы (**MODE.dat**):
 - **0** (символ 1 в слове) – режим выключенного обмена данными между различными процессами при помощи `MPI_Reduce` (см. подраздел 2.2.7) для вычисления интегральных характеристик, например эффективности каналирования, как среднего значения для всех промоделированных траекторий для всех процессов. Для включения обмена данными вместо **0** необходимо ввести **1**.
 - **MOD** (символы 2-4 или 6-7 в слове) – модифицированный метод Монте-Карло, при котором частицам приписывается вес, равный 1, который убывает в зависимости от вероятности неупругого рассеяния в кристалле, что позволяет вычислить долю неупруго потерянных частиц с большей точностью. Если данный режим не выбран, то в случае неупругого рассеяния частица считается потерянной.
 - **INP** (символы 2-4) – режим считывания входных параметров пучка из файлов **fort.42001**, **fort.42002**, и т. д. по числу запускаемых процессов в формате горизонтальная координата и угол, вертикальная координата и угол (координаты в см, углы в радианах). В противном случае пучок генерируется по Монте-Карло.
 - **TR** (символы 5-6) – режим записи траектории частицы в выходной файл **Trajectory.dat** в формате: продольная координаты, поперечная горизонтальная координата, горизонтальный угол (координаты в см, углы в радианах).
- Названия частицы: *proton*, *antiproton*, *electron*, *positron*, *muon+*, *muon-* (**PARTICLE.dat**)
- Материал кристалла: *si* – кремний, *ge* – германий, *w* – вольфрам. От этого зависит выбор файла **si.dat** и **plane-...** или **axes-...** (**MATERIAL.dat**)
- Тип плоскостей или осей; плоскости указываются, как (номер), например: **(110)**. Аналогично указываются оси, только вместо скобок типе: **-111-**. (**PLANE.dat**)
- Ширина кристалла (**THICKNESS.dat**)
- Высота кристалла (**HEIGHT.dat**)
- Длина кристалла (**LENGTH.dat**)
- Угол изгиба кристалла (может быть отрицательным, если кристалл изогнут налево, но не направо) (**BENDING.dat**)
- Горизонтальная координата кристалла (если = 0, пучок падает в центр кристалла) (**COORDX.dat**)

- Вертикальная координата кристалла (если = 0, пучок падает в центр кристалла) (**COORDY.dat**)
- Средний горизонтальный угол падения пучка на кристалл (**BEAMX.dat**)
- Средний вертикальный угол падения пучка на кристалл (**BEAMY.dat**)
- Горизонтальная угловая ориентация кристалла (**ANGLEX.dat**)
- Вертикальная угловая ориентация кристалла (**NGLEY.dat**)
- Значение угла миската (**MISCUT.dat**)
- Угловая расходимость пучка по умолчанию (**DELTATETA.dat**)
- Режим кристалла с вырезом [113, 114]; cut при его выборе, иначе no-cut (**CUT.dat**)
- Первая продольная координата выреза (**CUTZ1.dat**)
- Вторая продольная координата выреза (**CUTZ2.dat**)

Входные файлы, содержащие таблицы начальных параметров, можно генерировать автоматически при помощи записи в файле **crystal-parameters.dat** вместо значения параметра: ***R*** *<пробел>* *мин. значение параметра* *<пробел>* *макс. значение параметра* *<пробел>* *шаг*. Данная функция включена для всех числовых параметров в **crystal-parameters.dat**. При варьировании нескольких параметров программа будет последовательно выполнять вычисления для каждого сочетания их значений. Если необходимо перебирать значения параметров по группам, то вместо ***R*** нужно написать ***R1*** для каждого параметра относящегося к группе. Количество значений каждого параметра из группы должно совпадать. При задании таких значений вручную в соответствующих файлах с таблицами начальных параметров первой строкой нужно написать ***R1***.

Структура файла **Impact.dat**:

- *Центр распределения горизонтальных координат входного пучка* *<пробел>* *ширина распределения* *<пробел>* *тип распределения*
- *Центр распределения вертикальных координат входного пучка* *<пробел>* *ширина распределения* *<пробел>* *тип распределения*
- *Центр распределения горизонтальных углов входного пучка* *<пробел>* *полуширина распределения* *<пробел>* *тип распределения*

- *Центр распределения вертикальных углов входного пучка* <пробел> *полуширина распределения* <пробел> *тип распределения*

Тип распределения – равномерное или гауссово: в файле соответственно *Uniform* или *Gauss*. Для гауссова распределения вместо ширины или полуширины вводится среднеквадратичное значение. Чтобы включить значения по умолчанию достаточно в начало соответствующей строки файла **Impact.dat** добавить слово *no*. Распределение по умолчанию – гауссово.

2.2.6 Выходные файлы

Выходные файлы записываются в каталог, название которого записано в первой строке файла **crystal-parameters.dat**. В случае использования функции варьирования значений параметров внутри данного каталога формируются вложенные каталоги с названием, соответствующим текущему значению перебираемого параметра. Глубина вложения равна количеству варьируемых параметров.

В созданном каталоге производится запись выходных координат и углов частиц после пролета через кристалл:

- **x.dat** – горизонтальная координата;
- **tx.dat** – горизонтальный угол;
- **y.dat** – вертикальная координата;
- **ty.dat** – горизонтальный угол.

Аналогичные файлы создаются во вложенном каталоге **Nincr01** для входных координат и углов при падении на кристалл. Эффективности записываются в файл **Eff.dat**, а именно эффективность каналирования, доля неупругих потерь частиц, абсолютная погрешность этой доли и ее относительная погрешность. Также копируются входные файлы **crystal-parameters.dat** и **Impact.dat**.

2.2.7 Внедрение распараллеливания при помощи MPI

Поскольку в программе траектория каждой частицы моделируется независимо, процесс распараллеливания с использованием интерфейса передачи сообщений (MPI) довольно прост. С помощью специальной функции каждый процесс получает равные доли частиц для моделирования. Для этого нужно знать только количество задействованных процессов и номер текущего процесса, который может быть получен с помощью процедур `MPI_COMM_SIZE` и `MPI_COMM_RANK`, соответственно.

Уникальность каждой частицы обеспечивается индивидуальной инициализацией для каждого процесса генератора случайных чисел, в котором число процессов является аргументом. Поскольку MPI предназначен для систем с распределенной памятью, все входные данные (коэффициенты интерполяции основных функций и т.д.) загружаются в ОЗУ отдельно для каждого процесса. В частности, первый процесс считывает все входные данные, а затем передает эти данные другим процессам с помощью процедуры `MPI_BCAST`.

Основным ограничением линейного роста производительности является количество вычислений для каждого процесса, которое должно существенно превышать по времени процедуру ввода-вывода данных. Однако, поскольку эта процедура выполняется только один раз в начале и в конце выполнения программы, она не вносит существенного вклада, если количество вычислений достаточно велико для достижения оптимальной производительности. Более того, поскольку моделирование практически не требует взаимодействия между различными процессами, производительность действительно растет почти линейно с увеличением числа процессов. Обмен данными выполняется только в конце вычислений с использованием процедуры `MPI_Reduce`, которая вычисляет эффективность каналирования, долю неупругих потерь и другие данные, которые записываются в файл **Eff.dat**. Поскольку это касается только нескольких чисел, это почти не влияет на производительность.

2.2.8 Системные требования, компиляция и запуск программы

Программа моделирования CRYSTAL написана на языке Fortran и не требует каких-либо библиотек кроме MPI. Программа отлажена для работы с использованием операционной системы Linux с установленными компиляторами `gfortran` (GNU Fortran) или `ifort` (Intel Fortran) и `mpifort` или `mpiifort` (либо OpenMPI, либо IntelMPI). Компиляция и запуск выполняются с использованием: `./Makefile`. Количество процессов для запуска указано в файле `Makefile`: `mpirun -np` процессов. Для достижения оптимальной производительности вычислений оно должен соответствовать количеству логических ядер. Объем требуемой ОЗУ не превышает 400 МБ на процесс. Программа также может использоваться в операционной системе Windows, например, компилятор PGIFortran и OpenMPI.

Программа также была отлажена и использована на суперкомпьютерах Ферми, Галилео и Маркони итальянского суперкомпьютерного центра CINECA (Болонья, Италия). Максимальное количество ядер, используемых одновременно, составляло 2304 на процессорах Intel Xeon E5-2697 v4 (Broadwell) на частоте 2,30 ГГц на Маркони-A1. Программа, скомпилирован-

ная при помощи компилятора Intel, проводила вычисления почти в два раза быстрее, чем с GNU на суперкомпьютерах Маркони и Галилео.

2.3 Отклонение электронов с энергией 855 МэВ ультракороткими кристаллами кремния и германия

2.3.1 Каналирование, деканалирование и объемное отражение электронов с энергией меньше ГэВ

Каналирование оказалось эффективным способом управления положительными пучками частиц, достигая эффективности отклонения более 80 %. С другой стороны, максимальная эффективность отклонения для электронов, зарегистрированная в литературе, несколько превышает 20 % [29] и составляет около 30 % для отрицательно заряженных пионов [28]. Основным источником неэффективности является *деканалирование* [62, 63, 99]. Основная особенность каналирования электронов при энергии ниже ГэВ – довольно большой угол многократного рассеяния, сравнимый с углом Линдхарда даже для коротких кристаллов, т. е. нескольких длин волн колебаний частиц в режиме каналирования. Для электронов с энергией 855 МэВ, отклоняемых плоскостями (111), получаются следующие значения угла Линдхарда: $\theta_{L,Si} = 232$ мкрад и $\theta_{L,Ge} = 274$ мкрад для Si и Ge, соответственно.

Как уже упоминалось в предыдущей главе, процесс деканалирования определяется длиной деканалирования, которая определяет длину свободного пробега каналированной частицы до того, как ее поперечная энергия станет больше потенциального барьера, и она тем самым выйдет из режима каналирования. Процесс каналирования электронов изображен на рисунке 2.2 и обозначен как СН в потенциальной яме межплоскостного потенциала в изогнутых кристаллах кремния и германия для условий эксперимента и моделирования, рассмотренных ниже.

Длина электронного деканалирования в кристаллах Si экспериментально измерена для прямых [34, 35, 36] и изогнутых [14, 29, 30, 31] кристаллов. В отличие от позитронов, электроны деканалируют быстрее [14, 29, 30, 31, 62, 63, 99]. Действительно, отрицательно заряженные каналирующие частицы колеблются вблизи атомных плоскостей и тем самым более подвержены сильному рассеянию на ядрах кристалла.

Длина деканалирования L_{dech} обычно определяется [62] в зависимости доли каналирующих частиц f_{ch} от глубины проникновения z (ср. (1.58, 1.73)). Как уже упоминалось в главе 1, отрицательно заряженные частицы, пересекающих плоскости кристалла, находясь в центре канала. Следовательно,

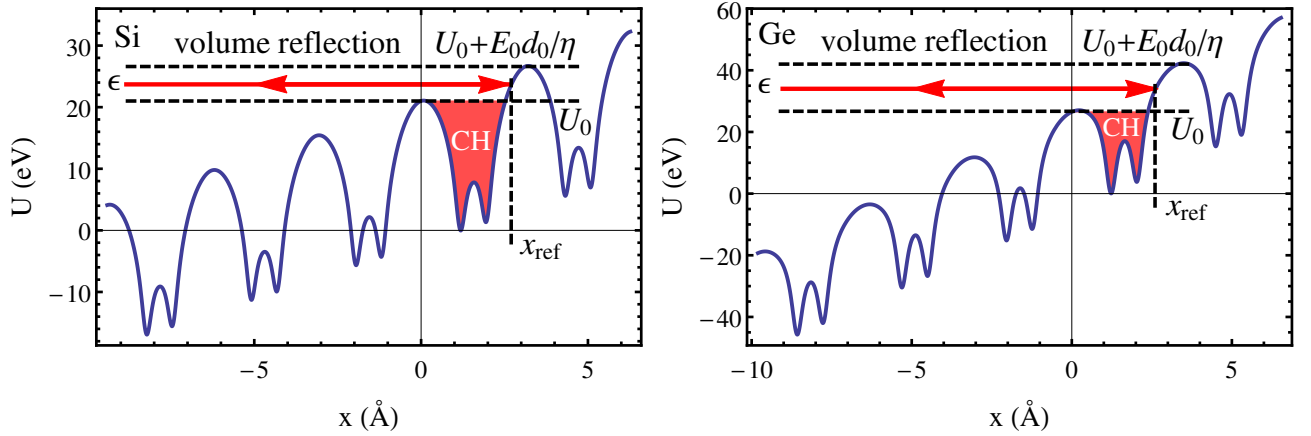


Рисунок 2.2. – Interplanar potential of (111) Si and Ge crystals for maximal bending radii (4.76 cm and 1.83 cm respectively) used in the experiments

ядерное деканализирование играет основную роль для всех отрицательных частиц в отличие от положительных, не обязательно с большой амплитудой колебаний. Поэтому достаточно рассмотреть только одну экспоненту из (1.73):

$$f_{ch} = A_0 \exp(-z/L_{dech}), \quad (2.12)$$

где A_0 – доля частиц, захваченных в каналирование на входе в кристалл.

Как длина деканализирования, так и экспоненциальное убывание доли каналирующих частиц были введены Кумаховым [95, 96] для описания процесса деканализирования, вызванного электронным рассеянием нерелятивистских ионов. Этот подход хорошо обоснован для положительно заряженных частиц [62], хотя даже недавнее построение модели ядерного деканализирования [99], которое является доминирующим для деканализирования отрицательных частиц, не позволило количественно применить этот подход к случаю электронов. Несмотря на все это, использование длины деканализирования оправдано практически использованием в качестве качественной характерной длины для каналирования, которая зависит от кристаллического материала, длины кристалла и его радиуса изгиба. Таким образом, экстраполяция L_{dech} из экспериментальных результатов представляет интерес для различных применений эффекта каналирования.

Основной сложностью теоретического описания процесса деканализирования электронов являются частые и сильные изменения поперечной энергии отрицательных частиц, что приводит к ограниченной применимости диффузионного подхода. Однако, эти эффекты можно учесть и промоделировать с использованием метода Монте-Карло. Например, процесс повторного захвата в каналирование деканализировавшей частицы – реканализирование, хорошо описывается только с использованием моделирования Монте-Карло [29].

Тем не менее в первом приближении экспоненциальный характер деканализирования (2.12) для отрицательно заряженных частиц сохраняется для сильно изогнутых кристаллов, о чем свидетельствуют различные эксперименты, а также моделирование Монте-Карло [28, 29, 30, 31], обеспечивая его использование для случая, изученного в данной главе.

Угол отклонения α при объемном отражении по отношению к углу Линдхарда θ_L (для прямого кристалла) можно рассчитать по модели из [100, 101]. Чтобы получить формулу, которая не зависит от энергии, воспользуемся значением критического радиуса изгиба кристалла R_{cr} :

$$\frac{\alpha}{\theta_L} = \frac{E_0}{\eta\sqrt{U_0}} \int_{x_0}^{x_c(\epsilon)} \left[\frac{1}{\sqrt{\epsilon - U(x) - \frac{E_0}{\eta}x}} - \frac{1}{\sqrt{\epsilon - U(x_{ref}(\epsilon)) - \frac{E_0}{\eta}x}} \right] dx, \quad (2.13)$$

где η – доля частиц, отношение радиуса изгиба R к его критическому значению R_{cr} ,

$U(x)$ здесь и далее – межплоскостной потенциал прямого кристалла вместо $U_{pl}(x)$,

$\frac{E_0}{\eta}x$ – центробежное слагаемое межплоскостного потенциала в изогнутом кристалле,

ϵ – поперечная энергия,

x_0 – начальная координата движения частицы,

$\frac{E_0}{\eta}x$ – координата объемного отражения, как указано на рисунке 2.2.

Зависимость от поперечной энергии может быть устранена путем ее усреднения по надбарьерным значениям, распределение которых можно приближенно рассматривать как равномерное [100, 101]:

$$\left\langle \frac{\alpha}{\theta_L} \right\rangle = \frac{\eta}{E_0 d_0} \int_{U_0}^{U_0 + \frac{E_0}{\eta} d_0} \frac{\alpha}{\theta_L} d\epsilon, \quad (2.14)$$

где d_0 – суммарное межплоскостное расстояние (в данном случае, как видно из рисунка 2.2, содержит две плоскости в центре, а не одну, как для (110)).

Следует отметить, что многократное рассеяние не учитывается в этих формулах не учитывается, хотя они обеспечивают хорошую оценку положе-

ния пика объемного отражения, что будет детально рассмотрено в дальнейшем.

Таким образом, полученные формулы (2.13-2.14) [6-A, 3-A] зависят только от межплоскостного потенциала и радиуса изгиба. Они очень полезны, поскольку они не зависят от энергии частиц и, следовательно, могут быть проверены с помощью уже сделанных экспериментов, а также могут применяться при более высокой энергии. Более того, эти уравнения справедливы для частиц любого знака, влияние которого определяется формой потенциальной ямы $U(x)$.

Все упомянутые выше когерентные эффекты, такие как каналирование и объемное отражение, сильно зависят от соотношения начальной поперечной энергии и глубины потенциальной ямы, которая зависит от радиуса изгиба а также от угла падения. В данной работе представлено подробное и количественное исследование этой зависимости для получения оптимальных параметров изогнутых кристаллов для будущих применений.

2.3.2 Теоретические и экспериментальные результаты

Для исследования эффектов каналирования, деканалирования и объемного отражения был проведен эксперимент на Микротроне МАМИ, Майнц, Германия с электронами с энергией 855 МэВ. Конфигурация эксперимента описана в работе [137] с той лишь разницей, что вместо кремниевого микрополоскового детектора использовался сцинтилляционный экран LYSO. Для изгиба кристаллов в лаборатории INFN-LNL в Леньяро, Италия был разработан инновационный динамический пьезохолдер, способный изгибать кристалл в автоматическом режиме без необходимости демонтажа ускорительного оборудования. Такой холдер необходим для исследования процессов в зависимости от радиуса изгиба того же самого кристалла. Кристаллы кремния и германия длиной 15 мкм были произведены совместно лабораторией INFN-LNL в Леньяро и университетом г. Феррары. Для данного исследования требовалась такая ультракороткая длина, поскольку ее значение должно быть сравнимо с длиной деканалирования, а также чтобы уменьшить угол многократного рассеяния. Угловая расходимость пучка составляла примерно 21 мкрад, что на порядок меньше угла Линдхарда – 220 мкрад при энергии 855 МэВ.

Благодаря использованию динамического пьезохолдера каналирование, и объемное отражение электронов 855 МэВ было исследовано при различных значениях радиуса изгиба – 4 (для кремния) и 3 (для германия). Для каждого значения радиуса изгиба R было получено распределение углов частиц после взаимодействия с кристаллом θ_{Xdef} в зависимости от ориентации кристалла,

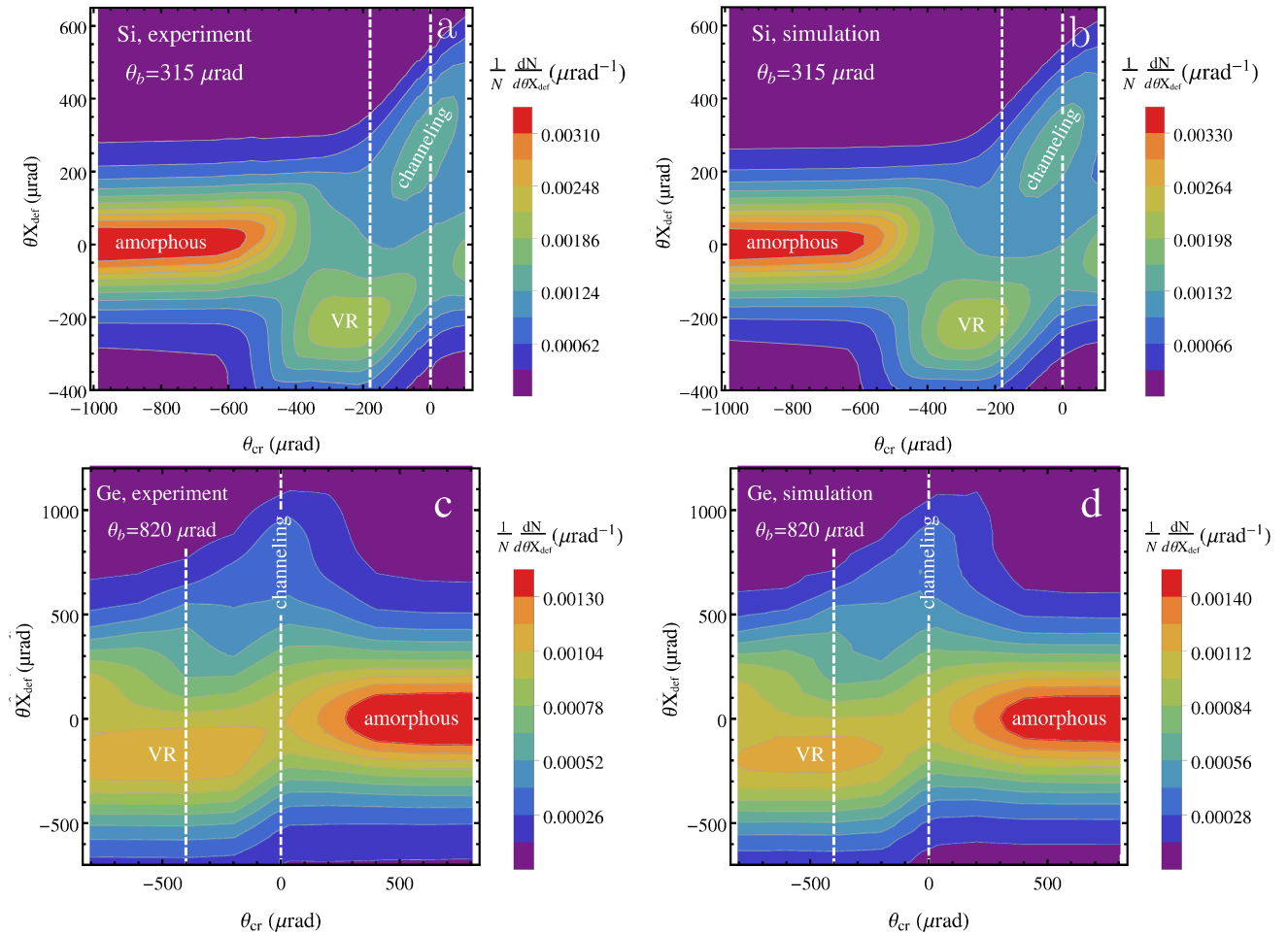


Рисунок 2.3. – Экспериментальные (а, в) и промоделированные (б, г) угловые распределения отклоненных изогнутым кристаллом частиц в зависимости от угла ориентации кристаллов Si (а, в) и Ge (б, г), угол изгиба которых 315 мкрад и 820 мкрад, соответственно. Вертикальные белые штриховые линии представляют собой угловые распределения, изображенные на рисунке 2.4, при ориентации каналирования и объемного отражения

изогнутого вдоль плоскостей (111), по отношению к пучку θ_{cr} . В качестве примера экспериментальные угловые распределения отклоненных изогнутым кристаллом частиц в зависимости от угла ориентации кристалла кремния с углом отклонения $\theta_b = 315$ мкрад и кристалла германия $\theta_b = 820$ мкрад показаны на рисунке 2.3. На рисунке 2.4 изображены угловые распределения отклоненного пучка при ориентации каналирования и посередине области объемного отражения, представляя собой срезы на рисунке 2.3, выделенные штрихованными линиями.

Эти графики позволяют проследить переход между основными процессами, происходящими при изменении ориентации кристалла по отношению к пучку. В угловых распределениях для ориентации канала ($\theta_{cr} = 0$) правый пик представляет собой режим каналирования, а левый – для надбарьерных частиц. При уменьшении θ_{cr} до середины диапазона $[-\theta_b + \theta_L; -\theta_L]$ про-

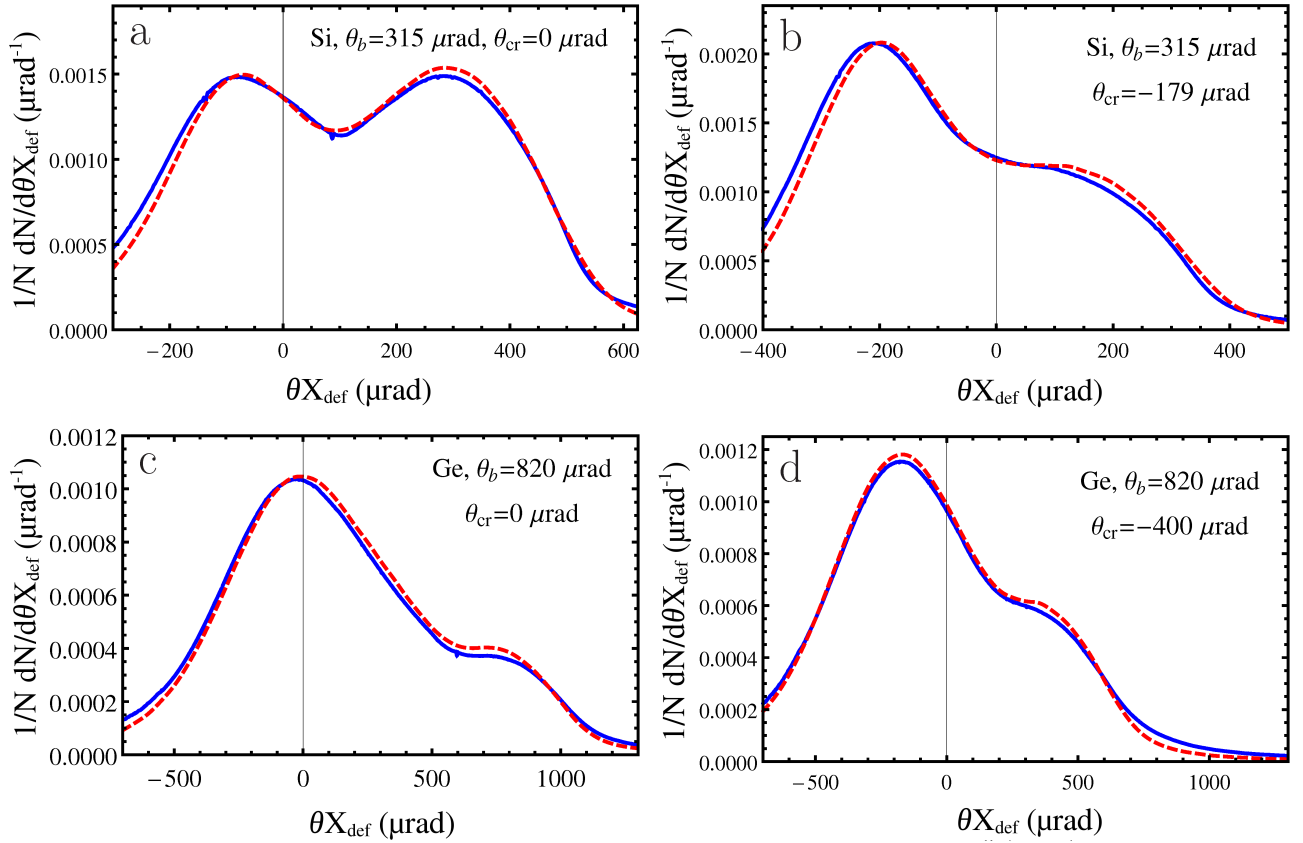


Рисунок 2.4. – Экспериментальные (сплошная кривая) и промоделированные (штрихованная) распределения отклоненного пучка кристаллами Si (а, б) и Ge (в, г), с углами изгиба 315 мкрад и 820 мкрад, соответственно, для ориентации каналирования (а, в) и объемного отражения (б, г). Эти кривые отмечены вертикальными белыми штрихованными линиями на рисунке 2.3. Моделирование проводилось со статистикой частиц $5 \cdot 10^6$.

исходит переход к объемному отражению. В последнем случае правый пик представляет собой объемные захваченные частицы. Наконец, при ориентации кристалла за пределами этого диапазона подавляются все когерентные эффекты, приводящие к “аморфной” области, где доминирует многократное рассеяние.

Углы ориентации кристалла были измерены экспериментально, а затем проверены при помощи компьютерного моделирования с использованием программы CRYSTAL [1–А, 2–А]. Идеальная ориентация кристалла с изогнутыми плоскостями, т. е. $\theta_{cr} = 0$, экспериментально определялась максимальной интенсивностью пика каналирования, полученного при угловом сканировании ориентации кристалла. Положение пика каналирования позволило получить также значение угла изгиба кристалла, проверенного моделированием. Моделирование методом Монте-Карло позволило учесть распределение входного угла. Результаты моделирования со статистикой от $2 \cdot 10^6$ до $5 \cdot 10^6$ частиц также приведены на рисунке 2.3 и 2.4 для сравнения с экспериментальными

измерениями.

Анализ угловых распределений проводился с помощью процедуры фита, основанной на модели представленной в работах, [14, 31]. Функция фита представляет собой сумму каналирующей фракции пучка f_{ch} , приближенно описываемой гауссом:

$$\frac{df_{ch}}{d\theta_{Xdef}} = \frac{A_{ch}}{\sigma_{ch}\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(\theta_{Xdef} - \theta_{ch})^2}{2\sigma_{ch}^2}\right), \quad (2.15)$$

где A_{ch} – нормировочный коэффициент,
 σ_{ch} – стандартное отклонение,
 θ_{ch} – положение максимума распределения,

фракции объемного отражения f_{VR} , содержащей также не отраженную надбарьерную фракцию, и описываемой суммой двух гауссовых распределений:

$$\begin{aligned} \frac{df_{VR}}{d\theta_{Xdef}} = & \frac{A_{VR}}{\sigma_{VR}\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(\theta_{Xdef} - \theta_{VR})^2}{2\sigma_{VR}^2}\right) \\ & + \frac{1 - A_{VR}}{r\sigma_{VR}\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(\theta_{Xdef} - \theta_{VR})^2}{2r^2\sigma_{VR}^2}\right) \end{aligned} \quad (2.16)$$

где A_{VR} , B_{VR} и r – нормировочные коэффициенты,
 σ_{VR} – стандартное отклонение,
 θ_{VR} – положение максимума распределения,

и деканализованной фракции f_{dech} , приближенно описываемой экспоненциальным распределением (2.12), свернутым с первым гауссовым распределением в (2.16):

$$\begin{aligned} \frac{df_{dech}}{d\theta_{Xdef}} = & \frac{A_{dech}}{2\theta_{dech}} \exp\left(\frac{\sigma_{VR}^2}{2\theta_{dech}^2} + \frac{\theta_{ch} - \theta_{Xdef}}{\theta_{dech}}\right) \\ & \times \left(\operatorname{erf}\left(\frac{\theta_{VR} - \theta_{Xdef} + \frac{\sigma_{VR}^2}{\theta_{dech}}}{\sqrt{2}\sigma_{VR}}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{\theta_{ch} - \theta_{Xdef} + \frac{\sigma_{VR}^2}{\theta_{dech}}}{\sqrt{2}\sigma_{VR}}\right) \right). \end{aligned} \quad (2.17)$$

где A_{dech} – нормировочный коэффициент,
 θ_{dech} – “угол деканализования”, определяющий длину деканализования, найденную из углового распределения, как $L_{dech} = R\theta_{dech}$.

Полная функция фита может быть записана как:

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{d\theta_{Xdef}} = \frac{df_{ch}}{d\theta_{Xdef}} + B_{VR} \frac{df_{VR}}{d\theta_{Xdef}} + \frac{df_{dech}}{d\theta_{Xdef}}, \quad (2.18)$$

где B_{VR} – нормировочный коэффициент.

Эффективность каналирования определяется как интегральное значение гауссова распределения (2.15) в пределах $\pm 3\sigma_{ch}$ вокруг пика каналирования, а именно $\eta_{ch} \approx 0.9973A_{ch}$.

Процедура фита выполнялась в два этапа. Во-первых, уравнение (2.16) применялось для фита углового распределения кристалла, ориентированного в аморфном направлении. Значения A_{VR} и r , извлеченные на первом этапе, использовались в фите (2.18) [14, 31]. Основное отличие от процедуры фита из [14, 31] – это коэффициенты A_{ch} , B_{VR} , A_{dech} , обрабатываемые как независимые. В данном случае это необходимо для правильного описания первоначально надбарьерных частиц, как поясняется далее.

Для обеспечения максимально точных результатов моделирования значения эффективности каналирования были рассчитаны с использованием программы CRYSTAL путем прямого моделирования доли каналирующих частиц в зависимости от глубины проникновения. Эффективность каналирования, полученная путем фита промоделированного углового распределения, почти совпадает с эффективностью каналирования рассчитанной непосредственно при $R/R_{cr} < 20$, что подтверждает применимость процедуры фита (2.15-2.18) для оценки эффективности каналирования. Ограничение этой процедуры в диапазоне $R/R_{cr} > 20$ связано с наложением пиков каналирования и надбарьерного движения в распределении отклоненного пучка для слишком высоких радиусов изгиба, а также в связи ростом отличия зависимости эффективности каналирования от экспоненциальной (2.12) [99].

Экспериментальные результаты были сопоставлены с моделированием CRYSTAL, выявив хорошее согласие теории и эксперимента. Зависимость эффективности отклонения каналирования от отношения R/R_{cr} показана на рисунке 2.5 как для экспериментальных результатов, так и для моделирования. Отклонения в экспериментальной эффективности обусловлены погрешностями фита и дополнительной погрешностью, связанной с процедурой нормировки экспериментального распределения. Кроме того, погрешность по оси x для результатов моделирования связана с неопределенностью длины кристалла, а малая ошибка по оси y связана со статистикой. Таблица 2.1 отображает все значения радиусов кривизны, углов изгиба, θ_b и эффективности каналирования, использованных в эксперименте. Таблица 2.2 изображает те же

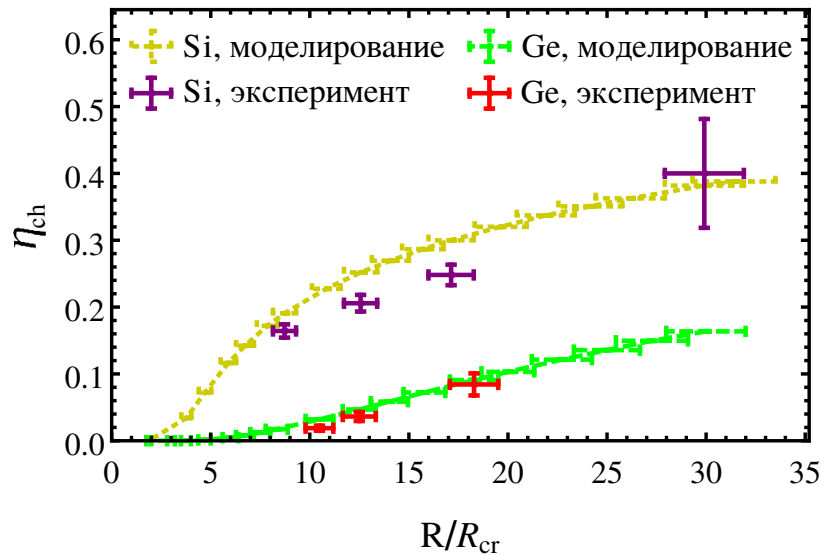


Рисунок 2.5. – Экспериментальные и промоделированные зависимости эффективности каналирования кристаллов Si и Ge при оптимальной ориентации для каналирования от отношения радиуса изгиба к его критическому значению

результаты, полученные при моделировании. Как и ожидалось, зависимость эффективности каналирования является монотонной [13], так как глубина потенциальной ямы уменьшается, а R становится меньше.

Экспериментальные результаты продемонстрировали эффективность каналирования более 35 % для кремния в согласии с моделированием. Через процедуру фита (2.15-2.18) невозможно было извлечь длину деканалирования для кремния в случае $R/R_{cr} > 20$, тогда как значения эффективности каналирования были найдены с очень большими ошибками. Экспериментальная ошибка довольно высока для угла изгиба $\theta_b = 315$ мкрад, поскольку пики каналирования и объемного отражения очень близки, и трудно выделить

Таблица 2.1. – Измеренные радиусы и углы изгиба Si и Ge и эффективность каналирования

Материал	θ_b , мкрад	R/R_{cr}	θ_{VR} , мкрад	η_{ch}
Si	315	29.9	224	0.40 ± 0.08
Si	550	17.1	204	0.248 ± 0.016
Si	750	12.6	194	0.206 ± 0.013
Si	1080	8.72	183	0.165 ± 0.010
Ge	820	18.3	172	0.084 ± 0.017
Ge	1200	12.5	165	0.036 ± 0.007
Ge	1430	10.4	162	0.019 ± 0.004

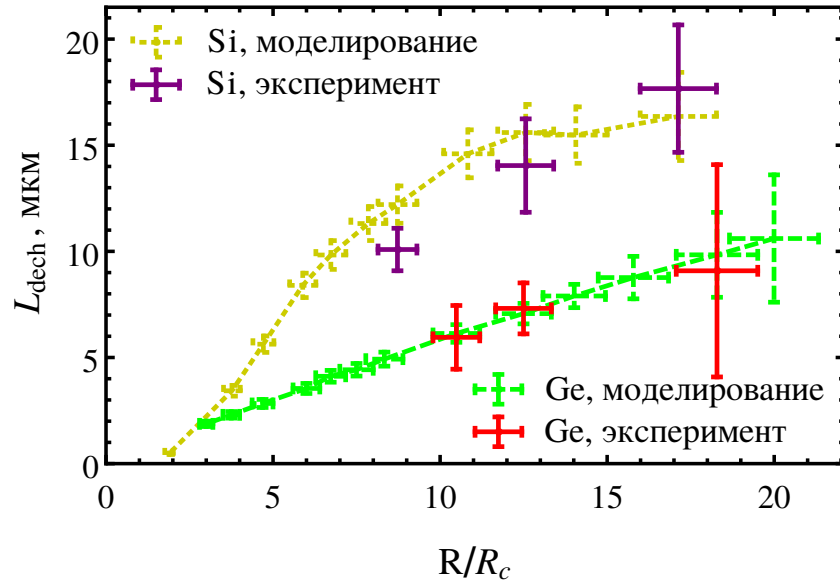


Рисунок 2.6. – Экспериментальная и промоделированная зависимость длины деканализирования от отношения радиуса изгиба к его критическому значению при идеальной ориентации канала. Длина деканализирования для первой кривизны кремния $\theta_b = 315$ мкрад не определена, поскольку пики каналирования и надбарьерного движения расположены слишком близко друг от друга, что сделало процедуру фита (2.15-2.18) практически неприменимой.

фракцию каналирования. По этой причине угловое расстояние между пиками каналирования и объемного отражения является основным ограничением использования (2.15-2.18). Тем не менее рисунок 2.4 демонстрирует очень высокую эффективность каналирования в кристалле кремния, достигнутую впервые.

С другой стороны, эффективность каналирования для германия достигает 8 % при самом низком экспериментальном угле изгиба. Это является первой демонстрацией отклонения отрицательного пучка в режиме каналирования в изогнутом кристалле Ge.

Хотя эффективность каналирования для германия намного ниже, чем для кремния, этот эффект нельзя связывать с качеством кристалла, поскольку кристаллы германия и кремния были изготовлены по тем же самым технологиям. Единственная причина такой разницы связана с влиянием кулоновского рассеяния, которое в 2.2 раза сильнее для Ge, чем для Si. Действительно, этот угол можно грубо оценить по формуле многократного рассеяния [94]:

$$\theta_{sc} = \frac{13.6 \text{ MeV}}{pv} \sqrt{l_{cr}/X_{rad}} [1 + 0.038 \ln(l_{cr}/X_{rad})], \quad (2.19)$$

где X_{rad} – радиационная длина,

l_{cr} – длина кристалла вдоль направления пучка.

Подставляя параметры кристалла в (2.19), можно получить оценку углов многократного рассеяния для кристаллов кремния и германия, составляющих 130 мкрад и 290 мкрад, соответственно. Хотя первое значение в 1.8 раза меньше, чем угол Линдхарда, второе имеет тот же порядок, сравнимый с этим углом. Этот факт объясняет выбор ультратонких кристаллов (15 мкм). В противном случае многократное рассеяние будет покрывать все когерентные эффекты, что приведет к невозможности исследования ни каналирования, ни объемного отражения.

Для завершения анализа эффекта каналирования следует оценить основной параметр, определяющий способности кристалла отклонять пучки – длину деканалирования. Такой параметр был извлечен с помощью процедуры фита (2.15-2.18) как экспериментальных, так и промоделированных угловых распределений. Зависимости полученной длины деканалирования от отношения радиуса изгиба к критическому радиусу изображены на рисунке 2.6 как для кремния, так и для германия. Соответствующие экспериментальные и промоделированные значения приведены в таблице 2.3.

Как и эффективность каналирования, измеренная длина деканалирования монотонно зависит от радиуса изгиба кристалла в согласии с проведенным моделированием. Длина деканалирования кремния сравнима с длиной кристалла, в то время как для германия, она по крайней мере, в 1.5-3 раза меньше. Этот факт объясняет разницу в эффективности каналирования между двумя материалами, обусловленную разным вкладом многократного рассеяния для различного атомного номера Z .

Настоящие данные показывают, что эффективность отклонения отрицательных частиц в основном регулируется длиной деканалирования, а не глубиной потенциальной ямы, которая в случае германия является более глубокой. Следует отметить, что это является своеобразной особенностью отрица-

Таблица 2.2. – Промоделированные радиусы и углы изгиба Si и Ge и эффективность каналирования

Материал	θ_b , мкрад	R/R_{cr}	θ_{VR} , мкрад	η_{ch}
Si	315	29.9	235	0.3818 ± 0.0004
Si	550	17.1	203	0.3000 ± 0.0004
Si	750	12.6	190	0.2519 ± 0.0003
Si	1080	8.72	182	0.1907 ± 0.0003
Ge	820	18.3	178	0.0909 ± 0.0002
Ge	1200	12.5	161	0.0468 ± 0.0002
Ge	1430	10.4	156	0.0320 ± 0.0002

Таблица 2.3. – Длины деканализирования Si и Ge: экспериментальная ($L_{dech\ Exp}$) и промоделированные (как из распределения ($L_{dech\ Sim}$), так и непосредственно из зависимости эффективности каналирования от глубины проникновения ($L_{dech\ DSim}$), а также из этой же зависимости без учета надбарьерных частиц, захваченных в режим каналирования, а затем деканализировавших ($L'_{dech\ DSim}$). Все длины деканализирования измеряются в мкм.

	R/R_{cr}	$L_{dech\ Exp}$	$L_{dech\ Sim}$	$L_{dech\ DSim}$	$L'_{dech\ DSim}$
Si	17.1	17.7 ± 3.0	16.4 ± 2.1	18.96 ± 0.05	21.14 ± 0.10
Si	12.6	14.0 ± 2.2	15.6 ± 1.4	16.48 ± 0.05	18.05 ± 0.07
Si	8.72	10.1 ± 1.0	12.2 ± 0.9	13.62 ± 0.05	14.73 ± 0.06
Ge	18.3	9 ± 5	10 ± 2	7.97 ± 0.07	8.95 ± 0.26
Ge	12.5	7.3 ± 1.2	7.1 ± 0.5	6.02 ± 0.03	6.46 ± 0.11
Ge	10.4	5.9 ± 1.5	6.1 ± 0.4	5.29 ± 0.03	5.58 ± 0.09

тельных частиц в отличие от положительных, для которых влияние глубины потенциальной ямы доминирует в процессе деканализирования, и для которых эффективность каналирования в коротком кристалле германия может превысить эффективность для случая кремния [16, 17, 18]. Это указывает на то, что материалы с низким углом многократного рассеяния, такие как алмаз, могут быть интересными кандидатами для исследования эффективности отклонения.

Учитывая хорошее согласие между экспериментом и моделированием, мы можем использовать последнее для более глубокого исследования процесса деканализирования. Фактически, уже в [29] было продемонстрировано, что процесс реканализирования (захват в каналирование деканализировавших частиц, см. главу 1) может оказать сильное влияние на длину деканализирования. В данной работе также исследуется вклад надбарьерных частиц в распределение деканализирования. Рисунок 2.7 отображает различные фракции в угловых распределениях, полученных непосредственно из моделирования (сплошные кривые), а именно каналирование, деканализирование с учетом реканализирования, а также фракция объемного отражения/надбарьерных частиц для кремния (а) и германия (б). Для сравнения те же фракции получены из угловых распределений с помощью фита (2.15-2.18) (штрихованные кривые).

Более того, на рисунке 2.7 изображен вклад первоначально надбарьерных частиц, которые были захвачены в режим каналирования и деканализировали несколько раз (обозначены на рисунке 2.7 как захваченные надбарьерные). В изогнутом кристалле вклада надбарьерных частиц нельзя избежать даже при параллельном пучке. Действительно, из-за асимметрии потенциального

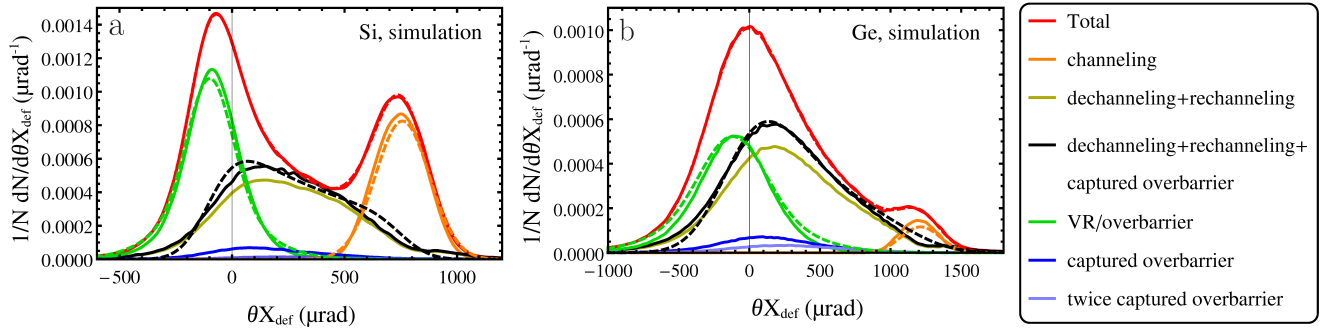


Рисунок 2.7. – Промоделированные распределения отклоненного пучка кристаллами Si (а) и Ge (б), с углами изгиба 750 мкрад и 1200 мкрад, соответственно, а также фракции каналирующих частиц, деканализовавших, первоначально надбарьерных частиц, надбарьерных, захваченных в режим каналирования и покинувших его единожды и дважды (захваченные надбарьерные) и сумма фракций захваченных надбарьерных и деканализовавших частиц. Пунктирные кривые изображают угловое распределение, а также каналирующую, надбарьерную и деканализовавшую фракции, полученные с помощью фита (2.15-2.18)

барьера вследствие изгиба кристалла, частицы, вошедшие в кристалл при нулевой поперечной кинетической энергией вблизи правого потенциального барьера, отражаются влево, получая ненулевую поперечную кинетическую энергию. Схематическое изображение надбарьерных частиц приведено на рисунке 2.8. Однако такие частицы следуют вдоль изогнутых кристаллических плоскостей и могут отклоняться на значительный угол в сторону их изгиба.

Сплошная черная линия на рисунке 2.7 представляет собой фракцию деканализованных и реканализованных частиц с вкладом захваченных надбарьерных частиц. Если сравнить ее со штрихованной черной линией, представляющей результат фита (2.15-2.18), то становится ясно, что из экспериментального распределения углов отклонения нельзя извлечь длину деканализования, соответствующую только изначально каналированным частицам. По этой причине процедура фита [14, 31] была модифицирована таким образом, что все нормировочные коэффициенты (2.15-2.18) при слагаемых (2.15-2.17) стали обрабатываться как независимые.

Чтобы глубоко изучить вклад захваченных надбарьерных частиц, эффективность каналирования также была промоделирована в зависимости от глубины проникновения z , с учетом захваченных надбарьерных частиц и без учета, как для Si, так и для Ge, как показано на рисунке 2.9. С использованием экспоненциального фита (2.12) были получены значения длины деканализования (см. Таблицу 2.3, $L_{dech DSim}$ и $L'_{dech DSim}$, для случаев с и без захваченных надбарьерных частиц, соответственно). Значения $L_{dech DSim}$ отличаются от значений, полученных при помощи фита (2.15-2.18), экспериментальных

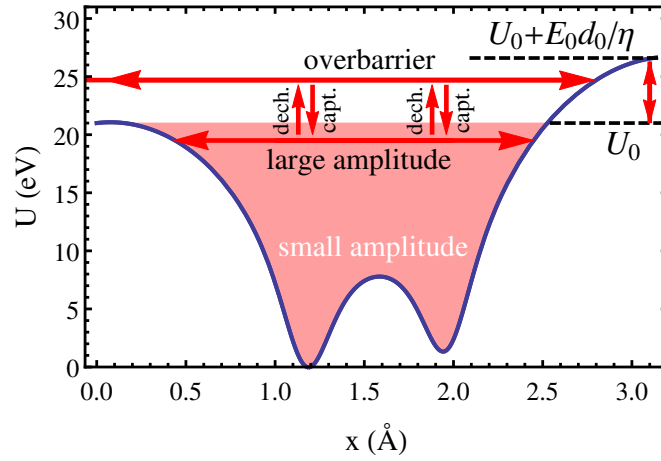


Рисунок 2.8. – Межплоскостной потенциал для плоскостей (111) Si для максимального радиуса изгиба (4.76 см), используемого в эксперименте. Обозначенная первоначально надбарьерная фракция частиц может быть захвачена в режим каналирования или реканализовать (рек.), и затем деканализовать (дек.) один или несколько раз

и промоделированных угловых распределений не более чем на $\sim 1-2$ мкм, лежащих, как правило, в пределах погрешности.

С другой стороны, промоделированная длина деканализования без вклада захваченных надбарьерных частиц $L_{dech\ DSIm}$ (см. Таблицу 2.3) превышает $L_{dech\ DSIm}$ на 5–10 %. Другими словами, первоначально забарьерные частицы уменьшают общую длину деканализования на несколько процентов, потому что обычно могут быть захвачены в режим каналирования при значениях поперечной энергии немного ниже потенциального барьера, как показано на рисунке 2.8. Поэтому длина деканализования этих частиц ниже, чем для частиц, находящихся в состоянии стабильного каналирования. Следовательно, захват первоначально надбарьерных частиц уменьшает общую измеренную длину деканализования. Более того, даже если эти значения были получены таким же образом, как и $L_{dech\ DSIm}$, зависимость $L'_{dech\ DSIm}$ от глубины проникновения, очевидно, отличается от экспоненциальной функции. Действительно, нужно помнить, что деканализование отрицательных частиц происходит главным образом из-за сильного рассеяния на ядрах и, как следствие, не может быть описаны приближением медленной диффузии [99].

Относительная разница между $L'_{dech\ DSIm}$ и $L_{dech\ DSIm}$ увеличивается с ростом радиуса кристалла. Это объясняется уменьшением разности $E_0 d_0 / \eta$ ($\eta = R/R_{cr}$, см. главу 3) между правым и левым потенциальными барьерами. Следовательно, такие надбарьерные частицы находятся ближе к границе потенциала. Это означает, что такие частицы будут оставаться вблизи потенциального барьера на протяжении значительного расстояния (в продольном направлении) из-за низких поперечных скоростей, оказывая влияние на об-

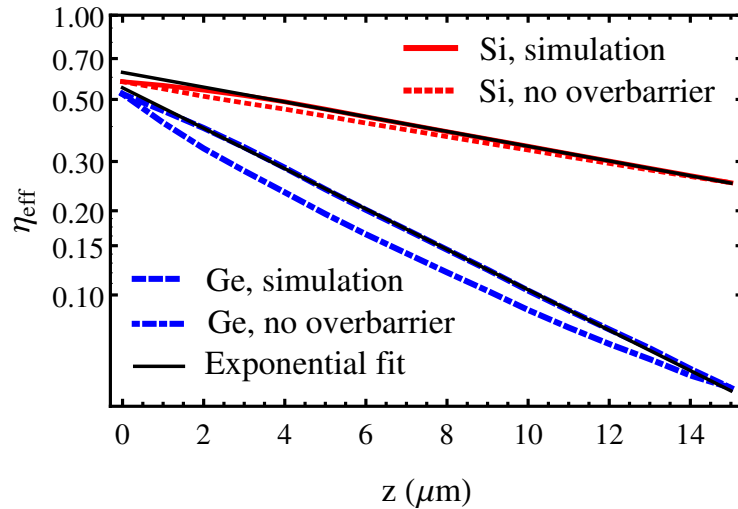


Рисунок 2.9. – Экспоненциальный фит зависимости эффективности каналирования на глубине проникновения в кристаллах Si и Ge при тех же параметрах, что и на рисунке 2.7, аналогичные зависимости без учета надбарьерных частиц, захваченных в и покинувших режим каналирования

щую длину деканалирования. Следовательно, первоначально надбарьерные частицы, захваченные в режим каналирования, а затем деканалировавшие, могут изменить значение длины деканалирования на несколько процентов.

Помимо этого, был исследован другой механизм отклонения пучка – объемное отражение. В частности, был изучен угол отклонения объемного отражения по отношению к радиусу кривизны по сравнению с углом отклонения, предсказываемым формулами (2.13-2.14).

Чтобы проверить теоретическую зависимость угла пика объемного отражения от R (2.13-2.14), были получены экспериментальные и промоделированные значения этого угла (определяемые гауссовым фитом), результаты для которых приведены на рисунке 2.10. Получено очень хорошее согласие для случая кремния между теорией и экспериментальными данными и результатами моделирования, в то время, как для германия это согласие хуже. Этот факт объясняется вкладом многократного рассеяния не отразившихся надбарьерных частиц, распределенных вблизи нулевого угла, которые сдвигают центр пика объемного отражения в направлении нулевого угла, как можно видеть из угловых распределений на рисунках 2.3-2.4. Многократное рассеяние оказывает гораздо более сильное влияние в случае германия, для которого ср. кв. угол в 2.2 раза выше, чем для кремния. По этой причине измеренный угол объемного отражения для кремния 235 мкрад составляет около θ_L угла для кремния (в соответствии с экспериментами в работах [29, 30]), тогда как для германия – всего $0.6\theta_L$, а именно – 178 мкрад.

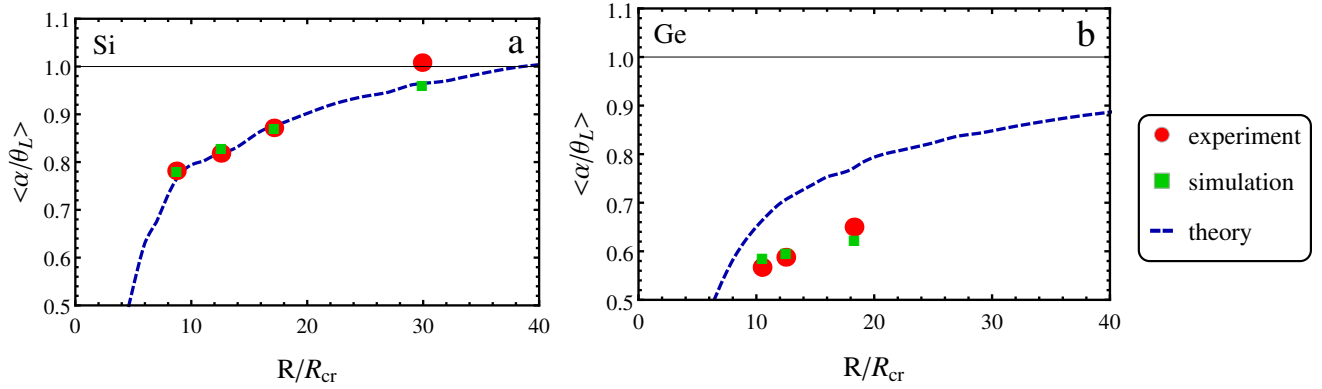


Рисунок 2.10. – Теоретическая, экспериментальная и промоделированная зависимость углового значения положения пика объемного отражения по отношению к углу Линдхарда от радиуса изгиба по отношению к его критическому значению для кристаллов Si (а) и Ge(б), изогнутых вдоль плоскостей (111)

2.4 Выводы по главе 2

Таким образом, разработана программа моделирования CRYSTAL, позволяющая проводить моделирование различных когерентных эффектов взаимодействия заряженных частиц с прямыми и изогнутыми кристаллами. Программа включает в себя одномерные и двумерные модели, обеспечивающие возможность вычисления траекторий частиц в усредненном поле атомных плоскостей и цепочек, соответственно. В программе используется модель атомного потенциала Дойла-Тернера, хотя может быть реализован любой потенциал без модификации исходного кода. Кроме того, программа позволяет моделировать некогерентное кулоновское рассеяние, а также различные типы ядерного рассеяния – упругие, дифракционные и неупругие.

Для решения задачи на оптимизацию программа включает в себя процедуру варьирования начальных параметров, при которой программа способна выполнять полный цикл моделирования для каждой комбинации параметров. Для повышения вычислительной производительности программа была распараллелена с использованием MPI для высокопроизводительных вычислений на суперкомпьютерах и кластерах. Распараллеливание выполняется за счет независимых вычислений траекторий разных частиц. В результате каждый процесс выполняет моделирование для своего набора частиц.

Основное преимущество программы CRYSTAL заключается в моделировании *из первых принципов* ранее не заданных эффектов. Поэтому программа моделирования CRYSTAL позволяет предсказывать новые, ранее неизвестные эффекты.

Программа CRYSTAL была использована для моделирования экспери-

мента по отклонению пучка электронов с энергией 855 МэВ с применением изогнутых кристалла кремния и кристалла германия длиной 15 мкм, проведенного в микротроне МАМИ. Благодаря использованию инновационного пьезохолдера, плоскостное каналирование, деканалирование и объемное отражение были исследованы при нескольких значениях радиуса кривизны.

Экспериментальные результаты в согласии с моделированием продемонстрировали максимальную эффективность каналирования около 40 % и 8 % для кремния и германия, соответственно. Различие между этими двумя материалами должно быть отнесено к более высокому атомному номеру Z для Ge, что приводит к более высокому вкладу кулоновского рассеяния, вызывая более сильное деканалирование. Полученные значения для длины деканалирования, оказались близки по значению к длине кристалла Si, но в два раза короче для кристалла Ge при наибольшем радиусе изгиба. В частности, использование кристалла Si с длиной, сравнимой с длиной деканалирования, позволило обеспечить беспрецедентно высокий уровень эффективности каналирования электронного пучка.

С другой стороны, важно отметить, что прежде никаких измерений отклонения отрицательно заряженного пучка в изогнутом кристалле германия при энергиях ниже сотен ГэВ не проводилось из-за отсутствия подходящих кристаллов, т. е. с длиной порядка длины деканалирования. Поэтому впервые было продемонстрировано доказательство отклонения пучка электронов при с энергией немного ниже 1 ГэВ в кристалле Ge. Также было выявлено влияние первоначально неканализованных частиц на процессы деканалирования, которое приводит к уменьшению длины деканалирования в случае, если толщина кристалла сравнима с длиной деканалирования.

Исследована зависимость отношения угла объемного отражения к углу Линдхарда от R/R_{cr} (2.13-2.14), которая не зависит от энергии и является полезной для расчета углов объемного отражения при различных энергиях.

Представленные результаты, в частности, исследования эффективности пучка и длины деканалирования по сравнению с кривизной кристалла и атомным номером, представляют интерес для таких применений, как генерация рентгеновского и гамма-излучения в изогнутых и периодически изогнутых кристаллах, в частности, с высоким значением атомного номера. Достигнутое согласие моделирования и эксперимента подтверждает реалистичность реализованной в программе CRYSTAL модели, что позволяет ее использовать для предсказания эффектов отклонения частиц и при других, более высоких энергиях, в частности, для применений изогнутых кристаллов для системы коллимации или вывода пучка из ускорителя, что будет рассмотрено в следующей главе.

ГЛАВА 3

НОВЫЕ МЕТОДЫ ОТКЛОНЕНИЯ ПУЧКА И ИХ ОПТИМИЗАЦИЯ ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ НА БУДУЩЕМ КОЛЬЦЕВОМ КОЛЛАЙДЕРЕ

Кристаллические коллиматоры могут потенциально значительно улучшить эффективность используемых в настоящее время систем коллимации с использованием аморфных коллиматоров. Схема коллимации на основе изогнутых кристаллов, основанная на отклонении частиц в изогнутых кристаллах в режиме каналирования, широко изучена как теоретически, так и экспериментально. Однако поскольку эффективность захвата частиц в режиме каналирования не превышает 90 %, такая схема коллимации частично подвержена тем же проблемам утечки пучка, что и схемы с использованием аморфных коллиматоров.

В данной работе для дальнейшего повышения эффективности системы коллимации на основе кристаллов для удовлетворения требованиям Будущего кольцевого коллайдера (FCC) предлагается *двойная* схема коллимации на основе кристалла, в которой добавляется второй кристалл для усиления отклонения частиц, не захваченных в режим каналирования в первом кристалле. Применение эффекта *многократного объемного отражения в одном изогнутом кристалле* или *в цепочке кристаллов* моделируется и сравнивается для разного количества кристаллов и различных материалов при энергии протонов на FCC – 50 ТэВ. Для оптимизации этих эффектов предлагается аналитическая модель одно- и многократного объемного отражения в одном кристалле и цепочке изогнутых кристаллов. Поскольку эта модель инвариантна относительно энергии частиц, она применима для любого ускорителя высоких энергий.

Для повышения эффективности использования первого кристалла предлагаемой двойной системы коллимации на основе кристаллов предлагается применить метод увеличения вероятности захвата частиц в режим каналирования при первом прохождении кристалла с помощью *кристаллического выреза* и метод усиления отклонения неканализованных частиц посредством многократного объемного отражения в одном изогнутом кристалле, возникающее при *канализовании в наклонных плоскостях*. Оба этих метода моделируются для энергии FCC 50 ТэВ.

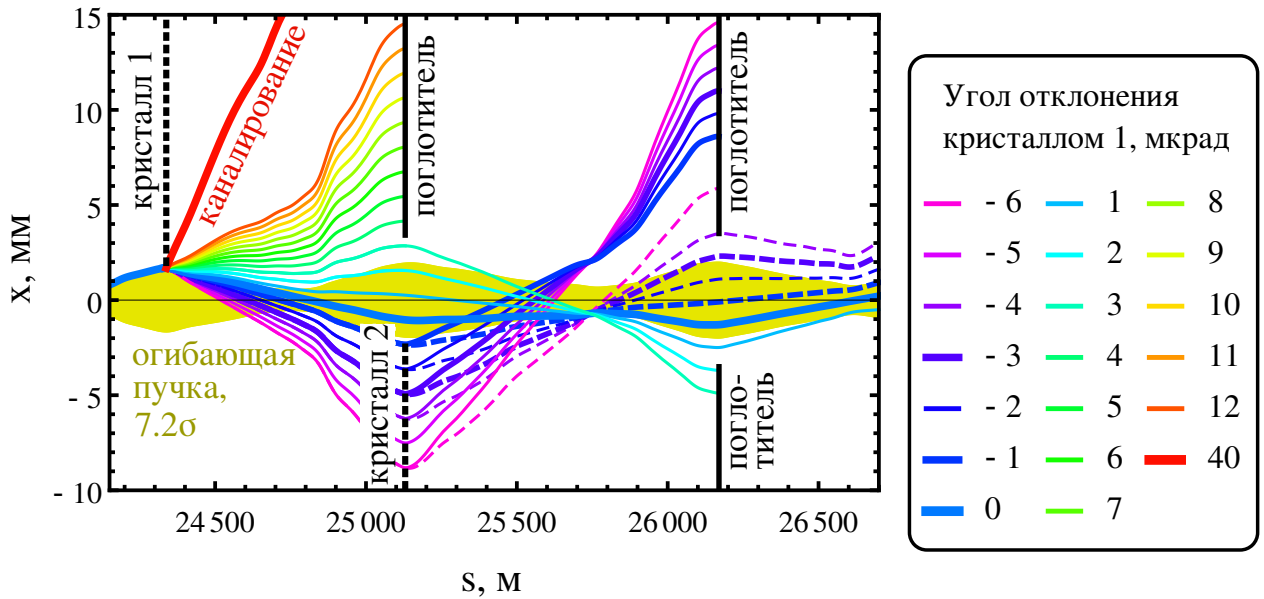


Рисунок 3.1. – Двойная кристаллическая система коллимации на основе кристаллов. Траектории частиц для разных углов отклонения кристаллом 1 моделируются в зоне бетатронной коллимации FCC [121], с учетом только бетатронных колебаний. Кристалл 1, кристалл 2 и поглотители помещаются на 7.2σ , 9σ и 12.6σ от центра пучка, соответственно. Частицы, прошедшие через кристалл 2, считаются отклоненными на -5 мкрад (сплошные кривые) и 0 мкрад (штрихованные). Жирные кривые иллюстрируют траектории неотклоненных частиц, каналированных частиц и частиц, отклоненных на 1 и 3 мкрад, которые являются типичными углами отклонения посредством объемного отражения (ОО) и многократного объемного отражения в одном изогнутом кристалле (МОО), соответственно

3.1 Возможная конфигурация системы коллимации на основе кристаллов на FCC

Система коллимации имеет ключевое значение для стабильной работы современных высокоэнергетических накопительных колец и коллайдеров, например, для Большого адронного коллайдера (LHC) и будущего проекта LHC с пучками высокой светимости HL-LHC [115, 116], а также высокой энергии HE-LHC [117]. Более того, функционирование и физические эксперименты на недавних сверхпроводящих высокоэнергетических адронных коллайдерах, таких как Теватрон, релятивистский коллайдер тяжелых ионов (RHIC) и LHC, не могли быть выполнены без достаточной коллимации пучка [118].

Рассеяние на малые углы в аморфных коллиматорах используется для индуцирования устойчивого роста амплитуды бетатронных колебаний гало частиц (частиц, достигших опасно высокой амплитуды бетатронных колебаний), приводящего к их попаданию на поглотители, прежде чем они достигнут сверхпроводящих магнитов. В настоящее время на LHC, RHIC и SPS

используются толстые аморфные коллиматоры. Эффективность любой подобной коллимационной схемы ограничена утечкой пучка и его попаданием на чувствительное оборудование. Так как некогерентное кулоновское рассеяние в аморфных коллиматорах характеризуется малыми средними углами рассеяния, то утечка коллимационных схем с аморфными коллиматорами определяется количеством прохождений частиц через них и малыми прицельными параметрами падения частиц на поглотители.

Кристаллические коллиматоры могут использоваться для уменьшения утечки частиц в системе коллимации [118, 119]. Дело в том, что изогнутый кристалл может отклонять частицы в режиме каналирования на углы, достаточно большие для немедленного попадания частиц на поглотители и с большим прицельным параметром. Такая схема коллимации с использованием плоскостного каналирования в изогнутых кристаллах, предложенная в [120], широко исследована в экспериментах [38, 39, 40, 41, 42, 43, 44, 45, 46, 47, 48, 49].

Однако такая система коллимации также подвержена утечкам. Последнее вызвано главным образом более чем десятью процентами частиц, неизбежно выходящими из режима каналирования при их первом прохождении через кристаллический коллиматор. Как и в случае аморфных коллиматоров, многие из этих частиц достигают поглотителей коллиматоров благодаря объемному отражению или кулоновскому рассеянию только после нескольких прохождений через кристаллический коллиматор с малыми прицельными параметрами. Вот почему возможно повышение эффективности системы коллимации на основе кристаллов.

Таким образом, в данной работе предлагается новая – двойная система коллимации на основе кристаллов, как показано на рисунке 3.1. В основе данной схемы лежит стандартная конфигурация бетатронной коллимации FCC с бета-функциями и поперечными положениями поглотителя (12.6σ), взятыми из работы [121]. В моделируемых траекториях учитывались только бетатронные колебания, в то время как синхротронные колебания в расчет не принимались из-за слишком низких значений дисперсионных функций.

Изогнутый кристалл 1 предлагается поместить на 7.2σ от центра пучка, то есть на позицию первичных коллиматоров [121], которые в свою очередь предлагается не использовать. Кристалл 1 будет отклонять большую часть частиц на поглотитель в режиме каналирования. Второй кристалл, помещенный на $\sim 9 \sigma$, играет роль вторичного коллиматора, перехватывающего частицы, отклоненные посредством объемного отражения в кристалле 1, и направляющие их на поглотитель.

Предлагаемая система коллимации [6–A] обладает следующими преимуществами

ществами:

- прицельные параметры падения частиц на поглотители достаточно велики, чтобы предотвратить утечку на их границах;
- почти 100 % частиц гало будут перехватываться только за одно прохождение зоны бетатронной коллимации.

В данной работе предлагаются различные когерентные эффекты, являющиеся перспективными для этого применения в обоих изогнутых кристаллах. В частности, для второго кристалла предполагается существенное увеличение типичного угла рассеяния и объемного отражения в кристаллическом коллиматоре за счет эффекта многократного объемного отражения в одном изогнутом кристалле [24, 108]. Хорошей альтернативой МОО может быть объемное отражение в кристаллической цепочке [122]. Основным преимуществом обоих эффектов является достаточно большой угловой аксептанс для когерентного отклонения почти всех частиц, проходящих через кристалл, и достаточно большой угол отклонения θ_{Xdef} , для отклонения гало частицы на поглотитель за несколько несколькими или даже одно прохождение кристалла.

Чтобы еще больше усилить угол отклонения, предлагается использовать преимущества обоих этих эффектов с использованием МОО в цепочке кристаллов. Кроме того, изучается МОО в кристаллах различных материалов: кремния, германия и вольфрама. Параметры кристалла, а также его ориентация для каждого эффекта оптимизируются как теоретически, так и с помощью моделирования программой CRYSTAL на примере протонов с энергией 50 ТэВ будущего кольцевого коллайдера (FCC) [123, 124, 125, 126].

Второй подход – применение плоскостного каналирования в наклонных плоскостях кристалла [5–А, 6–А] вместо вертикальных. Его главным преимуществом является отклонение неканализованных частиц с помощью МОО вместо объемного отражения, что значительно увеличивает угол отклонения. Угловой аксептанс и, следовательно, эффективность каналирования также возрастает. Кроме того, предлагается значительно повысить эффективность каналирования за счет применения кристаллического выреза [113, 114]. Комбинация этих двух подходов приводит к еще большему повышению эффективности коллимации.

Каждый из предложенных когерентных эффектов может значительно повысить эффективность системы коллимации на основе кристаллов.

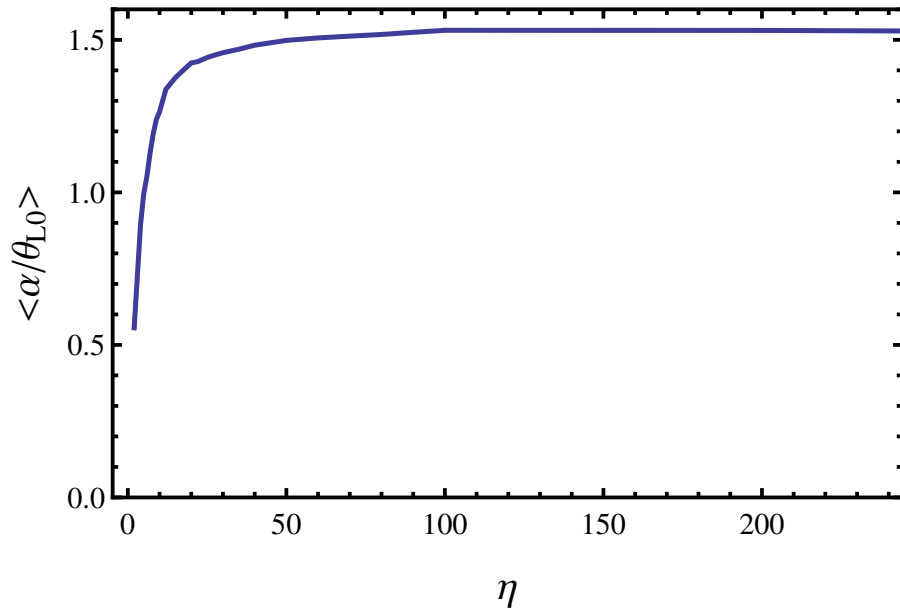


Рисунок 3.2. – Зависимость отношения угла объемного отражения к углу Линдхарда от отношения радиуса изгиба к его критическому значению

3.2 Объемное отражение в цепочке изогнутых кристаллов

Угол объемного отражения положительно заряженных частиц при оптимальных условиях может достигать приблизительно $\alpha \approx 1.5\theta_L$ [100]. Это подтверждают более точные расчеты, полученные в главе 2 для отрицательно заряженных частиц (2.13-2.14), которые являются применимыми и для положительных частиц. Как уже было сказано, эта модель не зависит от энергии частиц. Соответствующий график, представляющий зависимость по формулам (2.13-2.14) для плоскостей кремния (110), изображен на рисунке 3.2. Действительно, максимальный угол отклонения $1.53\theta_L$ достигается при радиусе изгиба $R \approx 100R_{cr}$.

Однако в действительности $R = l_{cr}/\theta_b$ ограничен углом изгиба θ_b , по крайней мере в несколько раз превышающим θ_L , а по длине кристалла l_{cr} он всегда ограничен экспериментальными параметрами. Эти ограничения особенно важны при рассмотрении объемных отражений в цепочке изогнутых кристаллов, изображенной на рисунке 3.3.

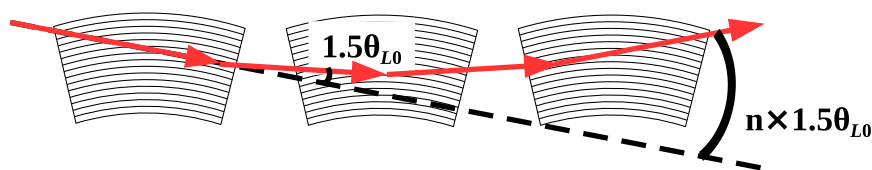


Рисунок 3.3. – Объемное отражение в цепочке изогнутых кристаллов

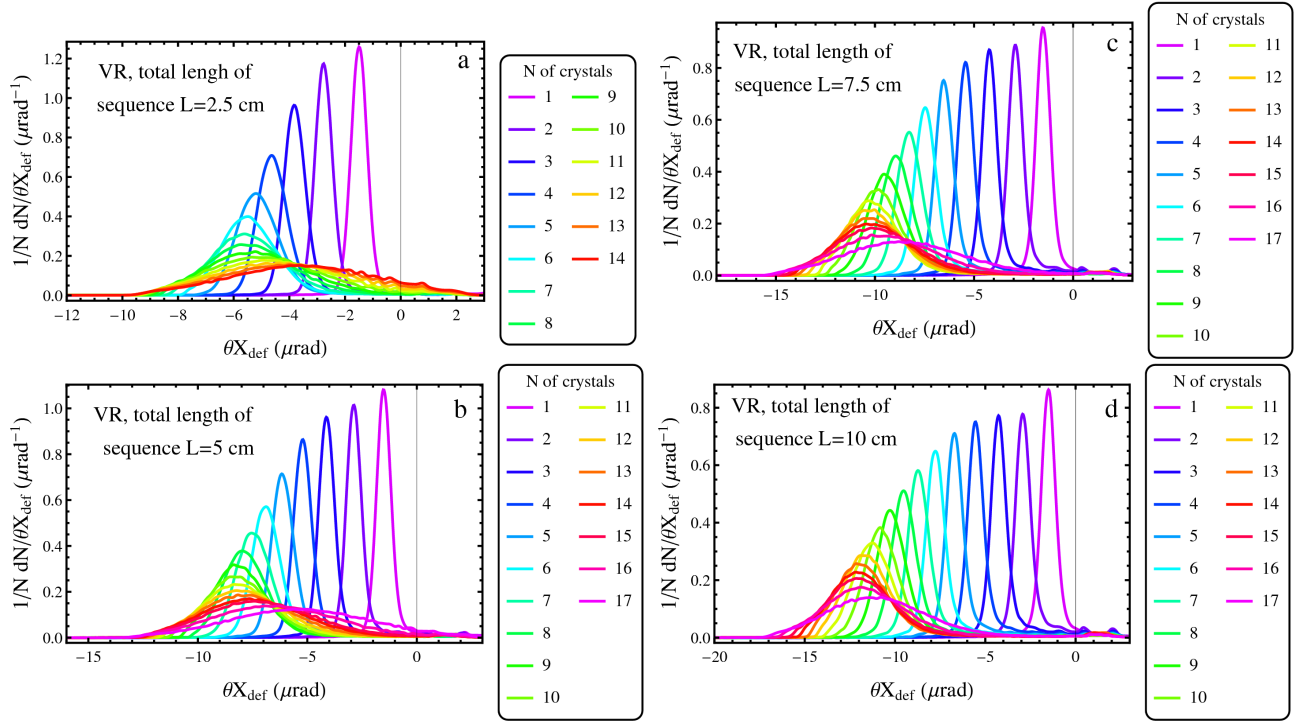


Рисунок 3.4. – Угловое распределение позади изогнутого кристалла или цепочки кристаллов кремния для объемного отражения протонов с энергией 50 ТэВ. Радиус изгиба рассчитывается согласно уравнению (3.3).

Все кристаллы в цепочке, а также их ориентация по отношению к пучку считаются одинаковыми. Следовательно, сумма углов отклонения для каждого кристалла из уравнения (2.14) должна быть меньше угла изгиба. Более того, чтобы избежать захвата в режим каналирования, угол ориентации любого кристалла в цепочке должен быть по меньшей мере на $1.5\theta_L$ меньше, чем направление падающего пучка. Это условие можно записать как:

$$n < \frac{\alpha}{\theta_L} > (\eta) = \theta_b - 3\theta_L, \quad (3.1)$$

где n – количество изогнутых кристаллов в цепочке.

При этом угол объемного отражения фиксирован по отношению к межплоскостному потенциалу. Полная длина цепочки L_{seq} также фиксирована, так как, например, одно из ограничений применения системы коллимации – вероятность неупругого ядерного рассеяния, которая зависит от общей длины кристалла, через который проходит пучок [94]. Поэтому угол изгиба можно вычислить с использованием уравнения:

$$\theta_b = L_{seq}/n\eta R_{cr}, \quad (3.2)$$

преобразующего условие (3.1) в:

$$n < \frac{\alpha}{\theta_L} > (\eta) = L_{seq}/n\eta R_{cr} - 3\theta_L, \quad (3.3)$$

и, выразив η , можно найти оптимальный радиус изгиба как функцию n . К сожалению, уравнение (3.3) не является линейным, но может быть просто решено численно. Это уравнение применялось для расчета оптимальных параметров цепочки кристаллов кремния для разных значений длины: 2.5 см, 5 см, 7.5 см и 10 см и для различного количества кристаллов. Эти параметры были использованы для моделирования программой CRYSTAL [1-A, 2-A]. Результаты моделирования для отклонения протонов с энергией 50 ТэВ со статистикой 200000 частиц приведены на рисунке 3.4. Здесь и далее угловая расходимость входного пучка принимается равной 0.23 мкрад, будучи в 4 раза ниже θ_L при энергии 50 ТэВ и более чем на порядок ниже значения углового аксептанса для объемного отражения и МОО.

Результаты подтвердили существование оптимального числа кристаллов в зависимости от длины цепочки. Если количество кристаллов слишком малое, угол отклонения также низкий. Однако при слишком большом числе кристаллов угол отклонения пика уменьшается, а расходимость отклоненного пучка становится слишком большой. Это объясняется, главным образом, резким уменьшением угла отклонения для малых R , как показано на рисунке 3.2, и увеличением диапазона поперечных энергий усредняемого по уравнению (2.14), что обеспечивает больший разброс углов отклонения.

И угол отклонения, и оптимальное число кристаллов возрастают с ростом L_{seq} . При $L_{seq} = 10$ см угол отклонения достигает 12 мкрад для 14 кристаллов в цепочке. Однако в зависимости от экспериментальной конфигурации можно уменьшить количество кристаллов, чтобы уменьшить разброс отклоненного пучка.

3.3 Многократное объемное отражение в одном кристалле и цепочке изогнутых кристаллов

Чтобы получить более высокие углы отклонения, можно применить электростатические поля атомных цепочек, которые в несколько раз сильнее, чем у плоскостей.

Одним из когерентных эффектов, использующим осевые электростатические поля, является многократное объемное отражение в одном изогнутом кристалле. Для кристаллографических осей $\langle 111 \rangle$ угол отклонения МОО для протонов в 5 раз выше, чем угол объемного отражения [24, 108], что было

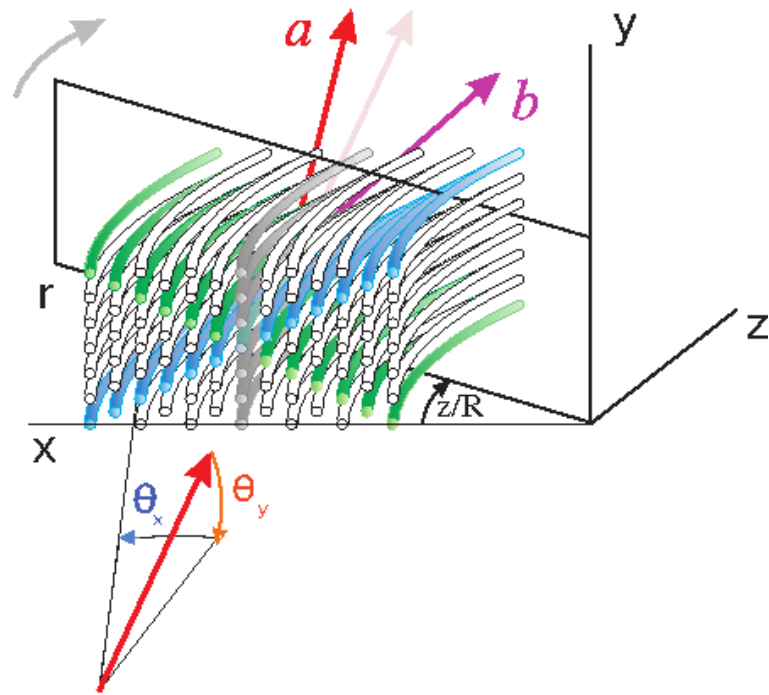


Рисунок 3.5. – Многократное объемное отражение в одном изогнутом кристалле

подтверждено экспериментально [23, 25, 26]. Идея многократного объемного отражения в одном изогнутом кристалле представляет собой объемные отражения от наклонных кристаллических плоскостей, как показано на рисунке 3.5. Хотя в вертикальном направлении эти отражения почти компенсируют друг друга в горизонтальном, они будут суммироваться.

Действительно, отражения от наклонных плоскостей приводят к отклонению на углы $\theta_X = -\theta_R \sin \alpha_{pl}$ и $\theta_Y = \theta_R \cos \alpha_{pl}$ в горизонтальной и вертикальной плоскостях координат, соответственно. α_{pl} – угол наклона плоскости, θ_R – угол отражения плоскостью, изогнутой с радиусом $R/\sin \alpha_{pl}$.

Так как $\sin \alpha_{pl} > 0$ для любого $0 < \alpha_{pl} < \pi$, все горизонтальные углы отклонения θ_X будут суммироваться. Напротив, поскольку $\cos(\pi - \alpha_{pl}) = -\cos \alpha_{pl}$, вертикальные отражения от симметричных наклонных плоскостей с углами наклона α_{pl} и $\pi - \alpha_{pl}$ компенсируют друг друга.

Оптимальные условия МОО [6–А] в основном определяются горизонтальными θ_{xcr} и вертикальными θ_{ycr} углами ориентации кристалла, углом изгиба θ_b и длиной кристалла l_{cr} . Первое условие состоит в том, что оба угла ориентации были по крайней мере в 3-4 раза выше по модулю, чем осевой угол Линдхарда [4] ($\theta_{ycr} \approx 4\theta_{Lax} \approx 8$ мкрад при 50 ТэВ), чтобы избежать осевого каналирования.

Второе условие определяет ориентацию кристалла по отношению к пучку для объемного отражения от самой сильной наклонной плоскости – (110) для

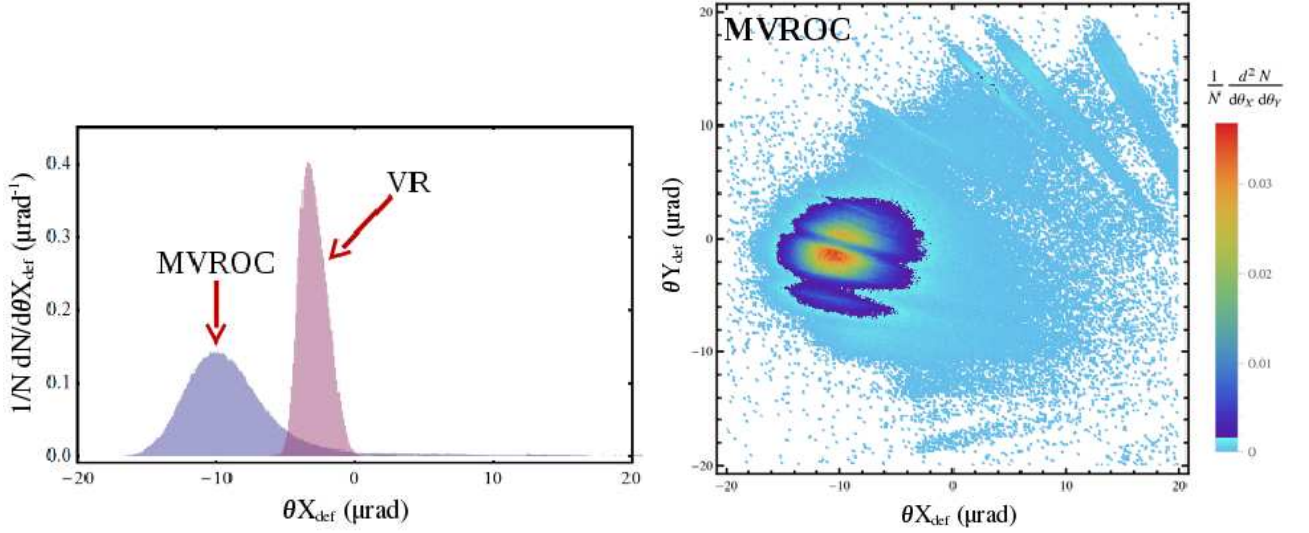


Рисунок 3.6. – Угловое распределение по горизонтальным (слева) и по горизонтальным и вертикальным (справа) углам отклонения позади изогнутого кристалла кремния для МОО протонов с энергией 7 ТэВ. Длина кристалла равна $l_{cr} = 4$ мм, угол изгиба $\theta_b = 60$ мкрад, угловая ориентация $\theta_{xcr} = -30$ мкрад, $\theta_{ycr} = -12$ мкрад по отношению к осям $\langle 111 \rangle$. Для сравнения изображено объемное отражение от плоскости (110) кристалла с теми же параметрами геометрии

осей $\langle 111 \rangle$). Тангенс угла наклона плоскости должен превышать по модулю соотношение углов падения частицы на кристалл:

$$\theta_{xcr} < \theta_{ycr} \sqrt{3}, \quad (3.4)$$

в котором знак $>$ изменяется на $<$, потому что углы ориентации кристалла отрицательны. Чтобы избежать захвата в режим каналирования, θ_{xcr} должен быть меньше, по крайней мере, на $1-1.5 \theta_{Lax}$. Например, для энергии 50 ТэВ можно выбрать $\theta_{xcr} = -17.5$ мкрад и $\theta_{ycr} = -8$ мкрад.

Третье условие определяет угол изгиба для отражения пучка всеми основными кристаллическими плоскостями в виде симметричных пар. Вследствие вертикальной симметрии кристаллической решетки этот угол должен быть в два раза больше по модулю, чем горизонтальный угол падения

$$\theta_b = -2\theta_{xcr}, \quad (3.5)$$

что дает в данном случае $\theta_b = 35$ мкрад.

Оптимальную длину кристалла можно получить из условия оптимального R для объемного отражения. Однако, она ограничена экспериментальными условиями, хотя и должна быть как можно больше.

Пример распределения угла отклонения протонов с энергией ЛНС – 7 ТэВ для эффекта МОО представлен на рисунке 3.6, где также приведено сравнение с объемным отражением от плоскости (110). Этот пример подтверждает

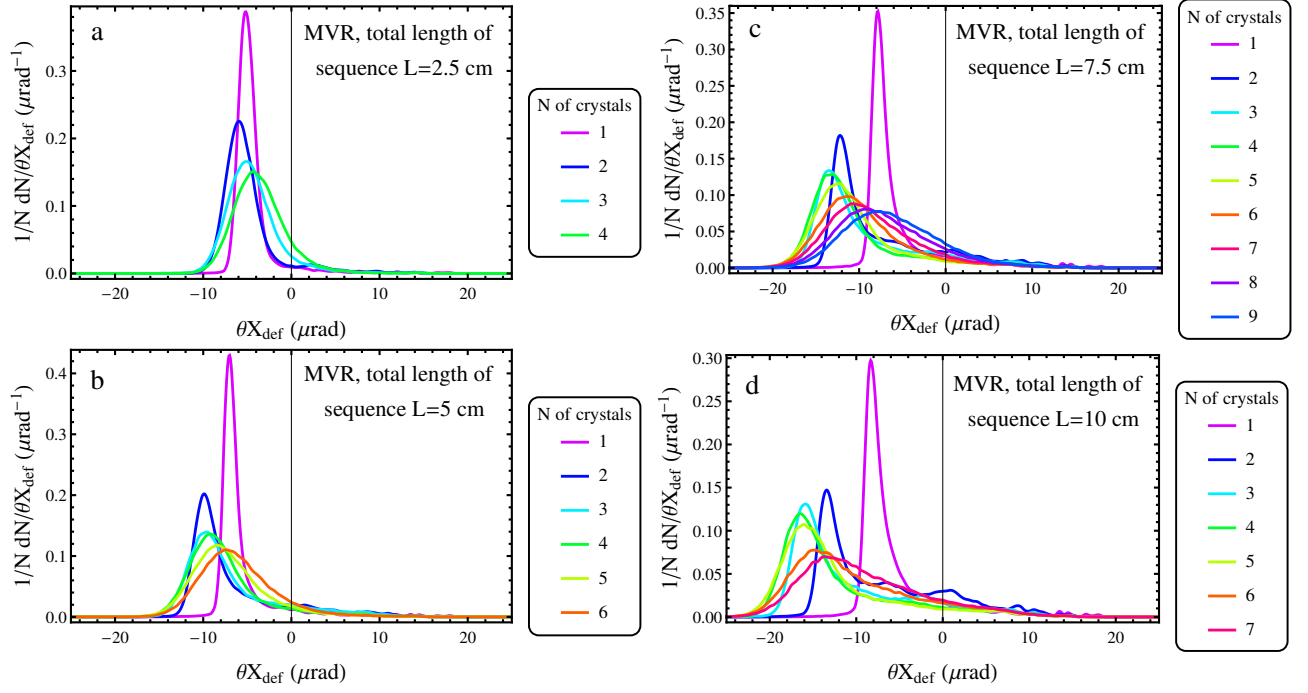


Рисунок 3.7. – Угловое распределение позади кристалла для МОО протонов с энергией 50 ТэВ в одном кристалле и цепочке кристаллов, ориентированных вдоль оси $\langle 111 \rangle$. Ориентация и геометрия кристаллов вычисляются согласно (3.4-3.9)

превосходство МОО по сравнению с ОО, а также то, что вертикальные углы отклонения различными наклонными плоскостями компенсируют друг друга.

Для усиления угла отклонения предлагается применить *МОО в цепочке* кристаллов аналогично технике из предыдущего параграфа. В такой конфигурации очень важно избегать захвата в режим каналирования в наклонных плоскостях кристалла. Тем самым условие (3.4) должно выполняться для всех кристаллов в цепочке. Следовательно, угол ориентации кристаллов по отношению к отклоненному пучку θ_{xf} , также должен удовлетворять всеми кристаллами, за исключением последнего, следующему условию:

$$\theta_{xf} < \theta_{ycr} \sqrt{3}. \quad (3.6)$$

Разность между θ_{xf} и θ_{xcr} равна сумме углов отклонения посредством МОО $\alpha_{МОО}$ на всех кристаллах кроме последнего. Поэтому справедлива формула $\theta_{xf} - \theta_{xcr} = (n - 1)\alpha_{МОО}$. Угол $\alpha_{МОО}$ можно оценить как 5 углов объемного отражения [23, 24, 108], вычисленного выше в уравнениях (2.13-2.14), что дает:

$$\theta_{xf} - \theta_{xcr} = 5(n - 1)\theta_L < \frac{\alpha}{\theta_L} > (\eta). \quad (3.7)$$

Угол θ_{xcr} можно определить условием (3.5). Однако для любого кристалла он отличается из-за отклонений пучка. Можно использовать среднее значение

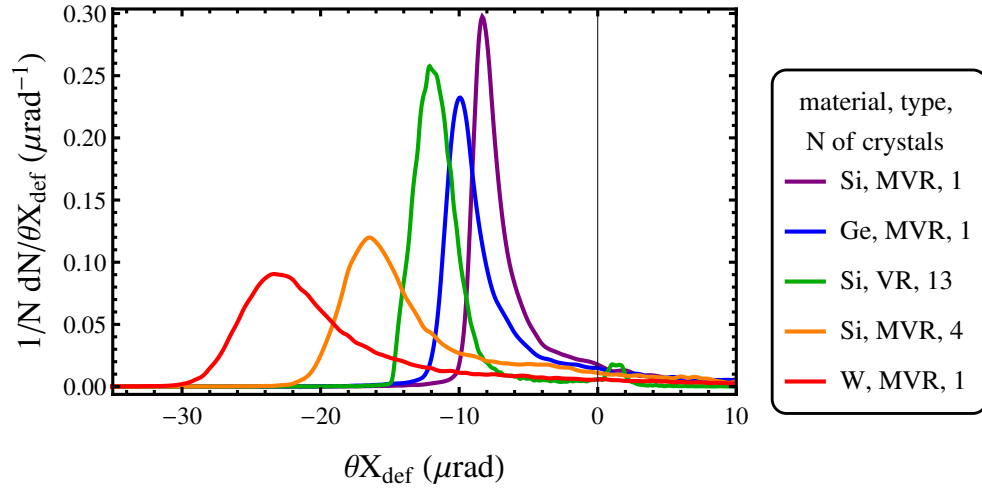


Рисунок 3.8. – Сравнение углового распределения позади кристалла для объемного отражения и МОО протонов с энергией 50 ТэВ в одном кристалле и цепочке изогнутых кристаллов кремния и МОО в изогнутых кристаллах германия и вольфрама. Длина составляет 10 см для кристалла или цепочки кристаллов кремния, 5.4 см – для кристалла германия и 1.9 см – для кристалла вольфрама

ориентации кристалла для первого и последнего кристалла в цепочки $\frac{\theta_{xcr} + \theta_{xf}}{2}$, преобразуя условие (3.5) в:

$$\theta_b = -\theta_{xcr} - \theta_{xf}. \quad (3.8)$$

Выражая θ_b из уравнения (3.2), θ_{xcr} из уравнения (3.8) и подставляя их в (3.7), можно получить уравнение для переменной η для МОО аналогично уравнению (3.3):

$$2\theta_{xf} + L_{seq}/n\eta R_{cr} = 5(n-1)\theta_L < \frac{\alpha}{\theta_L} > (\eta). \quad (3.9)$$

Углы θ_{xf} и $\theta_{y_{cr}}$ вычисляются так же, как и для одного кристалла. Однако можно их немного понизить: $\theta_{xf} = -14$ мкрад и $\theta_{y_{cr}} = -7$ мкрад, чтобы уменьшить угол изгиба и увеличить угол отклонения.

Аналогичное моделирование, изображенному на рисунке 3.4, было проведено для МОО как в одном кристалле, так и в цепочке кристаллов кремния с применением программы моделирования CRYSTAL [1-A, 2-A] со статистикой 200000 частиц. Результаты представлены на рисунке 3.7. Исходные параметры были оптимизированы согласно (3.4-3.9).

Можно сделать вывод, что оптимальное число кристаллов варьируется от 2 до 3-4 для длины цепочки от 2.5 см до 10 см. Это значительно меньше количества кристаллов для случая объемного отражения. Тем не менее, МОО в цепочке кристаллов обеспечивает значительно больший угол отклонения,

чем объемное отражение – 16.5 мкрад и 12 мкрад соответственно для $L_{seq} = 10$. Сравнение этих случаев и случая МОО только в одном кристалле (угол пика составляет 8,3 мкрад) показан на рисунке 3.8.

Однако важно подчеркнуть, что в некоторых случаях наблюдается увеличение фракции частиц, отклоненной под малым углом, что можно заметить на рисунках 3.7-3.8. Это объясняется уменьшением доли, частиц входящих в следующий кристалл, находящихся в оптимальных условиях для МОО после отклонения предыдущим. Такие частицы могут быть, например, захвачены наклонными кристаллическими плоскостями в каналирование и отклоняться в противоположном направлении. Этот эффект должен также учитываться при оптимизации параметров для конкретной системы коллимации.

Проблема фракции, отклоненной на малый угол существует для любого когерентного эффекта. Это одна из основных проблем неэффективности коллимации и должна учитываться при выборе и оптимизации когерентного эффекта.

На рисунке 3.8 также представлено моделирование МОО в кристаллах других материалов, в частности, в кристаллах германия и вольфрама. Атомные цепочки в кристаллах тяжелых элементов обладают более высокими полями, отклоняющими частицы на более высокие углы. Однако длину таких кристаллов следует уменьшить по сравнению с кремнием для достижения такой же вероятности неупругих ядерных взаимодействий. В любом случае они обеспечивают большие углы отклонения по сравнению кристаллом кремния. В частности, пик угла отклонения для протонов 50 ТэВ достигает 23 мкрад для кристалла вольфрама. Он в 1.4 раза превышает угол МОО в цепочки кристаллов Si и в два раза превышает угол отклонения объемного отражения в цепочке. Более того, потенциально метод МОО в цепочке может также быть применен для кристаллов вольфрама, что может удвоить угол отклонения. Кроме того, в этом случае фракция частиц, отклоненных под малыми углами, одна из самых низких.

Таким образом, все это может быть применено для системы коллимации на основе кристаллов.

3.4 Каналирование в наклонных плоскостях и в кристалле с вырезом

Существует возможность скомбинировать преимущества каналирования и МОО [5–А, 6–А]. Для этого достаточно сориентировать кристалл для каналирования в наклонных плоскостях, вместо того, чтобы этого избегать.

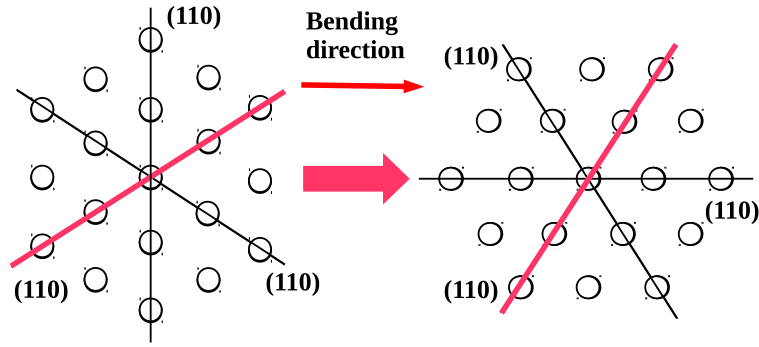


Рисунок 3.9. – Вращение кристаллической решетки для применения каналирования в наклонных плоскостях. В обоих случаях кристалл изогнут горизонтально. Красная линия указывает плоскость (110), используемую для каналирования

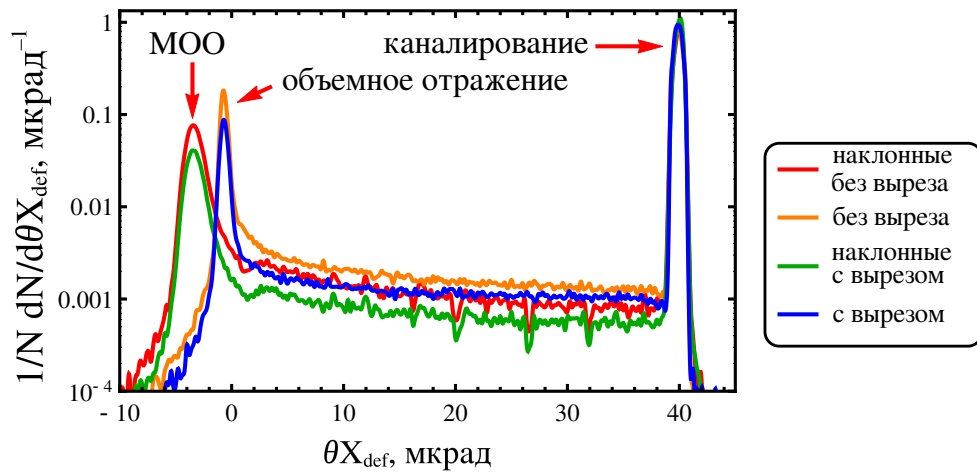


Рисунок 3.10. – Распределение угла отклонения протонов с энергией 50 ТэВ позади изогнутого кристалла кремния длиной 5 см для плоскостного каналирования в вертикальных и наклонных плоскостях (110). Угол изгиба равен 40 мкрад и 53.3 мкрад для вертикальных и наклонных плоскостей, соответственно. Параметры выреза кристалла рассчитываются согласно [113]

Другими словами, в этом случае неравенство (3.4) становится равенством, изменяя ориентацию оптимального кристалла только в плоскости x . Однако наклонная плоскость (110) с $\alpha_{pl} = 30^\circ$ не очень полезна, поскольку обеспечивает слишком высокий угол отклонения в вертикальной плоскости и слишком низкий в горизонтальной плоскости. Чтобы удвоить последний, можно повернуть кристаллическую решетку на 30° , как показано на рисунке 3.9. Условие (3.4) будет переписано как:

$$\theta_{xcr} = \theta_{ygr} / \tan \alpha_{pl} = \theta_{ygr} / \sqrt{3}. \quad (3.10)$$

Чтобы достигнуть того же угла отклонения, что и для каналирования в вертикальных плоскостях, нужно изгибать кристалл сильнее в $1/\sin^2 \alpha_{pl}$

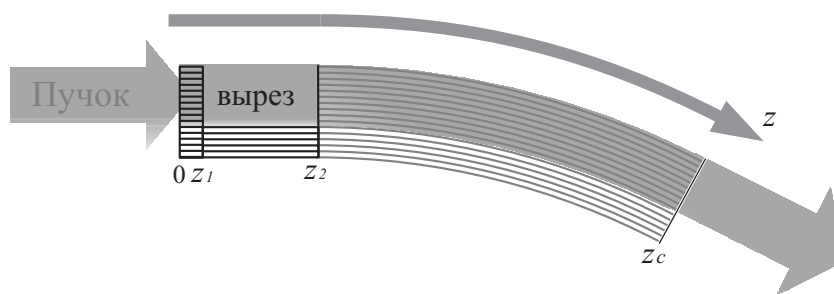


Рисунок 3.11. – Изогнутый кристалл с вырезом

раз. Однако эффективность каналирования не уменьшится. Более того, каналирование в наклонных плоскостях кристалла обеспечивает более высокий угловой акцептанс, увеличивающий эффективность каналирования. Это подтверждается моделированием программой CRYSTAL [1–А, 2–А] со статистикой частиц 10^6 , представленным на рисунке 3.10. Эффективность каналирования в наклонных плоскостях достигает 80.5 %, тогда как для вертикальных плоскостей – 79 %.

Однако основным преимуществом каналирования в наклонных плоскостях является отклонение неканалированных частиц с помощью МОО вместо объемного отражения. МОО отклоняет частицы под углом 3.3 мкрад, который в 5 раз превышает угол объемного отражения. Это очень важно для системы коллимации на основе кристаллов, поскольку малый угол отклонения вызывает больше дополнительных проходов частиц через кристалл и, следовательно, увеличивает вероятность неупругого ядерного рассеяния. В случае МОО углы достаточно высоки, чтобы перенаправить почти все неканалированные частицы на кристалл 2, как показано на рисунке 3.1.

Существует возможность увеличить эффективность каналирования в обоих случаях с помощью узкого плоскостного выреза [113, 114], как показано на рисунке 3.11. Чтобы избежать деканалирования для большинства частиц, необходимо предотвратить попадание частиц в области высокой ядерной плотности. Это может быть достигнуто за счет значительного снижения поперечной энергии.

Кристаллический вырез позволяет нарушить сохранение поперечной энергии путем несохранения потенциальной энергии. Другими словами, частица теряет часть своей поперечной энергии, войдя в вырез. Тогда, если правильно выбрать толщину выреза, частица получит меньше поперечной энергии после его прохождения, чем она потеряла.

Вовлечение большей части частиц в этот процесс определяется синфазностью в режиме каналирования на входе в кристалл. Поэтому можно сфокусировать все синфазные частицы в вырезе на центр канала. Пример изображен

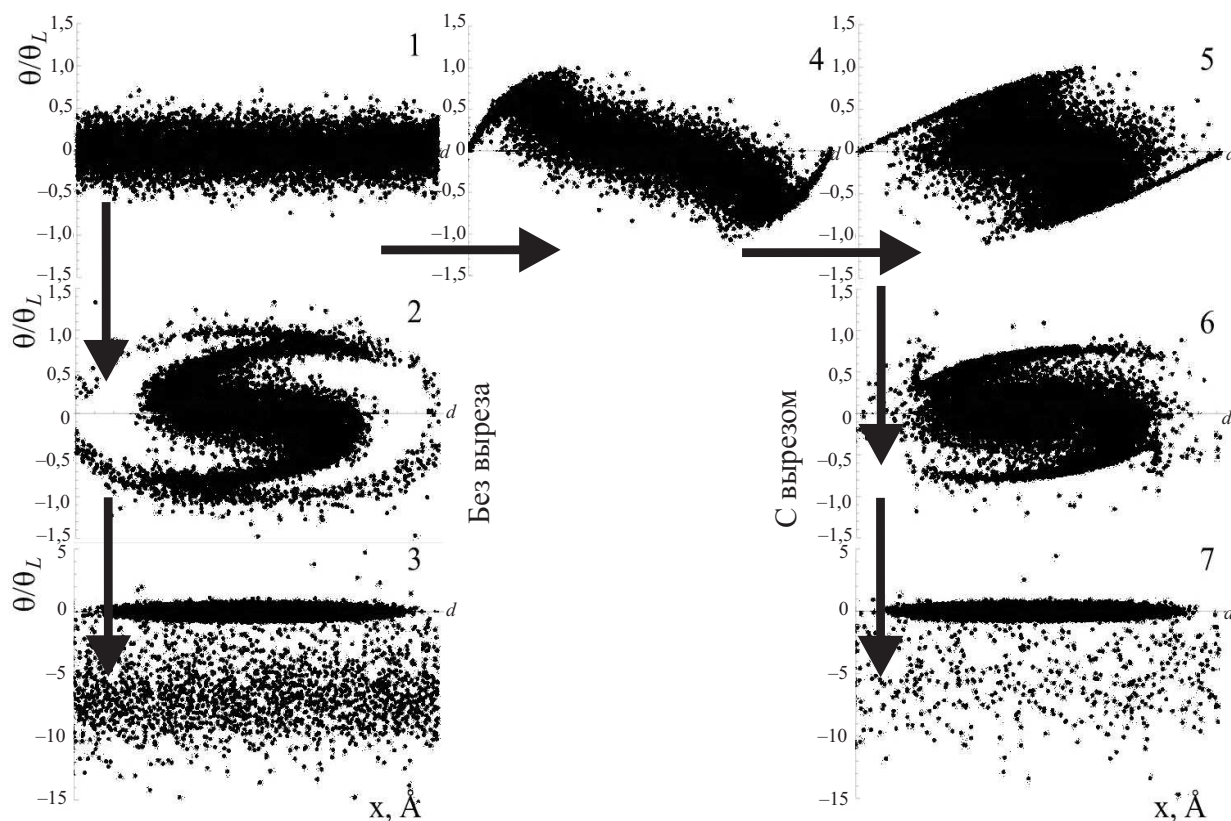


Рисунок 3.12. – Фазовые пространства в различных точках кристалла, изображенного на рисунке 3.11, 1: $z = 0$; 2: $z = 0.01l_{cr}$; 3: $z = l_{cr}$; 4: $z = z_1$; 5: $z = z_2$; 6: $z = z_2 + 0.01l_{cr}$; 7: $z = l_{cr}$; 1–3 без выреза, 4–7 с вырезом

на рисунке 3.12 на фазовых диаграммах в разных продольных положениях кристалла как с вырезом, и без него. Положения частиц внутри кристалла указаны на рисунке 3.12. Можно наблюдать “сжатие пучка” во время и после прохождения выреза. Следовательно, частицы будут двигаться далеко от кристаллических плоскостей, что значительно уменьшает вероятность деканалирования.

К сожалению, это работает эффективно только для угловой расходимости пучка менее четверти θ_L и требует очень точной юстировки кристалла – того же порядка точности. По крайней мере, в рассмотренном случае, изображенном на рисунке 3.10, это позволяет повысить эффективность каналирования до 87.5 % для обычного плоскостного каналирования и до 89 % для каналирования в наклонных плоскостях.

3.5 Двойная система коллимации на основе кристаллов

Основная функция системы коллимации, как и предложенных когерентных эффектов – это перехват как можно большего количества частиц во время всего лишь одного прохождения через зону коллимации. Следовательно, значительное уменьшение доли неперехваченных частиц по отношению к стандартной (одинарной) системы коллимации на основе кристаллов будет свидетельствовать о преимуществах новой схемы коллимации.

Для проверки этого подхода использовалась схема коллимации, изображенная на рисунке 3.1 [6–А]. Для моделирования были выбраны четыре варианта данной схемы:

- 1) одинарная схемы коллимации с первым кристаллом, изогнутым вдоль вертикальных плоскостей (110), и с поглотителем, расположенным на 12.6σ от центра пучка вместо второго кристалла;
- 2) тот же вариант с кристаллом с вырезом;
- 3) двойная система коллимации на основе кристаллов с первым кристаллом, ориентированном для каналирования вдоль наклонных плоскостей (110), образованных осями $\langle 111 \rangle$, и вторым – ориентированном для применения эффекта МОО;
- 4) комбинация 2) и 3).

Параметры первого кристалла были выбраны такими же, как при моделировании, представленном на рисунке 3.10, т. е. кристалл кремния длиной 5 см и углом изгиба 40 мкрад для вертикальных плоскостей или 53.3 мкрад для наклонных кристаллических плоскостей 3.10, идеально ориентированных для режима каналирования. Второй кристалл выбран таким же, как и в моделировании, изображенном на рисунке 3.8, а именно кристалл кремния длиной 10 см и углом изгиба 35 мкрад.

Распределение пучка на входе в первый кристалл, генерируемое с использованием диффузионной модели [4–А], показано на рисунке 3.13. Угловая расходимость, составляющая приблизительно 0.04 мкрад – значительно ниже, чем угол Линдхарда. Параметры Будущего кольцевого коллайдера [121, 123, 124, 125, 126, 127] были использованы для моделирования всех случаев. Моделирование проводилось с помощью программы моделирования CRYSTAL [1–А, 2–А] со статистикой частиц 10^6 в каждом случае с учетом как бетатронных, так и синхротронных колебаний. Предполагалось, что поглотители перехватывают все падающие частицы.

Фазовое пространство пучка промоделировано при продольных положениях первого поглотителя/второго кристалла и второго поглотителя для всех

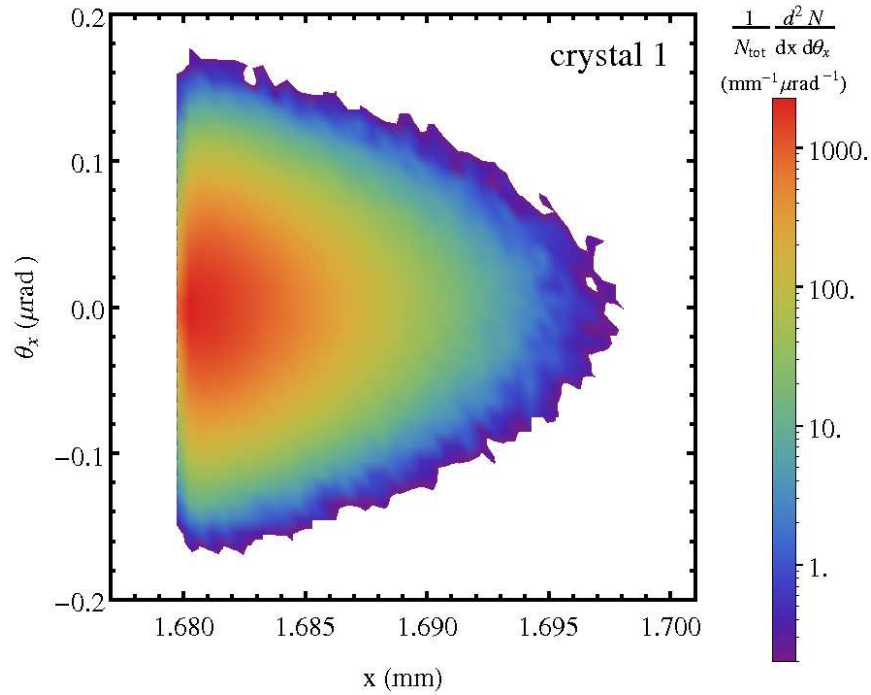


Рисунок 3.13. – Фазовое пространство на входе в первый кристалл

вариантов коллимационных схем, как показано на рисунках 3.14-3.15. На этих рисунках также указаны различные когерентные эффекты, отклоняющие частицы. Чтобы продемонстрировать количество частиц, перехваченных поглотителем, все фазовые пространства были нормированы на общее число частиц N_{tot} , прошедших через зону коллимации.

Кристалл с вырезом, обеспечивающий значительно более высокую эффективность каналирования, демонстрирует значительное сокращение частиц, не перехваченных за одно прохождение зоны коллимации, а именно – с 9.6 % (без выреза) до 0.5 % (с вырезом). Этот результат можно легко заметить на шкале в правой колонке рисунка 3.14, уменьшенной на порядок для кристалла с вырезом.

Двойная схема коллимации на основе кристаллов также демонстрирует значительное уменьшение доли неперехваченного пучка, а именно до 1.3 %, как показано на рисунке 3.15. Кроме того, поскольку угол отклонения неканалированных частиц становится значительно выше в первом кристалле из-за эффекта МОО, каналирование в наклонных плоскостях также повышает эффективность одинарной схемы коллимации на основе кристаллов. Кроме того, применение выреза в первом кристалле двойной системы коллимации уменьшает неперехваченную фракцию еще на один порядок, вплоть до 0.1 %.

Более того, прицельные параметры падения частиц на поглотители достаточно высоки, чтобы предотвратить утечку частиц на их границах. Поэтому длину поглотителя можно выбрать достаточно большой, чтобы перехватить

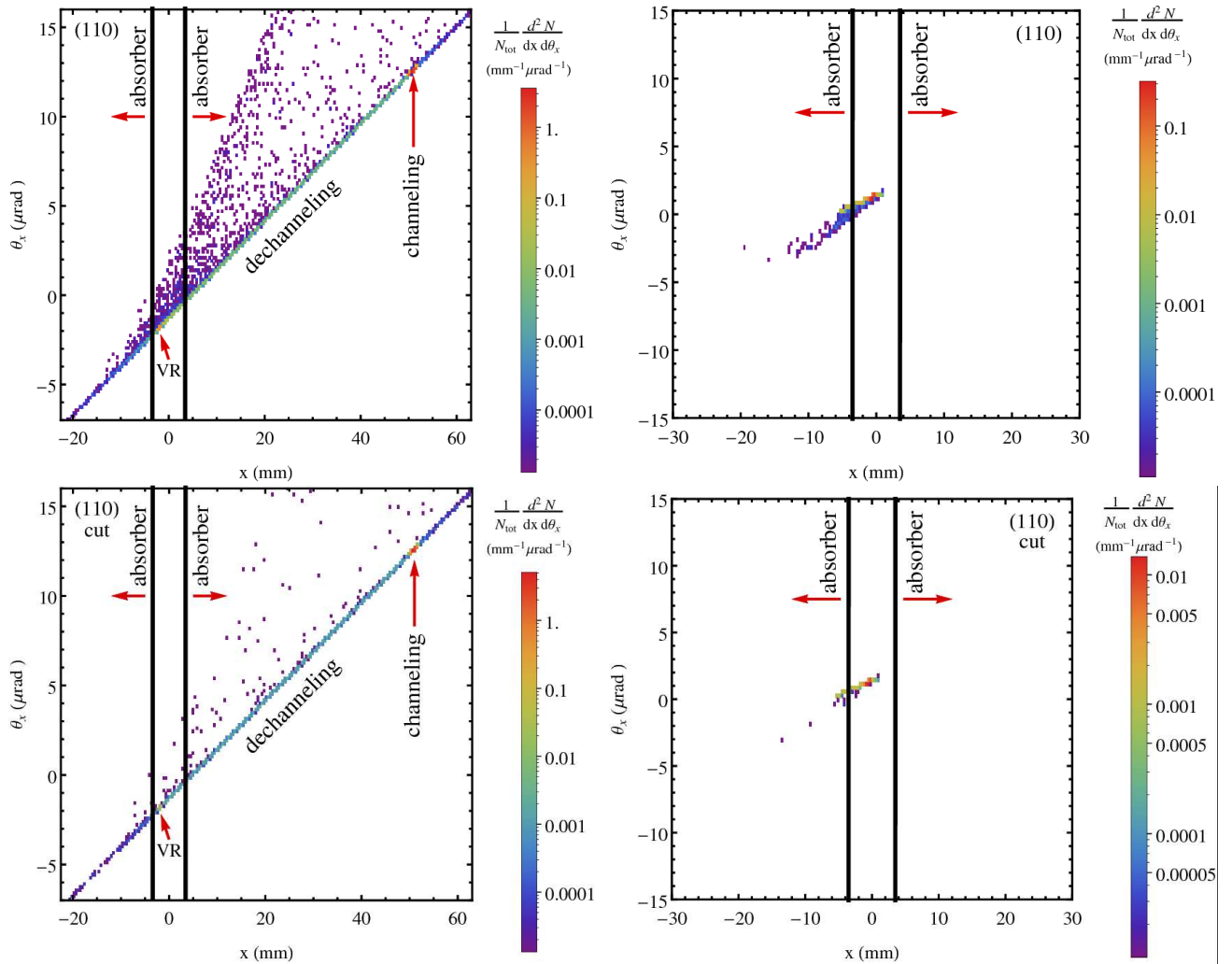


Рисунок 3.14. – Фазовое пространство пучка, нормированное на общее число частиц, прошедших через зону коллимации, при продольной позиции первого (слева) и второго (справа) поглотителя для одинарной системы коллимации на основе кристаллов. Кристалл Si такой же, как на рисунке 3.10, ориентированный для плоскостного каналирования в вертикальных плоскостях (110) кристалла без выреза (вверху) и с вырезом (внизу). Кристалл и поглотители размещаются соответственно на 7.2 и 12.6σ

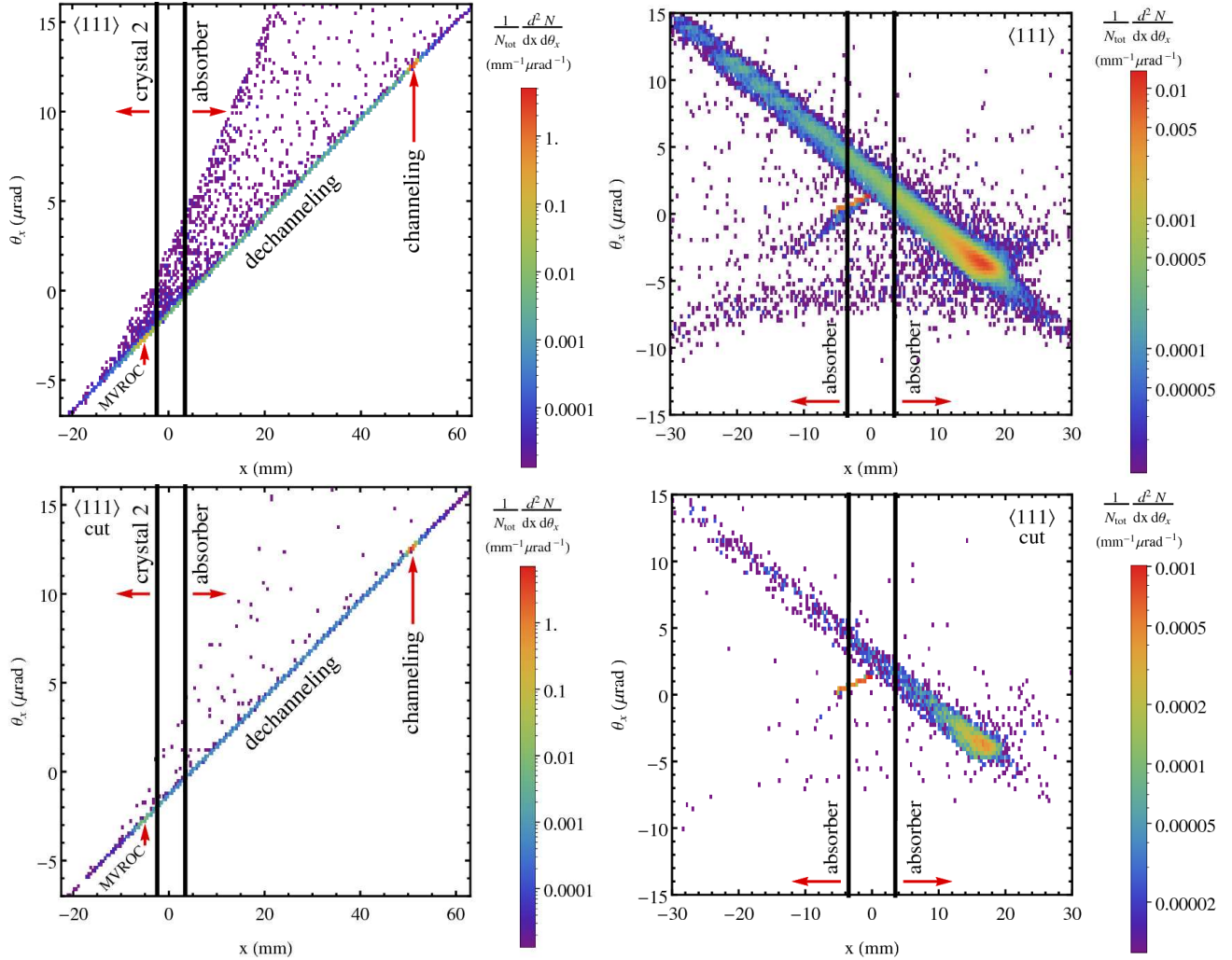


Рисунок 3.15. – Фазовое пространство пучка, нормированное на общее количество частиц, прошедших через зону коллимации, при продольной позиции первого (слева) и второго (справа) поглотителя для двойной системы коллимации на основе кристаллов. Первый кристалл Si такой же, как на рисунке 3.10, ориентированный для плоскостного каналирования в наклонных плоскостях кристалла (110), образованного осями $\langle 111 \rangle$ без выреза (вверху) и с вырезом (внизу). Второй кристалл Si такой же, как на рисунке 3.8, ориентированный для МОО. Первый и второй кристаллы помещаются соответственно на 7.2 и 9σ , а поглотители – на 12.6σ

практически все частицы. Например, для поглотителя вольфрама длиной 1 м утечка, вызванная непоглощением частиц, составляет $\sim 4 \cdot 10^{-5}$ и $\sim 2 \cdot 10^{-9}$ – для 2 м вольфрама, рассчитанная с использованием длины ядерного взаимодействия [94].

Таким образом, двойная схема коллимации на основе кристаллов, а также предложенные когерентные эффекты позволяют перехватить приблизительно 99 % частиц только за одно прохождение зоны коллимации. Применение кристалла с вырезом увеличивает это число до 99.9 %.

3.6 Выводы по главе 3

Была предложена двойная система коллимации на основе кристаллов, которая была разработана на примере Будущего кольцевого коллайдера [121] с использованием второго изогнутого кристалла для усиления угла отклонения неканализованных частиц и, следовательно, уменьшения утечки пучка и последующее попадание на сверхпроводящие магниты. Для второго кристалла были предложены эффекты многократного объемного отражения в одном изогнутом кристалле, объемное отражение в цепочке кристаллов, а также МОО в цепочке кристаллов. И хотя после прохождения пучка даже в этом случае остается фракция частиц, отклоненная под малыми углами, эта фракция значительно меньше, чем у первого кристалла.

Предложена теоретическая модель для оптимизации геометрии и ориентации кристаллов. В основном она основана на оценке зависимости отношения угла объемного отражения к углу Линдхарда от отношения радиуса изгиба к его критическому значению, которая не зависит от энергии частиц.

С использованием этой модели были оптимизированы параметры цепочки изогнутых кристаллов как для объемного отражения, так и для МОО при фиксированном числе кристаллов и длине цепочки. Моделирование методом Монте-Карло, проведенное для различной длины и числа кристаллов, позволяет выбрать оптимальное количество кристаллов для каждой длины, а также сравнить угол отклонения при объемном отражении и МОО.

Объемное отражение в цепочке изогнутых кристаллов кремния обеспечивает более высокий угол отклонения, чем МОО (12 мкрад и 8.3 мкрад при 10 см длины при энергии FCC 50 ТэВ). Однако МОО в цепочке кристаллов кремния увеличивает этот угол до 16 мкрад. Кроме того, для этого требуется 3-4 кристалла, а для объемного отражения на заданной длине необходимы 13 кристаллов в цепочке. Однако МОО в тяжелых кристаллах позволяет достигать углов отклонения еще выше, в частности, 23 мкрад для кристалла вольфрама.

Для первого кристалла в двойной системе коллимации на основе кристаллов предложено каналирование в наклонных плоскостях. С одной стороны, оно в пять раз увеличивает угол отклонения неканализованных частиц посредством применения МОО вместо объемного отражения. С другой стороны, это увеличивает угловой аксептанс и, следовательно, эффективность каналирования, в частности, от 79 % до 80.5 %, как было получено при моделировании. Кроме того, было предложено применение кристаллического выреза, позволяющего повысить эффективность каналирования с 79 % и 80.5 % до 87.5 % и 89 %, соответственно.

Двойная система коллимации на основе кристаллов, а также все эффекты отклонения частиц изогнутым кристаллом, перечисленные выше, позволяют перехватить приблизительно 99 % частиц только за одно прохождение через зону бетатронной коллимации на FCC. Применение кристаллического выреза увеличивает перехваченную фракцию до 99,9 %. Кроме того, высокие прицельные параметры падения частиц на поглотители предотвращают утечку частиц на их границах. Поэтому предлагаемые схемы коллимации потенциально применимы на ускорителях и коллайдерах высоких энергий, в частности на Будущем кольцевом коллайдере. Более того, поскольку процесс вывода пучков из ускорителя во многом аналогичен коллимации, когерентные эффекты, рассмотренные в данной работе, и особенно каналирование в кристалле с вырезом, возможно использовать для вывода пучков из ускорителей и коллайдеров для проведения экспериментов на фиксированной мишени.

ГЛАВА 4

ПИКИ ДЕКАНАЛИРОВАНИЯ И КВАЗИКАНАЛИРОВАНИЯ В УГЛОВОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ПУЧКА

Как уже упоминалось выше, межплоскостное электростатическое поле индуцирует поперечные плоскостные колебания каналирующих частиц. Наблюдение в обратном рассеянии плоскостных колебаний частиц при каналировании при низких энергиях были предсказаны [138, 139] при помощи моделирования. Позднее они были обнаружены в нескольких экспериментах с прямым кристаллом [140, 141, 142, 143, 144, 145, 146] с ионными пучками энергии порядка МэВ и хорошо описаны в [57, 60].

В данной работе предсказывается новый эффект, связанный с плоскостными колебаниями каналирующих частиц при высоких энергиях [2-А, 7-А], а именно – плоскостными колебаниями в изогнутом кристалле, которые при определенных условиях преобразуются в ряд равноотстоящих пиков, называемых пиками деканалирования. Другими словами, предлагается способ прямого наблюдения плоскостных каналирующих колебаний в изогнутом кристалле при высоких энергиях.

Кроме того, предсказываются пики квазиканалирования в распределении углов отклонения, прямым образом связанные с колебанием надбарьерных частиц, т. е. квазиканалирующих частиц [7-А]. Такие колебания, называемые плоскостными колебаниями при квазиканалировании, отличаются от колебаний при каналировании. Показано, что пики деканалирования могут наблюдаться только для положительных частиц, а квазиканалирования – для частиц с любым знаком. Найдены и оптимизированы условия экспериментального наблюдения пиков обоих типов на существующих ускорителях с доступными кристаллами. Более того, пики квазиканалирования, предсказанные в данной работе, впервые наблюдались экспериментально [8-А].

4.1 Пики деканалирования в угловом распределении пучка

Пример пиков деканалирования в угловом распределении пучка, отклоненного кристаллом, соответствующих плоскостным колебаниям при каналировании в изогнутых плоскостях (110), показан на рисунке 4.1. Этот резуль-

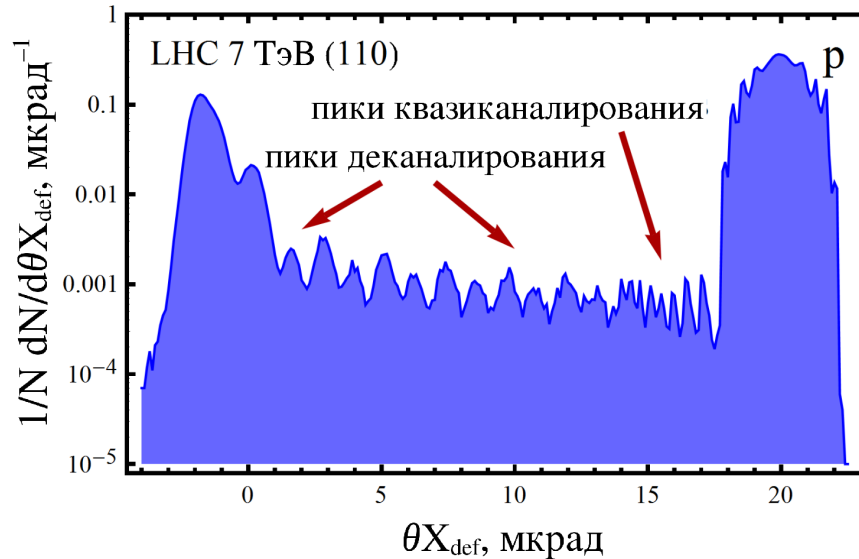


Рисунок 4.1. – Угловое распределение протонного пучка с энергией 7 ТэВ после взаимодействия с кристаллом кремния при ориентации канализирования.

Параметры моделирования: ср. кв. угловая расходимость пучка $\theta_{in} = 0.5$ мкрад, длина кристалла $l_{cr} = 2$ мм, угол изгиба $\theta_b = 20$ мкрад, плоскости (110)

тат был получен путем моделирования программой CRYSTAL.

Пики деканализирования возникают вследствие фазовой корреляции траекторий различных частиц, деканализирующих вблизи атомных плоскостей, где ядерная плотность велика. Заметим, что число пиков деканализирования соответствует числу приближений частиц к плоскостям кристалла, где вероятность рассеяния велика. Другими словами, число пиков деканализирования на рисунке 4.1 равно числу полуколебаний при канализовании. В частности, частицы, входящие в кристалл вблизи левой (правой) стороны канала, изогнутого вправо, деканализируют после четного (нечетного) числа полуколебаний.

Для большинства положительных частиц с одинаковой энергией и различными амплитудами колебаний длина колебаний почти одинакова. Это приводит к *фазовой корреляции* различных траекторий. В зависимости от разности длин колебаний такая корреляция может сохраняться для нескольких или, при определенных условиях, даже нескольких десятков колебаний.

Длина волны колебаний при канализовании может быть оценена непосредственно путем интегрирования уравнения траектории. Примеры зависимости этой длины от координаты левой точки поворота траектории показаны на рисунке 4.2. Соответствующие потенциальные ямы также приведены на рисунке 4.2. Заметим, что частицы деканализируют с большой вероятностью только вблизи нижнего потенциального максимума, к которому они приближаются, как показано на рисунке 4.2.

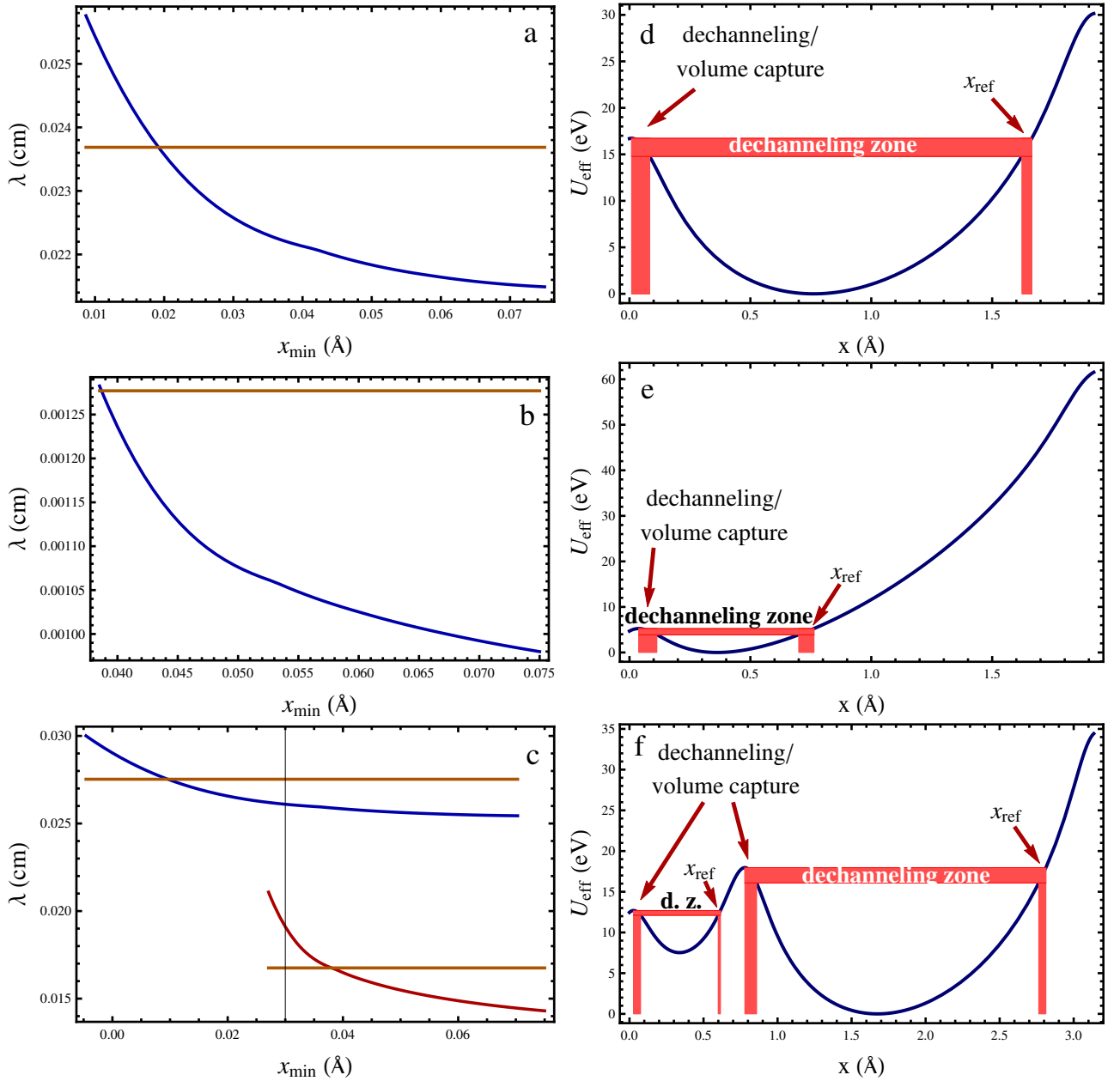


Рисунок 4.2. – Длина волны колебаний при каналировании в зависимости от координаты левой точки поворота траектории (слева) и соответствующие потенциальные ямы (справа) в изогнутых кристаллах: а, г: протоны с энергией 7 ТэВ, $l_{cr} = 2$ мм, $\theta_b = 20$ мкрад, плоскости (110); б, д: позитроны с энергией 20.35 ГэВ, $l_{cr} = 0.11$ мм, $\theta_b = 1600$ мкрад, плоскости (110); в, е: протоны с энергией 7 ТэВ, $l_{cr} = 2$ мм, $\theta_b = 20$ мкрад, плоскости (111). Большая длина колебаний при каналировании соответствует более широкой потенциальной яме. Горизонтальные линии соответствуют оценке длины колебаний при каналировании по уравнению (1.29). Левая точка при $x = 0$, указывает координату плоскости кристалла

Определим зону деканализирования как диапазон энергий, ограниченный значениями потенциальной энергии в следующих точках. Первая точка – это левый потенциальный максимум канала, изогнутого вправо. Вторая точка – справа от этого максимума на расстоянии одной амплитуды атомных тепловых колебаний (0.075 \AA для Si при комнатной температуре [57]) от ближайшей плоскости кристалла, как показано на рисунке 4.2. В пространстве поперечных координат зона деканализирования покрывает крайние точки траекторий частиц с поперечными энергиями в указанном выше интервале.

Важно подчеркнуть, что эффект деканализирования подразумевает два этапа: превышение критического значения поперечной энергии и следующий за этим выход из канала. Здесь и далее точка деканализирования и вероятность деканализирования подразумевают рассеяние частицы, приводящее к увеличению поперечной энергии, т. е. первый этап деканализирования. Следовательно, если такая частица отклоняется к центру канала, она пройдет еще одну длину колебаний до выхода.

На рисунке 4.2 показано, что действительно длина волны колебаний при канализировании меняется довольно слабо в зоне деканализирования, и уравнение (4.2) применимо. Следовательно, существует фазовая корреляция различных траекторий для положительных частиц в зоне деканализирования. Таким образом, такие частицы деканализируются почти на одинаковых глубинах по модулю $\lambda/2$.

Уменьшение отношения радиуса изгиба кристалла к его критическому значению R/R_{cr} уменьшает фазовую корреляцию траекторий, что приводит к ухудшению структуры пиков деканализирования, как будет показано ниже. Длина, оцененная уравнением (1.29), становится немного завышенной при малых радиусах кривизны, как показано на рисунке 4.2. Это приводит к увеличению числа пиков деканализирования.

Длина волны колебаний при канализировании на рисунке 4.2 пропорциональна \sqrt{rv} , как в формуле (1.29), для фиксированной формы потенциальной ямы и фиксированного значения поперечной энергии. Таким образом, фазовая корреляция должна иметь место на разных длинах для разных энергий положительных частиц.

Для отрицательных частиц межплоскостной потенциал $U(x)$ становится инвертированным, в результате чего атомная плоскость находится в центре канала. Таким образом, зона деканализирования включает в себя все амплитуды колебаний. В зависимости от амплитуды длина волны колебаний при канализировании может различаться в несколько раз, как показано на рисунке 4.3. Кроме того, электроны пересекают кристаллические плоскости в середине канала, когда их угол θ_x максимален по величине [89], как было уже отмечено

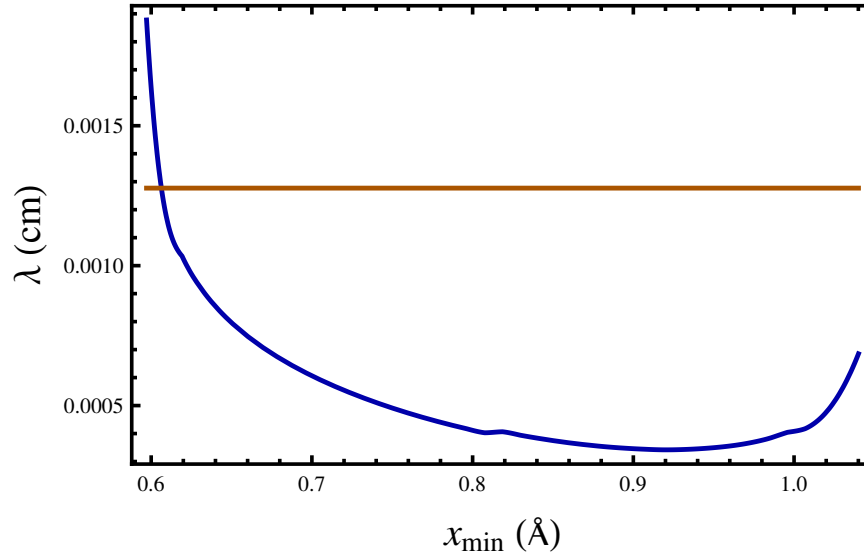


Рисунок 4.3. – Длина колебаний при каналировании для электронов с энергией 20.35 ГэВ, $l_{cr} = 0.11$ мм, $\theta_b = 1600$ мкрад, плоскости (110)

по предыдущих главах. Позитроны, напротив, приближаются к плоскостям с минимальными значениями угла. Следовательно, поперечное изменение энергии $\Delta\epsilon$ для электронов пропорционально углу рассеяния ϑ_x , тогда как для позитронов – его квадрату ϑ_x^2 [89]:

$$\Delta\epsilon = pv\theta_x\vartheta_x + pv\frac{\vartheta_x^2}{2} \rightarrow \begin{cases} pv\theta_x\vartheta_x, & \text{if } \theta_x \rightarrow \theta_{xmax}; \\ pv\frac{\vartheta_x^2}{2}, & \text{if } \theta_x \rightarrow 0. \end{cases} \quad (4.1)$$

Таким образом, амплитуда колебаний электронов за счет рассеяния больше изменяется для электронов, чем для позитронов. Это означает, что любая фазовая корреляция быстро исчезнет, а плоскостные колебания при каналировании для электронов не будут наблюдаться в угловом распределении.

Также важно показать, почему картина пиков представляет собой чередование высоких и низких пиков, как показано на рисунке 4.1. Это объясняется асимметрией потенциальной ямы, отображаемой на рисунке 4.1. В частности, в пространстве поперечных координат зона деканалирования, близкая к левой стороне потенциала, шире зоны вблизи противоположной точки отражения. Действительно, если принять ширину зоны деканалирования равной амплитуде теплового колебания (0.075 Å для плоскостей (110) кристалла кремния), получается соответствующая разность потенциальных энергий $\Delta U \sim 2$ эВ. Его величина, а также ширина зоны деканалирования существенно не изменяются для различных изгибов кристалла и энергии пучка. Напротив, ширина зоны деканалирования вблизи точки отражения x_{ref} , изображенной на рисунке 4.2 сильно зависит от радиуса изгиба кристалла:

$$\Delta x \approx \Delta U / U'_{eff}(x_{ref}). \quad (4.2)$$

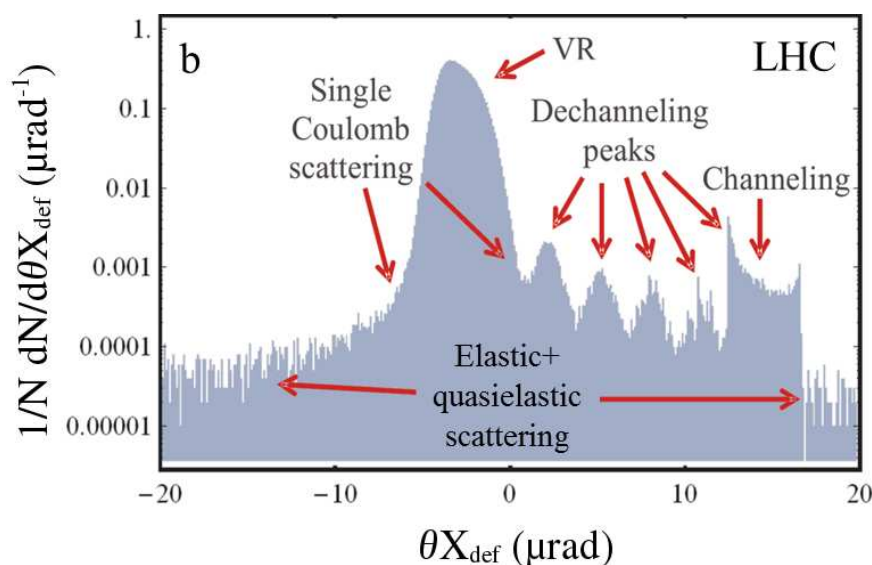


Рисунок 4.4. – Угловое распределение протонов с энергией 7 ТэВ позади кристалла, изогнутого вдоль плоскостей (110), длиной 4 мм и углом изгиба 50 мкрад при ориентации объемного отражения -35 мкрад

Используя численные параметры потенциала на рисунке 4.2г, получаем $\Delta x = 0.042 \text{ \AA}$, что почти в два раза меньше амплитуды тепловых колебаний. Это соотношение объясняет чередование высоких и низких пиков.

Плоскостные колебания при каналировании также могут наблюдаться для кристаллографических плоскостей (111). Основной вклад здесь связан с более широким каналом, поскольку введенная выше зона деканалирования значительно меньше для малого канала, как показано на рисунке 4.2е. Это связано с тем, что потенциальный максимум и плоскость кристалла не совпадают как из-за влияния центробежной силы, так и неравномерности плоскостей (111). Поэтому расстояние между потенциальным максимумом и ближайшей плоскостью кристалла на левой стороне малого канала меньше, чем на левой стороне большого. Длина волны колебания при каналировании сильно изменяется в случае малого канала, вызывая размывание фазовых корреляций. Значение длины осцилляции также меньше для малого канала, чем для более крупного. Это приводит к уменьшению расстояния между пиками, что ведет к более сложному их обнаружению. Таким образом, плоскостные колебания при каналировании практически наблюдаемы только в более широких каналах.

Проявление пиков деканалирования также возможно для объемно-захваченных частиц при ориентации объемного отражения [2-А, 7-А, 9-А], как показано на рисунке 4.4. В этом случае меньшие пики полностью исчезнут, потому что частица может быть захвачена с большой вероятностью только вблизи левого потенциального максимума из-за асимметрии потен-

циальной ямы, изображенной на рисунках 4.2 и 1.13. Это приводит к существенной фазовой корреляции поперечного движения объема захваченных частиц, даже большей, чем для ориентации каналирования. По этой причине интервал между пиками для ориентации объемного отражения соответствует одной длине колебаний при каналировании.

Пики деканалирования могут наблюдаться, если межпиковое угловое расстояние $\Delta\varphi_{ch}$ превышает удвоенный угол некогерентного рассеяния θ_{sc} [2-A]:

$$\frac{\Delta\varphi_{ch}}{2\theta_{sc}} = \frac{\lambda\theta_b}{4l_{cr}} \frac{pv\sqrt{\frac{X_r}{l_{cr}}}}{13.6MeV \left(1 + 0.038 \ln\left(\frac{l_{cr}}{X_r}\right)\right)} > 1. \quad (4.3)$$

Угол кулоновского рассеяния оценивался согласно (2.19) [94]. Для ориентации объемного отражения это условие будет в два раза более слабым, поскольку половина пиков не будет отображаться, как указано выше. Таким образом, ориентация объемного отражения обеспечивает еще лучшие условия наблюдения пиков деканалирования, чем для каналирования.

Другим важным условием является то, что радиус изгиба кристалла R будет больше критического, что является условием возникновения каналирования в изогнутом кристалле [5, 62]:

$$\frac{R}{R_{cr}} > 1. \quad (4.4)$$

Третье важное условие заключается в том, чтобы угловая расходимость падающего пучка не должна превышала половины критического угла каналирования θ_L .

$$\theta_{in \text{ r.m.s.}} < \theta_L/2. \quad (4.5)$$

Действительно, угловая расходимость, приближающаяся к критическому углу, приводит к значительному фазовому сдвигу колебаний. Такие траектории, конечно, некоррелированы. Это касается как ориентации каналирования, так и объемного отражения.

Можно также экстраполировать картину пиков деканалирования на различные значения энергии. Такая экстраполяция может быть обеспечена сохранением как числа пиков:

$$n_{peaks} = \frac{2l_{cr}}{\lambda} = Const, \quad (4.6)$$

так и отношения межпикового интервала к углу кулоновского рассеяния:

$$\frac{\Delta\varphi_{ch}}{2\theta_{sc}} = Const. \quad (4.7)$$

Подставляя уравнение (1.29) в (4.6), можно получить:

$$l_{cr} \sim \sqrt{pv}. \quad (4.8)$$

Подставляя далее уравнение (4.3) в (4.7), используя (4.8) и пренебрегая логарифмическим слагаемым, можно получить:

$$\theta_b \sim 1/(pv)^{3/4}. \quad (4.9)$$

В итоге формула экстраполяции значения радиуса изгиба получается из уравнений (4.8) и (4.9):

$$R \sim (pv)^{5/4}. \quad (4.10)$$

4.2 Пики квазиканализирования в угловом распределении пучка

Плоскостные колебания частиц при канализировании в экспериментах по обратному рассеянию при малой энергии наблюдались [140, 141, 142, 143, 144, 145, 146], хотя они еще не наблюдались при более высокой энергии. Однако есть еще один вид колебаний, которые не наблюдались ранее ни при каких энергиях. Этот вид колебаний проявляется в виде пиков в угловом распределении, рядом с пиков канализирования, как показано на рисунке 4.1, и является отображением колебаний частиц в режиме квазиканализирования. В дальнейшем такой новый вид пиков будем называть *пики квазиканализирования в угловом распределении пучка*.

Эти пики имеют отличную от пиков деканализирования природу, поскольку расстояние между ними меньше минимально возможной половины длины волны колебания при канализировании. Кроме того, расположение пиков практически одинаково для частиц с различными знаками заряда. Как будет показано ниже, это указывает на вовлечение надбарьерных частиц.

Качественное объяснение может быть получено из анализа надбарьерных траекторий, показанных на рисунке 4.5, изображающем зависимость углов отклонения частиц в лабораторной системе отсчета от z :

$$\theta_{Xdef} = \frac{z}{R} - \sqrt{\frac{2(\epsilon - U_{eff}(x(z, \epsilon)))}{pv}}. \quad (4.11)$$

При $z = l_{cr}$ первый член в уравнении (4.11) становится равным $z/R = \theta_b$. При этом θ_{Xdef} является наблюдаемым углом отклонения частиц, как на рисунке 4.1.

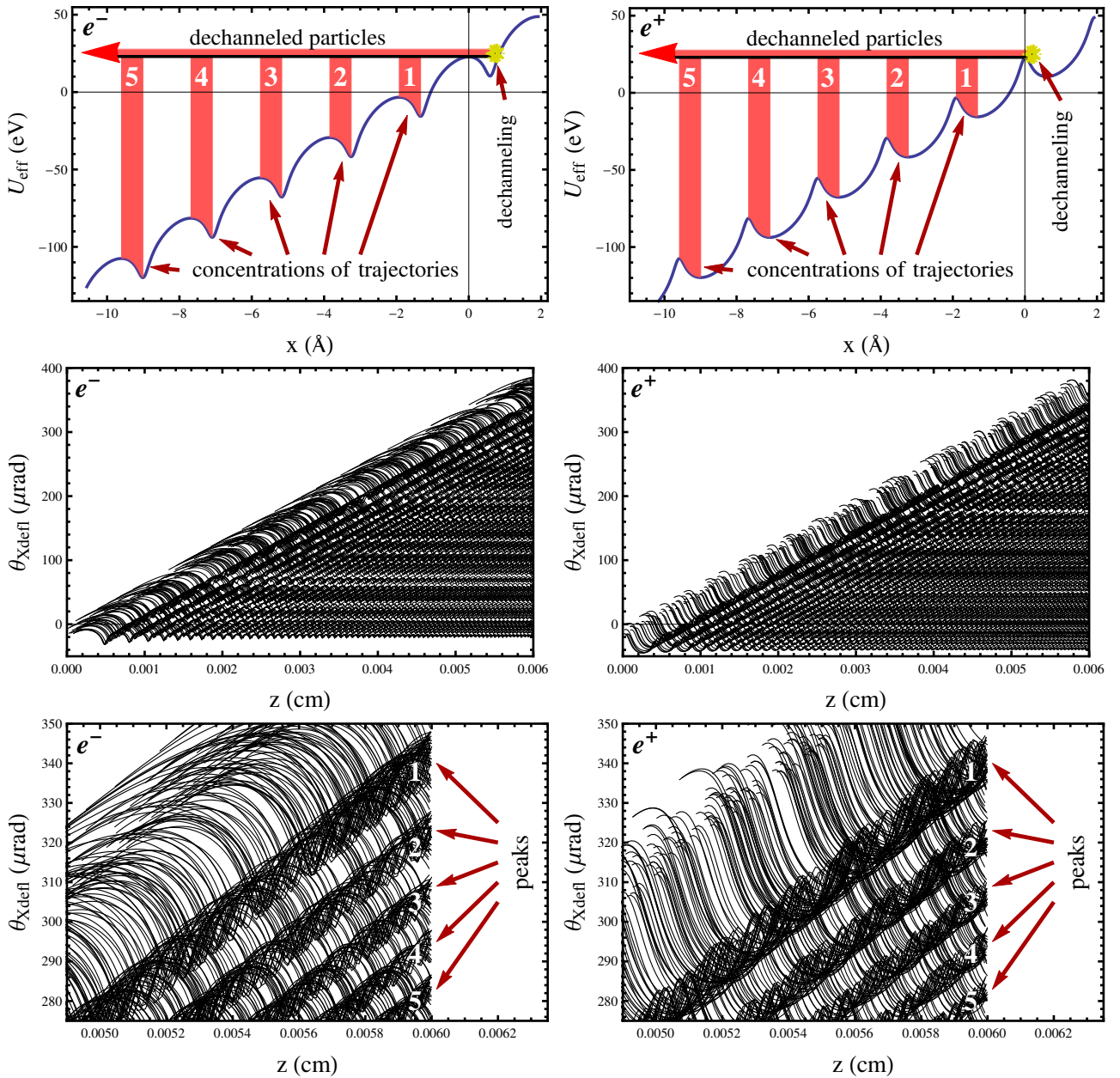


Рисунок 4.5. – Эффективный потенциал U_{eff} (вверху) и идеальные надбарьерные траектории (посередине и внизу) (угол (4.11) в зависимости от продольной координаты) электронов с энергией 20.35 ГэВ (слева) и для позитронов (справа) без учета рассеяния. Поперечная начальная точка траекторий зафиксирована при $x = 0$, продольная – изменяется случайным образом. Поперечная энергия изменяется в диапазоне от 0 до нескольких эВ выше потенциального барьера при $x = 0$. Параметры кристалла: $l_{cr} = 60$ мкрад, $\theta_b = 400$ мкрад, плоскости (110). Продольные координаты в нижних фигурах близки к концу кристалла

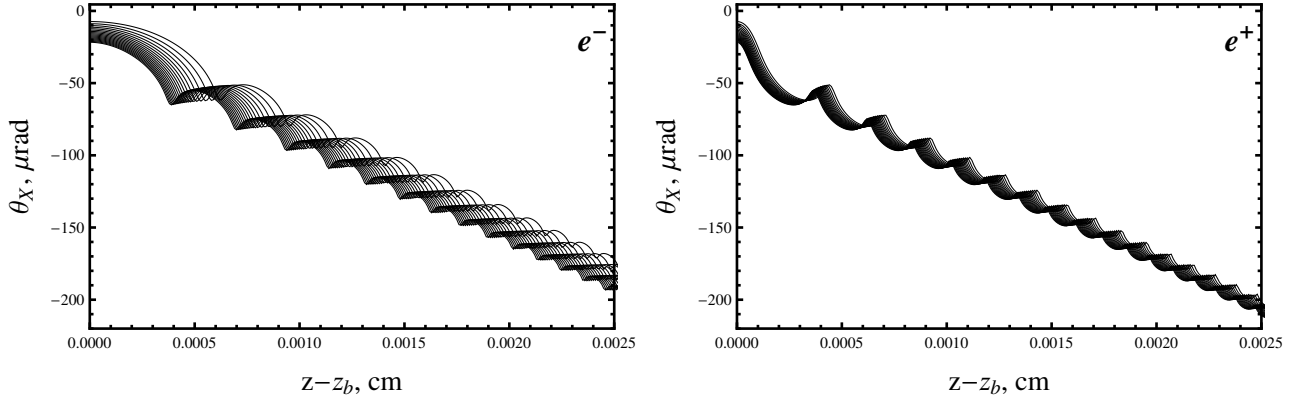


Рисунок 4.6. – Идеальные надбарьерные траектории (угол (4.15) в зависимости от продольной координаты, начиная с точки пересечения первого потенциального барьера после деканализирования) электронов с энергией 20.35 ГэВ (слева) и позитронов (справа) в сопутствующей системе координат, направленной вдоль изогнутых плоскостей. Рассеяние не учитывается. Все прочие условия такие же, как на рисунке 4.5

Рассмотрим идеальные траектории без каких-либо некогерентных рассеяний или потерь энергии. Кроме того, рассмотрим только деканализовавшие частицы, поскольку большинство частиц, первоначально не захваченных в состоянии каналирования, не достигнут углов, близких к направлению каналирования. Зафиксируем также начальную точку надбарьерных траекторий в точке над потенциальным барьером, соседствующей с точкой деканализования, на рисунке 4.5 эта точка обозначается как $x = 0$. Любая продольная стартовая координата будет изменяться случайным образом. Рисунок 4.5 показывает, что траектории стремятся группироваться на определенных фазах на параллельные линии, разделенные одним надбарьерным колебанием. Такая концентрация будет генерировать новую серию пиков в угловом распределении на выходе из кристалла. Все эти линии параллельны линии, отображающей угол изгиба кристалла:

$$\theta_{Xdef} = z/R. \quad (4.12)$$

Основной причиной их появления является корреляция различных надбарьерных траекторий, в том числе в первой потенциальной яме, показанной на рисунке 4.5. Эти траектории имеют почти одинаковые длины колебаний, за исключением лишь небольшой области вблизи ближайшего барьера до точки деканализования. Определим длину n -го колебания λ_n надбарьерной частицы как продольное расстояние, пройденное этой частицей, на пути между двумя соседними потенциальными барьерами n и $n + 1$, первый из которых $U_{eff}(0)$ является ближайшим к величине поперечной энергии ϵ и $U_{eff}(0) < \epsilon$. Поэтому все надбарьерные траектории отличаются только начальной про-

дольной координатой, которая изменяется вдоль изогнутой плоскости кристалла, параллельной линии (4.12) согласно уравнению (4.11).

Длина колебаний различных траекторий почти одинакова по той причине, что основной вклад в квазиканальные пики обусловлен процессом деканализирования. Поперечное изменение энергии $\Delta\epsilon$ в уравнении (4.1), обусловлено главным образом слабым кулоновским рассеянием и, следовательно, ϵ может превышать ближайший потенциальный барьер не более чем на несколько эВ. Относительное изменение длины n -го надбарьерного колебания можно рассчитать по формуле:

$$\frac{\Delta\lambda_n}{\lambda_n} = \frac{\Delta\epsilon}{2} \frac{\int_{(n-1)d_0}^{nd_0} \frac{dx}{(\epsilon - U_{eff}(x))^{3/2}}}{\int_{(n-1)d_0}^{nd_0} \frac{dx}{\sqrt{\epsilon - U_{eff}(x)}}}. \quad (4.13)$$

Как правило, это отношение не превышает $\sim 10\%$ для деканализировавших частиц. Однако это также относится к частицам, первоначально не захваченным в режиме каналирования, но достигающим угла отклонения, близкого к направлению каналирования. Таким образом, они должны образовывать пики квазиканализирования в тех же местах, что и деканализировавшие.

Расположение параллельных линий можно найти из условия, что линии, касательные $d\theta_{Xdef}/dz$ к траекториям, параллельны прямой (4.12). Это условие преобразуется в:

$$\frac{dU_{eff}}{dx} = 0, \quad (4.14)$$

что подразумевает локальные минимумы и максимумы потенциала U_{eff} , изображенного на рисунке 4.5. Следовательно, траектории группируются между минимумами и максимумами, как показано на рисунке 4.5, благодаря $d\theta_{Xdef}/dz \simeq z/R$.

Эта же концепция может быть объяснена по-другому, если построить траекторию частиц в сопутствующей системе отсчета, начиная с точки пересечения потенциального барьера z_b после деканализирования:

$$\theta_X = -\sqrt{\frac{2(\epsilon - U_{eff}(x(z - z_b, \epsilon)))}{pv}}. \quad (4.15)$$

Пример таких траекторий показан на рисунке 4.5. Эти траектории совершают ряд колебаний, которые становятся короче и короче и стремятся к прямой $(z - z_b)/R$. Осцилляции соответствуют фазам ускорения ($\frac{d\theta_X}{dz} < 0$) и замедления ($\frac{d\theta_X}{dz} > 0$). Фазы замедления обозначены красными полосками на рисунке 4.6.

Угловое распределение частиц на этом выходе кристалла, аналогичное распределению, изображенному на рисунке 4.1, определяется следующим образом:

$$\frac{dN}{d\theta_X} = \frac{dN}{dz} \sum_i \frac{1}{|d\theta_X/dz|_i}, \quad (4.16)$$

где суммирование проводится по корням z_i уравнения (4.15) на выходе из кристалла. Оно имеет асимметричные пики при $\frac{d\theta_X}{dz} = 0$, соответствующие экстремумам U_{eff} . Действительно, когда частица пересекает один экстремум, она сохраняет почти один и тот же угол θ_X на большом расстоянии. Применяя значения U_{eff} для минимумов и максимумов и используя уравнение (4.11), можно получить уравнения двух параллельных линий, являющихся границами траекторий для потенциальных максимумов и минимумов, соответственно:

$$\begin{aligned} \theta'_{Xdef n} &= z/R - \sqrt{\frac{2V_0 n}{pv}}, \\ \theta''_{Xdef n} &= z/R - \sqrt{\frac{2(V_0 n + \Delta V)}{pv}}, \end{aligned} \quad (4.17)$$

где ΔV – разность потенциалов между соседними локальными максимумом и минимумом,

V_0 – разность потенциалов двух соседними максимумов [62]:

$$V_0 = pvd_0/R. \quad (4.18)$$

Подставляя (4.18) в (4.17) и учитывая $z = l_{cr}$ на выходе из кристалла, окончательно получаем значение углового диапазона, содержащих пики квази-канализирования в угловом распределении пучка:

$$\begin{aligned} \theta'_{Xdef n} &= \theta_d - \sqrt{\frac{2d_0 n}{R}}; \\ \theta''_{Xdef n} &= \theta_d - \sqrt{\frac{2d_0 n}{R} + \frac{2\Delta V}{pv}}. \end{aligned} \quad (4.19)$$

В этих уравнениях угол изгиба θ_b был заменен на угол отклонения пика в режиме канализирования θ_d для описания угла ориентации изогнутого кристалла $\theta_{cr} = \theta_d - \theta_b$, который сдвигает как пик канализирования, так и пики квази-канализирования.

Отрицательные частицы стремятся быть ближе к первому углу, а положительные – ко второму, где производная $d\theta_{Xdef}/dz$ более пологая.

Однако под воздействием рассеяния пики могут быть размываться и перекрываться из-за близких значений углов отклонения частиц в интервале $[\theta'_{Xdef\ n}, \theta''_{Xdef\ n}]$. Как правило, такая пара пиков будет составлять “комбинированный” пик, расположенный между ними. Как будет показано с использованием моделирования, интервалы (4.19) также могут перекрываться в зависимости от R , когда $\Delta V > V_0$, что приблизительно соответствует $R > 7R_{cr}$. Поэтому пики могут быть сформированы на пересечении этих зон.

Угловое расстояние между такими соседними пиками $\Delta\varphi_{qch}$ можно найти из этих уравнений как:

$$\Delta\varphi_{qch} = \sqrt{\frac{2d_0}{R} + (\theta_d - \theta_{Xdef})^2} - (\theta_b - \theta_{Xdef}). \quad (4.20)$$

Оба уравнения (4.19) дают тот же результат, что и (4.20). Таким образом, имея положение одного пика квазиканализирования, расположенных между границами (4.19), можно использовать формулу (4.20), чтобы получить следующий пик, находящийся слева от предыдущего. При больших n уравнение (4.20) сводится к:

$$\Delta\varphi_{qch} \approx \frac{d_0}{R(\theta_d - \theta_{Xdef})}. \quad (4.21)$$

Важно подчеркнуть, что такая формула не зависит от энергии частиц, а только от характеристик кристалла, таких как межплоскостное расстояние и радиус изгиба.

Являясь надбарьерным эффектом, пики квазиканализирования могут наблюдаться экспериментально при любой угловой расходимости, разумеется, меньшей, чем угол изгиба кристалла. Основным ограничением здесь является малая статистика для надбарьерных частиц в угловом распределении, которая в свою очередь зависит от эффективности каналирования. Поэтому короткие кристаллы предпочтительны для обеспечения максимальной эффективности.

Чтобы найти экстремальные условия, когда наблюдение квазиканальных колебаний все еще возможно, можно оценить только первое колебание, образующее ближайший пик к пику каналирования. Для начального угла θ_{Xdef} в (4.21) следует взять левую границу пика каналирования равную $\theta_b - \theta_L$. В этом случае достигается наивысшая возможная угловая разница между

пиком каналирования и ближайшим к нему пиком квазиканалирования:

$$\frac{\Delta\varphi_{qch}}{2\theta_{sc2}} = \frac{d_0}{2R\theta_L} \frac{pv\sqrt{\frac{X_r}{\lambda_1}}}{13.6MeV \left(1 + 0.038 \ln\left(\frac{\lambda_1}{X_r}\right)\right)} > 1. \quad (4.22)$$

λ_1 можно приблизительно оценить как равную половине длины колебания при каналировании (1.29), то есть $\lambda_1 \sim \lambda/2$, в отличие от (4.3), включающую только расстояние, которое пройдет частицы в кристалле после деканалирования. Чтобы наблюдать пики квазиканалирования, нужно также удовлетворить каналирования, т. е. радиус изгиба должен быть больше критического (4.4).

Так как уравнение (4.22) для пиков квазиканалирования зависит от энергии также, как уравнение (4.9) для пиков деканалирования, они одинаково экстраполируются по энергии. Отношение максимального расстояния между пиками квазиканалирования и деканалирования может быть оценено с использованием (1.29), (4.3), (4.5) и (4.22):

$$\frac{\Delta\varphi_{qch}}{\Delta\varphi_{ch}} < \frac{2}{\pi}. \quad (4.23)$$

Для объемного отражения аналогичное соотношение будет в два раза меньше. Таким образом, ширина между пиками деканалирования значительно выше, чем для квазиканалирования. Однако различная роль многократного рассеяния, определяемое формулами (4.3) и (4.22), и угловой расходимости делает условия наблюдения пиков квазиканалирования более предпочтительными.

4.3 Результаты моделирования

Для более глубокого понимания эффектов было проведено численное моделирование при помощи программы CRYSTAL [1-A, 2-A].

Моделирование проводилось для одиночного прохождения заряженных частиц через кристалл. Типичная статистика составляла 10^6 частиц. Угловая расходимость начального пучка была меньше, чем $\theta_L/4$. Параметры изогнутых кристаллов были выбраны для выполнения условий (4.3-4.4, 4.22) для четкого наблюдения как пиков каналирования, так и квазиканалирования.

Моделирование распределений углов частиц после их взаимодействия с кристаллом показано на рисунках 4.7-4.8 для ориентации каналирования и на рисунке 4.9 для объемного отражения. Энергия в моделировании была выбрана в соответствии с энергией пучка в действующих в настоящее время ускорителях.

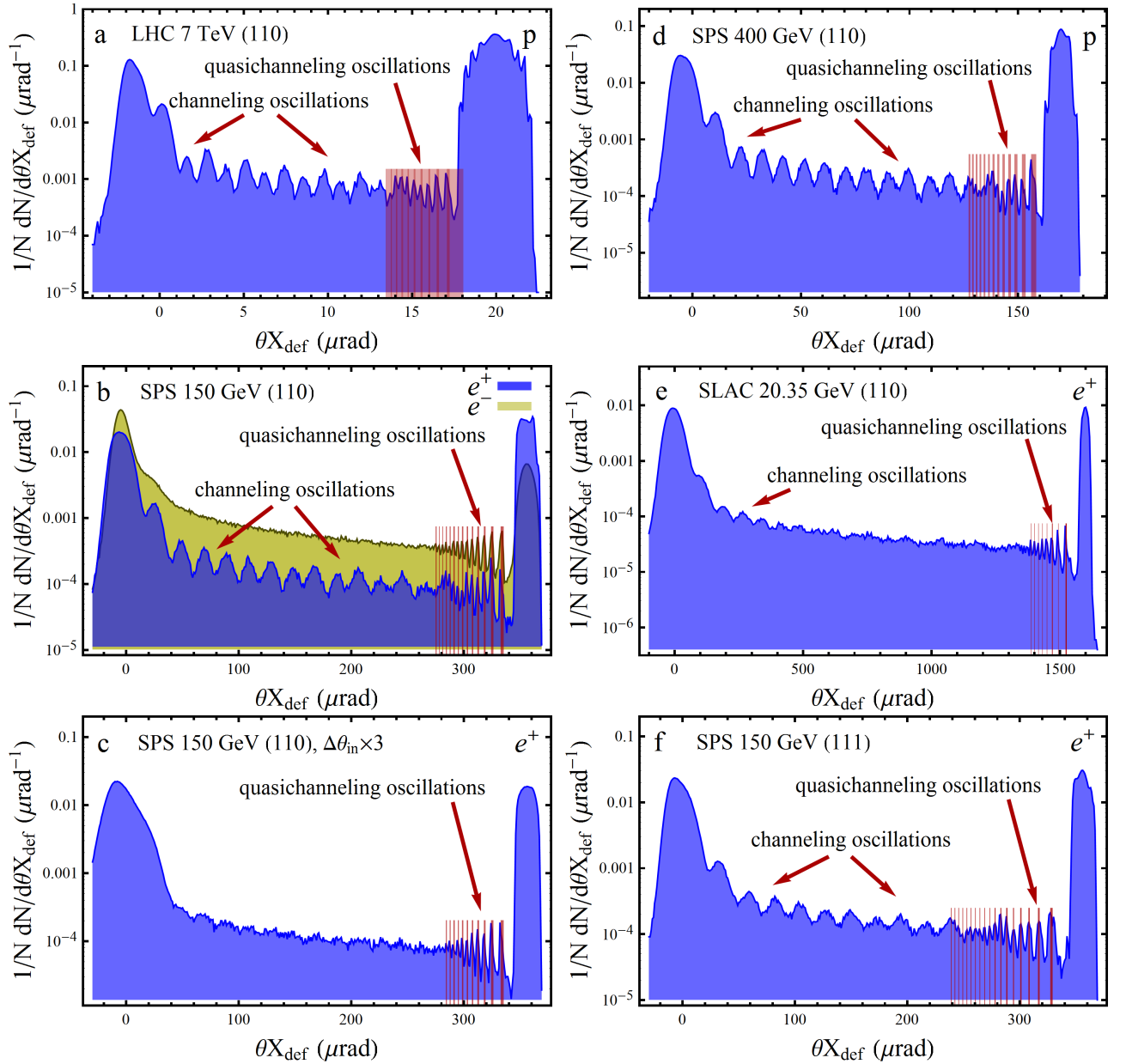


Рисунок 4.7. – Угловые распределения частиц после взаимодействия с кристаллом кремния при ориентации каналирования. Вертикальные линии указывают на зону проявления пиков квазиканалирования, вычисленную по формуле (4.19). Параметры моделирования были следующими: (а) протоны при энергии LHC 7 ТэВ, ср. кв. угловая расходимость пучка $\theta_{in} = 0.5$ мкрад, $l_{cr} = 2$ мм, $\theta_b = 20$ мкрад, плоскости (110); (б) позитроны и электроны при энергии вторичных пучков на SPS 150 ГэВ, $\theta_{in} = 3.5$ мкрад, $l_{cr} = 0.29$ мм, $\theta_b = 357$ мкрад, плоскости (110); (в) то же, что и предыдущее, за исключением угловой расходимости $\theta_{in} = 10.5$ мкрад; (г) протоны при с энергией SPS 400 ГэВ, $\theta_{in} = 2$ мкрад, $l_{cr} = 0.48$ мм, $\theta_b = 170$ мкрад, плоскости (110); (д) SLAC, позитроны 20,35 ГэВ, $\theta_{in} = 10$ мкрад, $l_{cr} = 0,11$ мм, $\theta_b = 1600$ мкрад, плоскости (110); (е) то же, что и (б) для плоскостей (111) для позитронов

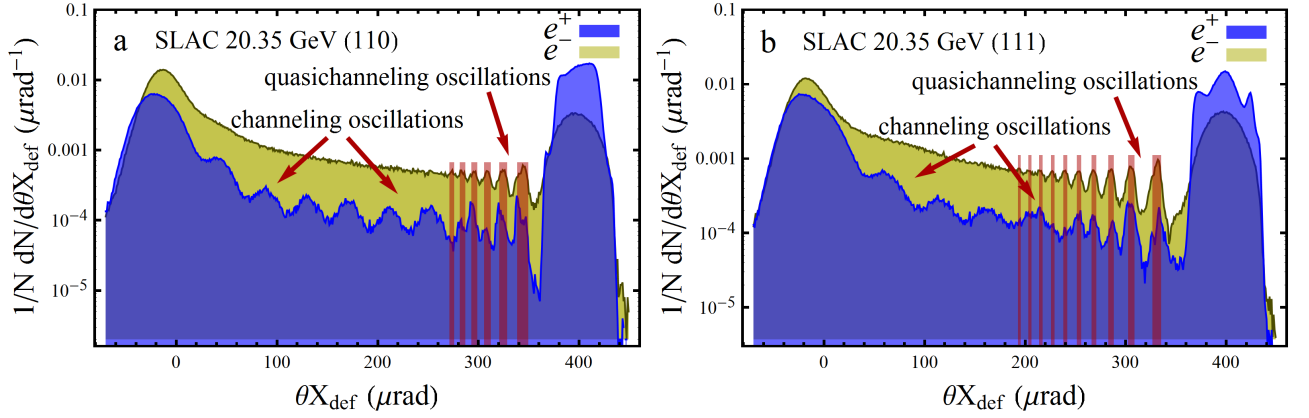


Рисунок 4.8. – (а) Позитроны и электроны при энергии SLAC 20.35 ГэВ, $\theta_{in} = 10$ мкрад, $l_{cr} = 60$ мкм, $\theta_b = 400$ мкрад, (110); (б) то же, что и (а) для плоскостей (111)

Пики обоих типов наблюдаются в моделировании. Более того, они находятся в хорошем согласии с оценками, полученными выше. В частности, промоделированное угловое расстояние между пиками деканализирования согласуется с оценкой длины волны колебаний при каналировании (1.29). Наибольшее отклонение проявляется для энергии 20.35 ГэВ, поскольку в этом случае радиус изгиба близок к критическому радиусу. Как упоминалось выше для объемного отражения, расстояние пиками деканализирования соответствует одной длине волны колебаний при каналировании, в отличие от ориентации каналирования, для которой расстояние между каналами составляет половину длины волны одного колебания. Как и ожидалось, пики деканализирования не наблюдаются для отрицательных частиц.

Промоделированные пики квазиканализирования согласуются с формулами (4.19-4.20) для обоих знаков частиц даже для первого пика, т. е. для ближайшего к пику каналирования. Вертикальные линии, рассчитанные по формуле (4.19), определяют местоположение пиков квазиканализирования и их согласие с моделированием. Важно подчеркнуть, что для случая 7 ТэВ пики квазиканализирования обнаруживаются не в зонах, предсказываемых уравнением (4.19), а на пересечениях этих зон.

Важно также подчеркнуть, что угловая разность (4.20-4.21) находится слева от пика, угол которого – θ_{Xdef} . Угловое расстояние между пиками уменьшается по отношению к углу, отмеренному от пика каналирования. Кроме того, частицы в следующих пиках испытывают больше колебаний и дольше находятся в надбарьерном состоянии, что приводит к увеличению угла рассеяния. Из-за этого пики квазиканализирования могут наблюдаться только вблизи пика каналирования. Качественно это есть проявление условия (4.22).

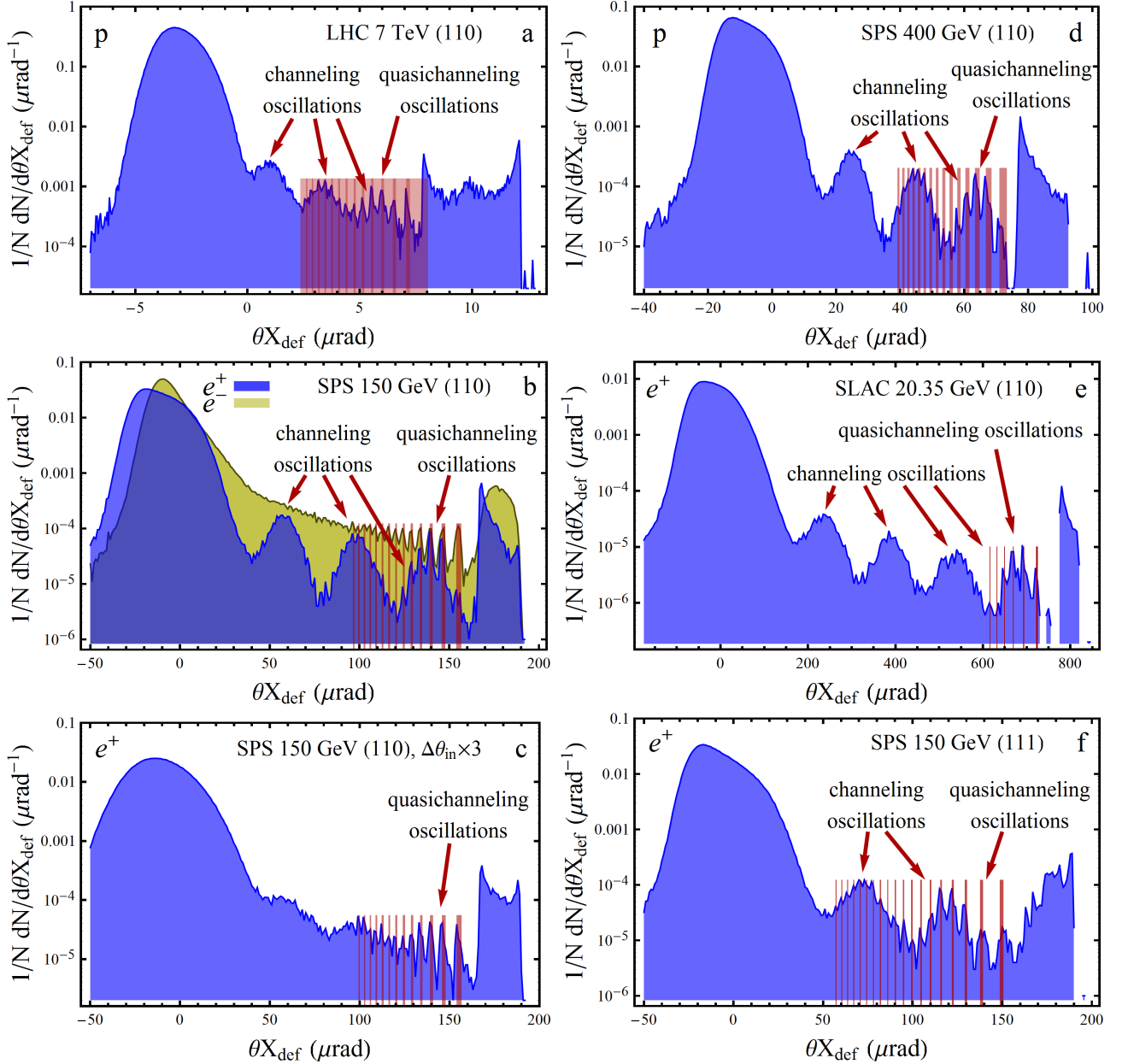


Рисунок 4.9. – Угловые распределения частиц после взаимодействия с кристаллом кремния при угле ориентации объемного отражения $-\theta_b/2$.

Вертикальные линии указывают на зону проявления пиков квазиканализации, вычисленную по формуле (4.19). Параметры моделирования были следующими: (а) протоны при энергии LHC 7 ТэВ, ср. кв. угловая расходимость пучка $\theta_{in} = 0.5$ мкрад, $l_{cr} = 2$ мм, $\theta_b = 20$ мкрад, плоскости (110); (б) позитроны и электроны при энергии вторичных пучков на SPS 150 ГэВ, $\theta_{in} = 3.5$ мкрад, $l_{cr} = 0.29$ мм, $\theta_b = 357$ мкрад, плоскости (110); (в) то же, что и предыдущее, за исключением угловой расходимости $\theta_{in} = 10.5$ мкрад; (г) протоны при с энергией SPS 400 ГэВ, $\theta_{in} = 2$ мкрад, $l_{cr} = 0.48$ мм, $\theta_b = 170$ мкрад, плоскости (110); (д) SLAC, позитроны 20.35 ГэВ, $\theta_{in} = 10$ мкрад, $l_{cr} = 0,11$ мм, $\theta_b = 1600$ мкрад, плоскости (110); (е) то же, что и (б) для плоскостей (111) для позитронов

Угловое распределение частиц после их взаимодействия с кристаллом было получено также с увеличенной угловой расходимостью входного пучка примерно до $3/4\theta_L$. Соответствующие случаи показаны на рисунках 4.7 и 4.9 для 150 ГэВ. Действительно, слишком большая угловая расходимость приводит к исчезновению пиков деканализирования. Как упоминалось выше, пики квазиканализирования не зависят непосредственно от угловой расходимости. Таким образом, эти пики остаются видны.

На рисунке 4.7 четыре верхних графика представляют собой экстраполяцию по энергии (4.8-4.9), введенную в предыдущих разделах. Аналогичная экстраполяция представлена на рисунке 4.9 для объемного отражения. Такая экстраполяция полезна для энергий того же порядка. В противном случае радиус может приблизиться к критическому, когда условия для наблюдения пиков деканализирования не являются оптимальными. Это показано на рисунке 4.7 для канализирования и на рисунке 4.9 для объемного отражения. Экстраполяция дает аналогичную картину для разных энергий от сотен ГэВ до 7 ТэВ. В то же время картина для случая 20.35 ГэВ отличается и не столь очевидна, поскольку радиус изгиба приближается к критическому радиусу.

Для плоскостей кристаллов (111) наблюдаемая картина аналогична наблюдаемой картине для плоскостей (110), как показано на рисунках 4.7-4.8. Для пиков деканализирования расстояние между каналами пропорционально длине колебаний частиц в большем канале, как показано на рисунке 4.2. Пики квазиканальные колебания хорошо описываются формулами (4.19-4.20), если межплоскостное расстояние определяется как суммарное d_0 , равное 3.13 Å для кремния.

4.4 Возможная конфигурация эксперимента для наблюдения пиков деканализирования и квазиканализирования

В данном разделе обсуждаются возможные экспериментальные конфигурации для наблюдения пиков деканализирования и квазиканализирования на существующие ускорители. Рассматриваются случаи как позитронов, так и электронов на SLAC (20.35 ГэВ) и SPS, ЦЕРН (150 ГэВ) и электронов на MAMI (855 МэВ).

Для успешного наблюдения очень важно выбрать правильные параметры геометрии кристалла. Они предоставляются уравнениями (4.3-4.4) для пиков деканализирования и уравнениями (4.4, 4.22) для квазиканализирования. Однако в реальном эксперименте для лучшего разрешения угловое расстояние между

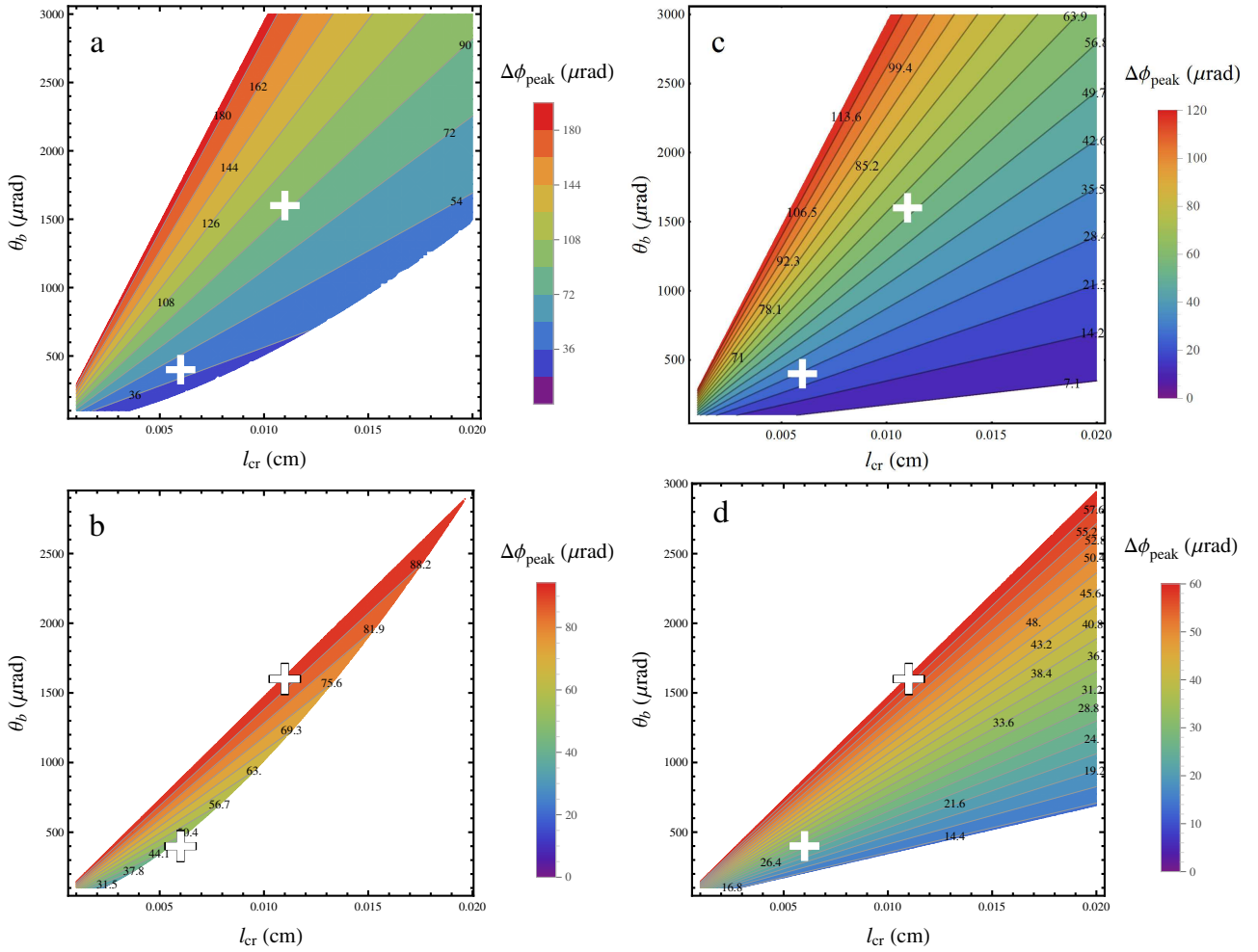


Рисунок 4.10. – Зависимость углового расстояния между пиками деканализирования (а) и квазиканализирования (в) от длины и угла изгиба кристалла для позитронов с энергией 20.35 ГэВ для плоскостей кремния (110). Зона для наблюдения пиков деканализирования определяется по (4.3-4.4). (б, г): оптимальные зоны для наблюдения пиков деканализирования и квазиканализирования, соответственно, отношения в (4.3-4.4) и (4.4, 4.22) превышают 2

пиками должно быть как можно большим. Все эти условия можно варьировать в зависимости от расстояния между пиками от длины кристалла и угла изгиба.

Такая зависимость показана на рисунке 4.10 для пиков деканализирования при ориентации каналирования и при энергии 20.35 ГэВ. Белые кресты обозначают геометрию кристалла представленную на рисунках 4.7-4.8. Условия (4.3-4.4) определяют зону, где становится возможным наблюдение пиков деканализирования. Чтобы оптимизировать параметры кристалла, отношения (4.3-4.4) должны быть увеличены в 2-3 раза. Для уравнения (4.3) этот выбор приводит к более ясной картине пиков. В то же время для отношения (4.4) он обеспечивает более высокую эффективность каналирования для лучшей статистики эксперимента.

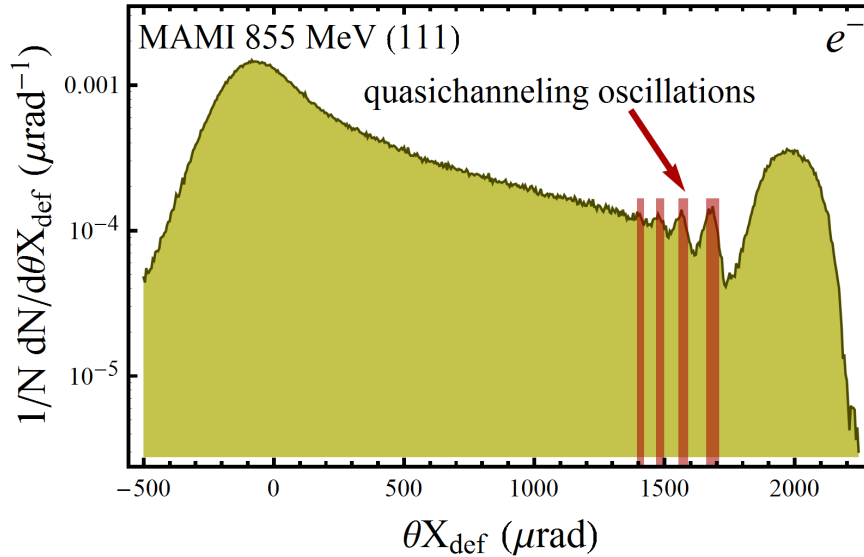


Рисунок 4.11. – Угловые распределения частиц после взаимодействия с кристаллом кремния при ориентации каналирования. Параметры моделирования: электроны с энергией 855 МэВ, плоскости $\theta_{in} = 50$ мкрад, $l_{cr} = 15$ мкм, $\theta_b = 2000$ мкрад, плоскости (111)

Пример оптимизированной зоны для кристаллической геометрии для случая SLAC показан на рисунке 4.10б. Оценки (4.3-4.4) обеспечивают достаточно узкую область параметров кристалла. Однако в любом случае конкретную экспериментальную схему следует проверять с помощью моделирования траектории методом Монте-Карло.

Аналогичный вывод можно сделать путем применения уравнений (4.4, 4.22) для пиков квазиканалирования. Эти зависимости представлены на рисунке 4.10 для 20.35 ГэВ. Белые кресты в оптимальной зоне указывают параметры, используемые в данной работе. Пики квазиканалирования действительно наблюдаются для в моделировании для всех рассмотренных случаев.

Алгоритм оптимизации геометрии кристалла остается тем же, что и для пиков деканалирования. Единственное отличие состоит в том, что начальная угловая расходимость пучка является гораздо менее важной, чем для пиков деканалирования. Угловая расходимость в моделировании была равна 10 мкрад, что может быть достигнуто экспериментально. Таким образом, теоретически случай SLAC удовлетворяет всем условиям наблюдения пиков деканалирования и квазиканалирования.

Для случая SPS решающим фактором является угловое разрешение детектора. При энергиях порядка сотен ГэВ необходимо обеспечить разрешение как минимум в несколько мкрад. Проблема заключается в том, что на SPS на измерения влияет рассеяние на воздухе и стриповых кремниевых детекторах. Этот вклад можно учесть, включив соответствующие ср. кв. угол рассеяния

θ_{det} в знаменатель (4.3) и (4.22):

$$\frac{\Delta\varphi_{ch}}{2\sqrt{\theta_{sc}^2 + \theta_{det}^2}} > 1. \quad (4.24)$$

Угловая расходимость пучка на SPS, вероятно, будет достаточно высокой при использовании вторичных пучков позитронов или электронов. В этом случае могут наблюдаться только пики квазиканалирования.

Для электронов пики квазиканалирования могут наблюдаться также на микротроне МАМИ [137]. Моделирование подобного эксперимента показано на рисунке 4.11. Основной проблемой для этого эксперимента является производство кристаллов. Для работы на энергиях ниже ГэВ требуется очень короткий, как было показано в главе 2, и сильно изогнутый кристалл, что является пределом существующих технологий.

Плоскости (111) обеспечивают более широкое угловое расстояние между пиками. Таким образом, они должны быть предпочтительнее. Более того, кристалл, изогнутый вдоль плоскостей (111), изготовить проще, чем для любого другого направления, если требуется сильный изгиб [150]. Последний случай особенно характерен для энергий порядка 1 ГэВ, при которых подобные кристаллы были успешно применены [29, 30, 53] и [3-A]. Для электронов для плоскостей (111) имеется более глубокая потенциальная яма, чем для (110). Это приводит к более высокой эффективности каналирования, что также является предпочтительным.

4.5 Экспериментальное наблюдение пиков квазиканалирования

Эксперименты проводились ускорительном комплексе SLAC как с электронами, так и с позитронами при энергии 20.35 ГэВ, как было рассмотрено выше. Изогнутый кристалл кремния, изготовленный в университете г. Феррары [150], имеет длину $l_{cr} = 60 \pm 1$ мкм. Угол изгиба плоскостей (111) кристалла составлял $\theta_b = 402 \pm 9$ мкрад, а также радиус изгиба $R = 15,00 \pm 0,42$ см.

Экспериментальное угловое распределение электронного пучка, отклоненное в условиях каналирования, приведено на рисунке 4.12.

При углах, немного ниже пика каналирования, обнаружены пики квазиканалирования, как было предсказано выше [7-A]. А именно – наблюдались два пика квазиканалирования. Измеренное угловое расстояние между ними составляло 30.5 ± 2 мкрад. Это немного выше теоретической оценки расстояния между пиками квазиканалирования в 26.8 мкрад, полученного из

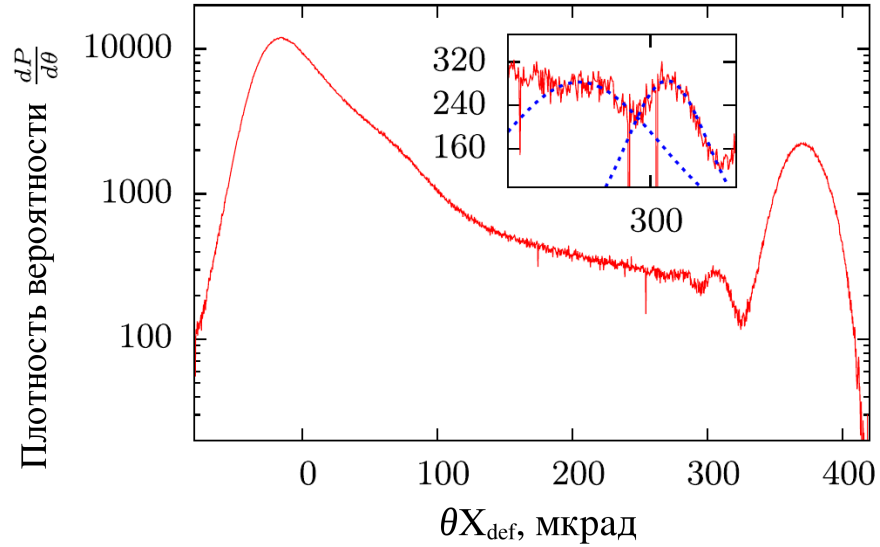


Рисунок 4.12. – Угловое распределение электронов, отклоненных изогнутым кристаллом кремния (111), полученное в эксперименте на SLAC для условий каналирования

уравнении (4.19). Согласие, хотя и не полное, подтверждает теорию экспериментальными наблюдениями.

Эксперимент проводился для позитронов при ориентации каналирования [8–A]. В экспериментальном угловом распределении, показанном на рисунке 4.13, наблюдаются семь пиков квазиканалирования при углах отклонения $\sim 0.2-0.3$ мрад. Эта угловая область, увеличенная, также показана на рисунке 4.13. Результаты моделирования, выполненные с использованием программы CRYSTAL, обозначенные на рисунке 4.13 синей пунктирной линией, находятся в хорошем согласии с экспериментом.

Измеренные угловые положения этих пиков приведены в таблице 4.1.

Таблица 4.1. – Положение пиков квазиканалирования для позитронов и их погрешность ($\Delta\theta_{Xdef n}$)

n	2	3	4	5	6	7	8
$\theta_{Xdef n}$ (мкрад)	299	275	256	241	226	213	201
$\Delta\theta_{Xdef n}$ (мкрад)	4.1	3.5	3.8	3.5	3.6	3.9	3.7

Эти позиции использовались в качестве входных данных для процедуры фита, основанной на уравнении (4.19), которое следует переписать для плоскостей (111) в виде:

$$\theta_{Xdef n} = \theta_d - \sqrt{\frac{2d_0(n-1)}{R} + 2d_s/R}, \quad (4.25)$$

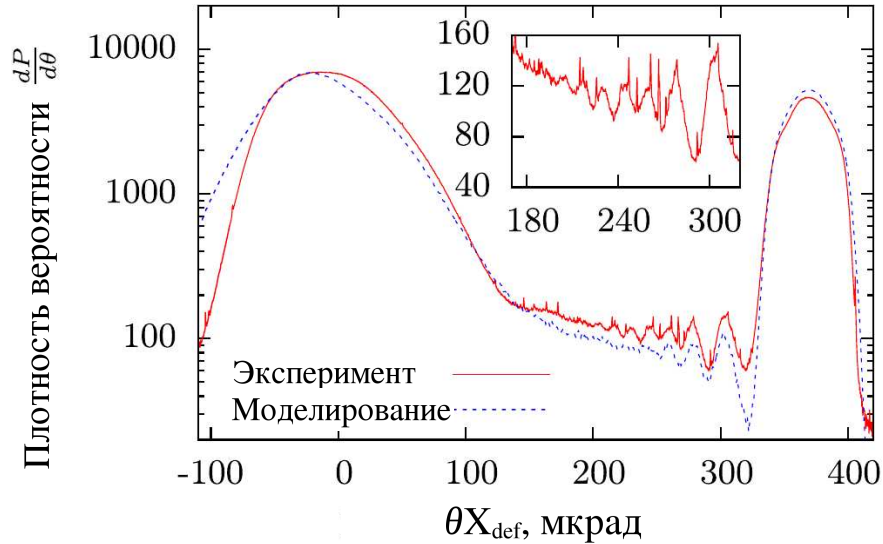


Рисунок 4.13. – Угловое распределение электронов, отклоненных изогнутым кристаллом кремния (111), полученное в эксперименте на SLAC для условий каналирования. Синяя пунктирная линия изображает результат моделирования программой CRYSTAL

где d_s – расстояние между ближайшими плоскостями, равное для плоскостей (111) $d_0/4$.

Таким образом, уравнение (4.25) можно переписать как:

$$\theta_{X_{def} n} = \theta_d - \sqrt{\frac{d_0}{R}} \sqrt{2(n-1) + 1/2}. \quad (4.26)$$

Следовательно, фит будет выполняться по двум параметрам: θ_d и $a = \sqrt{\frac{d_0}{R}}$. Число пиков начинается с $n = 2$, так как первый пик скрыт внутри пика каналирования. Из процедуры фита получаем $a = (4.39 \pm 0.13) \times 10^{-5}$ и $\theta_d = (368 \pm 1.8)$ мкрад. Величина θ_d хорошо согласуется с наблюдаемой позицией пика каналирования на рисунке 4.13 – 369 мкрад. Теоретическое значение $a = (4.57 \pm 0.06) \times 10^{-5}$ следует из уравнения (4.25), где погрешность определяется из погрешности радиуса изгиба R . Поэтому можно сделать вывод, что теория и эксперимент демонстрируют согласие в рамках экспериментальной погрешности. Важно подчеркнуть, что пики, наблюдаемые экспериментально, не являются равноудаленными и по этой причине не могут являться пиками деканалирования. Это также подтверждается тем фактом, что пики с почти аналогичными положениями наблюдаются также для электронов и не могут быть объяснены колебанием частиц в режиме каналирования, как было упомянуто выше. Основываясь на этой причине, а также на согласии между теорией и экспериментом, можно заключить, что наблюдаемые колебания являются пиками квазиканалирования.

Основная причина отличия количества наблюдаемых пиков квазиканалирования для частиц разных знаков – различный поперечный размер пучка для электронов и позитронов. Размер пучка влияет на наблюдаемую картину, поскольку на самом деле величина размера пучка, деленная на оптическое расстояние от кристалла до детектора, может превышать угловое расстояние между пиками квазиканалирования, стирая таким образом квазиканальные колебания в угловом распределении, аналогично прочим факторам, входящим в формулу (4.24). Поэтому для наблюдения пиков квазиканалирования требуется малый поперечный размер пучка.

Таким образом, можно сделать вывод, что пики квазиканалирования, впервые обнаруженные экспериментально, хорошо согласуются с теорией и моделированием.

4.6 Возможное применение пиков деканалирования и квазиканалирования

Измеряя положения пиков квазиканалирования, можно рассчитать радиус изогнутого кристалла R и его ориентацию $\theta_{cr} = \theta_d - \theta_b$, используя только одно распределение углов отклонения, т. е. для одного положения гониометра. Действительно, существующие методы требуют поворота гониометра для измерения ориентации кристалла по отношению к пучку и последующего анализа его эффективности отклонения, что не всегда просто. Знание положения пиков квазиканалирования может улучшить процедуру ориентации кристалла даже для значительного отклонения от ориентации каналирования. Такую процедуру можно применить в ускорителях высоких энергий, где кристалл можно использовать в качестве пассивного и недорогого инструмента для вывода пучка из ускорителя или коллимации, а также для генерации рентгеновского или гамма-излучения. Кроме того, использование изогнутого кристалла может обеспечить прямое измерение длины волны колебания при квазиканалировании по аналогии с длиной волны при каналировании (λ) как функции расстояния между пиками квазиканалирования: $\lambda_{qch} = R\Delta\varphi_{qch}$. Аналогичное справедливо и для пиков деканалирования: $\lambda_{ch} = R\Delta\varphi_{ch}$. Такие значения могут дать представление о форме межплоскостного потенциала и о динамике надбарьерных частиц, тем самым представляя собой важную информацию для перечисленных выше применений изогнутых кристаллов.

4.7 Выводы по главе 4

Были предсказаны эффекты *пиков деканалирования* и *квазиканалирования в угловом распределении пучка*, прошедшего через изогнутый кристалл. Оба эффекта обладают тонкой структурой в угловом распределении, которая возникает в широком диапазоне энергий, что было подтверждено при помощи моделирования программой CRYSTAL. Эффект пиков квазиканалирования подтвержден экспериментально.

Предложена теоретическая интерпретация обоих видов пиков. В частности, было найдено уравнение для угловых положений пиков квазиканалирования. Он демонстрирует независимость положения пика от знака заряда и энергии.

Пики квазиканалирования появляются вблизи пика каналирования. Они возникают из-за корреляций длин волн при надбарьерных колебаниях деканалировавших частиц. Пики деканалирования могут наблюдаться во всем угловом диапазоне отклоненных частиц после взаимодействия с кристаллом. Этот эффект возникает из-за корреляции процесса деканалирования частиц вследствие корреляции фаз траекторий в режиме каналирования. Поскольку фазовая корреляция для каналирующих частиц сохраняется только для положительно заряженных частиц, пики деканалирования не могут наблюдаться для отрицательных частиц. В то же время, поскольку как отрицательно, так и положительно заряженные частицы могут испытывать надбарьерные колебания, эффект пиков квазиканалирования может наблюдаться для частиц обоих знаков.

Возможность наблюдать пики обоих типов ограничена некогерентным рассеянием частиц при надбарьерном движении. Оба типа пиков могут наблюдаться, если только ср. кв. угол некогерентного рассеяния в два раза меньше угловых расстояний между соседними пиками. Угловое разрешение детекторов частиц имеет решающее значение для наблюдения обоих эффектов. Однако низкая угловая расходимость падающего пучка необходима только для наблюдения пиков деканалирования.

Предложены также оптимальные условия для экспериментального наблюдения пиков обоих типов. Эти условия позволили найти оптимальные значения толщины кристалла и угла (радиуса) изгиба для SLAC, SPS, MAMI и LHC. Сравнение плоскостей (110) и (111) выявило более высокое расстояние между пиками и более высокую эффективность каналирования электронов для случая последней. Плоскость (111) также является предпочтительной с точки зрения сильного изгиба тонких кристаллов, чтобы наблюдать предсказанные эффекты при энергиях SLAC и MAMI.

Пики квазиканализации экспериментально обнаружены на ускорительном комплексе SLAC как для электронов, так и для позитронов при энергии 20.35 ГэВ для кристалла, изогнутого вдоль плоскостей (111). Получено согласие между экспериментальными результатами, теоретической моделью, предложенной в данной работе, и моделированием. В частности, для позитронов была применена процедура фита, позволяющая вычислить по угловым позициям пиков радиус изгиба и ориентацию кристалла. Результаты этого фита совпали с экспериментальными данными в пределах экспериментальной погрешности.

Пики деканализации и квазиканализации позволяют прямым образом наблюдать колебания частиц при канализации и надбарьерном движении, соответственно. Более того, поскольку позиции пиков квазиканализации позволяют вычислить ориентацию кристалла по отношению к пучку и его радиус изгиба, их можно использовать для осуществления более быстрой и точной юстировки кристалла для применений коллимации, вывода из ускорителя и генерации рентгеновского и гамма-излучения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные научные результаты диссертации

1. Разработана компьютерная программа CRYSTAL для моделирования отклонения пучков заряженных частиц кристаллами, в частности эффекта каналирования и объемного отражения.

Процессы каналирования, деканалирования и объемного отражения, и, в частности, величина деканалирования и эффективность каналирования, а также угол объемного отражения в зависимости от величины радиуса кривизны кристаллов кремния и германия толщиной 15 мкм исследованы теоретически, промоделированы и изучены экспериментально. Получено хорошее согласие теории, моделирования и эксперимента.

Продемонстрировано влияние первоначально неканализованных частиц на процесс деканалирования, что привело к уменьшению длины деканалирования в случае, когда толщина кристалла сравнима с длиной деканалирования. Эти результаты представляют интерес для таких применений, как генерация рентгеновского и гамма-излучения, в том числе в кристаллах более тяжелых элементов. Кроме того, результаты могут быть экстраполированы на случай при более высоких энергиях, например, для системы коллимации или вывода пучка из ускорителя на будущих ускорителях электронов [1–А, 2–А, 3–А, 4–А].

2. Изучены эффекты каналирования и объемного отражения для протонов с энергией 50 ТэВ, т. е. при энергии Будущего кольцевого коллайдера. Для угла объемного отражения предложена модель, которая не зависит от энергии частиц. Кроме того, был изучен ряд модификаций этих эффектов. Было промоделировано объемное отражение в цепочке изогнутых кристаллов, многократное объемное отражение в одном изогнутом кристалле, а также их комбинация. Предложена теоретическая модель для оптимизации параметров геометрии кристалла, а также его ориентации по отношению к первоначальному направлению пучка. Эффекты были промоделированы не только для кремния, но и для кристаллов более тяжелых элементов, а именно германия и вольфрама. При этом максимальный угол отклонения был сравним с углом отклонения в условиях каналирования.

Каналирование в наклонных плоскостях обеспечивает значительно более высокий угол отклонения неканализующих частиц путем применения многократного объемного отражения вместо однократного. Изогнутый кристалл фактически работает как расщепитель пучка, отклоняя заряженные частицы в двух направлениях. Применение кристалла с вырезом позволяет повысить

эффективность каналирования примерно на 10 % для рассмотренных случаев.

Предложена и разработана схема двойной системы коллимации для Будущего кольцевого коллайдера на основе когерентных эффектов, изученных в диссертационной работе. Эта схема коллимации включает в себя два кристалла. Первый предлагается использовать как расщепитель пучка, отклоняющий большинство частиц в условиях каналирования в коллиматор, а оставшуюся часть — на второй кристалл. Основная идея такой системы коллимации — это перехват большинства частиц гало только за одно прохождение зоны коллимации, а именно — до 99,9 % [4–А, 5–А, 6–А, 9–А].

3. Теоретически предсказан и промоделирован эффект образования пиков деканалирования в распределении углов отклонения пучка, прошедшего через изогнутый кристалл. Этот эффект позволяет непосредственно наблюдать колебания частиц в условиях каналирования, которые преобразуются в последовательность равноотстоящих пиков в угловом распределении. Построена теоретическая модель эффекта, а также сформулированы экспериментальные условия для его наблюдения [2–А, 7–А, 9–А].

4. Теоретически предсказан, промоделирован и экспериментально изучен эффект пиков квазиканалирования в распределении угла отклонения пучка, позволяющий непосредственно наблюдать колебания частиц в условиях квазиканалирования в изогнутом кристалле, которые преобразуются в последовательность неравноотстоящих пиков в угловом распределении. Эффект наблюдался в эксперименте FACET ускорительного комплекса SLAC для электронов и позитронов с энергией 20.35 ГэВ. Экспериментальные результаты согласуются с предложенной теоретической моделью. Кроме того, предложен и продемонстрирован экспериментально метод измерения ориентации и радиуса изгиба кристалла при помощи измерения угловых положений пиков с использованием только одного углового распределения отклоненного пучка. Таким образом, метод является полезным для ускорителей высоких энергий и коллайдеров, для более точной и быстрой юстировки изогнутого кристалла по отношению к пучку для применений коллимации, вывода из ускорителя и генерации рентгеновского и гамма-излучения [7–А, 8–А, 9–А].

Рекомендации по практическому использованию результатов

Результаты, полученные в диссертации, могут быть для разработки системы коллимации на основе изогнутых кристаллов высокой эффективности, на современных и будущих ускорителях и коллайдерах, в частности, на Большом адронном коллайдере с пучками высокой светимости и энергии (High

Luminosity Large Hadron Collider и High Energy Large Hadron Collider) и на Будущем кольцевом коллайдере на протонных пучках (proton-proton Future Circular Collider). Также результаты могут быть использованы для вывода пучка на основе изогнутых кристаллов из тех же ускорителей и коллайдеров для проведения экспериментов при высоких и сверхвысоких энергиях на фиксированной мишени. Полученные результаты могут быть также использованы для генерации рентгеновского и гамма-излучения в изогнутых и периодически изогнутых кристаллах для применений в ядерной и медицинской физике.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

Список использованных источников

1. J. Stark, Zs. Phys. **13**, 973–977 (1912).
2. J. A. Davies, J. Friesen, J. D. McIntyre, Can J. Chem. **38**, 1526–1534 (1960).
3. M. T. Robinson, O. S. Oen, Appl. Phys. Lett. **2**, 30–32 (1963).
4. J. Lindhard, Kgl. Dan. Vid. Selsk. Mat.-Fys. Medd. **34** No 4, 2821–2836 (1965).
5. E.N. Tsyganov, *Some aspects of the mechanism of a charge particle penetration through a monocrystal*, Tech. Rep. (Fermilab, 1976) preprint TM-682.
6. A. Taratin, Phys. Lett. A **119** No. 8, 425 (1987).
7. A. M. Taratin and S. A. Vorobiev, Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. B **26**, 512–521 (1987).
8. W. Scandale et al. Phys. Lett. B **680**, 129–132 (2009).
9. M. Pesaresi et al., JINST **6**, P04006 (2011).
10. S. Hasan et al. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B **269**, 612–621 (2011).
11. R. Rossi et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B **355**, 369–373 (2015).
12. E. Bagli *et al*, Phys. Rev. Lett. **115**, 015503 (2015).
13. E. Bagli et al., Eur. Phys. J. C **74**, 2740 (2014).
14. E. Bagli et al. Eur. Phys. J. C **77**, 71 (2017).
15. C. Biino et al., Phys. Rev. B **403**, 163 (1997).
16. D. De Salvador et al. Appl. Phys. Lett. **98**, 234102 (2011).
17. D. De Salvador et al. AIP Conf. Proc. **1530**, 103-110 (2013).
18. D. De Salvador et al. Appl. Phys. Lett. **114**, 154902 (2013).
19. W. Scandale et al. Phys. Lett. B **680**, 301-304 (2009).
20. W. Scandale et al., Phys. Rev. Lett. **101**, 164801 (2008).
21. L. Bandiera *et al*, Eur. Phys. J. C. **76**, 80 (2016).
22. L. Bandiera et al, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B **402**, 296–299 (2017).
23. W. Scandale et al., Phys. Lett. B **682**, 274 (2009).
24. V. Guidi, A. Mazzolari, and V. Tikhomirov, J. of Appl. Phys. **107**, 114908 (2010).
25. A. G. Afonin et al., JETP Lett. **93** No. 4, 187 (2011).
26. W. Scandale et al., EPL **93**, 56002 (2011).
27. W. Scandale et al. Phys. Lett. B **681**, 233-236 (2009).

28. W. Scandale et al. Phys. Lett. B **719**, 70 (2013).
29. A. Mazzolari et al., Phys. Rev. Lett. **112**, 135503 (2014).
30. U. Wienands et al. Phys. Rev. Lett. **114**, 074801 (2015).
31. T.N. Wistisen et al. Phys. Rev. Acc. and Beams **19**, 071001 (2016).
32. U. Wienands et al, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B **402**, 11–15 (2017).
33. T.N. Wistisen et al. Phys. Rev. Lett. **119**, 024801 (2017).
34. H. Backe et al., Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. B **266**, 3835–3851 (2008).
35. H. Backe et al., Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. B **309**, 37 (2013).
36. H. Backe, and W. Lauth, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B **355**, 24–29 (2015).
37. A. V. Korol, V. G. Bezchastnov, A. V. Solov'yov Eur. Phys. J. D **71**, 174 (2017).
38. A. G. Afonin et al., Phys. Rev. ST Accel. Beams **15**, 081001 (1–9) (2012).
39. A. G. Afonin et al., JETP Letters **84** No. 7, 37276 (2006).
40. A. Afonin et al., in *Proc. of 7th ICFA mini-workshop*, Lake Como 1999, pp. 127–130.
41. A. G. Afonin et al., Instr. and Exp. Techn. **54** Issue 1, 1 (2011).
42. Yu.A. Chesnokov et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B **309**, 105 (2013).
43. N. V. Mokhov et al., Intern. J. of Mod. Phys. A **25**, Suppl. 1, 9875 (2010).
44. N. Mokhov et al., JINST **6**, T08005 (2011).
45. R.P. Filler III et al., *RHIC crystal collimation* Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B **234**, 47–56 (2005)
46. W. Scandale et al., Phys. Lett. B **692**, 78–82 (2010).
47. W. Scandale et al., Phys. Lett. B **703**, 547–551 (2011).
48. W. Scandale et al., Phys. Lett. B **714**, 231–236 (2012).
49. W. Scandale et al., Phys. Lett. B **758**, 129–133 (2016).
50. R. Carrigan et al., Phys. Rev. ST Accel. Beams **5**, 043501 (2002).
51. V. Guidi, L. Bandiera, V. Tikhomirov, Phys. Rev. A **86**, 042903 (2012).
52. L. Bandiera et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B **309**, 135–140 (2013).
53. L. Bandiera et al., Phys. Rev. Lett. **111**, 255502 (2013).
54. L. Bandiera et al., Journal of Physics: Conference Series **517**, 012043 (2014).
55. L. Bandiera et al., Phys. Rev. Lett. **115**, 025504 (2015).
56. L. Bandiera et al., Proc. of Science (ICHEP2016), 069 (2016).
57. D. S. Gemmell, Rev. Mod. Phys. **46**, 129 (1974).

58. M. A. Kumakhov, G. Shirmer, *Atomic Collisions in Crystals* (Atomizdat, Moscow 1980).
59. V. G. Baryshevsky, *Channeling, Radiation and Reactions in Crystals under High Energy* (Publishing house of Belarusian State University, Minsk, 1982)
60. L. Feldman, J. Mayer, and S. Picraux, *Materials analysis by ion channeling* (Academic Press, 1982).
61. Y.-H. Ohtsuki, *Charged Beam Interaction with Solids* (Taylor & Francis, London 1983).
62. V. Biryukov, Y. Chesnokov, and V. Kotov, *Crystal Channeling and its Application at High-Energy Accelerators* (Springer-Verlag, Berlin, 1997).
63. V. Baier, V. Katkov, and V. Strakhovenko, *Electromagnetic Processes at High Energies in Oriented Single Crystals* (World Scientific, Singapore, 1998).
64. U. I. Uggerhøj, *The interaction of relativistic particles with strong crystalline fields*, Rev. of Mod. Phys. **77**, 1131–1171 (2005).
65. A. G. Afonin et al., Phys.Part.Nucl. **36**, 21–50 (2005).
66. M. L. Ter-Mikaelian, *High-energy Electromagnetic Processes in Condensed Media* (Wiley, New York, 1972).
67. M. A. Kumakhov, F. F. Komarov, E. P. Velikhov (ed.) *Radiation from charged particles in solids* (New York, AIP, 1989).
68. V. G. Baryshevsky, I. D. Feranchuk, A. P. Ulyanenko *Parametric x-ray radiation in crystals: Theory, experiment and applications* (Springer, Series: Springer Tracts in Modern Physics, 2005).
69. V.G. Baryshevskii, V.V. Tikhomirov, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **90**, 1116–1123 (1986).
70. L. D. Landau, E. M. Lifshitz, *Quantum Mechanics: Non-Relativistic Theory. Vol. 3 (3rd ed.)* (Pergamon Press, 1977).
71. G. Molière, Z. Naturforsch. A **2**, 133 (1947).
72. B. R. Appleton, C. Erginsoy, and W. M. Gibson, Phys. Rev. **161**, 330 (1967).
73. W. K. Chu, W. R. Allen, S. T. Picraux, and J. A. Ellison, Phys. Rev. B **42**, 5923 (1990).
74. P. t. Doyle and P. Turner, Acta Crystallographica Section A: Crystal Physics, Diffraction, Theoretical and General Crystallography **24**, 390 (1968).
75. D. Cromer and J. Waber, Acta Crystallogr. **18**, 104 (1965).
76. D. Cromer and J. Waber, Acta Crystallogr. **19**, 224 (1965).
77. M. Tobiyama et al., Phys. Rev. B **44** N 17, 9248–9258 (1991).
78. S. L. Dudarev, L.-M. Peng, M. J. Whelan, Surf. Sc. **330**, 86–100 (1995).

- 79.Z. Su and P. Coppens, *Acta Cryst. A* **53**, 749-762 (1997).
- 80.P. J. Brown, et al., *International Tables for Crystallography, C Section 6.1.1*, 554–590 (2006).
- 81.Kittel C. *Introduction to Solid State Physics*, 8th ed. (Wiley, New York, 2005).
- 82.L. D. Landau, E. M. Lifshitz, *Statistical Physics. Vol. 5 (3rd ed.)* (Butterworth-Heinemann, 1980).
- 83.J. S. Blakmore, *Solid State Physics* (Cambridge University Press, Cambridge, 1985)
- 84.Appleton, B. R. , C. D. Moak, T. S. Noggle, and J. H. Barrett, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 1307 (1972).
- 85.L.D. Landau, E.M. Lifshitz, *Mechanics. Vol. 1 (3rd ed.)*, (Butterworth-Heinemann, 1976).
- 86.H. Bethe, *Phys. Rev.* **89**, 1256-1266 (1953).
- 87.GEANT4 4 9.5.0 Physics Reference Manual, <http://geant4.cern.ch/>, (6.70)-(6.73).
- 88.V. V. Tikhomirov, arXiv:1501.06588v1 (2015).
- 89.V.V. Tikhomirov, *Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. B* **36**, 282–285 (1989).
- 90.X. Artru, *Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. B* **48**, 278-282 (1990).
- 91.V. Biryukov, *Crystal Channelling Simulation CATCH 1.4 User's Guide*, SL / Note 93-74 (AP) (1993) 12 p.
- 92.V. G. Baryshevsky, V. V. Tikhomirov, *Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. B* **309**, 30-36 (2013).
- 93.V.B. Berestetskii, E.M. Lifshitz, L.P. Pitaevskii, *Quantum Electrodynamics. Vol. 4 (2nd ed.)*, (Butterworth-Heinemann, 1982).
- 94.C. Patrignani et al. (Particle Data Group), *Chin. Phys. C* **40**, 100001 (2016).
- 95.V.V. Beloshitsky, M.A. Kumakhov, V.A. Muralev, *Radiat. Eff* **20**, 95109 (1973).
- 96.V. V. Beloshitsky, M. A. Kumakhov, *Dokl. Acad. Nauk USSR* **212**, 846 (1973).
- 97.V. V. Beloshitsky, F. F. Komarov, M. A. Kumakhov, *Phys. Reports.* **139**, 293 (1986).
- 98.T. Waho, *Phys. Rev.* **14**, 4830 (1976).
- 99.V.V. Tikhomirov, *Eur. Phys. J. C* **77**, 483 (2017).
- 100.V.A. Maishev, *Phys. Rev. STAB* **10**, 084701 (2007).
- 101.S. Bellucci et al., *Phys. Rev. STAB* **18**, 114701 (2015).

- 102.V. A. Andreev et al., Pis'ma v Zh. Eksp. Teor. Fiz. **36**, 340 (1982).
- 103.V. A. Andreev et al., Pis'ma v Zh. Eksp. Teor. Fiz. **38**, 58 (1984).
- 104.V. A. Andreev et al., Pis'ma v Zh. Eksp. Teor. Fiz. **44**, 101 (1986).
- 105.Yu. A. Chesnokov et al., Nucl. Instr. and Meth. B **69**, 247 (1992).
- 106.N. F. Shul'ga, A. A. Greenenko, Phys. Lett. B **353**, 373–377 (1995).
- 107.A. A. Grinenko, N. F. Shul'ga, Sov. JEPT Lett. **54**, 524 (1991).
- 108.V. Tikhomirov, Phys. Lett. B **655**, 217 (2007).
- 109.G. I. Marchuk, *Methods of Numerical Mathematics*, Springer-Verlag, 1975, 316 p.
- 110.A.A. Samarskii, A.V. Gulin, *Numerical methods*, (Nauka, Moscow, 1989).
- 111.A.I. Drozhdin et al., in: Proc. of PAC, Portland, Oregon, USA, May 12-16, 2003, pp. 1733–1735.
- 112.K. Elsener et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B **119**, 215-230 (1996).
- 113.V. Tikhomirov, JINST **2**, P08006 (2007).
- 114.V. Guidi, A. Mazzolari, and V. Tikhomirov, J. Phys. D: Appl. Phys. **42**, 165301 (2009).
- 115.O. Brüning, P. Collier, P. Lebrun, S. Myers, R. Ostojic, J. Poole, and P. Proudlock, *LHC Design report, Vol. I, The LHC Main Ring* (CERN, Geneva, 2004).
- 116.G. Apollinari, I. Béjar Alonso, O. Brüning, M. Lamont, and L. Rossi (HiLumi LHC), *HL-LHC preliminary design report*, CERN-ACC-2014-0300 (2014).
- 117.F. Zimmermann, ICFA Beam Dyn.Newslett. **72**, 138-141 (2017)
- 118.S. Redaelli, in *Proc. of the Joint International Accelerator School*, Newport Beach, United States, 2014, edited by R. Schmidt (CERN, Geneva, 2016) pp. 403-437.
- 119.W. Scandale, Mod. Phys. Lett. A **27** No. 6, 1230007 (2012).
- 120.M. Maslov, N. Mokhov, and I. Yazynin, SSCL Report 484 (1991).
- 121.M. Fiascaris et al., in *Proc. of IPAC2016*, Busan, Korea, 2016, pp. 2423–2426.
- 122.W. Scandale et al., Phys. Lett. B **688**, 284 (2010).
- 123.M. Benedikt, D. Schulte, F. Zimmermann, Phys. Rev. ST Accel. Beams **18**, 101002 (2015).
- 124.M. Benedikt, F. Zimmermann, Journal of the Korean Physical Society (2016) **69**: 893. doi:10.3938/jkps.69.893

- 125.A. Ball et al., *Future Circular Collider Study Hadron Collider Parameters* (CERN, Geneve, 2014), https://indico.cern.ch/event/298180/contributions/1658149/attachments/560575/772288/FCC-1401101315-DSC_HadronColliderParameters_V0.3.pdf
- 126.https://impedance.web.cern.ch/impedance/fcchh/beam_dynamics_parameters.html
- 127.James Molson, Philip Bambade, Sophie Chancé, Angeles Faus-Golfe in *Proc. of IPAC2016*, Busan, Korea, 2016, pp. 1381–1383.
- 128.T. Behnke et al. arXiv:1306.6327 (2013)
- 129.R. Tomaás Phys. Rev. ST – Acc. and Beams 13, 014801 (2010)
- 130.L. Bandiera et al. Journal of Physics: Conference Series 517, 012043 (2014)
- 131.A. Seryi et al. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 623, 23 (2010)
- 132.G. Marsaglia, A. Zaman and W.-W. Tsang, Stat. Prob. Lett. 9, 35 (1990)
- 133.F. James, Computer Physics Communications 60, 329-344 (1990)
- 134.E. Bagli et al. Proc. of IPAC'10, THPEC080, 4243 (2010).
- 135.R. Camattari, V. Guidi, V. Bellucci, A. Mazzolari, J. Appl. Cryst. 107, 064102-1–5 (2015) 10.1107/S1600576715009875
- 136.Guidi et al. J. Phys. D: Appl. Phys. 42, 182005 (2009).
- 137.D. Lietti et al. Rev. Sci. Instr. 86, 045102 (2015)
- 138.J.H. Barrett, Phys. Rev. B **3**, 1527 (1971).
- 139.J.H. Barrett, Phys. Rev. B **20** No. 9, 3535–3542 (1979).
- 140.F. Abel et al., Phys. Lett. A **42**, 165–166 (1972).
- 141.F. Abel et al., Phys. Rev. B **12** No. 11, 4617–4627 (1975).
- 142.F. Abel et al., Phys. Rev. B **13** No. 3, 993–1005 (1976).
- 143.E. N. Kaufmann, Phys. Rev. B **17** No. 3, 1024–1027 (1978).
- 144.M.B.H. Breese et al., Phys. Rev. B **53** No. 13, 8267–9276 (1996).
- 145.M.B.H. Breese et al., Phys. Rev. Lett. **92** No. 13, 045503 (2004).
- 146.V. Berec et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B **355**, 324–327 (2015).
- 147.H. Esbensen et al. Phys. Rev. B **18** N3 (1978) 1039–1054.
- 148.S.P. Moller et al., Nucl. Instr. Meth. B **84** (1994) 434–442.
- 149.A.M. Taratin. Nucl. Instr. Meth. B **119** (1996) 156–162.
- 150.G. Germogli et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B **355**, 81–85 (2015).

Список публикаций соискателя

1–А. Сытов А.И. Применение изогнутого кристалла для вывода протонного пучка из накопительного кольца / А.И. Сытов // Вестник БГУ. — 2014. — Сер. 1. №2. — С. 48–52.

2–А. Sytov A. I. CRYSTAL simulation code and modeling of coherent effects in a bent crystal at the LHC / A. I. Sytov, V.V. Tikhomirov // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. — 2015. — Vol. 355. — P. 383–386.

3–А. Sytov A. I. Steering of Sub-GeV electrons by ultrashort Si and Ge bent crystals / A. I. Sytov et al. // Eur. Phys. J. C. — 2017. — Vol. 77. — P. 901.

4–А. Tikhomirov V.V. The miscut angle influence on the future LHC crystal based collimation system / V.V. Tikhomirov, A.I. Sytov // Problems of Atomic Science and Technology (Kharkov, Ukraine) — 2012. — Vol. 57 N1. — P. 88–92.

5–А. Tikhomirov V. V. Multiple volume reflection in one crystal as an origin of significant scattering intensity and radiation power increase / T. N. Wistisen, ... , A. Sytov // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. — 2013. — Vol. 309. — P. 109–114.

6–А. Sytov A. I. Crystal collimator systems for high energy frontiere / A. I. Sytov, V. V. Tikhomirov, A. S. Lobko // Phys. Rev. Acc. and Beams. — 2017. — Vol. 20. — P. 071001.

7–А. Sytov A. I. Planar channeling and quasichanneling oscillations in a bent crystal / A. I. Sytov et al. // Eur. Phys. J. C. — 2016. — Vol. 76. — P. 77.

8–А. Wistisen T. N. Observation of quasichanneling oscillations / T. N. Wistisen, ... , A. Sytov // Phys. Rev. Lett. — 2017. — Vol. 119. — P. 024801.

9–А. Сытов А.И. Разработка теории и методов управления движением и электромагнитным излучением частиц высоких энергий при помощи кристаллов / А. И. Сытов, В. В. Тихомиров // Фундаментальные и прикладные физические исследования. 2010–2016 гг.: Сб. тр. Под ред. С. А. Максименко. — Минск: Изд-во БГУ, 2016. — С. 27–44.

10–А.Сытов А. И. Сравнение эффективностей каналирования и многократного объемного отражения в одном кристалле для коллимации пучков сверхвысоких энергий / А.И. Сытов, В.В. Тихомиров // Тезисы докладов 44-й международной Тулиновской конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами, Москва, Россия, 27-29 мая, 2014. — С. 5.

11–А.Sytov A.I. To the influence of single scattering on nuclei on the efficiency of the future LHC crystal-based collimation system / A.I. Sytov, V.V. Tikhomirov // Abstr. of the 64th Intern. Conf. “NUCLEUS-2014”. July 1–4, 2014, Minsk, Belarus. — P. 200.

12–A.Sytov A.I. CRYSTAL Simulation Code and New Coherent Effects in Bent Crystal at the LHC / A.I. Sytov, V.V. Tikhomirov // Abstr. of the 6th Intern. Conf. “Charged & Neutral Particles Channeling Phenomena” – Channeling 2014. October 5-10, 2014, Capri-Naples, Italy. – P. 248.

13–А.Сытов А.И. Ионизационные потери заряженных частиц высоких энергий в кристалле и их влияние на эффективность коллимации на основе изогнутых кристаллов / А.И. Сытов, И.В. Сафронов // Тезисы докладов 4-й международной конференции «Инженерия сцинтилляционных материалов и радиационные технологии» ИСМАРТ 2014, 12 – 16 октября, 2014, Минск, Беларусь. – С. 126-127.

14–A.Germogli G. On the fabrication and experiments with micrometric and nanometric silicon plates for channeling experiments / G. Germogli, A. Mazzolari, ... , V. Guidi, A. Sytov. // Abstract of the XI International Symposium “Radiation from Relativistic Electrons in Periodic Structures” (RREPS-15). September 6-12, 2015, Saint Petersburg, Russia.

15–A.Germogli G. On the fabrication and experiments with micrometric and nanometric silicon plates for channeling experiments / G. Germogli, ... , V. Guidi, ... , A. Sytov, ... , V. Tikhomirov. // Abstract of the XI International Symposium “Radiation from Relativistic Electrons in Periodic Structures” (RREPS-15). September 6-12, 2015, Saint Petersburg, Russia.

16–A.Tikhomirov V.V. Crystal collimator systems for high energy frontier / V.V. Tikhomirov, A.S. Lobko, A.I. Sytov // Abstr. of the Intern. Conf. “FCC Week 2016”. April 11-15, 2016, Rome, Italy. – 1 p. – Mode of access: <https://indico.cern.ch/event/438866/contributions/1084949/> . – Date of access: 13.04.2016.

17–A.Sytov A. I. Quasichanneling oscillations in the deflection angle distribution in a bent crystal / A. I. Sytov, V. Guidi, V. Tikhomirov et al. // Abstr. of the 7th International Conference Channeling 2016 - Charged & Neutral Particles Channeling Phenomena, September 25-30, 2016, Sirmione - Desenzano del Garda, Italy. – 1p.

18–A.Sytov A. I. Double crystal-based collimation system for high-energy accelerators / A. I. Sytov, A. Lobko, V. Tikhomirov // Abstr. of the 7th International Conference Channeling 2016 - Charged & Neutral Particles Channeling Phenomena, September 25-30, 2016, Sirmione - Desenzano del Garda, Italy. – 1p.

19–A.Tikhomirov V. V. Ab-initio Monte Carlo simulations of relativistic particle scattering and radiation in oriented crystals. / V. V. Tikhomirov, A. I. Sytov // Abstr. of the 7th International Conference Channeling 2016 - Charged

& Neutral Particles Channeling Phenomena, September 25-30, 2016, Sirmione - Desenzano del Garda, Italy. – 1p.

20–A.Guidi V. Observation of independence of the nuclear de-channeling length on the particle charge sign / V. Guidi, . . . , A. I. Sytov et al. // Abstr. of the 7th International Conference Channeling 2016 - Charged & Neutral Particles Channeling Phenomena, September 25-30, 2016, Sirmione - Desenzano del Garda, Italy. – 1p.

21–A.De Salvador D. Steering efficiency and dechanneling of a Sub-GeV Electron Beam as a Function of Curvature and Energy / D. de Salvador, . . . , A. I. Sytov et al. // Abstr. of the 7th International Conference Channeling 2016 - Charged & Neutral Particles Channeling Phenomena, September 25-30, 2016, Sirmione - Desenzano del Garda, Italy. – 1p.

22–A.Bandiera L., Relaxation of axially confined 400 GeV/c protons to planar channeling in a bent crystal / L. Bandiera, . . . , A. I. Sytov et al. // Abstr. of the 7th International Conference Channeling 2016 - Charged & Neutral Particles Channeling Phenomena, September 25-30, 2016, Sirmione - Desenzano del Garda, Italy. – 1p.

23–A.Bagli E. Experimental study of coherent interaction at high-energy in the presence of crystalline defects / E. Bagli, . . . , A. I. Sytov et al. // Abstr. of the 7th International Conference Channeling 2016 - Charged & Neutral Particles Channeling Phenomena, September 25-30, 2016, Sirmione - Desenzano del Garda, Italy. – 1p.

24–A.Tikhomirov V. V. On the influence of the PWO crystal structure on the CMS ECAL performance / V. V. Tikhomirov, . . . , A. I. Sytov et al. // Abstr. of the 7th International Conference Channeling 2016 - Charged & Neutral Particles Channeling Phenomena, September 25-30, 2016, Sirmione - Desenzano del Garda, Italy. – 1p.

25–A.Sytov A. I. A way to observe channeling and quasichanneling oscillations in bent crystals / A. I. Sytov, V. V. Tikhomirov // Abstr. of the 5th International Conference “Engineering of scintillation materials and radiation technologies” (ISMART 2016), 26-30 September, 2016, Minsk, Belarus. – P. 118.