

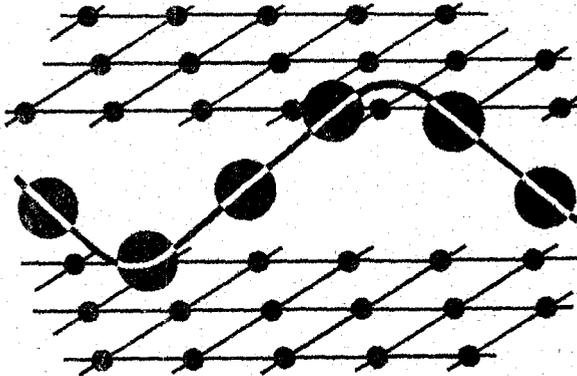


UA0100174

Г.Л. Бочек, В.И. Витько, Г.Д. Коваленко,
Б.И. Шраменко

1A15-UA-055

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПРОЦЕССОВ
В МОНОКРИСТАЛЛАХ**



32 / 19

У

Харьков - 1998

Национальный научный центр
"Харьковский физико-технический институт"

Г.Л.Бочек, В.И.Витько, Г.Д.Коваленко,
Б.И.Шраменко

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПРОЦЕССОВ
В МОНОКРИСТАЛЛАХ**

Харьков-1998

УДК 539.12.124:639.172.3

Г.Л.Бочек, В.И.Витько, Г.Д.Коваленко, Б.И.Шраменко.
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭЛЕКТРО-
МАГНИТНЫХ ПРОЦЕССОВ В МОНОКРИСТАЛЛАХ.
Харьков: ННЦ ХФТИ. 1998.-112с.

Изложена основная часть экспериментальных результатов по электромагнитным взаимодействиям электронов и позитронов высокой энергии с монокристаллами, полученных сотрудниками ХФТИ в период начиная с 1968 г.

Большинство выполненных экспериментов было проведено на ускорителе электронов ЛУЭ-2 ГэВ ХФТИ. Основным инструментом исследований электромагнитных процессов в монокристаллах являлись идентичные пучки ультрарелятивистских электронов и позитронов. Малая угловая расходимость ускоренных пучков позволяла значительной части пучка каналировать вдоль кристаллографических осей и плоскостей монокристаллов.

Рассмотрены следующие электромагнитные взаимодействия электронов и позитронов с монокристаллами: рассеяние и каналирование; когерентное тормозное излучение; излучение каналированных частиц в разных энергетических диапазонах; образование вторичных электронов в монокристаллах; ионизационные потери энергии и ядерные реакции.

Книга написана в связи с 70-летним юбилеем ХФТИ и 30-летием начала исследований, инициированных И.А. Гришаевым, которому авторы выражают искреннюю признательность.

Рис. 60, табл. 7, список лит. - 60 назв.

Книга издана при финансовой поддержке УНТЦ
(проект № 285)

© Национальный научный центр "Харьковский физико-технический институт" (ННЦ ХФТИ), 1998.



*Светлой памяти нашего научного
руководителя – Лауреата Государственной
премии СССР, профессора Гришаева Игоря
Александровича, неуемного фантазера в
науке и ученого, многое сделавшего для того,
чтобы доказать осуществимость своих
"фантазий" в реальном мире.*

ПРЕДИСЛОВИЕ

В предлагаемой работе изложена часть экспериментальных результатов по электромагнитным взаимодействиям электронов и позитронов высокой энергии с монокристаллами, полученных сотрудниками ХФТИ с участием авторов начиная с 1968 года. Эти исследования были инициированы в 1967-1968 годах Игорем Александровичем Гришаевым и в последующие годы значительная часть их была выполнена под его руководством и при непосредственном его участии.

Следует отметить, что к началу выполнения рассматриваемого цикла работ, в связи с необходимостью создания пучков квазимонохроматических и поляризованных

гамма-квантов, уже проводились исследования когерентного тормозного излучения электронов в монокристаллах группой ученых ХФТИ под руководством Павла Владимировича Сорокина и Леонида Яковлевича Колесникова.

С другой стороны, интерес к этому направлению исследований был стимулирован интересными работами по изучению явлений каналирования и блокировки тяжелых низкоэнергетических частиц в кристаллах, выполненными в НИИЯФ МГУ под руководством Анатолия Филипповича Тулинова.

Работы, инициированные И.А.Гришаевым, были направлены на изучение особенностей в излучении гамма-квантов и рассеянии электронов и позитронов высокой энергии в монокристаллах. При этом, а priori, предполагалось, что различия в излучении гамма-квантов электронами и позитронами будут обусловлены различным характером движения частиц разного знака в упорядоченной структуре монокристаллов. Впоследствии это было подтверждено экспериментально и теоретически.

Основой экспериментальной базы, обеспечившей проведение задуманных исследований, явилось создание на ускорителе электронов ЛУЭ-2 ГэВ под руководством А.Н.Фисуна, а затем В.И.Артемова и В.И.Попенко идентичных пучков электронов и позитронов с прецизионными параметрами (энергетическим разбросом $\sim 1\%$ и расходимостью менее 10^{-4} радиан).

Это в значительной степени предопределило успешное проведение экспериментальных исследований на ускорителе ЛУЭ-2 ГэВ, а накопленный экспериментальный опыт работы был затем использован сотрудниками ХФТИ при проведении исследований в ОИЯИ (г. Дубна) и ИФВЭ (г. Серпухов).

Благодаря проведенным исследованиям впервые обнаружен ряд закономерностей фундаментального характера (включая каналирование позитронов высокой энергии, аннигиляционное гамма-излучение каналированных позитронов, аномальное рассеяние электронов и позитронов в монокристаллах, поворот протонов высокой энергии изогнутым монокристаллом и др.), положивших начало новому научному направлению – "Взаимодействие заряженных частиц с монокристаллами".

Изучение электромагнитных процессов в монокристаллах и аморфных средах не утратило своей актуальности и в настоящее время, и активно продолжается в крупнейших научных центрах мира. Однако в ХФТИ экспериментальные исследования в этой области практически прекратились.

Авторы предприняли написание этой книги в связи с 70-летним юбилеем ХФТИ и 30-летием начала этих исследований как попытку обобщения пионерских работ, выполненных в ХФТИ в этом направлении, продемонстрировав при этом уникальные экспериментальные возможности, какими обладали ученые ХФТИ в 70–80 годы XX века.

Авторы

ВВЕДЕНИЕ

Основные виды электромагнитных взаимодействий релятивистских заряженных частиц с атомами были теоретически описаны еще в 30-е годы. Были рассмотрены потери энергии на излучение, ионизацию, аннигиляцию (для позитронов), рождение вторичных частиц, ядерные реакции и др., см., например [1].

При рассмотрении этих процессов предполагалось, что при высоких энергиях начальных частиц влиянием среды, в которой движутся частицы, можно пренебречь и представить сечения взаимодействия вышеперечисленных процессов со средой в виде суммы процессов взаимодействия с отдельно взятыми атомами. Этот подход обосновывался тем, что длины волн, участвующих в процессах релятивистских частиц, значительно меньше расстояний между атомами среды.

Впервые влияние среды, а именно, на ионизационные потери релятивистских частиц было теоретически отмечено Э.Ферми [2]. Наличие среды приводит к уменьшению ионизационных потерь за счет поляризации среды, при которой происходит обрезание электромагнитного поля частицы на больших расстояниях. Далее эффект влияния среды на тормозное излучение и другие процессы был рассмотрен Л.Ландау и И.Померанчуком [3], М.Гер-Микаеляном [4], М.Рязановым [5], А.Ахнезером и Н.Шульгой [6] и многими другими авторами. Эффект заметен при больших начальных энергиях релятивистских заряженных

частиц и для малых энергий излучаемых фотонов. Было замечено, что длина волны, соответствующая продольно передаваемому импульсу, становится существенно больше расстояния между атомами. Многократное рассеяние на этой когерентной длине приводит к частичному уменьшению полного сечения взаимодействия в аморфной среде [3]. Полное сечение взаимодействия в среде становится меньше суммы сечений взаимодействия на отдельных атомах.

Далее Е. Вильямс [7] и Б. Феретти [8] рассмотрели влияние периодичности среды монокристалла на интенсивность излучения релятивистских электронов. Было замечено, что если в процессе излучения величина продольно передаваемого импульса равна обратной величине периода решетки монокристалла, то сечение взаимодействия резко меняется. В спектральной плотности излученных в монокристалле фотонов появляются когерентные максимумы. Теория излучения заряженных частиц в монокристаллах, так называемая теория когерентного излучения (КТИ), была разработана Х. Юбералом [9] и уточнена Г. Диамбрини [10].

При моделировании на ЭВМ прохождения заряженных ионов через монокристаллы было обнаружено явление аномально больших пробегов ионов, влетающих в монокристаллы вдоль его главных кристаллографических направлений. Это явление, названное каналированием, было теоретически описано Й. Линдхардом [11]. Эффект каналирования заряженных частиц приводит к модификации всех видов электромагнитных взаимодействий заряженных релятивистских частиц с монокристаллами. При каналировании положительно заряженные частицы движутся в областях монокристалла (каналах между цепочками и плоскостями, образуемые атомами монокристалла) с малой электронной плотностью и дальше от атомных ядер монокристалла, чем, в среднем, в аморфной среде. Это

приводит, в среднем, к уменьшению полных сечений электромагнитных процессов для каналированных положительно заряженных частиц в монокристаллах. Для отрицательно заряженных частиц эффект обратный - сечения электромагнитных взаимодействий в условиях каналирования возрастают по сравнению с эквивалентной аморфной мишенью, ведь эти частицы движутся в областях с повышенной электронной плотностью, в среднем, ближе к атомным ядрам, чем в аморфной среде.

Движение частицы в периодическом потенциале монокристалла вдоль его кристаллографических цепочек и плоскостей имеет ряд особенностей, отличающих его от движения в аморфном веществе. Для описания взаимодействия заряженных частиц с монокристаллами используется потенциал, образованный атомами, расположенными в цепочках и плоскостях, причем при малых углах влета частицы и больших энергиях допустимо использовать непрерывное приближение. Явление излучения жесткого характеристического излучения при каналировании релятивистских электронов и позитронов предсказал М.Кумахов [12]. Фотоны излучаются при переходах заряженных частиц между энергетическими уровнями поперечного движения. За счет эффекта Доплера спектральная плотность этого вида излучения для ультрарелятивистских частиц смещается в гамма-диапазон, а величина в максимуме значительно превосходит интенсивность тормозного излучения в эквивалентной по числу атомов аморфной среде.

Релятивистские заряженные частицы, движущиеся внутри одного канала монокристалла, при его малом механическом изгибе остаются в канале, а значит, отклоняются на угол этого изгиба. Ввиду больших величин атомных полей по сравнению с макроскопическими

магнитными полями в отклоняющих магнитах электрофизической аппаратуры поворот пучков в изогнутом монокристалле происходит на очень малом расстоянии. Явление отклонения каналированных пучков заряженных частиц изогнутым монокристаллом предсказал Э.Цыганов [13].

На протяжении более чем 30 последних лет сотрудниками ХФТИ были проведены многочисленные экспериментальные исследования электромагнитных процессов в монокристаллах, о чем пойдет речь далее. Исследователи повторили в новых условиях и обнаружили новые черты уже известных явлений, а также впервые получили многие новые количественные результаты в физике электромагнитных процессов в монокристаллах.

1. ДВИЖЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ В МОНОКРИСТАЛЛАХ, ПОВОРОТ ПУЧКОВ ИЗОГНУТЫМ МОНОКРИСТАЛЛОМ

В непрерывном приближении потенциал кристаллографической оси или плоскости имеет некоторое максимальное значение U_m . В зависимости от соотношения поперечной энергии E_t частицы и величины U_m движение частицы можно разделить на несколько видов: $E_t \ll U_m$ — гиперканалирование (частица движется внутри одного канала); $E_t < U_m$ — каналирование; $E_t > U_m$ — квазиканалирование (надбарьерное движение); $E_t \gg U_m$ — движение в сильно разориентированном монокристалле.

Под каналированием понимается явление, при котором траектория положительно заряженных частиц вблизи середины каналов вдоль главных кристаллографических направлений может иметь определенную стабильность. При

осевом каналировании ($E_t < U_m$) положительно заряженные частицы, отталкиваясь от положительно заряженных атомов, могут переходить из одного канала в другой. Если их энергия значительно меньше высоты потенциального барьера ($E_t \ll U_m$), то они находятся в центральной части канала и оказываются привязанными к одному каналу в процессе своего движения через монокристалл. Это явление называется гиперканалированием. При плоскостном каналировании положительно заряженные частицы, отталкиваясь от плоскостей монокристалла, находятся в области между двумя плоскостями, где нет атомных ядер и электронная плотность мала, в то время как отрицательно заряженные частицы пересекают атомную плоскость, поскольку притягиваются к ней. При осевом каналировании отрицательно заряженных частиц их траектория напоминает винтовую линию.

При влете частиц в монокристалл по мере прохождения некоторого малого расстояния устанавливается статистическое равновесие. Это равновесие наступает для каналированных частиц на глубине [4]

$$\lambda^{-1} = \sqrt{3} \cdot N \cdot d \cdot a \cdot \Psi_{кр}, \quad (1.1)$$

где N - количество атомов в 1 см^3 ; a - радиус экранирования; d - расстояние между атомами в цепочке; $\Psi_{кр}$ - критический угол каналирования.

Статистическое равновесие приводит к важному явлению перераспределения потока каналированных частиц по поперечным координатам, именно после проникновения частиц в монокристалл на глубину λ устанавливается процесс каналирования.

Неупругое рассеяние на электронах и атомах монокристалла, отличие реального потенциала от непрерывного модельного (дискретность потенциала),

тепловые колебания атомов, несовершенство структуры монокристалла и другие особенности реального монокристалла приводят к деканалированию частиц. Глубина $\chi^{1/2}$, на которой в режиме каналирования остается половина частиц, называется длиной деканалирования. Длина деканалирования растет пропорционально энергии частиц. В толстых монокристаллах на глубине много большей длины деканалирования из-за многократного рассеяния определенная доля неканалированных частиц захватывается в режим каналирования. Этот процесс называется реканалированием.

Явление каналирования можно использовать для отклонения положительно заряженных частиц, вошедших в монокристалл под углами меньше критического и захваченных в режим каналирования, изгибая монокристалл таким образом, чтобы частицы следовали за изгибом, отклоняясь от первоначального направления. Критический радиус кривизны траектории определяется соотношением [13]:

$$R = P \cdot V / e \cdot E_s, \quad (1.2)$$

где E_s - напряженность электрического поля на границе канала; e - заряд электрона; P, V - импульс и скорость каналирующей частицы соответственно. Для плоскости (110) монокристалла кремния $E_s = 0.6 \cdot 10^{10}$ В/см.

Отклонение пучков заряженных частиц впервые экспериментально наблюдалось на выведенном пучке протонов с энергией 8.4 ГэВ из синхрофазотрона ОИЯИ в рамках международного сотрудничества при участии 7 научных организаций, в том числе и ХФТИ [14].

Для определения траекторий заряженных частиц до и после отклонения использовался спектрометр, состоящий из 20 дрейфовых камер. Общая длина установки 20 м. Для выделения частиц, попадающих в рабочую зону

монокристалла, и запуска спектрометра использовалась система сцинтилляционных счетчиков. Установка работала на линии с ЭВМ. На магнитную ленту записывалось до 500 событий за цикл ускорителя. Длина монокристалла, через которую проходил пучок протонов, равнялась 20 мм. Длина изгибаемой части 10 мм. Неизгибаемая часть монокристалла представляла полупроводниковый детектор, с помощью которого проводилась точная ориентация плоскости (111) монокристалла кремния параллельно пучку протонов. Измерения проводились при следующих углах изгиба монокристалла в вертикальной плоскости: 0, 0.5, 1.0, 2.0, 3.0, 4.5, 12.5 и 26.0 мрад. На рис. 1.1 приведено угловое распределение пучка после изгиба монокристалла на угол 4.5 мрад.

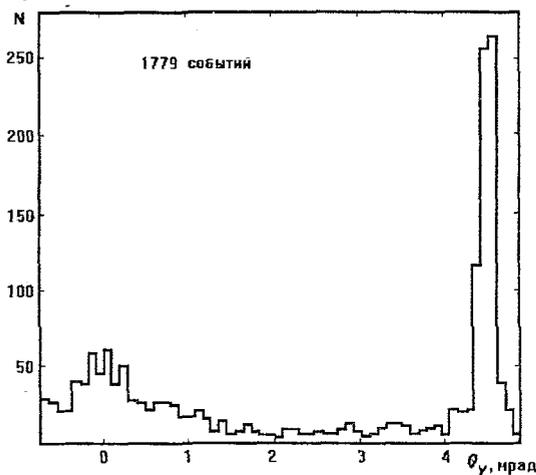


Рис. 1.1. Распределение частиц, выходящих из монокристалла, по углам в вертикальной плоскости: угол изгиба 4.5 мрад

Справа от широкого максимума, обусловленного частицами, которые испытали многократное рассеяние, наблюдается узкий пик, обусловленный частицами, отклоненными изогнутым монокристаллом.

На рис. 1.2 показано угловое распределение событий с

критерием отбора по величине ионизации и по углу рассеяния частиц.

Выделялись частицы с ионизационными потерями энергии в диапазоне 0.2—0.7 от величины наиболее вероятных ионизационных потерь (каналированные протоны теряют меньше энергии на ионизацию) и с углом рассеяния меньшим 0.1 мрад (каналированные частицы рассеиваются на меньшие углы по сравнению с неканалированными). В этом случае эффект отклонения проявился более четко.

На рис. 1.3 приведено угловое распределение с отбором по критериям, исключающим каналированные частицы. Эффект отклонения в этом случае отсутствует. Это доказывает, что пик на рис. 1.2 обусловлен отклонением каналированными частиц.

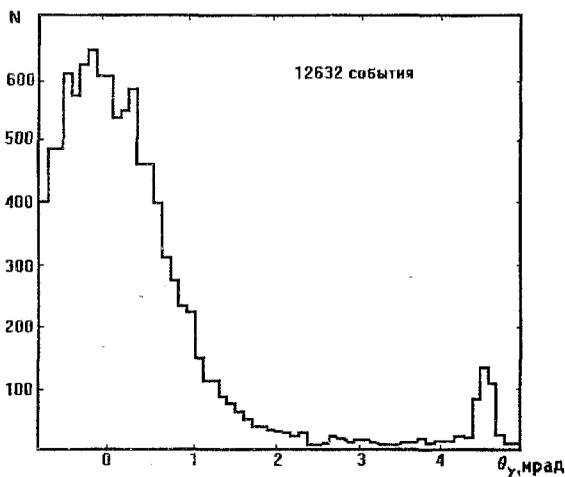


Рис. 1.2. Распределение частиц, выходящих из монокристалла, по углам в вертикальной плоскости; угол изгиба 4.5 мрад с дополнительным отбором событий по критериям каналирования

Таким образом, в эксперименте [14] в явном виде показано как наличие явления каналирования ультрарелятивистских частиц, так и эффект отклонения этих частиц в изогнутом монокристалле.

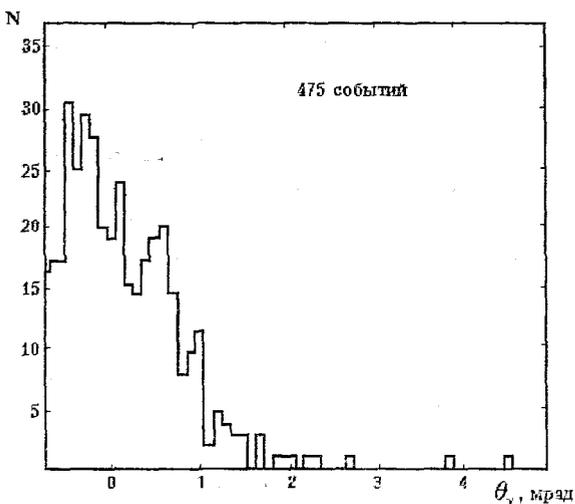


Рис. 1.3.
 Распределение частиц, выходящих из монокристалла, по углам в вертикальной плоскости; угол изгиба 4.5 мрад с дополнительным отбором событий по критериям отсутствия каналирования

2. ПРОЦЕССЫ КОГЕРЕНТНОГО ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ ФОТОНОВ ($E_\gamma = 0.2 - 0.8 E_E$)

Как уже отмечалось ранее, при определенных углах ориентации монокристалла ($\vartheta \sim 10^{-2}$ рад) относительно направления импульса пучка частиц в спектре излучения проявляются когерентные максимумы. Измерению этих когерентных максимумов был посвящен ряд наших работ (см., например, [15,16]).

Экспериментальные исследования проводились на линейном ускорителе ЛУЭ-2 ГэВ ХФТИ. Электронный (позитронный) пучок ускорялся до энергии $E_e = 1$ ГэВ и направлялся на монокристаллическую мишень, закрепленную в гониометрической системе. После излучения фотонов энергии E_γ вторичные электроны (позитроны) с энергией

$E_e - E_\gamma$ выделялись спектрометром и регистрировались ионизационной камерой. Начальная расходимость электронного (позитронного) пучка не превышала $2 \cdot 10^{-4}$ рад. Спектры тормозного излучения электронов и позитронов измерялись в диапазоне энергий фотонов $0.2 < X < 0.8$, где X - энергия фотона, выраженная в единицах начальной энергии электрона (позитрона) $X = E_\gamma / E_e$. В эксперименте использовались монокристаллы кремния (толщиной 240 мкм), германия (толщиной 165 мкм) и ниобия (толщиной 150 мкм).

Процессы рассеяния первичных и вторичных электронов (позитронов) в монокристалле и тормозное излучение приводят к увеличению углов выхода вторичных электронов (позитронов). Поэтому для сравнения с расчетным спектром, проинтегрированным по всем углам вылета фотонов и вторичных электронов (позитронов), экспериментальные результаты необходимо откорректировать на конечный угловой захват спектрометра. Поправки вычислялись методом Монте Карло с учетом размера пучка и его начальной расходимости. Для определения суммарной ошибки, связанной как с измерением интенсивности вторичных электронов (позитронов), так и с вычислением поправок, были выполнены контрольные измерения спектров тормозного излучения электронов и позитронов на аморфной алюминиевой мишени толщиной 500 мкм. Результаты измерений с учетом поправок показаны на рис. 2.1.

По вертикальной оси отложена нормированная величина интенсивности тормозного излучения, по горизонтальной оси - энергия фотона в единицах начальной энергии электрона (позитрона). В качестве нормировки здесь и в дальнейшем использовалась величина интенсивности фотонов с энергией $X=0.5$ тормозного излучения электронов (позитронов) в аморфной мишени из алюминия толщиной 500 мкм. Из сравнения измеренных спектров тормозного

излучения электронов и позитронов с расчетом в борновском приближении следует, что суммарная ошибка не превышает 10%.

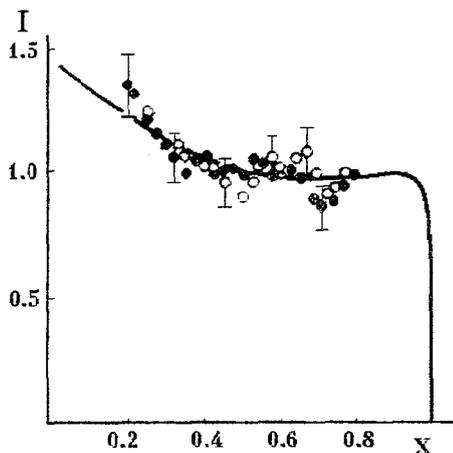


Рис. 2.1. Спектры тормозного излучения электронов и позитронов на аморфной алюминиевой мишени: ● - электроны; ○ - позитроны; кривая - расчет

Спектры когерентного тормозного излучения электронов и позитронов с энергией 1 ГэВ в кристаллах кремния, германия и ниобия показаны на рис. 2.2, 2.3, 2.4.

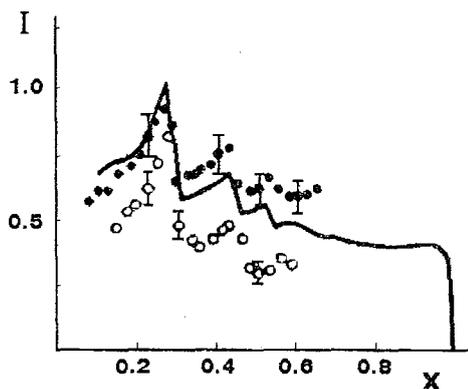


Рис. 2.2. Спектры тормозного излучения электронов и позитронов в монокристалле кремния ($\vartheta = 1.6 \cdot 10^{-2}$ рад): ● - электроны; ○ - позитроны; кривая - расчет с учетом многократного рассеяния электронов

Расчетные спектры когерентного тормозного излучения [10] в борновском приближении с учетом рассеяния начальных частиц показаны на рисунках сплошными кривыми. В расчетах использовались среднеквадратичные углы многократного рассеяния для электронов. В случае выполнения условий плоскостного каналирования различие теории и экспериментов во всей энергетической области наблюдается только для позитронов (монокристаллы кремния и германия). Для электронов (в тех же монокристаллах) наблюдается удовлетворительное согласие теории и эксперимента, за исключением области первого когерентного максимума для монокристалла германия. Для ниобия экспериментальные результаты находятся в хорошем согласии с расчетом как для электронов, так и для позитронов (исключая область когерентного максимума).

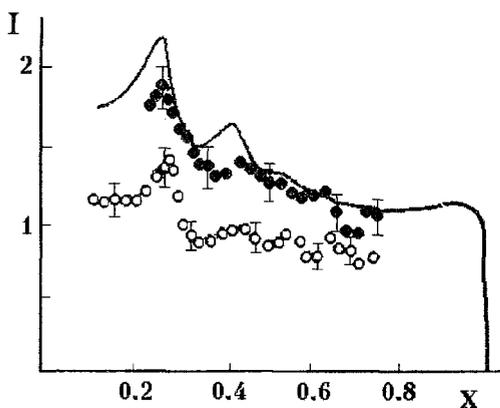


Рис. 2.3. Спектры тормозного излучения электронов и позитронов в монокристалле германия ($\vartheta = 1.0 \cdot 10^{-2}$ рад): ● - электроны; ○ - позитроны; кривая - расчет с учетом многократного рассеяния электронов

Как следует из экспериментальных данных, влияние плоскостного каналирования позитронов на спектры тормозного излучения менее заметно, чем влияние осевого каналирования. Это обусловлено тем, что критический угол плоскостного каналирования меньше критического угла

осевого каналирования примерно в $2 \cdot Z^{1/6}$ раз [11], где Z - атомный номер мишени. Поэтому, учитывая начальную расходимость пучка, в режим плоскостного каналирования захватывается меньше частиц, чем в режим осевого каналирования.

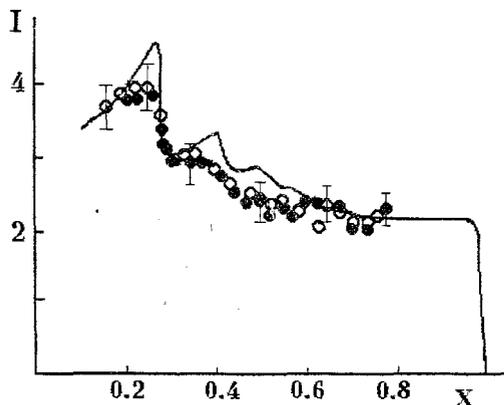


Рис. 2.4. Спектры тормозного излучения электронов и позитронов в монокристалле ниобия ($\theta = 1.75 \cdot 10^{-2}$ рад): \bullet - электроны; \circ - позитроны; кривая - расчет

Поскольку критический угол плоскостного каналирования позитронов с энергией 1 ГэВ $\psi_{кр} \sim 10^{-4}$ рад, на процесс каналирования существенно влияют несовершенства структуры монокристалла, которые сказываются на когерентном тормозном излучении. Отсутствие плоскостного каналирования позитронов в кристалле ниобия можно объяснить наличием областей, разориентированных друг относительно друга на углы $\sim 10^{-4}$ рад. Из согласия экспериментальных результатов для электронов (монокристаллы кремния, германия и ниобия) с расчетом следует, что в результате их движения параллельно плоскости не происходит пространственного перераспределения потока.

Плоскостное каналирование приводит к уменьшению тормозного излучения позитронов по сравнению с тормозным излучением электронов, но это уменьшение различно для

когерентной и некогерентной частей излучения; некогерентная часть излучения уменьшается больше, чем когерентная. Такая особенность может привести к увеличению поляризации когерентного тормозного излучения позитронов по сравнению с электронами.

Некоторое расхождение теории и эксперимента для электронов в районе когерентного максимума можно объяснить неприменимостью борновского приближения в этой области для кристаллов германия и ниобия. Применимость борновского приближения для излучения на одном атоме определяется условием:

$$Z \cdot e^2 / h \cdot v \ll 1, \quad (2.1)$$

где h - постоянная Планка; v - скорость частицы; e - заряд электрона.

Для кристалла, когда когерентные эффекты максимальны (взаимодействие происходит не с одним, а с несколькими атомами), условие применимости борновского приближения следующее:

$$N \cdot Z \cdot e^2 / h \cdot v \ll 1, \quad (2.2)$$

где N - можно определить как $N=R/\vartheta \cdot d$; R - радиус экранирования; ϑ - угол ориентации кристалла; d - расстояние между атомами вдоль цепочки. Величина N для кристаллов германия и ниобия равна 3.5 и 3 соответственно. Учитывая, что из-за тепловых колебаний не все N атомов взаимодействуют когерентно, реальная величина $N_{\text{реал}} < N$, но все же может быть достаточной для того, чтобы нарушилось условие (2.2). Для монокристалла германия различие между теорией и экспериментом в районе когерентного максимума больше, чем для монокристалла ниобия. Это может быть

обусловлено тем, что величина $N_{\text{реак}}Z$ больше для германия чем для ниобия, так как амплитуда тепловых колебаний для ниобия в 1.6 раз больше, чем для германия.

3. ИЗЛУЧЕНИЕ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧНЫХ ФОТОНОВ ПРИ НАЛИЧИИ КАНАЛИРОВАННЫХ ЧАСТИЦ

Как уже отмечалось ранее, процесс каналирования приводит к изменению полных сечений взаимодействия электронов и позитронов с монокристаллами по сравнению с эквивалентной по числу атомов аморфной мишенью. В этой связи в ХФТИ был проведен цикл исследований, направленных на изучение процессов излучения заряженных частиц в условиях, когда часть из них каналирует. В процессе исследований изучались полные потоки тормозного излучения в зависимости от ориентации кристаллографических осей и плоскостей монокристаллов относительно импульса падающих частиц, спектральная плотность излучения электронов и позитронов в различных диапазонах энергий, при различных условиях коллимации фотонного пучка и для разных монокристаллов. Как следует из полученных результатов, процесс каналирования влияет на все исследованные электромагнитные процессы в монокристаллах. Эксперимент в этой области, зачастую, шел впереди теории. До сих пор многие экспериментально зарегистрированные закономерности не удалось количественно теоретически описать, хотя качественно картина во многих случаях сейчас уже ясна. Наиболее характерные результаты этих исследований описаны в этой главе.

3.1 ПОЛНЫЕ ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ

При малых углах ориентации монокристалла ($\vartheta \sim 10^{-4}$ рад $\sim \Psi_{\text{кр}}$) относительно направления пучка частиц интенсивность в спектре излучения резко меняется в зависимости от угла ориентации, причем эти изменения для электронов и позитронов существенно различаются и не совпадают с аналогичной зависимостью на аморфной мишени. Именно при малых углах ориентации пучка частиц относительно кристаллографической оси или плоскости монокристалла каналирование части пучка в значительной степени сказывается на спектре излучения.

Зависимость полного потока энергии тормозного излучения электронов и позитронов в монокристалле от угла его ориентации относительно направления пучка частиц, первоначально послужившая доказательством наличия каналирования ультрарелятивистских частиц, исследована в многочисленных работах (см. например, [17,18]).

Экспериментальные исследования были проведены на ускорителе электронов ЛУЭ-2 ГэВ ХФТИ. Пучок электронов (позитронов) с начальной энергией 1 ГэВ, расходимостью $\sim 10^{-4}$ рад и размером $\varnothing=8$ мм направлялся на монокристаллические мишени кремния толщиной 190, 640, 1930 и 3680 мкм. После прохождения кристалла электроны (позитроны) отворачивались магнитом. Интенсивность потока энергии гамма-излучения регистрировалась гаусс-квантометром, эффективность которого постоянна в диапазоне энергий 3—5000 МэВ и в малой степени зависит от формы спектра излучения, что особенно важно при регистрации излучения из кристалла. Ток падающего пучка частиц измерялся монитором вторичной эмиссии, калиброванным по цилиндру Фарадея. Во время измерения потока энергии монитор вторичной эмиссии из-под пучка убирался.

Для определения постоянной квантометра использовалась аморфная алюминиевая мишень толщиной 500 мкм. Поток излучения из алюминиевой мишени в телесном угле $\Omega = 10^{-4}$ ср измерялся квантометром, и эта величина сравнивалась с расчетной величиной, полученной в борновском приближении [19]. Из сравнения теоретических и экспериментальных результатов определялась постоянная квантометра.

Монокристаллические мишени были помещены в гониометрическое устройство, которое позволяло поворачивать монокристаллы вокруг двух взаимно перпендикулярных осей с точностью $5 \cdot 10^{-5}$ рад и вокруг оси пучка с точностью 10^{-3} рад. Ориентационные зависимости полного потока энергии электронов (позитронов) записывались с помощью двухкоординатного самопишущего потенциометра, на один вход которого подавался сигнал, пропорциональный углу поворота монокристалла, а на другой - сигнал, пропорциональный потоку энергии.

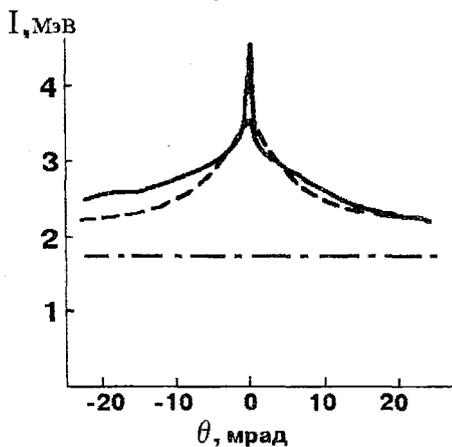


Рис. 3.1. Ориентационные зависимости полного потока гамма-излучения для электронов в монокристалле кремния толщиной 190 мкм: сплошная кривая - экспериментальные данные, штриховая линия - расчет по КТИ, штрих-пунктирная — некогерентная часть излучения (расчет)

На рис. 3.1, 3.2, 3.3 и 3.4 показаны ориентационные зависимости полного потока энергии фотонов для кристалла.

кремния толщиной 190 и 3680 мкм для электронов и позитронов. Ошибка экспериментальных результатов не превышает по абсолютной величине 10 %.

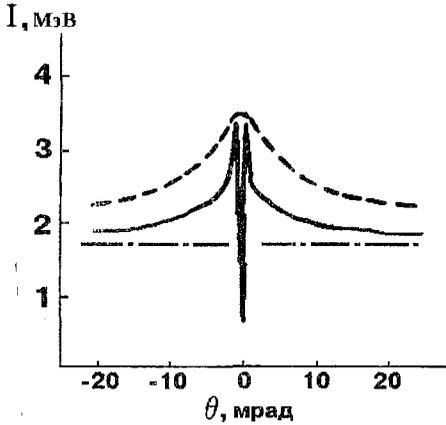


Рис. 3.2. Ориентационные зависимости полного потока гамма-излучения для позитронов в монокристалле кремния толщиной 190 мкм: сплошная кривая - экспериментальные данные, штриховая линия - расчет по КТИ, штрихпунктирная - некогерентная часть излучения (расчет)

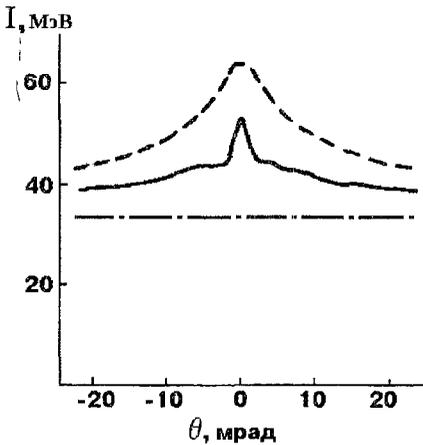


Рис. 3.3. Ориентационные зависимости полного потока гамма-излучения для электронов в монокристалле кремния толщиной 3680 мкм: сплошная кривая - экспериментальные данные, штриховая линия - расчет по КТИ, штрихпунктирная - некогерентная часть излучения (расчет)

На этих же рисунках приведены расчетные кривые, выполненные в соответствии с теорией когерентного тормозного излучения (КТИ) [10]. В расчетах учитывалась начальная расходимость пучка заряженных частиц и его многократное рассеяние в мишени. Многократное рассеяние в

монокристалле принималось равным рассеянию в аморфном веществе. Когда ось монокристалла кремния [110] совпадает с направлением импульса пучка позитронов, поток энергии

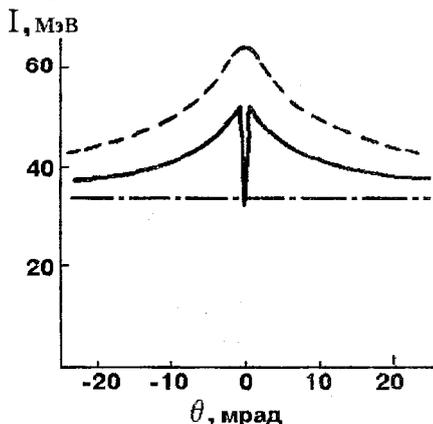


Рис. 3.4. Ориентационные зависимости полного потока гамма-излучения для позитронов в монокристалле кремния толщиной 3680 мкм: сплошная кривая - экспериментальные данные, штриховая линия - расчет по КТЦ, штрихпунктирная - некогерентная часть излучения (расчет)

излучения резко уменьшается. Это уменьшение объясняется захватом позитронов в режим каналирования, в результате которого частицы движутся вдали от атомных ядер, и общая интенсивность излучения уменьшается. С увеличением толщины монокристалла доля каналированных частиц за счет процессов деканалирования уменьшается, и интенсивность излучения увеличивается. Канализованные позитроны движутся вдали от атомных ядер, поэтому интенсивность излучения “жестких” фотонов подавлена ($E_\gamma \sim 1$ ГэВ, тормозное излучение на ядрах), но увеличена интенсивность излучения “мягких” фотонов ($E_\gamma \sim 5$ МэВ, излучение при периодическом поперечном движении частицы в монокристалле). Относительный вклад первого процесса больше, чем второго. Поэтому общая интенсивность излучения меньше, чем в аморфном веществе.

Для углов ориентации больших критического угла осевого каналирования и малых толщин отличие экспериментальных и расчетных кривых обусловлено

плоскостным каналированием позитронов.

Для монокристалла толщиной 3680 мкм наблюдается уменьшение экспериментальных значений по сравнению с расчетными как для электронов, так и для позитронов во всей области углов. Такое различие обусловлено коллимацией фотонного излучения, которое в расчетах не учитывалось и для меньших толщин не играет существенной роли.

При выполнении условий осевого каналирования для электронов ($\vartheta=0$) наибольшее различие между экспериментом и расчетом наблюдается для толщины 190 мкм. Это различие можно объяснить каналированием электронов, но в отличие от позитронов электроны при каналировании движутся вблизи ядер мишени, поэтому интенсивность излучения “жестких” и “мягких” фотонов возрастает. С увеличением толщины монокристалла за счет эффекта деканалирования вклад в интенсивность излучения от каналированных частиц уменьшается.

Экспериментальные и теоретические полученные значения радиационных потерь энергии на единицу длины для электронов и позитронов и коэффициенты преобразования энергии заряженных частиц в энергию фотонов для монокристаллов кремния приведены в табл. 3.1

Как следует из данных табл. 3.1, коэффициенты преобразования энергии заряженных частиц в энергию фотонов зависят от ориентации монокристалла и знака заряда. Величина коэффициента преобразования в ориентированном монокристалле $\vartheta = 0$ для электронов выше, а для позитронов ниже, чем в эквивалентной аморфной мишени.

Нами также исследовались коэффициенты преобразования для монокристаллов германия и вольфрама.

На рис. 3.5 показана зависимость коэффициентов преобразования $\Delta E_\gamma/E$ (ΔE_γ – радиационные потери, E – начальная энергия электронов) от угла коллимации излучения

в единицах $\gamma\theta_k$ (θ_k – угол коллимации, γ – релятивистский фактор). Измерения выполнены при начальной энергии электронов $E = 1200$ МэВ.

Таблица 3.1
Радиационные потери энергии электронов и позитронов в монокристаллах кремния

Толщина кристалла, см	Угол ориентации, мрад	Полный поток энергии, МэВ/см			Коэффициент преобразования, %	
		Эксперимент		Расчет по КТИ	Электроны	Позитроны
		Электроны	Позитроны			
0.019	0	242	30	184	0.46	0.06
	20	136	100	120	0.26	0.19
0.064	0	200	40	184	1.28	0.26
	20	128	126	120	0.82	0.81
0.193	0	--	60	182	--	1.16
	20	--	100	120	--	1.93
0.368	0	142	86	174	5.2	3.2
	20	104	104	120	3.8	3.8

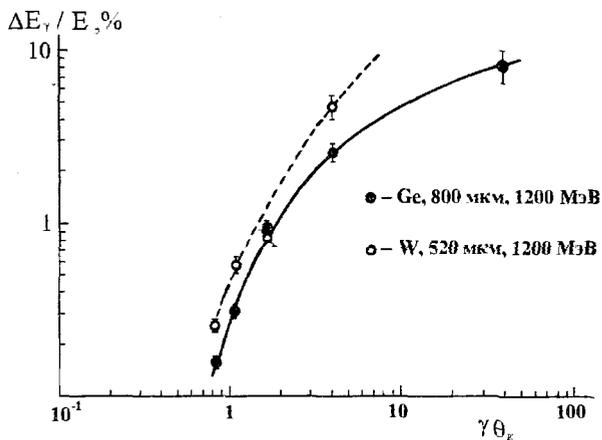


Рис. 3.5.
Зависимость коэффициента преобразования энергии электронов в энергию гамма-квантов от угла коллимации для монокристаллов германия и вольфрама

Из данных рис. 3.5 следует, что коэффициент преобразования растет с увеличением угла коллимации и достигает значений 5-8%. Наблюдаемая тенденция к "насыщению" приведенных зависимостей при больших значениях $\gamma\theta_k$ показывает, что излучение из тяжелых монокристаллов большой толщины (≥ 0.1 радиационных единиц длины) имеет широкий конус излучения.

Таким образом, для преобразования энергии электронов в энергию фотонов монокристаллическая мишень является более предпочтительней, чем аморфная, даже для значительных толщин монокристаллов.

3.2 СПЕКТРЫ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ И ПОЗИТРОНОВ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ ФОТОНОВ $E_\gamma > 200$ МЭВ

Измеренные спектры тормозного излучения электронов и позитронов с энергией $E_e = 1$ ГэВ в монокристаллах кремния, германия и ниобия, когда выполнено условие осевого каналирования, показаны на рис. 3.6-3.8 [16].

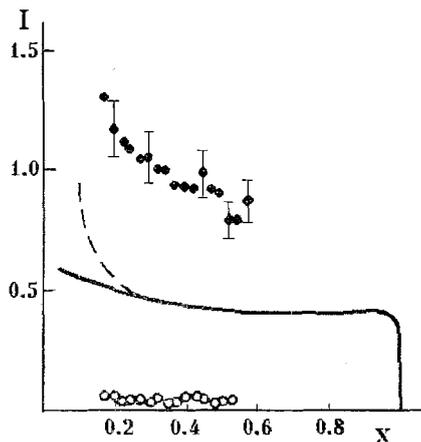


Рис. 3.6. Спектры тормозного излучения электронов и позитронов в монокристалле кремния, $\theta=0$: ● - электроны; ○ - позитроны; сплошная кривая - расчет, пунктирная кривая - расчет с учетом многократного рассеяния

Спектры измерялись для случаев, когда выполнено условие осевого каналирования (направление импульса частиц совпадает с направлением кристаллографической оси $[110]$ для монокристалла кремния и $[111]$ для монокристаллов германия и ниобия). ϑ - угол между кристаллографической осью и импульсом частиц.

Условия проведения экспериментов такие же, как в разд.2 настоящей работы.

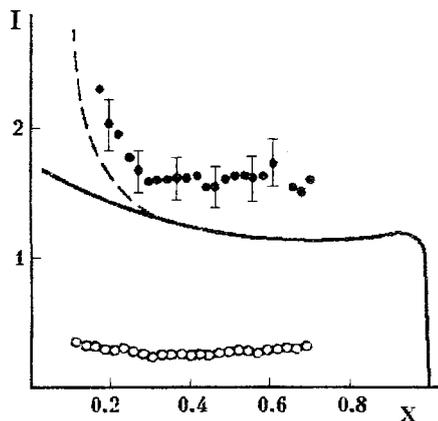


Рис. 3.7. Спектры тормозного излучения электронов и позитронов в монокристалле германия, $\vartheta=0$: \bullet - электроны; \circ - позитроны; сплошная кривая - расчет, пунктирная кривая - расчет с учетом многократного рассеяния.

Для сравнения на этих же рисунках показаны расчетные спектры тормозного излучения в борновском приближении. В расчетах использовался экранированный потенциал Дирака-Слэтера. Среднеквадратичные углы многократного рассеяния электронов и позитронов при различных ориентациях монокристалла определялись экспериментально и приведены в табл. 3.2. Величина среднеквадратичного угла многократного рассеяния зависит от ориентации кристалла и знака заряда начальной частицы. Поэтому в расчетах, выполненных для разных ориентаций монокристалла и разных по знаку заряда начальных частиц, необходимо учитывать различные величины среднеквадратичных углов многократного

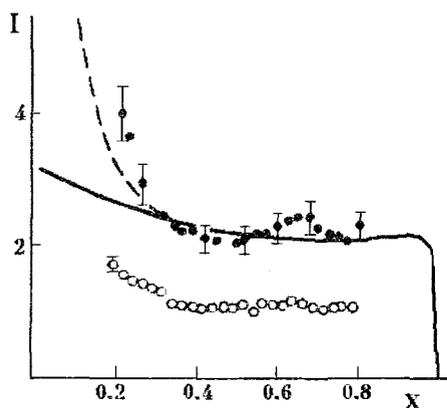


Рис. 3.8 Спектры тормозного излучения электронов и позитронов в монокристалле ниобия, $\vartheta=0$: • - электроны; ○ - позитроны; сплошная кривая - расчет, пунктирная кривая - расчет с учетом многократного рассеяния

рассеяния. Расчетные значения среднеквадратичных углов многократного рассеяния получены из теории Мольер [21] для аморфной мишени, и, следовательно, они не зависят от ориентации мишени. В табл. 3.2 приведены толщины монокристаллов (t), углы ориентации кристаллографической оси относительно импульса пучков (ϑ) и среднеквадратичные углы многократного рассеяния (Ψ).

Таблица 3.2
Среднеквадратичные углы многократного рассеяния

Монокристалл	t , мкм	ϑ , мрад	Ψ , мрад (электроны)	Ψ , мрад (электроны)	Ψ , мрад (расчет)
Кремний	240	0	1.2	0.14	0.67
		16	0.65	0.48	—
Германий	165	0	1.45	0.6	1.2
		10	1.35	1.0	—
Ниобий	150	0	1.7	1.2	1.7
		17.5	1.5	1.5	—

Пунктирной кривой на рис. 3.6-3.8 показано изменение спектра тормозного излучения при учете многократного рассеяния электронов в монокристалле.

Из сравнения экспериментальных результатов с расчетом следует, что осевое каналирование частиц существенным образом влияет на интенсивность тормозного излучения как электронов, так и позитронов. В измеренном интервале энергий фотонов интенсивность тормозного излучения электронов в монокристалле кремния примерно в два раза больше, чем следует из теории, в то время как для позитронов наблюдается уменьшение интенсивности тормозного излучения примерно в 10 раз. Для монокристалла германия различие несколько меньшее, и только для монокристалла ниобия наблюдается относительно хорошее согласие измеренных значений с теоретическими расчетами для электронов; для позитронов различие между теорией и экспериментом сохраняется.

Таким образом, обнаружено, что для кристаллов кремния, германия и ниобия, когда выполнено условие осевого каналирования, наблюдается существенное различие измеренных сечений тормозного излучения электронов и позитронов в области фотонов $E_\gamma > 200$ МэВ. Экспериментальные значения для позитронов меньше рассчитанных в борновском приближении, в то время как для электронов - больше.

3.3 СПЕКТРЫ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ ФОТОНОВ $E_\gamma \sim 30 - 250$ МЭВ

Характерные спектры излучения электронов с энергией 1.2 ГэВ в монокристалле кремния, измеренные для двух углов коллимации фотонного излучения $\vartheta_{\text{кол}} = 2.5 \cdot 10^{-3}$ рад и

$\vartheta_{\text{кол}} = 8.37 \cdot 10^{-4}$ рад, приведены в работе [20].

На рис. 3.9 показаны спектры излучения электронов с энергией 1.2 ГэВ в монокристалле кремния для трех случаев:

— кристаллографическая ось [111] монокристалла кремния параллельна импульсу пучка;

— кристаллографическая плоскость (110) монокристалла кремния параллельна импульсу пучка, угол между кристаллографической осью [111] монокристалла и направлением импульса пучка равен 100 мрад;

— монокристалл полностью разориентирован (углы разориентации между импульсом пучка и кристаллографической осью и плоскостью примерно 2°).

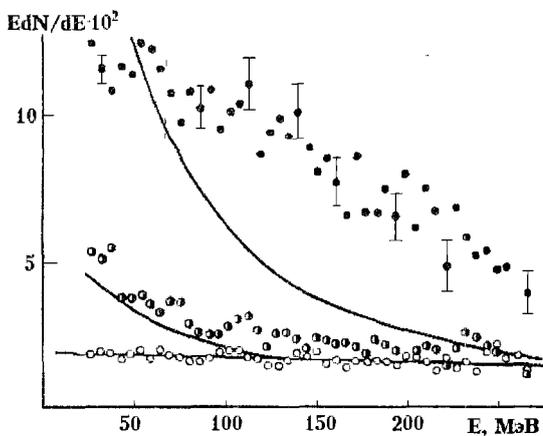


Рис. 3.9. Спектры тормозного излучения электронов в монокристалле кремния: ● - ось монокристалла [111] совпадает с направлением импульса электронов; ● - плоскость монокристалла (110) параллельна импульсу электронов; ○ - разориентированный монокристалл; сплошные кривые - расчет

По оси ординат на рис. 3.9 отложена интенсивность фотонов в телесном угле $\Omega = 25 \cdot 10^{-6}$ ср (угол коллимации $\vartheta_{\text{кол}} = 2.5 \cdot 10^{-3}$ рад) в расчете на один падающий электрон; по оси ординат — энергия фотона. На этом же рисунке показаны расчетные кривые, полученные в рамках когерентного тормозного излучения [4]. Учет начальной расходимости и

размеров пучка электронов, многократного рассеяния электронов в мишени и коллимации фотонного пучка проводился методом Монте-Карло. Как следует из расчетов, для разориентированного монокристалла в данной геометрии регистрировалось 96 % излученных фотонов. Поэтому можно считать, что измерения выполнены практически без коллимации (угол коллимации 2.5 мрад). Хорошее согласие результатов эксперимента и теоретических расчетов наблюдается только для разориентированного монокристалла. Спектральные характеристики излучения для монокристалла, ориентированного кристаллографической осью или плоскостью параллельно импульсу электронов за счет кратного излучения фотонов электронами в монокристалле, искажены. Величина искажений может достигать 15 %, но это не может существенным образом изменить форму спектра фотонов.

Результаты исследования влияние коллимирования пучка фотонов на спектры излучения приведены на рис. 3.10,3.11.

$E dN/dE \cdot 10^2$

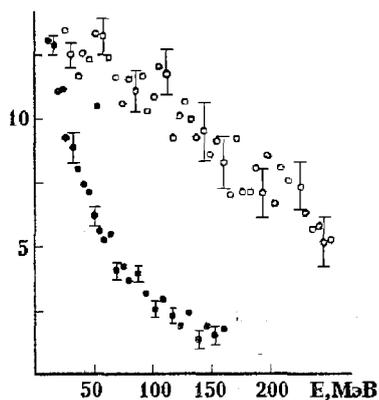


Рис. 3.10. Спектры излучения электронов в монокристалле кремния, кристаллографическая ось [111] параллельна импульсу падающих электронов: ○ - $\theta_{\text{колл}} = 2.5$ мрад; ● - $\theta_{\text{колл}} = 0.837$ мрад

На рис. 3.10 показаны спектры излучения электронов в монокристалле, ориентированном кристаллографической осью [111] параллельно импульсу падающих электронов, при минимальной коллимации (угол коллимации 2.5 мрад) и при угле коллимирования $\vartheta_{\text{кол}} = 8.37 \cdot 10^{-4}$ рад.

На рис. 3.11 приведены спектры излучения электронов в монокристалле, ориентированном кристаллографической плоскостью (110) параллельно импульсу падающих электронов, при отсутствии коллимирования и при угле коллимирования $\vartheta_{\text{кол}} = 8.37 \cdot 10^{-4}$ рад.

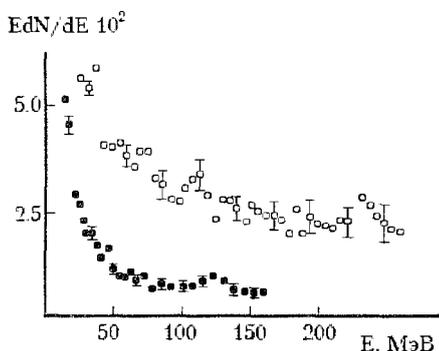


Рис. 3.11. Спектры излучения электронов в монокристалле кремния, кристаллографическая плоскость (110) параллельна импульсу падающих электронов:
○ - $\vartheta_{\text{кол}} = 2.5$ мрад; ● - $\vartheta_{\text{кол}} = 0.837$ мрад

Как следует из приведенных данных, коллимирование излучения электронов, часть из которых каналирует вдоль кристаллографической оси [111] монокристалла кремния, приводит к заметному уменьшению интенсивности фотонов в области энергий $E_\gamma > 30$ МэВ (см. рис. 3.10). Аналогичное изменение спектра наблюдается, когда часть электронов каналирует в плоскости (110) монокристалла кремния (см. рис. 3.11).

Таким образом, экспериментально показано, что наличие каналированных электронов приводит к заметному изменению спектров излучения фотонов в области $E_\gamma = 30 \text{ — } 250 \text{ МэВ}$.

3.4 СПЕКТРЫ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПОД БОЛЬШИМИ УГЛАМИ ДЛЯ ЭЛЕКТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 1.2 ГЭВ

С увеличением угла излучения вклад в интенсивность от когерентного тормозного излучения и спонтанного излучения для высокоэнергетичных фотонов резко уменьшается, и на излучение в области энергий фотонов $0.01 \cdot E_0 < E_\gamma < E_0$ под углом $\theta \gg m \cdot c^2 / E_0$ будет влиять только пространственное перераспределение потока частиц в монокристалле. Здесь E_0 - начальная энергия падающих электронов; E_γ - энергия излученных фотонов; θ - угол вылета излученных фотонов по отношению к импульсу падающих электронов; m - масса электрона; c - скорость света.

Влияние пространственного перераспределения потока электронов (установление режима каналирования) на их спектральные характеристики излучения в монокристалле кремния исследовано в работе [22].

Эксперименты выполнены на ускорителе ЛУЭ-2 ГэВ ХФТИ. Схема эксперимента показана на рис. 3.12.

Электроны с энергией $E_0 = 1.2 \text{ ГэВ}$, расходимостью $2 \cdot 10^{-4}$ рад, энергетическим разбросом $\Delta E / E_0 = 1 \%$ направлялись на монокристаллы кремния толщиной 240 и 300 мкм, закрепленные в гониометрической системе с ориентацией кристаллографических осей [110] и [111] параллельно импульсу пучка. После мишени электроны отклонялись магнитом и регистрировались ионизационной камерой. Фотонный пучок под углом $\theta = 1.7 \cdot 10^{-2}$ рад формировался

коллиматорами, очищался магнитом и регистрировался спектрометром полного поглощения на базе CsJ(Tl) [23]. Телесный угол регистрации фотонов $\Omega = 2.7 \cdot 10^{-7}$ ср. Ток электронов подбирался так, чтобы частота регистрации фотонов спектрометром не превышала 13 Гц (частота импульсов тока ускорителя 50 Гц). Ориентирование монокристаллов кремния, т.е. совмещение кристаллографических осей [110] и [111] с направлением импульса падающих электронов, осуществлялось с помощью ионизационной камеры, расположенной на прямом пучке.

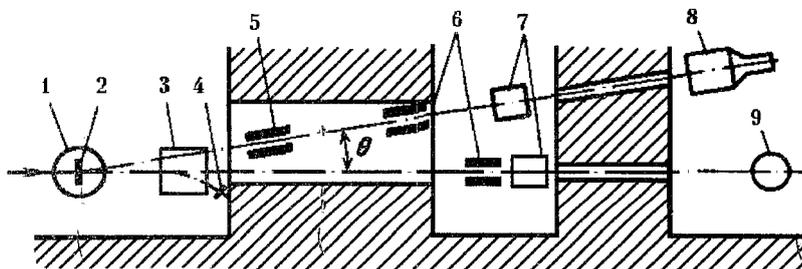


Рис. 3.12 Схема эксперимента. 1 - гониометр; 2 - монокристалл; 3 - отклоняющий магнит; 4 - ионизационная камера; 5, 6 - коллиматоры; 7 - очищающие магниты; 8 - спектрометр; 9 - ионизационная камера

Так как от угла ориентации монокристалла относительно импульса электронов зависит не только интенсивность излучения, но и рассеяние электронов в монокристалле, то необходимо было экспериментально проверить влияние изменения среднеквадратичного угла многократного рассеяния на интенсивность излучения электронов под углом $\theta = 1.7 \cdot 10^{-2}$ рад. Для этого использовались две аморфные алюминиевые мишени толщиной 200 и 500 мкм, которые устанавливались вместо монокристаллов кремния. Мишень толщиной 200 мкм по

рассеянию эквивалентна разориентированному кристаллу кремния толщиной 240 мкм, а толщиной 500 мкм - ориентированному [16]. Спектры тормозного излучения электронов на алюминиевых мишенях показаны на рис. 3.13.

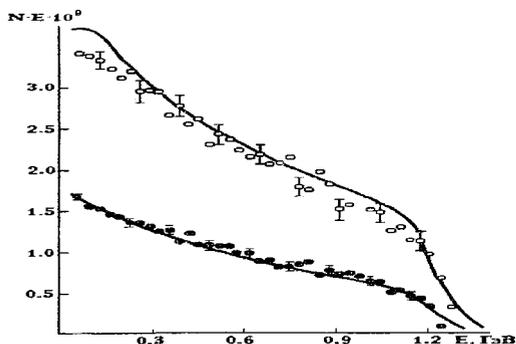


Рис. 3.13. Спектры тормозного излучения электронов на аморфных алюминиевых мишенях: ● - толщина мишени 200 мкм, ○ - толщина мишени 500 мкм; сплошные кривые - расчет

По вертикальной оси на рис.3.13 отложено число фотонов N в интервале энергий 1 МэВ в телесном угле $\Omega = 2.7 \cdot 10^{-7}$ ср, умноженное на энергию фотонов E_γ . По горизонтальной оси - энергия фотонов. Сплошные кривые - расчетные спектры тормозного излучения электронов в борновском приближении с учетом энергетического разрешения спектрометра, а также просчетов и наложений импульсов в спектрометре. В расчетах использовался кулоновский неэкранированный потенциал, что оправдано для величин переданных импульсов $q \sim \text{мс}$, которые реализуются в данном эксперименте: $q \geq q_{\min}$, $q_{\min} = \theta^2 \cdot E_0 \cdot x / (2c(1-x))$, $x = E_\gamma / E_0$ (в данном эксперименте $E_\gamma > 0.05 \cdot E_0$).

Величина угла θ , используемая в расчетах интенсивности излучения, подбиралась из наилучшего согласия расчетных и экспериментальных результатов и равна $1.7 \cdot 10^{-2}$ рад, что находится в хорошем согласии с измеренной

ранее величиной угла $\theta = (1.7 \pm 0.1) \cdot 10^{-2}$ рад. Из согласия экспериментальных и расчетных результатов следует, что интенсивность излучения электронов под углом $\theta = 1.7 \cdot 10^{-2}$ рад для исследуемых толщин, как и ожидалось из теоретических оценок, не зависит от величины среднеквадратичного угла многократного рассеяния.

Спектры тормозного излучения электронов из монокристалла кремния с ориентацией кристаллографической [110] параллельно импульсу пучка электронов приведены на рис. 3.14 для ориентированного (выполнено условие осевого каналирования) и разориентированного монокристаллов.

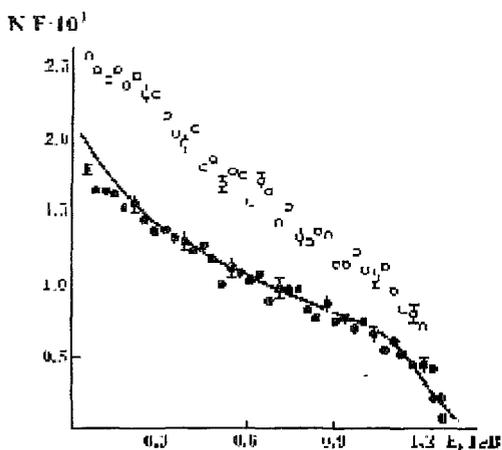


Рис. 3.14. Спектры тормозного излучения электронов на монокристалле кремния толщиной 240 мкм: \circ - кристаллографическая ось [110] параллельна импульсу падающих электронов, \bullet - разориентированный монокристалл; сплошная кривая - расчет

Для разориентированного монокристалла наблюдается хорошее согласие экспериментальных результатов с расчетом, выполненным в борновском приближении для аморфной мишени кремния с учетом энергетического разрешения спектрометра, просчетов и наложений импульсов в спектрометре. Для ориентированного монокристалла интенсивность тормозного излучения увеличивается в 1.5 раз,

при этом форма спектра практически не измеряется, что говорит об отсутствии вкладов когерентного тормозного и спонтанного излучений в измеряемом диапазоне энергий. Для монокристалла кремния толщиной 300 мкм, ориентированного кристаллографической осью [111] параллельно импульсу падающих электронов, также наблюдается увеличение интенсивности излучения в 1.4 раза по сравнению с разориентированным кристаллом.

Таким образом, с помощью используемой методики выделено влияние пространственного перераспределения потока электронов при выполнении условий осевого каналирования на интенсивность обычного тормозного излучения. Т.е. небольшая часть электронов, захваченная в режим каналирования, интенсивно излучает высокоэнергетичные фотоны со спектром, как в аморфной мишени. Учитывая, что в данной геометрии измерений реализуются переданные импульсы $q \geq q_{\min}$, то пространственное перераспределение потока электронов происходит таким образом, что его плотность вблизи ядер в области $R \leq \hbar / q_{\min}$ (\hbar - постоянная Планка) увеличивается в 1.5 раза для кристаллографической оси монокристалла [110] и в 1.4 раза для кристаллографической оси монокристалла [111].

4. АННИГИЛЯЦИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПОЗИТРОНОВ

В наших исследованиях широко использовались позитронные пучки, созданные на ускорителе ЛУЭ-2 ГэВ ХФТИ. Позитроны использовались практически во всех экспериментах наряду с электронами. Во многих случаях нами проводились сравнительные исследования процессов взаимодействия позитронов и электронов с монокристаллами. Важным каналом взаимодействия релятивистских позитронов

с веществом является процесс аннигиляции при столкновении с "покоящимися" электронами мишени. В первых экспериментах нами исследовалась аннигиляция релятивистских позитронов в аморфной мишени. Лишь после опробывания и выяснения всех деталей на аморфной мишени эксперименты проводились на монокристаллах.

4.1 АННИГИЛЯЦИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПОЗИТРОНОВ В АМОРФНОЙ МИШЕНИ

Одним из методов получения монохроматичных фотонов является метод аннигиляции позитронов на лету. Монохроматический пучок гамма-квантов с использованием метода аннигиляции на лету к началу наших экспериментов уже был реализован в Ливерморе, Сакле, Стенфорде, Фраскати. Трудности заключаются в получении пучка аннигиляционных фотонов с интенсивностью, достаточной для проведения физических экспериментов, так как с увеличением энергии позитронов сечение аннигиляции уменьшается. Схема эксперимента показана на рис.4.1.

Позитроны, ускоренные на линейном ускорителе ЛУЭ-2 ГэВ ХФТИ до энергии 1 ГэВ, проходили систему параллельного переноса, формирующую систему и падали на аннигиляционную мишень. В качестве аннигиляционной мишени использовался бериллий толщиной $\delta = 0.2$ мм и алюминий толщиной $\delta = 0.2$ мм. Параметры позитронного пучка на выходе линейного ускорителя и после формирующей системы представлены в табл. 4.1.

Ввиду малой интенсивности позитронного пучка режим его формирования на аннигиляционной мишени предварительно отработывался на электронном пучке.

Для выделения аннигиляционного излучения на фоне тормозного использовалась их различная угловая зависимость.

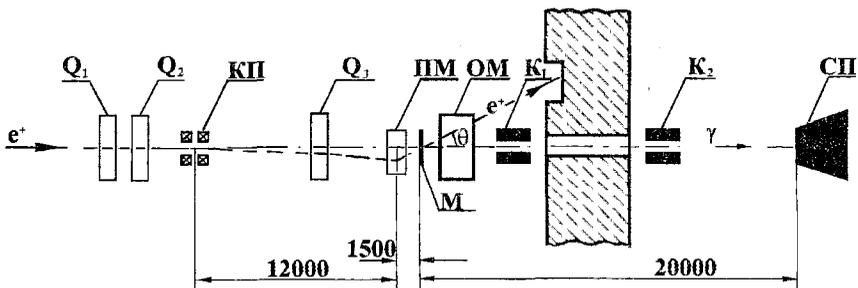


Рис. 4.1. Схема эксперимента на выходе системы формирования. КП - корректор положения пучка; Q_1, Q_2, Q_3 - квадрупольные линзы; ПМ - поворотный магнит; М - гониометр с кристаллом; ОМ - очищающий магнит; СП - гамма-спектрометр; K_1, K_2 - свинцовые коллиматоры

Таблица 4.1
 Параметры позитронного пучка

Условия	Размер, мм	Расходимость, рад	Энергия, МэВ	Разброс по энергии, %	Ток, А
Прямой выход	9	$2 \cdot 10^{-4}$	1000	2	$5 \cdot 10^{-10}$
После формирующей системы	6	$1 \cdot 10^{-3}$	1000	2	$1 \cdot 10^{-10}$

Формирующая система позитронного пучка состоит из трех квадрупольных линз, системы подворота пучка и коллиматоров K_1 и K_2 . Коллиматорами K_1 и K_2 задавался телесный угол регистрации. Поворот пучка осуществлялся следующим образом: корректорами положения (КП) пучок смещался на величину ΔX , магнитом (ПМ) осуществлялся поворот пучка таким образом, чтобы положение подвернутого

пучка и положение прямого пучка позитронов на аннигиляционной мишени совпадали. Максимальный угол поворота для данной системы $\theta_{\max} = 2 \cdot 10^{-2}$ рад с включенной линзой Q_3 , без линзы Q_3 — $\theta_{\max} = 1.4 \cdot 10^{-2}$ рад. После аннигиляционной мишени (М) позитроны отворачивались магнитом (ОМ) в "могильник". Размер фотонного пучка на входе в спектрометр СП — 2.3 см.

Спектр аннигиляционного и тормозного излучения измерялся черенковским ливневым спектрометром полного поглощения. Радиатор спектрометра выполнен на основе кристалла КРС-6, который имеет форму усеченного конуса толщиной 10.5 радиационных единиц длины.

Спектрометр калибровался моноэнергетическими электронами на линейных ускорителях в диапазоне энергий 150-1270 МэВ. Энергетическое разрешение спектрометра, определяемое как отношение полной ширины на полувысоте к амплитуде в максимуме распределения, изменяется от 25% при 150 МэВ до 19% при 1270 МэВ, а зависимость амплитуды выходного сигнала в максимуме распределения от энергии электронов линейна в данном диапазоне энергий.

Перед измерением спектров фотонов спектрометр калибровался на электронах или позитронах при энергии, соответствующей максимальной энергии тормозного спектра. При этом с помощью деления сигнала со спектрометрического фотоумножителя калиброванными аттенюаторами снималась амплитудная характеристика спектрометрического канала. Полученная нелинейность не превышала 2% во всей области рабочих амплитуд.

Импульсы от спектрометра полного поглощения подавались на блок электронной логики, затем на анализатор АИ-128. Блок электронной логики представлял собой предусилитель коротких импульсов, схему антиворот, удлинитель импульсов и усилитель длинных импульсов.

Система антиворот после зарегистрированного импульса запирает электронную схему на время 2 мкс и не реагирует на последующие импульсы в течение этого времени.

Измеренные спектры аннигиляционного и тормозного излучения позитронов под углом $\theta = 1.4 \cdot 10^{-2}$ рад для Al и $1.6 \cdot 10^{-2}$ рад для Be показаны на рис. 4.2 и 4.3. На этих же рисунках показаны тормозные спектры электронов под такими же углами.

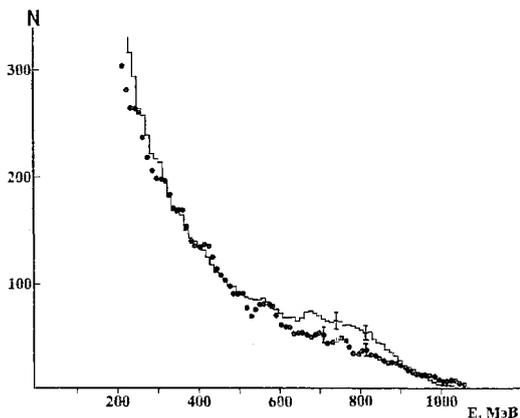


Рис. 4.2 Спектры излучения электронов и позитронов с энергией 1 ГэВ на алюминиевой мишени под углом $\theta = 1.4 \cdot 10^{-2}$ рад: — позитроны; • электроны

Нормировка двух кривых была выполнена таким образом, чтобы интенсивности гамма-квантов с энергией $E = 200$ МэВ для электронов и позитронов совпадали. Ввиду большой толщины и Z алюминиевой мишени и меньшего угла регистрации фотонов отношение $I_{\text{анниг}} / I_{\text{торм}}$ для Al намного меньше, чем для Be.

Для получения истинных спектров тормозного и аннигиляционного излучения по спектрам, полученным экспериментально, необходимо учесть разрешение спектрометра.

Интенсивность аннигиляционных гамма-квантов в данной геометрии эксперимента при позитронном токе на аннигиляционной мишени 10^{-10} А была 0.25 фот/с.

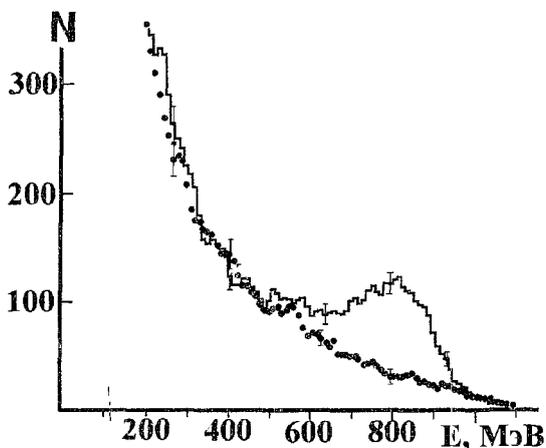


Рис. 4.3. Спектры излучения электронов и позитронов с энергией 1 ГэВ на бериллиевой мишени под углом $\theta=1.6 \cdot 10^{-2}$ рад; --- позитроны; •-электроны

4.2 АННИГИЛЯЦИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПОЗИТРОНОВ В МОНОКРИСТАЛЛЕ

Применение монокристалла в качестве аннигиляционной мишени для получения монохроматических гамма-квантов путем аннигиляции позитронов на лету может дать существенные преимущества перед аморфной мишенью:

— в монокристалле можно повысить отношение интенсивности аннигиляционного излучения к интенсивности тормозного ($I_{\text{анниг}} / I_{\text{торм}}$);

— повышение $I_{\text{анниг}}$ за счет увеличения толщины монокристалла с сохранением степени монохроматичности.

Основанием для такого предположения послужило обнаружение эффекта каналирования позитронов высокой энергии в монокристалле кремния [17]. Эффект каналирования проявляется как в уменьшении (по сравнению с аморфной мишенью) сечения тормозного излучения позитронов, захваченных в канал, так и в постоянстве угловой

расходимости каналированных позитронов. Последнее позволяет без ухудшения степени монохроматичности аннигиляционного излучения увеличить толщину монокристалла, а следовательно, и величину $I_{\text{анниг}}$.

Наибольший интерес представляет сравнение спектров излучения позитронов при двух разных условиях ориентации монокристалла:

а) кристаллографическая ось монокристалла совпадает с направлением импульса позитронов (при этом позитроны каналируют);

б) кристаллографическая ось повернута на значительный угол по отношению к направлению импульса позитронов (в данном случае условия излучения позитронов в монокристалле близки к условиям излучения в аморфной мишени).

Результаты экспериментальных исследований процесса аннигиляции позитронов на лету в монокристаллах кремния и германия при различных ориентациях кристаллографической оси относительно импульса пучка позитронов приведены в работах [24-27].

Исследования выполнены на линейном ускорителе электронов ЛУЭ-2 ГэВ ХФТИ. Схема эксперимента показан на рис. 4.4.

Позитроны с энергией 1 ГэВ и энергетическим разбросом $\Delta E / E_0 \sim 2\%$ направлялись на монокристалл, установленный в гониометре. Ориентирование монокристалла производилось путем измерения зависимости полного потока энергии тормозного излучения позитронов от угла между кристаллографической осью [111] монокристалла Ψ и направлением импульса пучка позитронов.

Поток энергии тормозного излучения регистрировался Гаусс-квантометром [28]. Спектры гамма-квантов измерялись

под углом $\theta \approx 20$ мрад относительно импульса падающих на мишень позитронов сцинтилляционным гамма-спектрометром полного поглощения на базе кристалла CsJ(Tl) [29]. Величина угла θ выбиралась из расчета обеспечения оптимальных условий наблюдения аннигиляционного излучения на фоне тормозного.

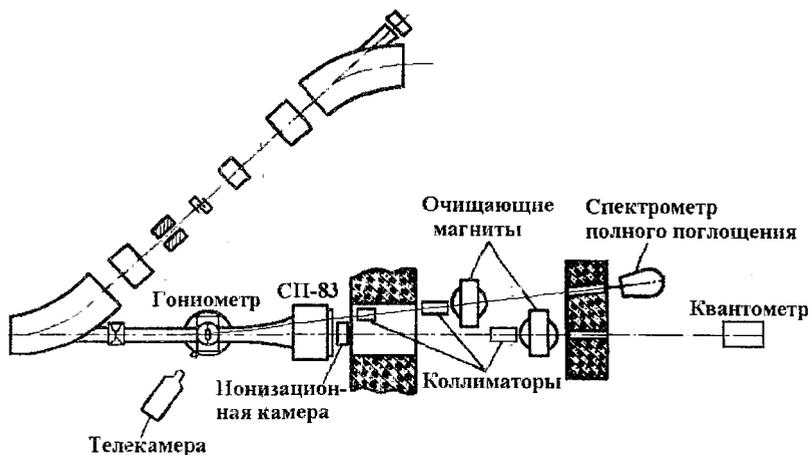


Рис. 4.4. Схема эксперимента

На рис.4.5 приведены спектры излучения позитронов и электронов в кристалле Si толщиной 0.24 мм. Кристалл был вырезан так, что кристаллографическая ось [110] была перпендикулярна поверхности. Для удобства сравнения спектры излучения нормированы на число тормозных гамма-квантов в интервале энергий $E_\gamma=50-1000$ МэВ. Пики в области $E_\gamma \approx 800$ МэВ обусловлены аннигиляцией позитронов на лету на атомных электронах.

Из приведенных на рис.4.5 данных следует, что каналирование позитронов приводит к существенному

увеличению вклада процесса аннигиляции в общий спектр излучения позитронов, движущихся вдоль кристаллографической оси монокристалла, по сравнению с вкладом в излучение позитронов в разориентированном кристалле. Для позитронов, падающих на кристалл кремния вдоль кристаллографической оси [110], число излученных гамма-квантов уменьшается в 9.6 раза по сравнению с таковым в случае разориентированного кристалла. При этом число тормозных гамма-квантов $N_{\text{торм}}$ уменьшается в 11.9 раза, что хорошо согласуется с данными работы [16]. Число аннигиляционных гамма-квантов $N_{\text{анниг}}$ при этом уменьшается только в 2.3 раза. Это приводит к увеличению отношения $\eta = N_{\text{анниг}}/N_{\text{торм}}$ в 5.3 раза для позитронов, движущихся параллельно кристаллографической оси [110] монокристалла Si по сравнению со случаем разориентированного кристалла. Для монокристаллов Si и Ge, вырезанных перпендикулярно кристаллографической оси [111], величина η существенно уменьшается, что может быть обусловлено уменьшением числа каналируемых позитронов (см. табл. 2 в работе [27]).

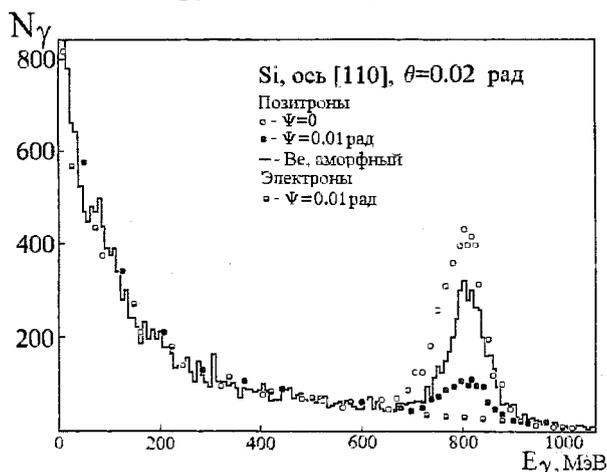


Рис. 4.5. Спектры аннигиляционных гамма-квантов для двух ориентаций кристаллографической оси [110] монокристалла кремния относительно импульса позитронного пучка

Таким образом, увеличение в 5.3 раза отношения числа аннигиляционных гамма-квантов к числу тормозных по сравнению с разориентированным кристаллом (что в 1.6 раза превышает аналогичную величину для аморфного бериллия) свидетельствует о принципиальной возможности использования совершенных монокристаллов с $Z < 14$ в качестве более эффективных источников квазимонохроматических гамма-квантов, используемых в ядерной физике и физике высоких энергий, по сравнению с аморфными раднаторами. Уменьшение абсолютного числа аннигиляционных гамма-квантов при использовании монокристаллов может быть скомпенсировано увеличением тока пучка позитронов и выбором оптимальной толщины кристалла.

Обнаруженный описанный выше эффект увеличения отношения числа аннигиляционных гамма-квантов к числу тормозных в спектре излучения каналированных позитронов в монокристалле кремния защищен авторским свидетельством: "Способ получения монохроматических гамма-квантов" [26].

5. ИЗЛУЧЕНИЕ КАНАЛИРОВАННЫХ ЧАСТИЦ В "МЯГКОЙ" ОБЛАСТИ СПЕКТРА ИЗЛУЧЕНИЯ ($E_\gamma < 0.1 E_0$)

При выполнении условий каналирования релятивистских частиц возникает характерное излучение, максимальная спектральная плотность которого для начальных энергий электронов и позитронов ~ 1 ГэВ лежит в области 1 - 50 МэВ. Теория излучения каналированных частиц была создана М.Кумаховым [12,30]. С точки зрения квантовой электродинамики, поперечная энергия релятивистской частицы, движущейся в канале, образованном атомами решетки, квантуется, т.е. имеет дискретный набор уровней.

Переходы между уровнями приводят к излучению. Из-за эффекта Допплера спектр смещается в гамма-диапазон. С точки зрения классической электродинамики, а эту проблему можно рассматривать классически вследствие большого количества дискретных уровней поперечной энергии, это излучение есть излучение движущегося осциллятора вдоль направления своего движения.

Теоретическим исследованиям в этой области посвящено много работ, в том числе и в ХФТИ. Настоящая работа посвящена экспериментам в этой области исследований, выполненным сотрудниками ХФТИ или при их участии в совместных работах с другими организациями.

5.1 СПОСОБ ИЗМЕРЕНИЯ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЧАСТИ СПЕКТРА ГАММА-КВАНТОВ, ОСНОВАННЫЙ НА КОМПТОНОВСКОМ ПРЕОБРАЗОВАНИИ СПЕКТРОВ

Спектр фотонов, излученный ультрарелятивистскими частицами в веществе, простирается по энергиям фотонов от 0 до E_0 , где E_0 есть энергия заряженной частицы. Измерение спектра фотонов в таком широком энергетическом интервале представляет собой сложную задачу. Поэтому приходится измерять спектры в отдельных энергетических интервалах. Одним из наиболее интересных участков спектра фотонов, излученных ультрарелятивистскими частицами в кристаллах, является диапазон $\Delta E_\gamma \sim (0.001 - 0.01) \cdot E_0$. Непосредственно измеряя спектры в указанном диапазоне, исследователи сталкиваются с проблемой наличия в спектре фотонов с энергией в диапазоне $\Delta E_\gamma \sim (0.01 - 1) \cdot E_0$, которые затрудняют измерения и искажают спектр, являясь "фоновым" излучением.

Одним из возможных методов уменьшения вклада фоновых фотонов является нелинейное преобразование первичного спектра, при котором относительный вклад фоновых фотонов, попадающих в спектрометр, уменьшается. Одним из таких методов является рассеяние фотонов на определенном угле, при котором значительная доля высокоэнергетических фотонов подавлена. Этот метод широко использовался нами при измерении спектров [31] и детально описан в [32].

Основным механизмом рассеяния фотонов с энергией порядка единиц и десятков МэВ является комптоновское рассеяние на электронах вещества. При этом энергия фотона преобразуется по формуле [1]:

$$w' = w / (1 + w \cdot (1 - \cos(\phi)) / m), \quad (5.1)$$

где w, w' - энергии фотонов до и после рассеяния; m - масса электрона; ϕ - угол рассеяния.

Так как сечение рассеяния сильно падает с ростом энергии фотонов, то после рассеяния относительный вклад фотонов больших энергий в спектре излучения будет подавлен. При рассеянии энергетический диапазон спектра сужается, к примеру, при рассеянии на угол 29° первоначальный спектр в диапазоне 0-1 ГэВ преобразуется в спектр в диапазоне 0-4 МэВ. Это позволяет использовать сцинтилляционные или полупроводниковые спектрометры малых размеров, которые обладают лучшим разрешением. Спектрометры полного поглощения обычно регистрируют при попадании фотона (ов) полную энергию излучения. Измеренные спектры представляют собой действительные спектры лишь при условии, при котором вероятность однократного излучения значительно превышает суммарную вероятность излучения двух и более фотонов. Практически это

реализуется лишь для очень тонких мишеней. При рассеянии в силу малой вероятности попадания рассеянного фотона в спектрометр несколько одновременно излученных фотонов имеют пренебрежимо малую вероятность зарегистрироваться одновременно спектрометром. Поэтому изложенный выше принцип позволяет измерять истинные спектры излучения из толстых мишеней. Возможность количественного измерения спектров описанной методикой продемонстрирована в [32].

Схема эксперимента приведена на рис. 5.1.

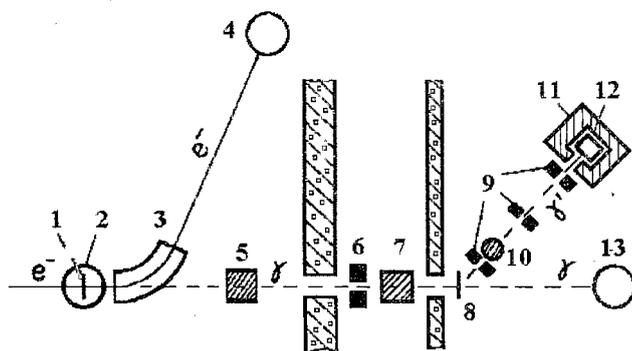


Рис. 5.1 Схема эксперимента

Пучок электронов падает на мишень 1, блока мишеней 2 и отворачивается магнитом 3. Ионизационная камера 4 вместе с магнитом 3 позволяет контролировать энергию и ток пучка в ходе эксперимента. Фотоны, очищенные от заряженной компоненты в магнитных полях 5,7, проходя коллиматор 6, попадают на рассеиватель 8. Рассеянные фотоны, проходя через коллиматоры 9 и магнитное поле 10, попадают в спектрометр 12 в защите 11. Ионизационная камера 13 используется для вывода фотонного пучка и дополнительного контроля стабильности тока. Измерение фона проводилось перемещением рассеивателя 8 вдоль

направления нерассеянных фотонов так, чтобы область, в которой проходит рассеяние, не была видна спектрометром. При этом общий фон в зале, вызванный рассеивателем, не менялся. Фон составлял от 5 до 30 % в зависимости от энергии фотонов.

При регистрации фотонов с использованием полупроводниковых или сцинтилляционных детекторов происходит искажение спектра. Спектрометр, у которого аппаратурная линия не является δ -функцией, искажает спектр по закону:

$$N'(E') = \int N(E) \cdot H(E', E) \cdot dE / \int H(E', E) \cdot dE, \quad (5.2)$$

$N'(E')$ - амплитудный спектр, полученный на выходе спектрометра; $N(E)$ - спектр фотонов, падающих на спектрометр; $H(E', E)$ - аппаратурная функция спектрометра.

Для измерения спектров нами использовался детектор на базе монокристалла NaJ(Tl) размерами 63x63 мм. Аппаратурная функция спектрометра, для описания которой существуют различные аналитические и численные методы, нами задавалась в виде

$$H(E', E) = \frac{C_1(E) \cdot (E' - C_2(E))^2 + C_3(E)}{1 + \exp(-(E' - C_4(E))/C_5(E))} + C_6(E) \cdot \exp\left(-\frac{(C_7(E) - E')^2}{C_8^2(E)}\right). \quad (5.3)$$

Зависимость коэффициентов C_i от энергии находилась нами с помощью монохроматических гамма-квантов радиоактивных источников. Сравнительно простая форма линии (5.3), не учитывающая тонкую структуру, тем не менее, позволила нам хорошо описать отдельные линии гамма-источников. Например, разность площадей под измеренной спектральной линией от ^{54}Mn ($E=0.835$ МэВ) и расчетной по формуле (5.3) составила менее 5 %. Аналитическое задание (5.3), справедливое в области энергий фотонов до 5 МэВ, позволяет

сравнительно легко решить задачу восстановления спектра по измеренному амплитудному распределению. Зависимость коэффициентов C_i от энергии аппроксимировалась выражением $C=A+B \cdot E^\gamma$. Коэффициенты A, B, γ приведены в табл. 5.1

С применением данной методики был измерен спектр из алюминиевой мишени от электронов с энергией 1.2 ГэВ. Результаты показаны на рис. 5.2.

Максимальная энергия фотонов, рассеянных на угол 29° , ~ 4 МэВ. Конечный телесный угол захвата детектора и разрешение спектрометра (порядка 9 %) приводят к размыванию верхней границы спектра.

Таблица 5.1
Зависимость коэффициентов аппаратурной функции от энергии

	C_1	C_2	C_3	C_4	C_5	C_6	C_7	C_8
A	0.005	0	0.003	0	0.01	1	0	0.03
B	0.03	0.3	0.002	0.84	0.035	0	1	0.06
γ	-4	2	-2	1	1	0	1	0.6

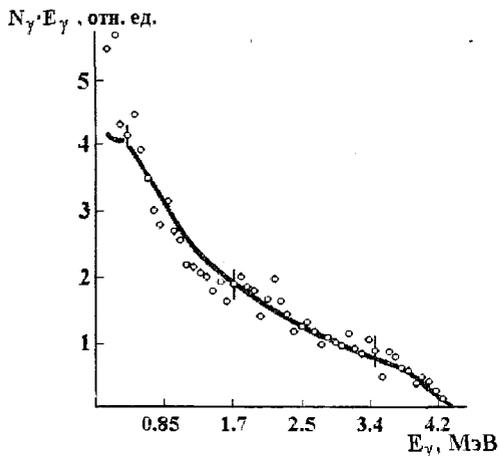


Рис. 5.2 Спектр тормозного излучения электронов на аморфной мишени: \circ - измеренные данные; сплошная кривая - расчет

Сплошной кривой на рис. 5.2 представлен расчетный спектр с учетом искажений, вносимых аппаратурной функцией (5.3). В расчете учитывались процессы, приводящие к поглощению фотонов: фотоэффект, комптоновское рассеяние и рождение пар на всем пути фотонов до детектора. Наблюдается хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных для всех энергий фотонов более 0.4 МэВ, а различие при меньших энергиях, по нашему мнению, вызвано образованием фоновых фотонов на краях коллиматоров.

При получении истинного спектра из измеренного амплитудного распределения необходимо найти $N(E)$, имея измеренное $N'(E')$, т.е. решить уравнение (5.2). Известно, что решение уравнения (5.2) (уравнение Фредгольма 1-го рода) относится к некорректным задачам [33,34], так как малые возмущения входных данных $N'(E')$ приводят к большим изменениям в решении $N(E)$, которое в этом случае может не иметь ничего общего с искомой функцией. Решение уравнения (5.2) с ядром $H(E',E)$, интеграл от которого по E нормирован на единицу, можно свести к минимизации функционала:

$$\Phi = \int dE' [N'(E') - \int N(E) \cdot H(E',E) \cdot dE]^2, \quad (5.4)$$

В методе регуляризации Тихонова к функционалу (5.4) добавляется новый член (сглаживающая добавка) и в результате минимизируется следующий функционал:

$$\Phi_1 = \int dE' [N'(E') - \int N(E) \cdot H(E',E) \cdot dE]^2 + \alpha \cdot \int N^2(E) \cdot dE, \quad (5.5)$$

где α - параметр регуляризации. Условие минимума функционала Φ_1 приводит к уравнению Эйлера:

$$\alpha \cdot N(E) + \int dE' N'(E') \int du \cdot H(u, E') \cdot H(u, E) = \int N'(E') \cdot H(E', E) \cdot dE', \quad (5.6)$$

Решение уравнения (5.2) заменяется решением уравнения (5.6). Решение уравнения (5.6), являющееся квазирешением уравнения (5.2), при оптимальном выборе α является устойчивым. Эта устойчивость достигается добавлением нового члена, что приводит к сдвигу спектра интегрального оператора на величину α .

Величина α задавалась в диапазоне от 1 до 10^{-6} . Для каждого α из этого диапазона решалось уравнение (5.6), преобразованное в систему матричных уравнений, и находилась норма:

$$\| N(E, \alpha_i) - N(E, \alpha_{i+1}) \|, \quad (5.7)$$

где

$$\| N(E) \| = \max | N(E) | \quad (5.8)$$

для всех E . То значение α_i , при котором норма оказывалась минимальной, бралось за оптимальное, а соответствующее решение $N(E)$ считалось наиболее подходящим решением интегрального уравнения (5.2). Программа восстановления экспериментальных спектров из измеренных амплитудных распределений была проверена на пробных спектрах, максимально приближенных к реальным, со статистическими ошибками реального спектра и показала хорошую работоспособность.

5.2 СПЕКТРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ КАНАЛИРОВАННЫХ ПОЗИТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ ПОРЯДКА 1 ГЭВ

Эксперимент проводился следующим образом (см. [35]). Позитронный пучок с энергией 1050 МэВ ускорителя ЛУЭ-2 ГэВ ХФТИ направлялся на монокристалл кремния толщиной 180 мкм. Спектры излучения измерялись для трех ориентаций монокристалла:

а) кристаллографическая ось [111] параллельна

импульсу пучка;

б) кристаллографическая плоскость (110) параллельна импульсу пучка;

в) кристалл разориентирован (разориентация кристаллографических осей [111] и $\bar{1}\bar{1}0$ относительно импульса пучка равна 2°).

Фотоны, образующиеся в монокристалле, проходили через коллиматор (угол коллимации 0.5 мрад), рассеивались на алюминиевом рассеивателе толщиной 3 мм на угол 30° и регистрировались сцинтилляционным счетчиком. Более подробно методика измерений и обработки результатов изложена выше в разд. 5.1.

Спектры излучения позитронов в случае ориентаций а) и в) приведены на рис. 5.3.

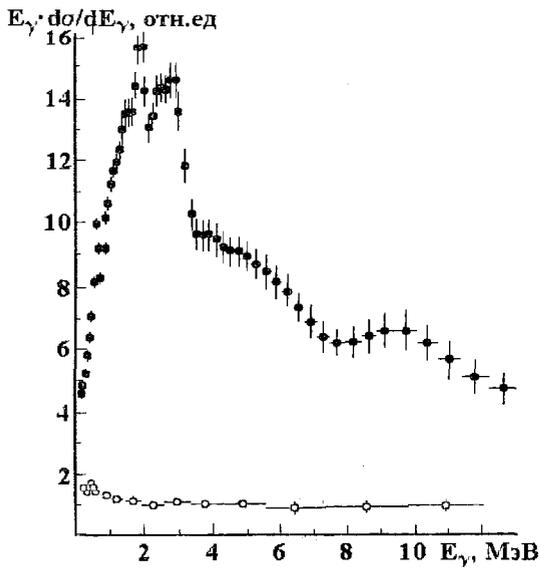


Рис. 5.3 Распределение интенсивности в спектрах излучения позитронов: \circ - монокристалл разориентирован, \bullet - кристаллографическая ось [111] параллельна импульсу пучка

В случае ориентации а) хорошо виден главный максимум при энергии примерно 2 МэВ с полушириной примерно 1 МэВ. Отчетливо видно расщепление главного максимума на два при энергии 1.8 и 2.8 МэВ. В работе [36] теоретически показано, что расщепление главного максимума обусловлено продольной неоднородностью потенциала вдоль цепочки атомов монокристалла. Спектр на разориентированном монокристалле хорошо совпадает с расчетным для аморфного кремния в области энергий фотонов $E_\gamma > 1$ МэВ (расчет показан далее на рис. 5.4). При $E_\gamma = 0.511$ МэВ в спектрах излучения наблюдаются небольшие максимумы, обусловленные аннигиляцией позитронов малой энергии в материале рассеивателя. Интенсивность в максимуме спектра для ориентации а) примерно в 15 раз превышает интенсивность излучения в случае разориентированного монокристалла. Ранее при исследовании спектров излучения при энергии 800 МэВ [37] нами получено превышение интенсивности примерно в 18 раз, что объясняется более сильной коллимацией пучка гамма-квантов в тех условиях.

На рис. 5.4 приведен измеренный спектр излучения позитронов в случае ориентации б) - кристаллографическая плоскость (110) параллельна импульсу пучка.

Канализованные в плоскости позитроны излучают довольно монохроматический спектр фотонов с максимумом примерно при 2.8 МэВ (см. рис. 5.4). Расчетный спектр излучения, нормированный на экспериментальное значение в максимуме, рассчитан по данным работы [38]. Видно, что расчет достаточно хорошо описывает распределение интенсивности в спектре излучения и подтверждает основные положения теории канализованных частиц. Экспериментальное значение энергии гамма-квантов в максимуме спектра примерно на 0.5 МэВ меньше расчетного.

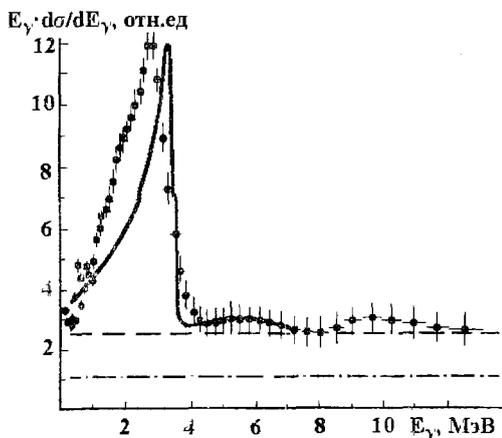


Рис. 5.4. Распределение интенсивности в спектрах излучения каналированных в плоскости позитронов: ● - экспериментальные данные, штрихпунктирная кривая - расчет для разориентированного монокристалла (измеренный спектр приведен на рис. 5.3), сплошная кривая - расчет, штриховая кривая - некогерентная часть интенсивности излучения каналированных частиц

Примерно такое же отличие наблюдалось и ранее при энергии позитронов 800 МэВ [37], что возможно, обусловлено отличием реального межплоскостного потенциала монокристалла от модельного, используемого в расчетах. Излучение фотонов с энергией $E_\gamma > 4$ МэВ вызвано, главным образом, излучением неканалированных частиц, а также вкладом недипольного механизма излучения каналированных частиц (небольшой широкий максимум при энергиях 4-8 МэВ). Следовательно, как и предсказывалось теоретически, по спектрам излучения позитронов можно определить вклады от различных механизмов в полную интенсивность излучения.

Спектры излучения каналированных позитронов в монокристалле кремния, измеренные непосредственно, без преобразования приведены далее (см. работу [39]). Позитронный пучок получался конвертированием основного электронного пучка с энергией 250 МэВ и затем ускорялся до энергии 1200 МэВ. Размер пучка на мишени \varnothing 3.5 мм, расходимость $\sim 10^{-4}$ рад и энергетический разброс 0.2 %. В качестве мишени использовался монокристалл кремния

толщиной 0.16 см, который одновременно являлся и полупроводниковым детектором. Необходимо отметить, что в данном эксперименте использовался достаточно толстый монокристалл, что весьма важно при практическом использовании его как радиатора для получения интенсивных фотонных пучков.

На рис. 5.5 показаны спектры излучения позитронов в диапазоне энергий фотонов 1.5-25 МэВ. Спектральные характеристики излучения позитронов в монокристалле измеряли с помощью спектрометра полного поглощения на базе монокристалла CsJ(Tl). Полупроводниковый кристалл-детектор работал в режиме счетчика позитронов, сигнал с которого использовался для отбора событий по величине ионизационных потерь.

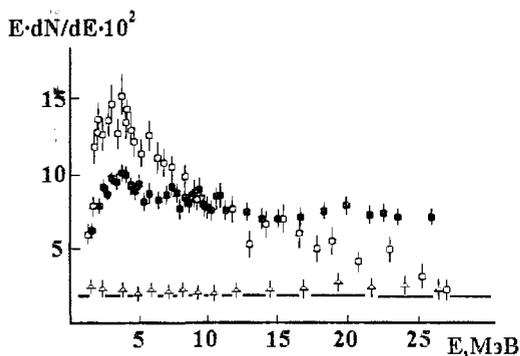


Рис. 5.5. Распределение интенсивности в спектрах излучения позитронов: Δ - кристалл разориентирован; \bullet - кристаллографическая ось [111] параллельна импульсу пучка; \circ - кристаллографическая ось [111] перпендикулярна импульсу пучка, ионизационные потери лежат в диапазоне 0.29-0.36 МэВ; сплошная кривая - расчет

Спектры излучения, представленные на рис. 5.5, измерены для трех случаев:

а) кристаллографическая ось [111] параллельна импульсу пучка;

б) кристаллографическая ось [111] параллельна импульсу пучка, но регистрируется излучение только

тех позитронов, которые потеряли энергию на ионизацию в диапазоне 0.29-0.36 МэВ;

в) кристалл полностью разориентирован.

На рис 5.5 по оси ординат отложена интенсивность фотонов в телесном угле $\Omega = 25 \cdot 10^{-6}$ ср (угол коллимации $\vartheta_{\text{кол}} = 2.5 \cdot 10^{-3}$ рад) на один падающий позитрон, по оси абсцисс - энергия фотонов. Расчетная кривая, приведенная на рис 5.5 для разориентированного кристалла, получена в рамках теории когерентного тормозного излучения [4] с учетом расходимости пучка, многократного рассеяния позитронов в мишени и геометрии эксперимента. Расчетная кривая находится в хорошем согласии с экспериментальными данными для разориентированного монокристалла как по форме, так и по абсолютному значению. Для ориентированного монокристалла наблюдается увеличение интенсивности излучения во всем измеренном диапазоне энергий фотонов. Максимум интенсивности находится при энергии 3.8 МэВ. Как будет показано далее (см. разд. 7), ионизационные потери каналированных позитронов меньше, чем у неканалированных. Когда кристаллографическая ось монокристалла параллельна импульсу пучка позитронов и проводится отбор событий, при которых произошло излучение фотона с потерянной энергией на ионизацию в диапазоне 0.29-0.36 МэВ, можно считать, что это излучение обусловлено позитронами, каналирующими на всей толщине кристалла. Как следует из показанных на рис. 5.5 данных, спектральный состав фотонов, излученных такими позитронами, существенно отличается от спектрального состава излучения позитронов с произвольными ионизационными потерями. Максимум в спектральной плотности смещен в сторону меньших энергий и равен 3.5 МэВ. Интенсивность излучения в районе максимума увеличивается, а для энергий фотонов, больших 12 МэВ, наблюдается уменьшение спектральной

плотности излучения. При энергии фотонов ~ 25 МэВ интенсивность излучений для ориентированного и разориентированного монокристаллов сравниваются. Это говорит о том, что излучение неканалированных (надбарьерных) позитронов более жесткое, чем каналированных. Как следует из работы [16], для каналированных позитронов наблюдается уменьшение интенсивности излучения фотонов с энергией больше 100 МэВ по сравнению с интенсивностью излучения позитронов в разориентированном монокристалле.

На рис. 5.6 показаны спектры излучения позитронов в ориентированном и разориентированном монокристалле, измеренные при более сильной коллимации в телесном угле $\Omega = 28 \cdot 10^{-7}$ ср (угол коллимации $\vartheta_{\text{кол}} = 8.37 \cdot 10^{-4}$ рад).

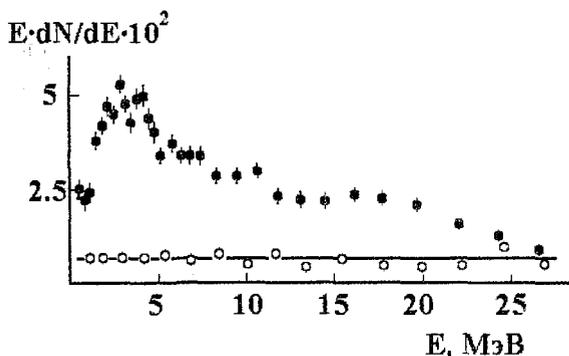


Рис. 5.6. Распределение интенсивности в спектрах излучения позитронов, $\vartheta_{\text{кол}} = 8.37 \cdot 10^{-4}$ рад; \circ - кристалл разориентирован; \bullet - кристаллографическая ось [111] параллельна импульсу пучка; сплошная кривая - расчет

Как следует из приведенных на рис. 5.6 данных, расчетная кривая (сплошная кривая) для разориентированного кристалла совпадает с экспериментальными данными как по форме, так и по величине. Максимум в спектре излучения для

ориентированного монокристалла наблюдается при энергии фотонов 3.5 МэВ, как и в случае неколлимированного излучения каналированных позитронов. В максимуме спектра для коллимированного излучения наблюдается расщепление, которое ранее наблюдалось в работе [29]. При энергии ~ 25 МэВ интенсивность излучений для ориентированного и разориентированного монокристаллов сравнивается.

Положение максимумов в спектрах коллимированного излучения каналированных вдоль кристаллографической оси [111] монокристалла кремния позитронов для трех энергий приведено в табл. 5.2. Данные из работ [35,37,39].

Таблица 5.2

Энергия в максимуме спектра излучения позитронов

E_0 , МэВ	800[37]	1050[35]	1200[39]
E_{max} , МэВ	1.8	2.5	3.48
$E_{max}/E_0^{3/2}$ -const	2.51	2.31	2.65

Из данных табл. 5.2 видно, что энергия в максимуме спектра излучения каналированных вдоль кристаллографической оси [111] монокристалла кремния позитронов пропорциональна $E_0^{3/2}$, что согласуется с теорией излучения при осевом каналировании [30].

5.3 СПЕКТРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ КАНАЛИРОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ И ПОЗИТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 10 ГЭВ

В рамках международного сотрудничества в составе коллаборации 8 научных учреждений трех стран (СССР-США-Польша) сотрудники ХФТИ приняли участие в исследовании излучения позитронов [40] и электронов [41] с энергией 10 ГэВ в монокристалле кремния.

Исследования проводили на электронно-позитронном пучке ускорителя протонов на энергию 76 ГэВ Института физики высоких энергий в г. Серпухове.

Схема эксперимента приведена на рис. 5.7.

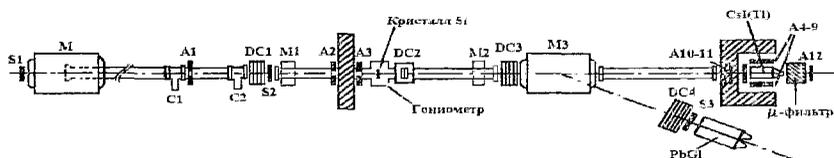


Рис. 5.7 Схема эксперимента: S1-S3 - запускающие счетчики; A1-A12 - вето-счетчики; DC1-DC4 - дрейфовые камеры; M, M1-M3 - магниты для калибровки и уменьшения фона заряженных частиц; C1-C2 - пороговые черенковские счетчики

Источники фона были подавлены в максимальной степени уменьшением излучающей среды на всем пути пучка. Небольшие отклоняющие магниты изгибали траекторию пучка заряженных частиц так, что излученные фотоны не попадали в апертуру коллиматоров. Дрейфовая камера DC2 с низким давлением (150 Торр) имела на пути пучка вещества с общей радиационной длиной $6 \cdot 10^{-4}$.

Пучок получался на внутренней мишени ускорителя ИФВЭ. Фотоны, полученные при распаде π^0 -мезонов, выходили под углом 2.5° по отношению к циркулирующему пучку протонов и падали на мишень, расположенную вне ускорителя. Измеренный вклад фоновых адронов в выведенном пучке был меньше 0.5 %. Интенсивность пучка позитронов была около 10^5 частиц на 10^{12} протонов, падающих на внутреннюю мишень.

Сцинтилляционные счетчики S1-S3 и вето-счетчики A1-A3 запускали аппаратуру. Дрейфовые камеры использовались для записи координат положения позитронов. Идентификация позитронов проводилась с помощью

черенковского счетчика из свинцового стекла. Импульс позитрона измерялся магнитным анализатором МЗ. Энергия фотона, излученного в кристалле, измерялась спектрометром фотонов на базе монокристалла CsJ(Tl). Спектрометр находился в свинцовой защите и был окружен счетчиками антисовпадений. Эти счетчики антисовпадений использовались одновременно как мюонные триггера для непрерывной калибровки спектрометра CsJ(Tl). Детектор CsJ(Tl) состоял из кристалла цилиндрической формы диаметром 150 мм и общей длиной примерно 13 радиационных единиц длины. Спектрометр калибровался на источниках ^{137}Cs , ^{60}Co и Po-Be. Разрешение спектрометра было около 3 % при энергии 1 МэВ и предположительно около 1 % при энергии 100 МэВ. Наиболее вероятные потери слабо ионизирующих мюонов также использовались для калибровки.

Монокристалл кремния представлял собой диск диаметром 22 мм и толщиной 0.5 мм. В центре кристалла было вытравлено углубление до толщины 90 мкм с диаметром 18 мм. В гониометре вокруг монокристалла было смонтировано охранный кольцо из твердотельных счетчиков. Кристалл был вырезан перпендикулярно (в пределах 2°) кристаллографической оси [111]. Кристалл был предварительно сориентирован по отражению света лазера от его полированной поверхности. Дальнейшее ориентирование проводилось при вращении кристалла в гониометре по интенсивности излучения гамма-квантов. Кристаллографическая ось [111] при измерениях составляла угол 0.5° в горизонтальной плоскости с импульсом пучка, чтобы устранить аксиальное каналирование, в то же время кристаллографическая плоскость (110) была выставлена в горизонтальной плоскости параллельно импульсу пучка.

Регистрировались все события, при которых фотон с энергией больше 5 МэВ попадал в спектрометр CsJ(Tl) при

одновременной регистрацией позитрона с энергией больше 8 ГэВ счетчиком из свинцового стекла. Для каждого события определялись: угол влета позитрона относительно кристаллографической плоскости (110), энергии фотона и вторичного позитрона.

На рис. 5.8 показана спектральная плотность излучения, нормированная на один падающий позитрон, как функция энергии фотона для позитронов, влетающих в пределах угла 20 мкрад относительно кристаллографической плоскости (110).

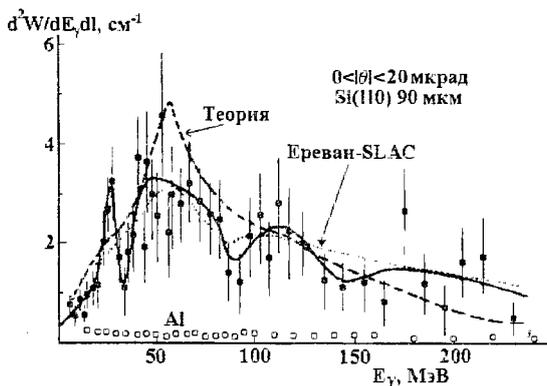


Рис. 5.8. Распределение интенсивности в спектрах излучения позитронов: ● - точки с ошибками измерений; сплошная кривая проведена по экспериментальным точкам на глаз; пунктирная кривая - теоретический расчет; ○ - спектр излучения на аморфной мишени из алюминия

Сплошная кривая на рис. 5.8 проведена по экспериментальным точкам на глаз. Критический угол каналирования в плоскости (110) для позитронов с энергией 10 ГэВ в монокристалле кремния примерно равен 65 мкрад, следовательно, все события на рис. 5.8 относятся к каналированным частицам. Нормированная на экспериментальные точки теоретическая кривая рассчитана по теории Кумахова [30]. На рисунке также приведен тормозной спектр на аморфной алюминиевой мишени.

Экспериментальные данные находятся в хорошем согласии с предсказаниями теории: интенсивность в максимуме примерно в 50 раз выше излучения в

эквивалентном аморфном веществе, излучение обладает узким максимумом по энергии, энергия в максимуме около 50 МэВ, что близко к предсказанию М.Кумахова. Использовался вариант теории с учетом недипольности излучения, что особенно важно для высоких энергий (см. [42]).

При ультрарелятивистских энергиях в спектре излучения присутствуют высшие гармоники, особенно для траекторий вблизи критического угла [42]. Это приводит к качественным различиям в спектральной плотности излучения (см. рис 5.9 и 5.10).

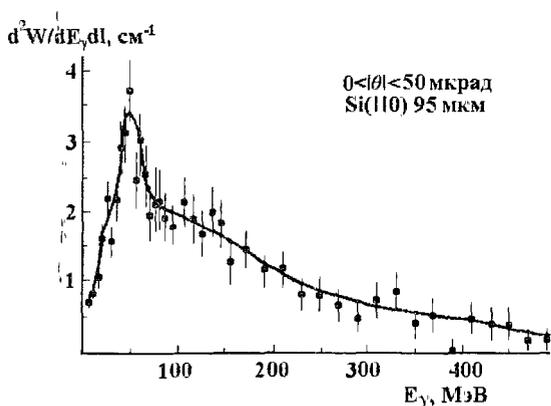


Рис. 5.9. Распределение интенсивности в спектрах излучения позитронов, падающих с углами меньше критического угла каналирования в плоскости (110)

Данные на рис. 5.9 не включают угловую область в районе критического угла каналирования, в то время как данные на рис. 5.10 - включают. Сплошные кривые на этих рисунках проведены на глаз. Хотя статистические ошибки измерений сглаживают многие детали, периодическая структура в спектре излучения находится в согласии с предсказаниями М.Кумахова [42]. Эта периодическая структура имеет другое происхождение, нежели наблюдаемая при низких энергиях и обусловленная излучением при переходах между различными

уровнями. При очень высоких энергиях, как в данном случае, плотность уровней в потенциальной яме очень высока, и наблюдать излучение при переходах между отдельными уровнями невозможно.

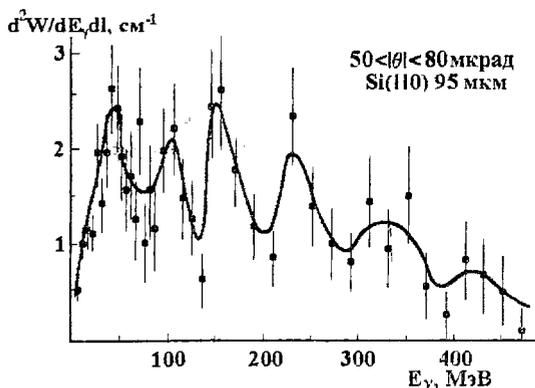


Рис. 5.10. Распределение интенсивности в спектрах излучения позитронов, падающих с углами в районе критического угла каналирования в кристаллографической плоскости (110)

Результаты по исследованию излучения электронов, каналированных вдоль оси [111] монокристалла кремния толщиной 41 мкм, приведены ниже (см. [35]). Экспериментальная установка и ее основные характеристики описаны выше в данном разделе. С помощью дрейфовых камер, входящих в состав установки, измерялись координаты электронов, прошедших через монокристалл, что позволяло определить углы входа частиц в кристалл с точностью 7 мкрад, а углы выхода - с точностью 30 мкрад. По отклонению электронов в анализирующем магните определялся их импульс после взаимодействия с монокристаллом, а идентификация осуществлялась черенковским счетчиком полного поглощения, выполненным из свинцового стекла. Импульс электрона после взаимодействия с монокристаллом измерялся в интервале 7-10 ГэВ/с.

Энергия фотонов измерялась сцинтилляционным спектрометром на основе монокристалла CsJ(Tl), окруженным свинцовой защитой и счетчиками антисовпадений. Апертура

коллиматора, расположенного перед детектором, позволяла измерять излучение в пределах ± 1 мрад. В результате минимизации вещества сцинтилляционных счетчиков и вакууммирования рабочей области установки количество вещества, дающего фоновые фотоны, было уменьшено до $5 \cdot 10^{-4}$ радиационных единиц длины.

Пучок электронов с импульсом 10 ГэВ/с, импульсным разбросом $\sim 1.3\%$, примесью адронов не более 0.5% имел угловую расходимость по вертикали и горизонтали ~ 1 мрад.

Передняя полированная грань монокристалла, перпендикулярная кристаллографической оси [111], использовалась для его предварительной юстировки по отраженному лазерному лучу. Кристаллографические оси и плоскости идентифицировались по пикам в распределении фотонов при вращении кристалла в гониметре.

При обработке данных отбирались события, удовлетворяющие требованиям идентификации электронов черенковскими счетчиками полного поглощения и сохранения суммы энергий фотона и вторичного электрона. Спектральная плотность излучения нормировалась на один падающий электрон и на единицу длины кристалла.

На рис. 5.11 показана спектральная плотность излучения электронов для событий с углами входа относительно кристаллографической оси [111] меньше 100 мкрад, на рис. 5.12 - такое же распределение для событий с углами меньше 60 мкрад (примерно половина критического угла канализирования).

На рис. 5.11 и 5.12 пунктиром показана спектральная плотность излучения из алюминиевой мишени. Как следует из данных этих рисунков, максимум спектральной плотности лежит в области энергий фотонов ~ 150 МэВ, а величина в максимуме превышает уровень тормозного излучения из аморфной мишени приблизительно в 70 раз. Фоновое

излучение, вычтенное из представленных данных, составляло $\sim 3.6\%$ от максимальной величины спектральной плотности на монокристалле кремния и $\sim 11\%$ от уровня излучения на алюминиевой мишени толщиной 950 мкм.

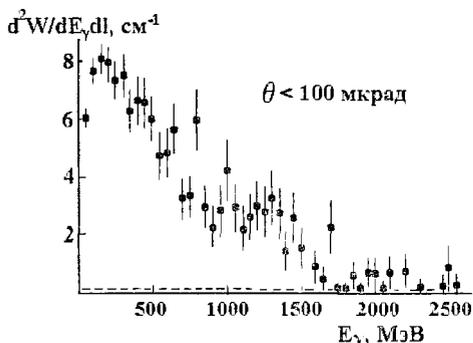


Рис. 5.11. Распределение интенсивности в спектрах излучения электронов, падающих с углами в интервале 0 - 100 мкрад относительно кристаллографической оси [111] монокристалла кремния. Пунктир - спектральная плотность излучения из алюминиевой мишени

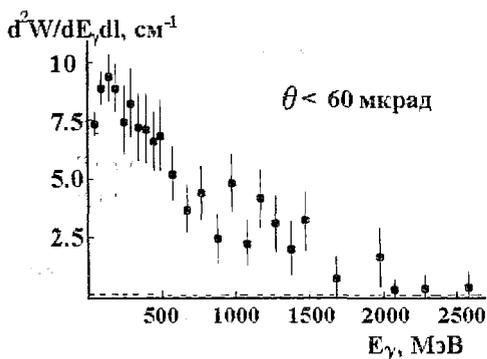


Рис. 5.12 Распределение интенсивности в спектрах излучения электронов, падающих с углами в интервале 0 - 60 мкрад относительно кристаллографической оси [111] монокристалла кремния. Пунктир - спектральная плотность излучения из алюминиевой мишени

5.4 ТОНКАЯ СТРУКТУРА СПЕКТРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ КАНАЛИРОВАННЫХ ПОЗИТРОНОВ В МОНОКРИСТАЛЛЕ АЛМАЗА

При взаимодействии заряженной частицы с периодической структурой монокристалла наряду с механизмом излучения частиц, обусловленным переходами

между уровнями поперечной энергии (так называемым "излучением при каналировании") возможно взаимодействие каналированной частицы с фоновыми колебаниями атомов решетки кристалла. Поглощение (или испускание) фононов каналированной частицей будет строго квантованным, и, в конечном счете, может проявиться в виде дополнительных максимумов в спектре излучения каналированных частиц (конверсия фононов в гамма-излучение).

На это обстоятельство впервые обратил внимание В.Болдышев [43,44]. Согласно теоретическим представлениям максимумы, обусловленные конверсией фононов, должны наблюдаться в спектрах релятивистских заряженных частиц с энергиями

$$E_{\gamma} = 2 \cdot E^2 \cdot m^{-2} \cdot (1 - 2 \cdot E \cdot \Omega_i / m) \cdot \Omega_i , \quad (5.9)$$

где Ω_i – фононные частоты в критических точках фононной плотности; E - энергия частицы; m - масса электрона.

При движении частицы вдоль плоскости (h,k,l) кристалла конвертировать в гамма-кванты вследствие взаимодействия с частицей могут фононы, имеющие квазиимпульс вдоль направления $[h,k,l]$, поэтому для наблюдения характерных частот удобны ориентации вдоль плоскостей или направлений высокой симметрии, так как эти направления содержат главные особенности фононной плотности.

Спектр фононов для монокристалла алмаза наиболее жесткий по сравнению с другими монокристаллами. Это дает возможность "вывести" конвертированные частоты в удобную для экспериментального наблюдения область энергий $E_{\gamma} > 0,2$ МэВ.

На рис. 5.13-5.15 [45,46] показаны спектры излучения позитронов с энергией 1035 МэВ, каналированных в

монокристалле алмаза толщиной 80 мкм.

Измерения выполнены на пучке позитронов линейного ускорителя ЛУЭ-2 ГэВ ХФТИ с использованием описанной выше методики (см. разд. 5.1).

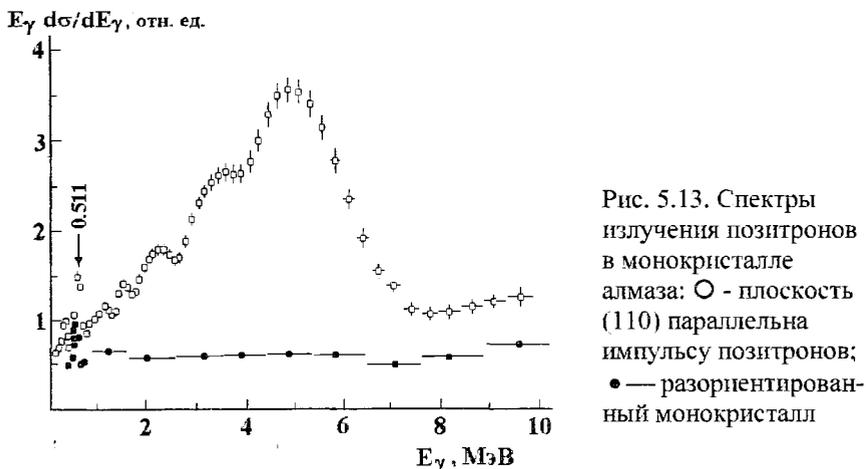


Рис. 5.13. Спектры излучения позитронов в монокристалле алмаза: \circ - плоскость (110) параллельна импульсу позитронов; \bullet — разориентированный монокристалл

Из данных рис.5.13-5.14 следует, что главный максимум в спектре излучения находится при энергии $E \approx 5$ МэВ, что соответствует излучению при каналировании, предсказанному М.А.Кумаховым [12,30].

Тонкая структура спектра, проявляющаяся при $E_\gamma < 5$ МэВ, находит объяснение в рамках модели В.Болдышева [43,44].

В спектре излучения позитронов с энергией 10 ГэВ в монокристалле кремния (см. рис. 5.8) наряду с основным пиком, обусловленным излучением при каналировании при энергии фотонов $E \approx 50$ МэВ, также наблюдается дополнительный пик при меньшей энергии фотонов $E \approx 25$ МэВ, который до сих пор не находит теоретического объяснения.

Также как и в случае кристалла алмаза, этот пик может быть

интерпретирован проявлением электромагнитной конверсии фононов.

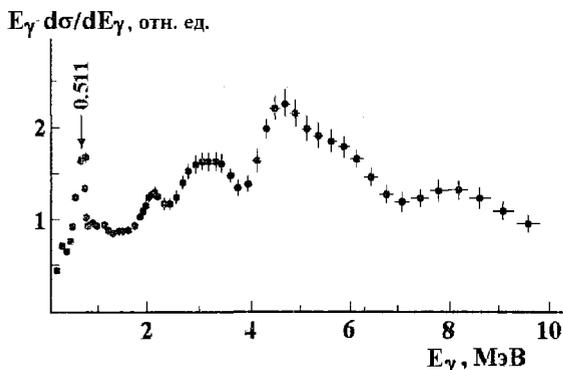


Рис. 5.14. Спектры излучения позитронов в монокристалле алмаза; • - плоскость (100) параллельна импульсу позитронов

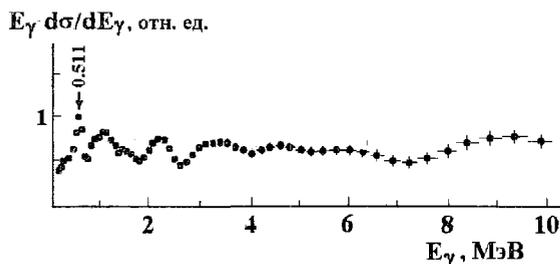


Рис. 5.15. Спектры излучения позитронов в монокристалле алмаза; • - вблизи кристаллографической плоскости (111)

Таким образом, представленные данные показывают, что прохождение электронов и позитронов вдоль кристаллографических осей и плоскостей монокристаллов сопровождается увеличением коэффициентов преобразования их энергии в энергию гамма-излучения по сравнению с аморфной мишенью эквивалентной толщины. При этом наиболее существенное возрастание спектральной плотности излучения происходит в низкоэнергетической области спектра.

Для наглядности на рис. 5.16-5.18 сопоставлены спектры излучения каналированных позитронов для различных начальных энергий позитронов и различных

механизмов генерации гамма-излучения, приведенные в работах [35],[40] и [24].

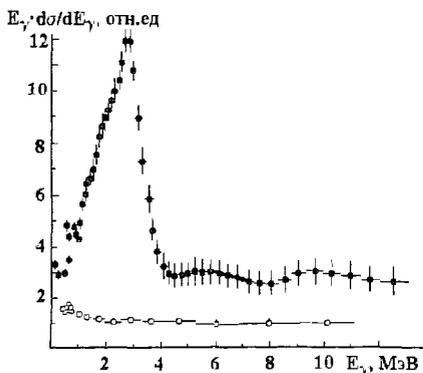


Рис. 5.16. Спектр излучения позитронов с энергией 1.05 ГэВ, каналированных в монокристалле кремния: ● — кристаллографическая плоскость (110) параллельна импульсу пучка); ○ - разориентированный монокристалл. Излучение вперед под углом $\approx 0^\circ$ по отношению к импульсу падающих позитронов

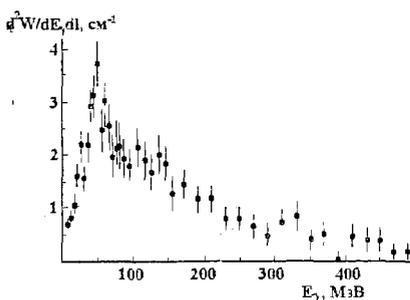


Рис. 5.17. Спектр излучения позитронов с энергией 10 ГэВ, каналированных в кристаллографической плоскости (110) в монокристалле кремния. Излучение вперед под углом $\approx 0^\circ$ по отношению к импульсу падающих позитронов

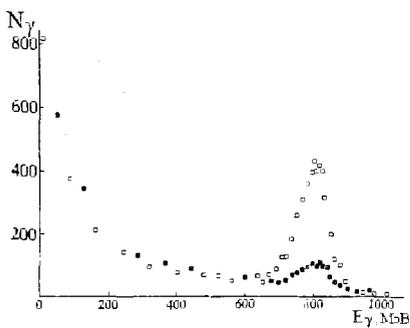


Рис. 5.18. Спектр излучения позитронов с энергией 1 ГэВ, каналированных вдоль кристаллографической оси [111] монокристалла кремния (○); ● - разориентированный монокристалл. Излучение под углом 20 мрад по отношению к импульсу падающих позитронов

Выбором знака заряда частицы и величины ее начальной энергии возможно перекрыть широкий интервал энергии гамма-излучения с повышенной спектральной плотностью [47].

Квазимонохроматичность гамма-излучения электронов и позитронов может найти применение как в исследованиях по физике высоких энергий и ядерной физике, так и в различных прикладных задачах.

6. ОБРАЗОВАНИЕ ВТОРИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ С МОНОКРИСТАЛЛАМИ

При взаимодействии ультрарелятивистских электронов и позитронов с веществом наряду с другими процессами происходят процессы неупругого столкновения с атомами вещества и рассеяния на атомных электронах. Два последних процесса детально изучены Н.Бете и Г.Мольер, см., например, [48]. В результате столкновений первичная частица изменяет энергию и импульс. В то же время часть электронов вещества приобретает энергию, которая достаточна для того, чтобы его покинуть (происходит эмиссия электронов из вещества). Это явление широко используется для регистрации тока заряженных частиц.

Эмиссии электронов из монокристалла и аморфного вещества существенно различаются. Так, в монокристалле появляется зависимость эмиссии электронов от его ориентации и знака заряда первичных частиц [49]. Исследуя выход вторичных электронов в зависимости от толщины и ориентации кристалла, можно получить некоторые сведения о кинетических процессах, связанных с движением первичных частиц в монокристалле.

В работе [50] проведено исследование выхода вторичных электронов для различных толщин и ориентаций монокристаллов кремния при движении через них ультрарелятивистских электронов и позитронов.

Исследования проведены на линейном ускорителе электронов ЛУЭ-2 ГэВ ХФТИ. Схема эксперимента показана на рис. 6.1.

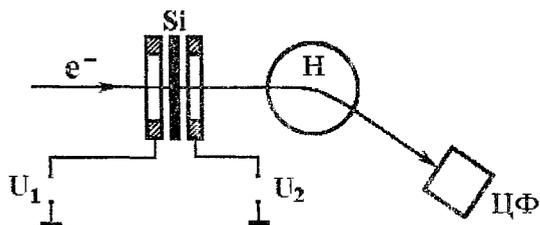


Рис. 6.1. Схема эксперимента

Пучок электронов (позитронов) с энергией 1.2 ГэВ направлялся на монокристалл кремния (эмиттер), окруженный с двух сторон коллекторами в виде колец с внутренним диаметром 14 мм. Расстояние между эмиттером и коллектором равно 5 мм. Электроны, образовавшиеся в результате упругого и неупругого взаимодействий, покидают мишень, и ее потенциал относительно нуля становится положительным. Величина унесенного заряда определялась по току компенсации потенциала монокристалла. Прошедший мишень первичный пучок электронов (позитронов) отклонялся в магнитном поле (H). Ток первичного пучка измерялся с помощью цилиндра Фарадея (ЦФ). Коллекторы использовались для создания запирающего или вытягивающего потенциала (U_1 , U_2).

Такая система из эмиттера и коллекторов устанавливалась в гониометр, который позволял поворачивать ее вокруг вертикальной и горизонтальной осей с точностью $5 \cdot 10^{-5}$ рад. Одновременно в гониометр можно установить три

такие системы. Установка их под пучок осуществлялась поворотом вокруг оси пучка на 120° .

В эксперименте использовались монокристаллы кремния толщиной 8, 30, 80, 180, 250, 460 и 920 мкм, вырезанные таким образом, что кристаллографическая ось [111] монокристаллов была перпендикулярна геометрической плоскости монокристалла. Ток эмиссии электронов существенно зависит от напряжения на коллекторах (U). Зависимость тока эмиссии от напряжения имеет два четко выраженных плато при $U > 40$ В (вытягивающий потенциал) и $U < -40$ В (запирающий потенциал). В случае вытягивающего потенциала регистрируется суммарный выход эмиссионных электронов (низкоэнергетичная и высокоэнергетичная компоненты), а в случае запирающего потенциала - только высокоэнергетичная компонента эмиссии. Разность этих величин представляет величину выхода низкоэнергетичных электронов с энергией $E \leq 100$ эВ для $U = \pm 100$ В. Так как система выполнена с раздельными коллекторами, то можно выделить вклад низкоэнергетичных электронов из первой и второй поверхностей монокристалла относительно направления падения пучка.

6.1 ВЫХОД НИЗКОЭНЕРГЕТИЧНОЙ КОМПОНЕНТЫ ЭМИССИИ

Результаты измерения выхода низкоэнергетичных электронов из монокристаллов различных толщин для электронов и позитронов, нормированные на начальный ток электронов (позитронов), приведены на рис. 6.2.

На рис. 6.2 через экспериментальные точки по методу наименьших квадратов проведены прямые. Прямая 1 характеризует выход низкоэнергетичных электронов из первой поверхности, прямая 3 - из второй поверхности.

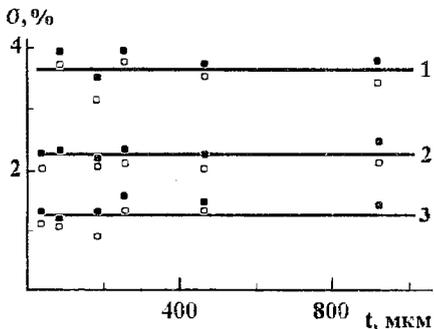


Рис. 6.2 Выход низкоэнергетичеких электронов ($E < 100$ эВ) в зависимости от толщины монокристалла кремния при прохождении электронов (•) и позитронов (◻) с энергией 1.2 ГэВ, нормированный на одну падающую частицу: 1 - выход из первой и второй поверхностей; 2 - выход из первой поверхности; 3 - из второй

Относительный вклад в суммарную эмиссию низкоэнергетичеких электронов из первой поверхности равен 64%, а из второй 36%, что хорошо согласуется с результатами из аморфной алюминиевой мишени. Сам факт различия в выходах из первой и второй поверхностей обусловлен эффектом плотности, в результате которого происходит экранирование поля частицы в веществе. Поле налетающей частицы в вакууме при влете в монокристалл через первую поверхность больше того же поля при вылете частицы из монокристалла через вторую поверхность. Поэтому из первой поверхности монокристалла (назад) низкоэнергетичекая эмиссия больше, чем из второй (вперед по направлению движения пучка). Постоянство выходов низкоэнергетичекой эмиссии начиная с 8 мкм указывает на то, что экранирование поля ультрарелятивистских частиц происходит на расстояниях, меньших 8 мкм. Величина выхода низкоэнергетичеких электронов не зависит от знака заряда первичной частицы, толщины мишени и ориентации кристалла, что подтверждает вывод, сделанный в работе [51] о том, что низкоэнергетичекие электроны образуются в основном за счет далеких столкновений и выходят с толщины $\sim 100 \text{ \AA}$.

На рис. 6.3 приведена зависимость выхода

высокоэнергетичных электронов от толщины монокристалла при начальной энергии электронов и позитронов 1.2 ГэВ для разориентированного монокристалла и ориентированного кристаллографической осью [111] параллельно импульсу пучка.

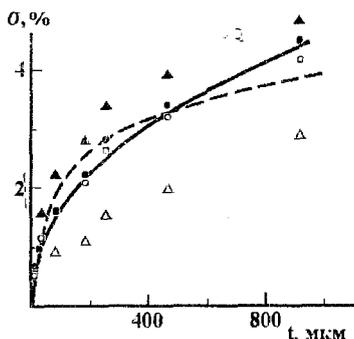


Рис. 6.3. Нормированный на одну падающую частицу выход высокоэнергетичных электронов в зависимости от толщины монокристалла кремния: \circ - позитроны и \bullet - электроны в разориентированном монокристалле; \blacktriangle - электроны и \triangle - позитроны, канализованные вдоль оси [111] монокристалла; сплошная кривая - зависимость $\sigma(t)$; штриховая - расчет методом Монте-Карло для разориентированного монокристалла

Сплошная кривая - аппроксимация экспериментальных точек для разориентированного кристалла кривой $\sigma(t) = 0.23 \cdot t^{0.43}$, где t - толщина кристалла, мкм. Штриховой кривой показан расчет методом Монте-Карло с учетом поглощения для разориентированного кристалла. В расчетах не учитывалась кристаллическая структура мишени. Аналитическая теория дает зависимость выхода высокоэнергетичных электронов от толщины в виде зависимости $\sigma \sim t^{0.5}$ [51]. Поэтому можно считать, что экспериментальные данные для разориентированного кристалла находятся в хорошем согласии с расчетными значениями, полученными с помощью аналитической теории и методом Монте-Карло.

На рис. 6.4 приведен полученный методом Монте-Карло спектр высокоэнергетичных электронов, вышедших из разориентированного кристалла толщиной 80 мкм.

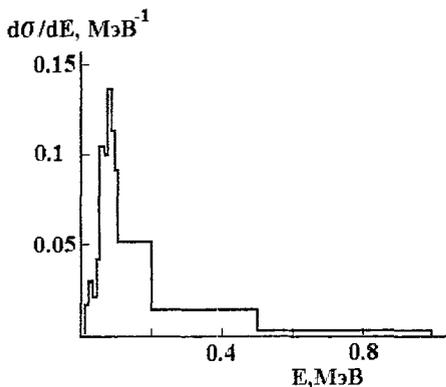


Рис. 6.4. Расчетный спектральный состав высокоэнергетических электронов, вышедших из разориентированного монокристалла кремния толщиной 80 мкм

В спектре имеется максимум в районе 50-100 кэВ. Малый выход электронов с более низкой энергией обусловлен их поглощением в мишени.

Для монокристаллов, ориентированных кристаллографической осью [111] параллельно импульсу пучка, выход высокоэнергетических электронов зависит от знака заряда начальных частиц. Для электронов выход больше, чем из разориентированного монокристалла, а для позитронов - меньше. Такая зависимость от знака заряда для ориентированного монокристалла обусловлена характером движения падающих на монокристалл частиц. Канализованные позитроны движутся вдали от ядер, а следовательно, и в области малой электронной плотности, и поэтому выход вторичных электронов уменьшается по сравнению с выходом в разориентированном монокристалле, эквивалентом аморфной мишени. Канализованные электроны движутся вблизи ядер в области большой электронной плотности. Число столкновений возрастает, и возрастает выход вторичных электронов из монокристалла (см. рис. 6.3.).

6.2 ВЫХОД ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧНОЙ КОМПОНЕНТЫ ЭМИССИИ

Измерение зависимости высокоэнергетической компоненты эмиссии от угла ориентации монокристалла относительно направления падающих частиц позволяет для каждой толщины монокристалла и заданного угла ориентации оценить число каналированных частиц, а их распределение по поперечным энергиям получить из эксперимента при сравнении экспериментальной и расчетной зависимостей. Ориентационные зависимости выхода высокоэнергетических вторичных электронов для падающих электронов совместно с расчетными данными показаны на рис. 6.5.

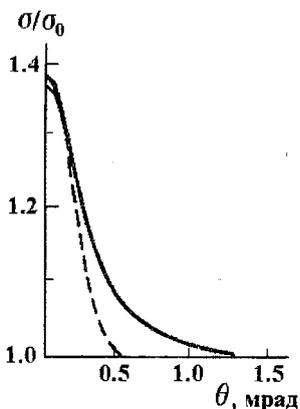


Рис. 6.5. Ориентационные зависимости (нормированные на выход из аморфной мишени) выхода вторичных высокоэнергетических электронов при прохождении электронов с энергией 1.2 ГэВ через монокристалл кремния толщиной 80 мкм. Сплошная кривая - эксперимент; штриховая - расчет

На рис. 6.5,6.6 сплошными кривыми показаны экспериментальные данные, штриховыми - расчетные. В табл. 6.1 приведены полуширины максимумов в ориентационных зависимостях для электронов и позитронов; расчетные значения полуширин для всех кристаллов одинаковы и равны 0.23 градуса. Аналогичные данные для падающих позитронов приведены на рис. 6.6.

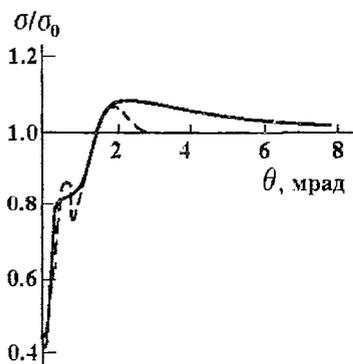


Рис. 6.6. Ориентационные зависимости (нормированные на выход из аморфной мишени) выхода вторичных высокоэнергетичных электронов при прохождении позитронов с энергией 1.2 ГэВ через монокристалл кремния толщиной 180 мкм. Сплошная кривая - эксперимент; штриховая - расчет

Таблица 6.1

Полуширины максимумов в ориентационных зависимостях

Толщина кристалла, мкм	8	30	80	180	250	460	920
Электроны	0.13	0.23	0.27	0.28	0.31	0.38	0.37
Позитроны	--	0.27	0.28	0.28	0.28	0.32	0.32

Как следует из данных табл. 6.1, ширина ориентационной кривой для электронов зависит от толщины монокристалла. С ростом толщины она увеличивается. Этот факт можно объяснить реканалированием. На большой толщине за счет многократного рассеяния часть неканализованных электронов захватывается в режим каналирования. Рост ширины ориентационной кривой для позитронов значительно меньше, что можно объяснить отсутствием заметного реканалирования на исследуемых толщинах.

Расчетные ориентационные зависимости (см. рис. 6.5 и 6.6) получены на основании работ [11,52]. Ориентационную зависимость $\sigma(\theta)$ эмиссии высокоэнергетичных электронов из

монокристалла, нормированную на выход из аморфной мишени σ_0 , можно записать в виде

$$\frac{\sigma(\theta)}{\sigma_0} = \int \frac{dE \cdot g(E, \theta)}{A(E)} \int dx \cdot dy \cdot \frac{\sigma(E, r)}{\sigma_0}, \quad (6.1)$$

где $g(E, \theta)$ - плотность вероятности распределения по поперечным энергиям для заданного угла; $A(E)$ - доступная область в координатном пространстве для заданной поперечной энергии E . Для эмиссии высокоэнергетических электронов отношение $\sigma(E, r)/\sigma_0$ равно $\rho(r)/\rho_0$, где $\rho(r)$ - плотность электронов на расстоянии r от оси цепочки; ρ_0 - средняя плотность электронов в кристалле. В приближении Й.Линдхарда [11] для электронной плотности вблизи оси цепочки монокристалла имеем:

$$\rho(r) = \begin{cases} 3\rho_0 a^2 (r_0^2 + 3a^2) / (r^2 + 3a^2)^2, E < 0 \\ \rho_0, E > 0 \end{cases}, \quad (6.2)$$

где a - постоянная экранирования; r_0 - радиус цепочки. Распределение по поперечным энергиям находится из соотношения:

$$g(E, \theta) = \int_0^{r_0} \delta(E - E_0 \theta^2 / 2 - U(r)) \frac{2r dr}{r_0^2}, \quad (6.3)$$

где E_0 - начальная энергия частицы; $U(r)$ - усредненный потенциал цепочки. При вычислении ориентационной зависимости для электронов учитывались процесс деканализирования и распределение начальных частиц по углам влета.

Канализованные позитроны движутся вдали от атомных цепочек в канале, образованном несколькими цепочками. В этом случае необходимо учитывать влияние соседних цепочек. Отношение электронных плотностей в кристалле и аморфном веществе можно записать следующим образом:

$$\frac{\rho(\mathbf{r})}{\rho_0} = c \cdot \sum_i [(\vec{r} - \vec{r}_i)^2 + 3a^2]^{-2}, \quad (6.4)$$

где сумма берется по всем близко расположенным цепочкам,

\mathbf{r} - радиус-вектор i -й цепочки,

$$c = 6a^2 r_0^2 / \sum_i \left[\frac{r_0^2 - r_i^2 - 3a^2}{[r_0^4 + 2r_0^2(3a^2 - r_i^2) + (3a^2 + r_i^2)]^{1/2}} + 1 \right], \quad (6.5)$$

В случае одной цепочки выражение $\rho(\mathbf{r})/\rho_0$ для электронов и позитронов одинаково.

При расчете ориентационной зависимости выхода высокоэнергетичных вторичных электронов для позитронов потенциал плоскости берем в виде суммы двух рядом лежащих плоскостей. Тогда

$$\rho(y)/\rho_0 = (3/2)a^2(d^2 + 3a^2)^{1/2} \{ (y^2 + 3a^2)^{-1/2} + [(d-y)^2 + 3a^2]^{-3/2} \}, \quad (6.6)$$

где d - расстояние между плоскостями. Начальное распределение по поперечным энергиям для частиц, влетающих под углом θ к плоскости, определяется выражением:

$$g(E, \theta) = \int_0^d \delta[E - E_0 \theta^2 / 2 - U(y)] \cdot dy / d, \quad (6.7)$$

где $U(y)$ - усредненный потенциал плоскости.

В расчетах деканалирование позитронов не учитывалось, а по начальной расходимости позитронного пучка проводилось усреднение.

Результаты расчетов по вышеприведенным формулам показаны штриховой линией на рис. 6.5 для электронов и на рис. 6.6 для позитронов для разных толщин монокристаллов. Для позитронов учитывалось как влияние осевого каналирования, так и плоскостного (см. рис. 6.6). Расчет для углов меньших 1 мрад проведен с учетом осевого каналирования, для углов больших 1 мрад - с учетом плоскостного каналирования.

Сравнение экспериментальных и теоретических результатов для электронов на других толщинах монокристаллов показало, что при малых толщинах расчетные значения в максимуме выше экспериментальных (для 8 мкм - в 1.6 раза), а на больших толщинах расчетные значения ниже экспериментальных (для 920 мкм - в 1.5 раза). Такое расхождение, возможно, обусловлено тем, что на малых толщинах еще не установилось статистическое равновесие, а на больших толщинах заметную роль играет процесс реканалирования. Для позитронов расчетная кривая хорошо описывает экспериментальные результаты, за исключением области больших углов ориентации $\theta > 2$ мрад. Возможно, это различие объясняется деканалированием позитронов, которое в расчетах для позитронов не учитывалось.

6.3 ДЛИНА ДЕКАНАЛИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ И ПОЗИТРОНОВ

На рис. 6.7 и 6.8 показана разность выходов высокоэнергетических вторичных электронов из ориентированного и разориентированного монокристаллов для оси [111] и плоскости (110) в зависимости от толщины для падающих электронов и позитронов.

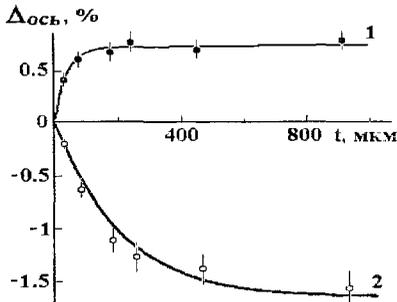


Рис. 6.7. Зависимость разности выходов высокоэнергетических вторичных электронов из ориентированного осью [111] вдоль оси пучка и разориентированного монокристаллов от толщины, нормированная на одну падающую частицу: \circ - позитроны и \bullet - электроны; кривые 1 и 2 - аппроксимация экспериментальных точек функцией $\Delta(t)$, см. формулу (6.9)

Разность выходов для первичных электронов экспоненциально нарастает при увеличении толщины кристалла до 100 мкм. Для позитронов эта величина экспоненциально уменьшается.

Предположим, что зависимость числа каналированных частиц от толщины имеет вид:

$$a(t) = a_0 \cdot \exp(-t/\lambda), \quad (6.8)$$

где a_0 - число частиц, захваченных в канал; λ - длина деканалирования. Тогда зависимость разности выхода от толщины можно записать как

$$\Delta = \Delta_0 \cdot (1 - e^{-t/\lambda}), \quad (6.9)$$

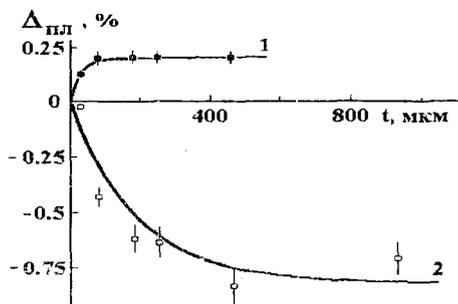


Рис. 6.8. То же, что и на рис. 6.7, только для плоскости (110)

Аппроксимация экспериментальных точек по методу наименьших квадратов зависимостью (6.9) показана на рис. 6.7 и 6.8 сплошными кривыми. Длины деканализации для электронов с энергией 1.2 ГэВ в осевом канале [111] и в плоскостном канале (110) равны соответственно (39 ± 5) и (29 ± 5) мкм, что хорошо согласуется с теоретическими расчетами для оси [111] - 34 мкм [53] и плоскости (110) - 30 мкм [42].

Разность эмиссионных выходов для ориентированного и разориентированного монокристаллов возникает на толщинах, где есть каналированные частицы, т.е. до 100 мкм при каналировании электронов (см. кривую 1 на рис. 6.7 и 6.8). С ростом толщины кристалла эта разность должна убывать за счет поглощения. Однако эта разность не убывает вплоть до 920 мкм (см. рис 6.6 и 6.7). Поэтому можно сделать вывод о том, что на больших толщинах наряду с процессом деканализации электронов происходит и процесс реканализации (захват неканализованных частиц в режим каналирования для осевого и плоскостного случаев). В нашем случае уменьшение выхода высокоэнергетических вторичных электронов за счет поглощения компенсируется выходом высокоэнергетических вторичных электронов от реканализованных первичных частиц. Для позитронов процесс

реканалирования для исследуемых толщин пренебрежимо мал.

Таким образом, приведенные данные об исследовании процессов деканалирования и ориентационных выходов высокоэнергетичной компоненты вторичной электронной эмиссии, вызванной ультрарелятивистскими электронами и позитронами в монокристаллах, свидетельствуют о том, что теория деканалирования позволяет хорошо описать некоторые кинетические параметры, характеризующие движение пучка ультрарелятивистских частиц через монокристаллы. Хорошо согласуются расчетные и измеренные значения длин деканалирования. Предположение об экспоненциальном характере убывания числа каналированных частиц, использованное в расчетах, позволило, в общем, хорошо количественно описать ориентационные зависимости. Экспериментальные данные свидетельствуют о наличии реканалирования для электронов. Особенно ясно этот процесс наблюдается на толстых монокристаллах.

7. ИОНИЗАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ В МОНОКРИСТАЛЛАХ

В случае использования монокристалла в качестве мишени источника излучения наряду с радиационными потерями энергии важную роль будут играть и ионизационные потери энергии, которые приводят к нагреву мишени. Следовательно, необходимо знать поведение ионизационных потерь энергии электронов в зависимости от ориентации монокристалла. Исследования ионизационных потерь, выполненные на разориентированном монокристалле кремния, показали хорошее согласие экспериментальных результатов с теоретическими для средних энергий электронов.

7.1 МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ИЗМЕРЕНИЙ

Экспериментальные исследования проведены на пучке электронов линейного ускорителя ЛУЭ-2 ГэВ ХФТИ, см. [20]. Схема эксперимента показана на рис. 7.1.

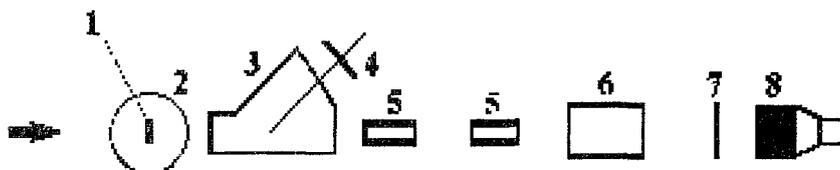


Рис.7.1 Схема эксперимента: 1 - монокристалл; 2 - гониометр; 3 -отклоняющий магнит; 4,7 - счетчики; 5 - коллиматоры; 6 - очищающий магнит; 8 - спектрометр полного поглощения

Пучок электронов с энергией 1.2 ГэВ, энергетическим разбросом 0.2%, размером \varnothing 2.5 мм, расходимостью 10^{-4} рад направлялся на монокристалл кремния 1 толщиной 0.16 см, помещенный в гониометрическую систему 2 таким образом, что кристаллографическая ось [111] монокристалла была параллельна импульсу пучка. Монокристалл кремния использовался как полупроводниковый детектор. Электроны после прохождения монокристалла регистрировались спектрометром полного поглощения 8 или поворачивались с помощью магнита 3 и регистрировались сцинтилляционным счетчиком 4. Фотонный пучок формировался коллиматорами 5, очищался от заряженной компоненты (очищающий магнит 6 при прохождении электронов убирался с пучка) и регистрировался спектрометром полного поглощения 8 или сцинтилляционным счетчиком 7, который использовался для ориентации монокристалла. Частота регистрации электронов полупроводниковым детектором не превышала 10 Гц при частоте токовых импульсов ускорителя 50 Гц.

Сигнал с полупроводникового детектора усиливался и подавался на вход амплитудного анализатора АИ-4096, который управлялся сигналом от сцинтилляционного счетчика электронов 4 или от спектрометра полного поглощения 8. Спектр излучения записывался с помощью амплитудного анализатора АИ-1024 с управлением от полупроводникового детектора 1 или от счетчика электронов 4.

Спектрометр полного поглощения, изготовленный на базе кристалла CsJ(Tl) диаметром 150 мм и длиной 275 мм, использовался для измерения энергии электронов и фотонов. Калибровка спектрометра выполнена на электронах в интервале энергий 100-1200 МэВ и монохроматических фотонах с энергией 10.7 МэВ. Разрешение спектрометра (ширина на полувысоте) равно 6 % при энергии электронов 1200 МэВ.

Полупроводниковый детектор изготовлен из монокристалла кремния р-типа с удельным сопротивлением ~ 100 кОм·см и имел рабочую поверхность \varnothing 12 мм.

Энергетическое разрешение (ширина на полувысоте) детектора по альфа-частицам с энергией 5.16 МэВ (^{239}Pu) составляло 80 кэВ. Энергетическая калибровка детектора в рабочей области была выполнена с помощью гамма-источников ^{60}Co , ^{137}Cs и ^{22}Na по комптоновскому краю спектра. Точность определения энергии в рабочем диапазоне была ± 10 кэВ. Контроль работы детектора на пучке электронов проводился с помощью альфа-источника ^{241}Am , который имел площадь ~ 1 мм², интенсивность ~ 100 част./с и находился на детекторе.

Ориентирование монокристалла было выполнено с помощью гониометрической системы по излучению электронов в монокристалле. Гониометрическая система позволяет поворачивать монокристалл вокруг двух взаимно перпендикулярных направлений и вокруг оси пучка. Точность отсчета угла поворота $5 \cdot 10^{-5}$ рад вокруг вертикальной и

горизонтальной осей вращения и $1 \cdot 10^{-3}$ рад вокруг оси пучка. Фотоны регистрировались счетчиком 7. Для увеличения эффективности регистрации фотонов перед счетчиком ставился свинцовый конвертор толщиной 1 мм. Усиленный сигнал со счетчика подавался на вход "Y" двухкоординатного самопишущего потенциометра. На вход "X" подавался сигнал, пропорциональный углу поворота монокристалла. При измерении спектральных характеристик излучения счетчик 7 с пучка убирался.

7.2 ИОНИЗАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ

Спектр ионизационных потерь энергии электронов с энергией 1.2 ГэВ в разориентированном монокристалле показан на рис. 7.2.

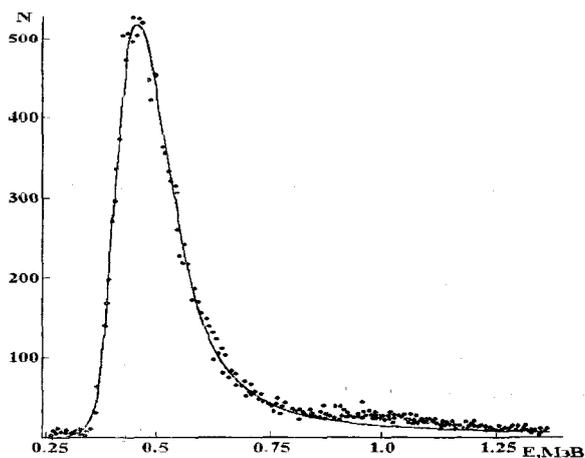


Рис. 7.2. Спектр ионизационных потерь энергии электронов в монокристалле кремния. Точки - эксперимент; кривая - расчет с учетом энергетического разрешения

На рис. 7.2 по оси ординат отложено число частиц N в интервале ΔE , определяемом шириной канала анализатора и равном 5.137 кэВ; по оси абсцисс - энергия потерь E .

Сплошной кривой на рисунке показано расчетное распределение потерь энергии с учетом энергетического разрешения детектора.

Функция распределения потерь энергии получена Л.Ландау [54] и имеет вид:

$$f(\lambda) = \frac{1}{\pi A x} \int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{\pi}{2} y\right) \cdot \cos(y \ln y + \lambda y) dy, \quad (7.1)$$

где

$$\lambda = [E - A \cdot x \cdot (\ln(2 \cdot A \cdot x \cdot m \cdot c^2 / p^2) + 2 \ln(E_0 / m \cdot c^2) - 0.577 - \delta)] / (A \cdot x), \quad (7.2)$$

Здесь $A = 0.178$ МэВ/см; x - толщина мишени, см; $p = 169 \cdot 10^{-6}$ МэВ - средний потенциал ионизации; E_0 - начальная энергия электрона; E - потери энергии; $\delta = 2 \ln(E_0 / m c^2) + C$ - поправка на поляризацию среды; $m c^2 = 0.511$ МэВ; $C = -2 \ln(p / h \omega_p) - 1$; h - постоянная Планка; ω_p - плазменная частота. Для кремния $h \omega_p = 31.05 \cdot 10^{-6}$ МэВ, $C = -4.39$. Наиболее вероятная потеря энергии определяется как энергия, при которой функция $f(\lambda)$ максимальна. Так как функция имеет максимум при $\lambda = -0.222$, то наиболее вероятную энергию потерь можно определить из выражения

$$E_{\text{вер}} = A \cdot x \cdot [\ln(2 \cdot A \cdot x \cdot m \cdot c^2 / p^2) - 0.799 - C], \quad (7.3)$$

Расчетное значение $E_{\text{вер}} = 0.497$ МэВ, что несколько больше, чем наиболее вероятная потеря энергии, измеренная в эксперименте, $E_{\text{вер}} = 0.462 \pm 0.01$ МэВ. Поэтому расчетная кривая смещена в сторону меньших энергий так, чтобы положение максимума совпало с экспериментальной кривой. Форма кривой хорошо согласуется с экспериментальной. Некоторое отличие в области потерь энергии $E \sim 1$ МэВ обусловлено наложением импульсов в детекторе. Средняя

потеря энергии электронов, вычисленная для измеренного интервала энергий, равна (0.56 ± 0.02) МэВ и меньше расчетной величины 0.59 МэВ для этого же интервала.

Измерения спектра ионизационных потерь в монокристалле кремния, ориентированном кристаллографической осью [111] параллельно импульсу пучка электронов, с точностью до ошибок измерения повторило кривую на рис. 7.2 для разориентированного монокристалла. Таким образом, влияние каналирования части пучка электронов на спектр ионизационных потерь энергии в наших условиях не обнаружено. Следует отметить, что используемый кристалл достаточно толстый (0.16 см), что не может не сказаться на уменьшении разницы для ориентированного и разориентированного монокристалла.

7.3 ИОНИЗАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ ПОЗИТРОНОВ

Методика проведения эксперимента, экспериментальное оборудование при измерении спектра ионизационных потерь позитронов в монокристалле кремния такие же, как и при измерении спектра ионизационных потерь электронов (см. разд. 7.1 и [39]).

Позитронный пучок получался конвертированием основного электронного пучка с энергией ~ 250 МэВ и затем ускорялся до энергии 1.2 ГэВ. Размер пучка на мишени $\varnothing 3.5$ мм, расходимость $\sim 10^{-4}$ рад и энергетический разброс 0.2%.

Спектры ионизационных потерь энергии позитронов в ориентированном и разориентированном монокристалле показаны на рис. 7.3

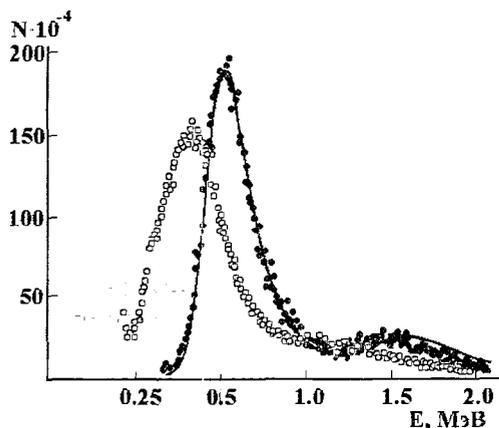


Рис.7.3. Спектр ионизационных потерь энергии позитронов в монокристалле кремния: ● - разориентированный кристалл; ○ - кристалл ориентирован кристаллографической осью [111] параллельно импульсу пучка; кривая - расчет

На рисунке по оси ординат отложено число частиц в интервале энергий, определяемом шириной канала анализатора и равном 4.8 кэВ, нормированное на число частиц, по оси абсцисс - энергия ионизационных потерь. Сплошной кривой на рис. 7.3 показано расчетное распределение потерь энергии, полученное из распределения Ландау [54], с учетом энергетического разрешения детектора, которое в данном случае равно 55 кэВ, и наложений импульсов в детекторе. Увеличение числа частиц в области энергий, больших 1 МэВ, обусловлено наложением импульсов от позитронов, временной интервал между которыми < 1 мкс. Расчетная и экспериментальная кривые нормированы в максимуме спектра. Для разориентированного кристалла расчетная форма кривой хорошо согласуется с экспериментальной.

Для позитронов, движущихся вдоль кристаллографической оси [111] монокристалла, максимум распределения смещается в область меньших энергий. Наиболее вероятные потери энергии уменьшаются по сравнению с потерями в разориентированном монокристалле примерно на 20 % и равны 0.42 МэВ. В разориентированном монокристалле наиболее вероятные потери энергии равны

0.514 МэВ. Увеличение ширины распределения для ориентированного кристалла обусловлено деканализированием позитронов в процессе их движения через монокристалл.

Таким образом, ионизационные потери энергии позитронов в толстом монокристалле в отличие от электронов зависят от ориентации монокристалла.

8. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ В МОНОКРИСТАЛЛАХ

Перераспределение потока ультрарелятивистских электронов по прицельным параметрам при прохождении вдоль кристаллографической оси монокристалла, приводит к увеличению вероятности нахождения падающих частиц вблизи атомных ядер. Возникает явление каналирования части пучка. А это, в свою очередь, приводит к зависимости выхода электроядерных реакций от ориентации монокристаллической мишени.

Качественное указание на существование зависимости выхода реакции деления ядер вольфрама от ориентации монокристалла содержится в работе [55]. Более детальное исследование выхода реакции $^{30}\text{Si}(e, e'p)^{29}\text{Al}$ в монокристалле кремния в зависимости от его ориентации по отношению к импульсу пучка проведено в работе [56].

8.1 МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ИЗМЕРЕНИЙ

Экспериментальные исследования проведены на пучке электронов линейного ускорителя ЛУЭ-2 ГэВ ХФТИ. Начальная энергия электронов 1.2 ГэВ. Размер пучка на мишени \varnothing 4 мм, расходимость не превышала $2 \cdot 10^{-4}$ рад. Средний ток электронов был равен $5 \cdot 10^{-7}$ А. В исследованиях использовались монокристаллы кремния толщиной 30 и 400

мкм. Критический угол осевого каналирования в данном случае равен $5 \cdot 10^{-4}$ рад. Применялась активационная методика. Кремний выбран как удобный объект исследования в реакции $^{30}\text{Si} \rightarrow ^{29}\text{Al}$, поскольку ядро ^{29}Al является радиоактивным и может быть надежно идентифицировано по гамма-линии 1.28 МэВ и периоду полураспада 6.6 мин.

Процедура проведения эксперимента заключалась в следующем. Монокристаллы кремния помещались в гониометр, с помощью которого проводилась ориентация монокристаллов. Облучение проводилось в двух положениях: ориентированный монокристалл (кристаллографическая ось [111] монокристалла параллельна импульсу пучка) и разориентированный (угол разориентации 2° по отношению к кристаллографической оси [111] при отсутствии плоскостного каналирования). Ориентирование монокристалла производилось при токе ускорителя в 1000 раз меньшем рабочего тока, при котором проводилось облучение. Продолжительность облучения 10 мин. В этих условиях, а также учитывая, что период полураспада ^{29}Al - 6.6 мин, соотношения величин активностей, наведенных в кристалле во время ориентации и рабочей экспозиции, будет в основном определяться соотношением токов при этих операциях. После облучения образцы извлекались из гониометра и проводилось измерение наведенной в них активности гамма-спектрометром на основе Ge(Li)-детектора. Спектральный состав наведенной активности измерялся амплитудным анализатором АИ-1024.

8.2 ОРИЕНТАЦИОННЫЙ ЭФФЕКТ В ЭЛЕКТРОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ

Результаты измерений выходов электроядерных реакций приведены в табл. 8.1

Таблица 8.1
Результаты измерений

t, мкм	Ориентация	Общий выход, отн. ед.	Вклад гамма-квантов	Выход эл. пр., отн. ед.	Отношение выходов (ор./разор.)
1	2	3	4	5	6
30	Ось [111]	64.6±11	2.4±0.14	63.0±11	1.70±0.31
	Разор.	37.3±1.5	0.39±0.02	37.1±1.5	
400	Ось [111]	63.1±1.3	33.7±3.2	41.9±3.4	1.19±0.14
	Разор.	37.1±2.7	5.3±0.14	35.1±2.8	

В столбце 1 таблицы 8.1 указана толщина монокристалла t , в столбце 2 его ориентация (ориентированный или разориентированный), в столбце 3 приведены значения выходов реакции $^{30}\text{Si} \rightarrow ^{29}\text{Al}$ в относительных единицах, нормированные на ток электронов и толщину мишени. Ошибки включают статистическую ошибку при измерении активности образцов и повторяемость результатов двух опытов. При облучении мишени электронами электроядерные реакции неизбежно сопровождаются фотоядерными реакциями из-за фотонов, образующихся в облучаемом образце. Приведенные в столбце данные представляют собой суммарный эффект, вызванный электронами и фотонами. Необходимо разделить вклад этих процессов. Считая разориентированный монокристалл эквивалентным аморфной мишени, фотонную часть выхода можно определить, привлекая данные об отношениях сечений фото- к электроядерным реакциям $^{30}\text{Si}(\gamma, p)^{29}\text{Al}$ и $^{30}\text{Si}(e, e'p)^{29}\text{Al}$, полученные ранее на аморфной мишени [57]. При осевой ориентации монокристалла интенсивность тормозного излучения в области низких энергий значительно возрастает, см. разд. 5. В наших исследованиях по методу, предложенному в работе [58], опытным путем установлено, что выход реакции $^{30}\text{Si}(\gamma, p)^{29}\text{Al}$ при ориентированном кристалле в (10 ± 0.6) раз

больше по сравнению с разориентированным для обеих толщин исследуемых монокристаллов. Используя этот результат, был определен вклад фотонов в общий выход ^{29}Al . Численные значения (в процентах) приведены в столбце 4 табл. 8.1.

В столбцах 5 и 6 соответственно показаны выходы электроядерных реакций в относительных единицах и отношение этих величин для различных ориентаций монокристаллов.

Данные в столбце 6 собственно и отражают ориентационный эффект в электроядерных реакциях на монокристаллах, являясь основным результатом настоящих исследований. Такие данные получены впервые. Применение в данном случае активационной методики позволяет четко и надежно выделить канал реакции, а также прямым образом учесть вклад фотонов, что затруднительно при использовании для таких целей других методик.

Из результатов исследований следует, что в ориентированном монокристалле часть электронов, двигаясь вдоль кристаллографической оси, захватывается в режим каналирования, при котором вероятность столкновения с ядрами возрастает, а значит, возрастает выход электроядерных реакций, что и было обнаружено.

8.3 СПЕКТРЫ НЕЙТРОНОВ, ОБРАЗУЕМЫЕ В АМОРФНОЙ МИШЕНИ, ИЗЛУЧЕНИЕМ КАНАЛИРОВАННЫХ ЧАСТИЦ В МОНОКРИСТАЛЛЕ

Обнаруженное возрастание выходов электроядерных реакций в монокристаллах (см. разд. 8.2) позволяет нам предположить, что отличие формы спектрального распределения фотонов, излученных в ориентированном монокристалле от формы спектрального распределения,

фотонов из разориентированного монокристалла (эквивалент аморфной мишени) может привести к разному спектральному составу фотонейтронов, образуемых фотонами в аморфной мишени. Экспериментальные результаты приведены в работе [59].

Схема эксперимента показана на рис. 8.1.

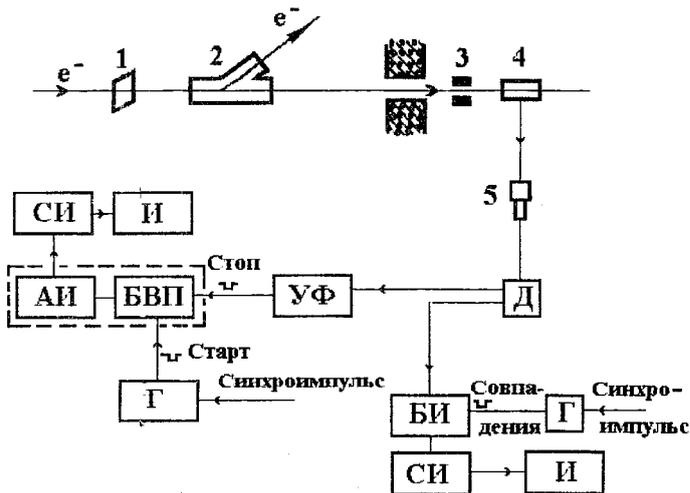


Рис. 8.1. Блок-схема экспериментальной установки: 1 - монокристалл кремния в гониометре; 2 - магнит; 3 - коллиматор; 4 - свинцовая мишень; 5 - сцинтилляционный счетчик; СИ - счетчик импульсов; И - интенсивметр; АИ - анализатор импульсов; БВП - блок временных преобразований; УФ - усилитель-формирователь; Д - дискриминатор; Г - генератор; БИ - блок измерений

Пучок электронов с энергией 1.2 ГэВ и длительностью посылки 250 нс проходил через монокристалл кремния толщиной 300 мкм, расположенный в гониометре, и отклонялся магнитом 2.

Фотоны из монокристалла через коллиматор 3 диаметром 12 мм (угол коллимации $\pm 4 \cdot 10^{-4}$ рад) попадали в

свинцовые аморфные мишени 4 различных толщин. Нейтроны, вылетающие под углом 90° к направлению импульса фотонов, регистрировались сцинтилляционным счетчиком 5, расположенным на расстоянии 10 м от свинцовых мишеней.

Энергетическая зависимость эффективности регистрации счетчиком нейтронов приведена на рис. 8.2.

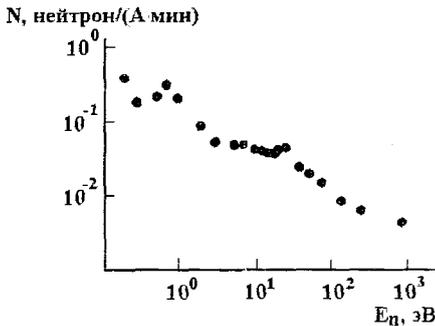


Рис.8.2. Энергетическая зависимость эффективности регистрации счетчиком нейтронов

Определена она следующим образом. Спектр нейтронов, регистрируемый счетчиком, имеет вид:

$$I_1(E_n) = \mu(E_n) \cdot I_0(E_n), \quad (8.1)$$

где $I_0(E_n)$ - спектр нейтронов, вылетающих из свинцовой мишени; $\mu(E_n)$ - эффективность регистрации счетчиком нейтронов различных энергий.

Спектр нейтронов, регистрируемый счетчиком с индиевым поглотителем, следующий:

$$I_2(E_n) = \mu(E_n) \cdot I_0(E_n) \cdot e^{-\Sigma} + I_0(E_n) \cdot (1 - e^{-\Sigma}) \cdot K_\gamma, \quad (8.2)$$

где Σ - макроскопическое сечение взаимодействия нейтронов с индием; K_γ - коэффициент (эффективность) регистрации

гамма-квантов, вылетающих из индия.

Из (8.1) и (8.2) следует:

$$\mu(E_n) = \frac{I_1(E_n) \cdot [1 - e^{-\Sigma}] \cdot K_\gamma}{I_2(E_n) - I_1(E_n) \cdot e^{-\Sigma}} \quad (8.3)$$

Энергия нейтронов определялась по времени пролета. Сигналы со сцинтилляционного счетчика подавались через дискриминатор и усилитель-формирователь на блок временного преобразования анализатора импульсов АИ-4096 (импульс "стоп"). С целью отсечки фотонного фона стартовый импульс приходил на анализатор с задержкой на 1 мкс относительно начала импульса пучка электронов длительностью 250-300 нс. Для определения числа просчетов регистрировалось как число импульсов, зарегистрированных анализатором, так и полное число пришедших импульсов. Ток пучка выбирался таким, что число просчетов не превышало 6%. Спектры нейтронов записывались в 250 каналах с шириной канала 2 мкс. Энергия нейтронов (МэВ) определялась по формуле:

$$E_n = 5.2 \cdot 10^3 \cdot (L/\tau)^2, \quad (8.4)$$

где L - расстояние от оси свинцовой мишени до центра счетчика; м, τ - время пролета, нс.

В работе измерены спектры нейтронов в интервале энергий 2 эВ - 10 кэВ, рожденные в свинцовых мишенях различных толщин t (в радиационных единицах длины - р.е.д.) диаметром 35 мм. Спектры приведены на рис. 8.3 и 8.4.

На рисунках дана зависимость числа зарегистрированных нейтронов от их энергии. Шкала по энергии показана в верхней части рисунка, в нижней части рисунка приведены каналы анализатора.

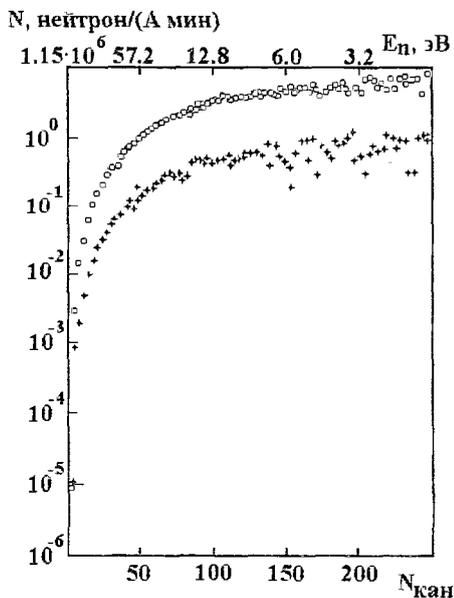


Рис.8.3. Спектры нейтронов из свинцовой мишени, на которую падают фотоны из ориентированного (o) и разориентированного (+) монокристалла кремния, $t = 2$ р.е.д.

Спектры нормированы на ток (А) и время измерения (мин). Как следует из данных рис. 8.3 и 8.4 в измеренных спектрах преобладают нейтроны с энергией $E_n = 10-100$ эВ.

Выход нейтронов в ориентированном монокристалле кремния (импульс падающих частиц параллелен кристаллографической оси [111] монокристалла) больше, чем в разориентированном монокристалле (угол между импульсом электронов равен 2°). При $t = 2$ р.е.д. в указанной области энергий количество регистрируемых нейтронов для ориентированного монокристалла возрастает в 8.8 раз, а при $t = 20$ р.е.д. - в 2.4 раза по сравнению с разориентированным монокристаллом.

Этот результат можно объяснить формой спектра фотонов, падающих на свинцовую мишень.

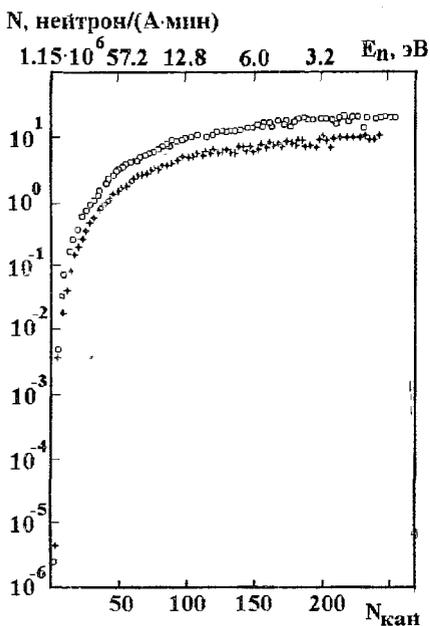


Рис.8.4. Спектры нейтронов из свинцовой мишени, на которую падают фотоны из ориентированного (o) и разориентированного (+) монокристалла кремния, $t = 20$ р.е.д.

Рассмотрим образование нейтронов в тонкой мишени. Выход нейтронов из свинцовой мишени в результате фотоядерных реакций запишем в виде

$$N_n = \int_{E_n}^{E_0} N_\gamma(\omega) \cdot \sigma(\omega) \cdot d\omega, \quad (8.5)$$

Здесь E_n - порог фотонейтронной реакции; E_0 - максимальная энергия фотонов в спектре; $N_\gamma(\omega)$ - спектральная плотность фотонов; $\sigma(\omega)$ - сечение реакции (γ, n).

В случае ориентированного и разориентированного монокристаллов [60]

$$N_{\gamma}^{\text{оп}}(\omega) \approx \begin{cases} 400 \cdot c / \omega^2, & E_{\text{п}} < \omega < 200 \text{ МэВ} \\ 2c / E, & \omega > 200 \text{ МэВ} \end{cases} \quad (8.6)$$

$$N_{\gamma}^{\text{раз}}(\omega) \approx c / E, \quad \omega > E_{\text{п}}, \quad (8.7)$$

где $c = 4t\alpha/3$, $\alpha \approx 0.2$ - доля фотонов, проходящих в коллиматор в наших условиях.

Сечение фотонейтронных реакций представим в виде

$$\sigma(\omega) = \begin{cases} \sigma_m \cdot \exp[-(\omega - \omega_m)^2 / \Gamma^2], & \omega < 20 \text{ МэВ} \\ \sigma_0 \cdot \omega, & \omega > 20 \text{ МэВ} \end{cases} \quad (8.8)$$

Здесь $\sigma_m \approx 0.8$ б; $\omega_m \approx 13.7$ МэВ; $\Gamma \approx 3.5$ МэВ; $\sigma_0 \approx 1.3 \cdot 10^{-3}$ б.

Рассчитывая $N_{\text{п}}$ по формуле (8.5), получаем отношение выходов из тонких мишеней на фотонах

$$N_{\text{п}}^{\text{оп}} / N_{\text{п}}^{\text{раз}} \approx 8.25. \quad (8.9)$$

Экспериментально измеренное это отношение для свинцовой мишени с $t = 2$ р.е.д. равно 8.8, что хорошо совпадает с расчетом. Для мишени с $t = 20$ р.е.д. число нейтронов приблизительно пропорционально потоку тормозного излучения, который в случае ориентированного монокристалла примерно в 2.7 раз выше [18], что также согласуется с расчетом.

Форма спектра нейтронов, рожденных в свинцовой мишени с $t = 20$ р.е.д., не зависит от ориентации монокристалла, а с $t = 2$ р.е.д. - зависит (см. рис. 8.5).

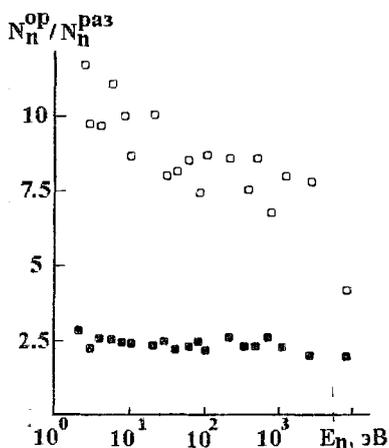


Рис.8.5. Зависимость $N_n^{op}/N_n^{раз}$ от E_n : \circ - $t = 2$ р.е.д.; \bullet - $t = 20$ р.е.д.

Наибольшее отличие наблюдается в низкоэнергетической области. Это можно объяснить тем, что различие в спектрах фотонов максимально сказывается на спектре нейтронов при малых t . При этом спектры фотонов не успели трансформироваться заметным образом и стать подобными. В случае ориентированного монокристалла спектр фотонов имеет большой максимум, обусловленный излучением каналированных частиц, см. разд.3 и 5. При больших толщинах вследствие развития каскадных процессов различие в спектрах исчезает. Спектры становятся подобными по форме и различаются только по интенсивности.

Таким образом, показано, что использование монокристаллической мишени в качестве генератора гамма-квантов для образования нейтронов в аморфной мишени дает возможность, с одной стороны, существенно увеличить выход нейтронов (в несколько раз по сравнению с выходом нейтронов из аморфной мишени эквивалентной толщины), а с другой стороны - трансформировать спектр нейтронов, обогащая его низкоэнергетическую часть, при $t \leq 2$ р.е.д.

9. БЛАГОДАРНОСТИ

В заключение авторы выражают искреннюю признательность сотрудникам ХФТИ и других научных учреждений бывшего СССР, оказавшим содействие в работе, а также коллегам, принимавшим участие в исследованиях и обсуждениях на различных стадиях их проведения и в соавторстве с которыми опубликованы цитируемые работы:

А.И. Ахизеру, Д.В. Волкову, П.И. Фомину, В.Ф. Болдышеву, Н.Ф. Шульге, А.П. Ключареву, Е.В. Иношину, Н.А. Хижняку;

А.Н. Фисуну, В.И. Касилову, В.Л. Мороховскому, В.И. Кулибабе, А.Н. Криницину, А.П. Антипенко, Н.И. Лапину, Д.И. Адейшвили, Н.Н. Насонову, С.В. Блажевичу, Н.И. Маслову, С.Ф. Щербаку, В.В. Кондратенко, И.В. Володченко, В.Л. Россу, В.Д. Горлюку, А.А. Каплию, А.М. Костюченко, Н.В. Махненко, Л.М. Шевченко;

П.В. Сорокину, Н.Г. Афанасьеву, Л.Я. Колесникову, А.Л. Рубашкину, Ю.В. Жебровскому, В.Г. Горбенко, Ю.Н. Ранюку, В.И. Нога, С.Г. Тонапетяну, Н.В. Гончарову, В.М. Хворостяну;

Коллективу ускорителя ЛУЭ-2 ГэВ под руководством В.М. Кобезского, В.А. Вишнякова и А.Н. Довбни: Ю.И. Добролюбову, В.В. Петренко, Г.К. Демьяненко, В.В. Мельниченко, В.Б. Муфелю, Г.Д. Пугачеву, С.Ф. Шевченко, Н.А. Коваленко, В.И. Безродному, С.Д. Меламеду, В.М. Мелашичу, Д.И. Рубежанскому;

Диспетчерской группе под руководством В.И. Мякоты и В.А. Попенко: Ю.А. Рожкову, В.П. Пендюху, Ю.Г. Казбану, А.В. Волкову, С.Г. Колесникову, В.П. Гаевскому;

Э.Н. Цыганову с сотрудниками (ОИЯИ, г. Дубна): А.С. Водопьянову, В.М. Головатюку, Р.Б. Кадырову, Т.С. Нигманову, Н.А. Филатовой, М.Д. Шафранову, М.Д.

Бавижеву, Н.К. Булгакову, В.В. Авдейчикову, И.Н. Войтковской, З. Гузик, И.А. Тяпкину, К.Д. Толстову и др.;

Участникам коллаборации из США: R.A.Karrigan, T.E.Toohig, S.Carmak, W.M.Gibson, I.J.Kim, C.R.Sun;

Сотрудникам НИИЯФ МГУ: А.Ф. Тулинову, Г.П. Похил;

Сотрудникам ИАЭ им. И.В.Курчатова: М.А. Кумахову, Э.И. Денисову, В.И. Глебову, А.Н. Хлебникову, В.А. Базылеву, Н.К. Жеваго;

Сотрудникам Ленинградского физико-технического института: С.П. Круглову, Н.В. Лопатину, К.С. Мус, Е.А. Филимонову;

Сотрудникам ЕрФИ: Р.О. Авакяну, А.А. Армаганяну;

Сотрудникам НИИЯФ при ТПИ: С.А. Воробьеву, А.П. Потылицину, Ю.Л. Пивоварову, В.В. Каплину, В.Н. Забаеву.

Авторы благодарны руководству УНТЦ: Лео Овсяцки, Артуру Дю Шарм, Борису Атаманенко, Бил Лук, Петру Мутовкину и Милене Рыжковой за содействие в издании книги.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б. Квантовая электродинамика. М.: Наука, 1969, 623 с.

2. Fermi E. The Ionization Loss of Energy in gases and in condensed materials// Phys. Rev. 1940. Vol.57. P.485-493.

3. Ландау Л.Д., Померанчук И.Я. Пределы применимости теории тормозного излучения электронов и образования пар при больших энергиях. Электронно-лавиновые процессы при сверхвысоких энергиях// ДАН СССР.1953. Т.92. №4, С.535-536. С.735-738.

4. Тер-Микаелян М.Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван: Изд. АН АрмССР. 1969. 457с.

5. Рязанов М.И. Тормозное излучение и образование

пар при сверхвысоких энергиях в конденсированном аморфном веществе// УФН. 1974. Т.114. В.3, С.394-414.

6. Ахизер А.И., Шульга Н.Ф. Влияние многократного рассеяния на излучение релятивистских частиц в аморфных и кристаллических средах// УФН. 1987. Т.151. С.385-424.

7. Williams E.J. Nature of the high energy harticles of penetrating radiation and radiation formulae// Phys. Rev. 1934. Vol.45. №9. P.729-730.

8. Feretti V. "Bremsstrahlung" nei cristalli// Nuovo Cimento. 1950. Vol.7. №2. P.118-134.

9. Uberall H. High-Energy interference effect of Bremsstrahlung and pair productin in crystals// Phys. Rev. 1956, Vol.103. №4. P.1055-1067.

10. Diambriini G. High-energy Bremsstrahlung and electron pair production in the crystals// Rev. Mod. Phys. 1968. Vol.40. №3. P.611-631.

11. Линдхард Й. Влияние кристаллической решетки на движение быстрых заряженных частиц// УФН. 1969. Т.99. №2. С.249-296.

12. Kumakhov M.A. On the Theory of Electromagnetic Radiation of Charged Particles in a Crystal// Phys. Letts. 1976. Vol.57a. №1. P.17-18.

13. Tsuganov E.N. Estimates of Cooling and Bending Process for Charged Particles Penetrating Through a Monocrystal. ТМ-682. Batavia. 1976. 8p.

14. Водопьянов А.С., Головатюк В.М., Елишев А.Ф., Иванченко И.М., Кадыров Р.Б., Карпенко Н.Н., Кореньков В.В., Нигманов Т.С., Рябцов В.Д., Сеннер А.Е., Ситар Б., Старченко Б.М., Сутулин В.А., Тяпкин И.А., Уральский Д.В., Филатова Н.А.,Цыганов Э.Н., Шафранов М.Д., Войтковска И., Гузик З., Желязны Р., Форыцки А., Гришаев И.А., Коваленко Г.Д., Шраменко Б.И., Бавижев М.Д., Булгаков Н.К., Карриган Р. (мл), Туиг Т., Гибсон В.М., Сан Ч.Р., Ким Ик-Джо,

Фелпс Дж., Авдейчиков В.В. Управление траекториями заряженных частиц с помощью изогнутого монокристалла// Письма в ЖЭТФ. 1979. Т.30. Вып.7. С.474-478.

15. Kovalenko G.D., Kolesnikov L.Ya. and Rubashkin A.L. Coherent Bremsstrahlung - Experiment. P.33-60. In Topics in Current Physics. Vol. 38. Coherent Radiation Sources. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg. 1985. 276 p.

16. Гришаев И.А., Коваленко Г.Д., Шраменко Б.И. Спектры тормозного излучения электронов и позитронов с энергией 1 ГэВ в кристаллах кремния, германия и ниобия// ЖЭТФ. 1977. Т.72. Вып. 2. С.437-443.

17. Мороховский В.Л., Коваленко Г.Д., Гришаев И.А., Фисун А.Н., Касилов В.И., Шраменко Б.И., Криницын А.Н. Каналирование позитронов с энергией 1 ГэВ// Письма в ЖЭТФ. 1972. Т.16. Вып.3. С.162-165.

18. Витько В.И., Коваленко Г.Д. Радиационные потери энергии электронов и позитронов в монокристалле кремния// Письма в ЖЭТФ. 1989. Т.15. Вып.3. С.56-60.

19. Koch H.W., Motz J.W. Bremsstrahlung Cross Section Formulas and Related Data// Rev. Mod. Phys. 1959. Vol.31. №4. P.920-955.

20. Адейшвили Д.И., Бочек Г.Л., Витько В.И., Горбенко В.Г., Жебровский Ю.В., Коваленко Г.Д., Колесников Л.Я., Кулибаба В.И., Рубашкин А.Л., Шраменко Б.И. Ионизационные и радиационные потери энергии релятивистских электронов в монокристалле кремния// Ядерная физика. 1984. Т.40. Вып.2(8). С.318-325.

21. Moliere G. Theorie der Strahlung schneller geladener Teilchen// Z. Naturforsch. 1948. Vol.3a. P.78-97.

22. Бочек Г.Л., Гришаев И.А., Коваленко Г.Д., Кулибаба В.И. Спектры тормозного излучения электронов с энергией 1.2 ГэВ в монокристалле кремния под углом $\theta = 1.7 \cdot 10^{-2}$ рад// Письма в ЖЭТФ. 1980. Т.72. Вып.5. С.380-383.

23. Бочек Г.Л., Витько В.И., Горбенко В.Г., Гришаев И.А., Жебровский Ю.В., Коваленко Г.Д., Колесников Л.Я., Кулибаба В.И., Рубашкин А.Л., Шраменко Б.И. Излучение релятивистских электронов в монокристалле алмаза// Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Техника физического эксперимента. 1979. Вып.2(4). С.44-47.

24. Бочек Г.Л., Витько В.И., Гришаев И.А., Коваленко Г.Д., Кулибаба В.И., Мороховский В.Л., Шраменко Б.И. Монохроматические гамма-кванты высокой энергии от аннигиляции позитронов в монокристалле кремния// Письма в ЖЭТФ. 1976. Т.24. Вып.2. С.103-106.

25. Шраменко Б.И., Бочек Г.Л., Витько В.И., Гришаев И.А., Кулибаба В.И., Коваленко Г.Д., Мороховский В.Л. Пучок монохроматических аннигиляционных гамма-квантов на линейном ускорителе с энергией 2 ГэВ// Атомная энергия. 1976. Т.40. Вып.4. С.345-346 .

26. Гришаев И.А., Коваленко Г.Д., Мороховский В.Л., Касилов В.И., Фисун А.Н., Шраменко Б.И., Криницин А.Н., Бочек Г.Л., Витько В.И., Кулибаба В.И. Способ получения монохроматических гамма-квантов: Авторское свидетельство на изобретение № 555745, 27.12.1976 г.

27. Бочек Г.Л., Гришаев И.А., Кулибаба В.И., Шраменко Б.И. Исследование аннигиляционного и тормозного излучений позитронов с энергией 1 ГэВ в монокристаллах кремния и германия// УФЖ. 1983. Т.28. №1. С.114-121.

28. Комар А.П., Круглов С.П., Лопатин Н.В., Мус К.С., Филимонов Е.А., Гришаев И.А., Шраменко Б.И. Определение чувствительности квантометра при энергиях от 0,6-1,5 ГэВ// ПТЭ. 1969. №2. С.38-40.

29. Бочек Г.Л., Кулибаба В.И., Шраменко Б.И. Сцинтилляционный гамма-спектрометр на основе кристалла CsI(Tl)Ø150×275 мм// Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Техника физического эксперимента. 1980. Вып. 2(6).

С.46–48.

30. Кумахов М.А. Теория излучения заряженных частиц в кристалле при каналировании// ЖЭТФ. 1977. Т.72. Вып.4. С.1489-1503.

31. Шраменко Б.И., Витько В.И., Гришаев И.А. Об увеличении интенсивности излучения ультрарелятивистских каналирующих позитронов в низкоэнергетической области спектра// Письма в ЖТФ. 1978. Т.4. Вып.23. С.1423-1426.

32. Витько В.И. Измерение спектров низкоэнергетич-ных фотонов в присутствии высокоэнергетичных фотонов// Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Техника физического эксперимента.1980. Вып.2(6). С.44-47.

33. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1974. 224с.

34. Верлань А.Ф., Сизиков В.С. Методы решения интегральных уравнений с программами для ЭВМ. Киев: Наукова думка, 1978. 292с.

35. Адейшвили Д.И., Бочек Г.Л., Витько В.И., Коваленко Г.Д., Шраменко Б.И. Излучение каналированных позитронов в монокристалле кремния// УФЖ. 1985. Т.30. №11. С.1654-1656.

36. Антуфьев О.В., Николайчук Л.И., Хижняк Н.А. Влияние периодической структуры монокристалла на излучение каналированных частиц// Письма в ЖТФ. 1983. Т.9. Вып.20. С. 1259-1263.

37. Витько В.И., Гришаев И.А., Коваленко Г.Д. Спектры излучения позитронов с энергией 800 МэВ в монокристалле кремния: Труды XI Всес. сов. по физике взаимод. зар. частиц с кристаллами. М.: Изд. МГУ, 1982. С.336-339.

38. Базылев В.А., Жеваго Н.К. Генерация интенсивного электромагнитного излучения релятивистскими частицами// УФН. 1982. Т.137. Вып.4. С. 605-662.

39. Адейшвили Д.И., Витько В.И., Ганенко В.Б., Гончаров И.Г., Жебровский Ю.В., Коваленко Г.Д., Колесников Л.Я., Кулибаба В.И., Рубашкин А.Л., Шраменко Б.И. Ионизационные и радиационные потери энергии релятивистских позитронов в монокристалле кремния// Ядерная физика. 1988. Т.48. Вып.1(7). С.38-41.

40. Filatova N.A., Golovatyuk V.M., Iskanov A.N., Ivanchenko I.M., Kadyrov R.B., Karpenko N.N., Nigmanov T.S., Palchik V.V., Riabtsov V.D., Shafranov M.D., Tsyganov E.N., Tyurkin I.A., Uralski D.V., Forycki A., Guzik Z., Wajtkovska J., Karrigan R.A., Jr, Toohig T.E., Carmak S., Gibson W.M., Kim I.J., Sun C.R., Bavizhev M.D., Bulgakov N.K., Zimin N.I., Grishaev I.A., Kovalenko G.D., Shramenko B.I., Denisov E.I., Glebov V.I., Avdeichikov V.V. Radiation from the Channeling of 10-GeV Positrons by Silicon Single Crystals. Phys// Rev. Letts. 1982. Vol.48. №7. P.488-492.

41. Булгаков Н.К., Водошнянов А.С., Головатюк В.М., Гузик З., Зимин Н.И., Иванченко И.М., Кадыров Р.Б., Карпенко Н.Н., Нигманов Т.С., Пальчик В.В., Рябцов В.Д., Тяпкин И.А., Уральский Д.В., Филатова Н.А., Цыганов Э.Н., Шафранов М.Д., Искаков А.Н., Карриган Р., Туит Т., Авдейчиков В.В., Глебов В.И., Денисов Э.И., Игнатъев С.В., Нильсен Ю.В., Юрьев Б.А., Гибсон В., Кармак С., Ким И.Дж., Сан Ч., Войтковска И., Форицки А., Коваленко Г.Д., Шраменко Б.И., Бавижев М. Д. Излучение электронов с энергией 10 ГэВ в монокристалле кремния в процессе осевого каналирования: Препринт Дубна, ОИЯИ №1-83-640. 1983. 5с.

42. Wedell R. Electromagnetic radiation of relativistic positrons and electrons during axial and planar channeling in monocrystals// Phys. Stat. Sol.(b). 1980. Vol.99. P.11-49.

43. Болдышев В.Ф. Электромагнитная конверсия фононов на релятивистских позитронах в кристаллах с центром инверсии// УФЖ. 1982. Т.27. №10. С. 1482-1484.

44. Болдышев В.Ф. Механизмы излучения релятивистских частиц в кристаллах. Проблемы современной теоретической физики. Киев: Наукова думка, 1982. С. 77-92.
45. Антипенко А.П., Адейшвили Д.И., Бочек Г.Л., Болдышев В.Ф., Витько В.И., Горбенко В.Г., Жебровский Ю.В., Коваленко Г.Д., Колесников Л.Я., Рубашкин А.Л., Шраменко Б.И., Щербак С.Ф. Измерение частот электромагнитной конверсии фононов на позитронах с энергией $E = 1035$ МэВ в алмазе// Препринт ХФТИ АН УССР, ХФТИ 83-30, Харьков, 1983. 5с.
46. Antipenko A.P., Adejshvili D.I., Bocek G.L., Boldishev V.F., Vitko V.I., Gorbenko V.G., Zhebrovskij Yu.V., Kovalenko G.D., Kolesnikov L.Ya., Rubashkin A.L., Shramenko B.I., Shcherbak S.F// Radiation Effects. 1986. Vol.91. P. 249-252.
47. Shramenko B.I. Advantages of single crystals as electron converters for various applications// Nucl. Instr. & Meth. 1998. В 139. P.537-540.
48. Берестецкий В.Б., Лифшиц И.М., Питаревский Л.П. Квантовая электродинамика. Т. 4. М: Наука, 1980. С.357-395.
49. Adejshvili D.I., Bocek G.L., Vitko V.I., Kovalenko G.D., Shramenko B.I. A study of high-energy electron motion through monocrystals using secondary electron emission// Rad. Eff. Letts. 1985. Vol.87. P.135-140.
50. Витько В.И., Коваленко Г.Д. Выход вторичных электронов при взаимодействии ультрарелятивистских электронов и позитронов с монокристаллами// ЖЭТФ. 1988. Т.94. Вып.10. С.321-327.
51. Vanhuysse V.J., Van de Vijver R.E. Efficiency of secondary emission for electron beams// Nucl. Instrum. and Methods. 1962. Vol.15. P.63-68.
52. Bak J.F., Melchart G., Moller S.P. et al. Measurement of average electron densities in Si and Ge using MeV δ - rays produced by channelled high energy projectiles// Nucl. Phys. 1982.

Vol.389A. P.533-556.

53. Muralev V.A. Kinetic Approach to multiple scattering of negatively charged GeV particles in axial channels// Nucl. Instrum. and Methods. 1984. Vol.B2. P.51-53.

54. Landau L. On the Energy loss of fast particles by Ionization// J. of Phys. 1944. Vol.8. №4. P. 201-205 .

55. Антипенко А.П., Гришаев И.А., Касилов В.И., Лапин Н.И., Мороховский В.Л., Щербак С.Ф. Ориентационная зависимость выхода осколков деления ядер из монокристалла вольфрама// Письма в ЖЭТФ. 1979. Т.29. Вып.1. С. 86-88 .

56. Адейшвили Д.И., Антипенко А.П., Бочек Г.Л., Витько В.И., Касилов В.И., Коваленко Г.Д., Лапин Н.И., Нога В.И., Ранюк Ю.Н., Шраменко Б.И., Щербак С.Ф. Ориентационный эффект в реакции $^{30}\text{Si}(e,e'p)^{29}\text{Al}$ на монокристалле кремния// ЖТФ. 1985. Т.55. Вып.1. С.220-222 .

57. Нога В.И., Ранюк Ю.Н., Сорокин П.В. Расщепление ядер электронами с энергией 1.2 ГэВ// Ядерная физика. 1975. Т.21. №3. С.464-467.

58. Горбенко В.Г., Гуцин В.А., Жебровский Ю.В., Колесников Л.Я., Кузьменко В.С., Нога В.И., Пашук С.А., Ранюк Ю.Н., Рубашкин А.Л., Сорокин П.В. Исследование излучения ультрарелятивистских электронов в монокристалле алмаза методом наведенной активности// Ядерная физика. 1983. Т.37. №1. С.14-17 .

59. Антипенко А.П., Витько В.И., Касилов В.И. Спектры нейтронов, вылетающих из свинцовых мишеней под действием излучения электронов, взаимодействующих с монокристаллами// УФЖ. 1988. Т.33. №2. С.190-194 ,

60. Витько В.И., Гришаев И.А., Коваленко Г.Д., Шраменко Б.И. Излучение электронов с энергией 1.2 ГэВ в монокристалле кремния в низкоэнергетической области. Труды X Всес. сов. по физике взаимодей. зар. частиц с кристаллами. М.: Изд. МГУ, 1980. Ч.1, С.106-111.

ОГЛАВЛЕНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ.....	1
ВВЕДЕНИЕ.....	4
1. ДВИЖЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ В МОНОКРИСТАЛЛАХ, ПОВОРОТ ПУЧКОВ ИЗОГНУТЫМ МОНОКРИСТАЛЛОМ.	7
2. ПРОЦЕССЫ КОГЕРЕНТНОГО ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ ФОТОНОВ ($E_\gamma = 0.2 - 0.8 E_E$).	12
3. ИЗЛУЧЕНИЕ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧНЫХ ФОТОНОВ ПРИ НАЛИЧИИ КАНАЛИРОВАННЫХ ЧАСТИЦ.	18
3.1 ПОЛНЫЕ ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ 19	19
3.2 СПЕКТРЫ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ И ПОЗИТРОНОВ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ ФОТОНОВ $E_\gamma > 200$ МЭВ 25	25
3.3 СПЕКТРЫ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ ФОТОНОВ $E_\gamma \sim 30 - 250$ МЭВ 28	28
3.4 СПЕКТРЫ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПОД БОЛЬШИМИ УГЛАМИ ДЛЯ ЭЛЕКТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 1.2 ГЭВ 32	32
4. АННИГИЛЯЦИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПОЗИТРОНОВ.	36
4.1 АННИГИЛЯЦИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПОЗИТРОНОВ В АМОРФНОЙ МИШЕНИ. 37	37
4.2 АННИГИЛЯЦИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПОЗИТРОНОВ В МОНОКРИСТАЛЛЕ..... 41	41
5. ИЗЛУЧЕНИЕ КАНАЛИРОВАННЫХ ЧАСТИЦ В “МЯГКОЙ” ОБЛАСТИ СПЕКТРА ИЗЛУЧЕНИЯ ($E_\gamma < 0.1 E_0$).	45
5.1 СПОСОБ ИЗМЕРЕНИЯ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЧАСТИ СПЕКТРА ГАММА-КВАНТОВ, ОСНОВАННЫЙ НА КОМПТОНОВСКОМ ПРЕОБРАЗОВАНИИ СПЕКТРОВ. 46	46
5.2 СПЕКТРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ КАНАЛИРОВАННЫХ ПОЗИТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ ПОРЯДКА 1 ГЭВ. 52	52

5.3 СПЕКТРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ КАНАЛИРОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ И ПОЗИТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 10 ГЭВ.	59
5.4 ТОНКАЯ СТРУКТУРА СПЕКТРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ КАНАЛИРОВАННЫХ ПОЗИТРОНОВ В МОНОКРИСТАЛЛЕ АЛМАЗА.....	66
6. ОБРАЗОВАНИЕ ВТОРИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ С МОНОКРИСТАЛЛАМИ.....	71
6.1 ВЫХОД НИЗКОЭНЕРГЕТИЧНОЙ КОМПОНЕНТЫ ЭМИССИИ..	73
6.2 ВЫХОД ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧНОЙ КОМПОНЕНТЫ ЭМИССИИ	77
6.3 ДЛИНА ДЕКАНАЛИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ И ПОЗИТРОНОВ	82
7. ИОНИЗАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ В МОНОКРИСТАЛЛАХ.	84
7.1 МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ИЗМЕРЕНИЙ.....	85
7.2 ИОНИЗАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ	87
7.3 ИОНИЗАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ ПОЗИТРОНОВ.....	89
8. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ В МОНОКРИСТАЛЛАХ.	91
8.1 МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ИЗМЕРЕНИЙ.....	91
8.2 ОРИЕНТАЦИОННЫЙ ЭФФЕКТ В ЭЛЕКТРОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ	92
8.3 СПЕКТРЫ НЕЙТРОНОВ, ОБРАЗУЕМЫЕ В АМОРФНОЙ МИШЕНИ, ИЗЛУЧЕНИЕМ КАНАЛИРОВАННЫХ ЧАСТИЦ В МОНОКРИСТАЛЛЕ.....	94
9.БЛАГОДАРНОСТИ.....	102
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	103
ОГЛАВЛЕНИЕ	111

Георгий Леонидович Бочек, Валерий Иванович Витько,
Григорий Дмитриевич Коваленко, Борис Иванович Шраменко

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПРОЦЕССОВ
В МОНОКРИСТАЛЛАХ

Ответственный за выпуск Л.М.Ракивненко
Редактор, корректор Т.В.Ситнянская

Подписано в печать 28.12.98. Формат 60x84/16. Усл.п.л. 4,3.
Ч.-изд.л. 4,0. Тираж 100. Заказ №137. Индекс 4629

Национальный научный центр
"Харьковский физико-технический институт"
1108, Харьков, ул.Академическая, 1