

БРЯНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

На правах рукописи

МИРАНЦЕВ ЛЕОНИД ВЛАДИМИРОВИЧ

НЕУПРУГИЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ  
ЭЛЕКТРОНОВ И  $\gamma$ -КВАНТОВ С КРИСТАЛЛАМИ

(01.04.02 - теоретическая и математическая физика)

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

БРЯН-1982

Работа выполнена на кафедре теоретической физики физического факультета Азербайджанского ордена Трудового Красного Знамени государственного университета им. С.М.Кирова

Научный руководитель – доктор физ.-мат.наук, профессор  
И.М.Наджафов

Официальные оппоненты: доктор физ.-мат.наук, профессор  
Н.П.Калашников (МФИ);  
доктор физ.-мат.наук, ст.научный сотрудник  
Лн Ши (БрФИ)

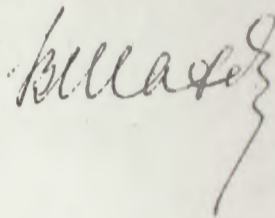
Ведущая организация – Харьковский физико-технический институт  
АН УССР

Защита диссертации состоится 30 ноября 1982г. в 14-00 часов на заседании специализированного совета Д 034.03.01 при Ереванском физическом институте (375036, Ереван, ул. Маркарляна, 2).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Ереванского физического института.

Автореферат разослан "16" октября 1982г.

Ученый секретарь специализированного совета,  
кандидат физ.-мат.наук

 В.А.Шахбазян

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы. В последнее время наблюдается повышенный интерес к неупругим электромагнитным процессам, возникающим при взаимодействиях заряженных частиц и  $\gamma$ -квантов с монокристаллами. К таким процессам относятся: тормозное излучение ультрарелятивистских электронов, фоторождение лептон-антилептонных пар, обратное тормозное излучение электронов, самоускорение электронных пучков и др. Внимание к этим процессам вызвано, во-первых, чисто научным интересом, поскольку они дают ценную информацию об электромагнитном взаимодействии лептонов и  $\gamma$ -квантов с атомами в упорядоченных системах, а, во-вторых, возможностью их практического использования в физике высоких энергий. Так, например, процессы тормозного излучения высокоэнергетических электронов и образования электрон-позитронных пар  $\gamma$ -квантами в монокристаллах уже довольно широко используются для получения, регистрации и исследования поляризованных  $\gamma$ -квантов, участвующих в различных реакциях фоторождения адронов. Что касается процесса обратного тормозного излучения, то он может быть использован (по крайней мере в принципе) для увеличения энергии ультрарелятивистских электронов в пучке благодаря самоускорению без дополнительных затрат.

Процессы тормозного излучения и образования электрон-позитронных пар в кристаллах в настоящее время детально исследуются на электронных ускорителях как в СССР (Ереван, Харьков, Томск), так и за рубежом (синхротрон Фраскати в Италии, DESY в ФРГ и др.). В то же время общий прогресс ускорительной техники позволяет надеяться на появление в ближайшем будущем электронных пучков, интенсивность и плотность которых будут достаточны для экспериментального обнаружения и исследования процессов обратного тормозного излучения и самоускорения электронных пучков.

Исходя из вышесказанного, теоретическое исследование неупругих процессов, возникающих при прохождении пучков поляризованных высокоэнергетических электронов и  $\gamma$ -квантов через монокристаллы представляется весьма актуальным.

Цель и задача работы. Целью диссертационной работы является теоретическое исследование процессов прямого и обратного тормозного излучения ультрарелятивистских продольно-поляризованных электронов, образования поляризованных электрон-позитронных пар высокоэнергетическими  $\gamma$ -квантами и самоускорения электронных пучков в кристаллах в первом борновском приближении.

Задачей исследования является: определение интенсивности и степени линейной поляризации тормозного излучения ультрарелятивистских электронов в кристалле с учетом продольной поляризации начальных и рассеянных электронов; исследование образования продольно-поляризованных электрон-позитронных пар линейно-поляризованными  $\gamma$ -квантами в кристаллах; вычисление вероятности перехода для процесса обратного тормозного излучения продольно-поляризованных высокоэнергетических электронов в кристалле; получение числа событий самоускорения в единицу времени при прохождении пучка ультрарелятивистских электронов через кристалл.

Научная новизна работы. В диссертации рассмотрен процесс тормозного излучения ультрарелятивистских электронов в кристалле с учетом линейной поляризации тормозных фотонов и продольных поляризаций начального и рассеянного электронов.

Вычислены интенсивность и степень линейной поляризации тормозных фотонов с учетом спиновых состояний электронов. Исследована зависимость вероятности переворота спина (деполяризации) электронов в процессе тормозного излучения в кристалле от энергии испущенных  $\gamma$ -квантов.

Исследованы энергетические зависимости интенсивности и степени линейной поляризации излучения, а также вероятности перево-

рота спина электрона при различных значениях полярного и азимутального углов испускания  $\gamma$ -квантов. Определены интенсивность и линейная поляризация тормозного излучения в случае произвольной ориентации плоскости падения начальных электронов относительно кристаллографической плоскости мишени, т.е. при усреднении по азимутальному углу падающих электронов при фиксированном значении полярного угла вхождения электронов. Рассмотрен случай вращения монокристалла вокруг кристаллографической оси, образующей малый угол с начальным электронным пучком.

Получено эффективное сечение образования продольно-поляризованных электрон-позитронных пар линейно-поляризованными  $\gamma$ -квантами в кристалле. Исследовано влияние спиновых состояний частиц пары на коэффициент асимметрии процесса. Определены энергетические зависимости сечения и асимметрии фоторождения  $e^+e^-$ -пар при различных фиксированных значениях полярного и азимутального углов испускания одного из лептонов. Рассмотрено фоторождение  $e^+e^-$  пар в кристалле при произвольной ориентации плоскости падения  $\gamma$ -квантов относительно кристаллографической плоскости и в случае вращения монокристалла вокруг кристаллографической оси, образующей малый полярный угол с направлением движения  $\gamma$ -квантов.

Исследован процесс обратного тормозного излучения в аморфной и кристаллической средах с учетом продольных поляризаций начального и конечного электронов. Получена зависимость вероятности процесса от энергии поглощаемого фотона как в случае фиксированной ориентации плоскости падения начальных электронов относительно кристаллографической плоскости мишени, так и при усреднении по ориентации плоскости падения.

Рассмотрен процесс самоускорения ультрарелятивистского продольно-поляризованного электронного пучка, проходящего через аморфную мишень и через монокристалл. Определена зависимость числа актов самоускорения в единицу времени от величины прира-

щения энергии ускоренного электрона.

Показано, что при фиксированной ориентации плоскости падения начальных электронов относительно кристаллографической плоскости, полное число ускоренных электронов (проинтегрированное по приращению энергии), выходящих из кристалла имеет такой же порядок, что и число ускоренных электронов, выходящих из аморфной мишени. В случае же произвольной ориентации плоскости падения начальных электронов, полное число актов самоускорения в монокристалле может возрасти почти на три порядка по сравнению с аморфной мишенью.

Практическая ценность работы. Полученные в диссертации энергетические и угловые зависимости интенсивности и степени линейной поляризации тормозного излучения продольно-поляризованных электронов в кристалле могут быть использованы при получении высокоэнергетических линейно-поляризованных  $\gamma$ -квантов, необходимых для экспериментов по фоторождению адронов, которые в настоящее время проводятся на электронных ускорителях в Ереване, Харькове, Томске, Токио и др., а также для других реакций элементарных частиц с участием поляризованных  $\gamma$ -квантов.

Аналогичные зависимости для эффективного сечения и асимметрии фоторождения поляризованных электрон-позитронных пар в кристаллах могут быть использованы в целях повышения точности измерения степени линейной поляризации пучка  $\gamma$ -квантов. Что касается результатов, полученных при теоретическом исследовании процессов обратного тормозного излучения электронов и самоускорения ультрарелятивистских электронных пучков, то они показывают, что использование монокристаллов в качестве мишени позволяет значительно увеличить возможность экспериментального обнаружения и исследования эффекта самоускорения.

Апробация работы. Основные результаты диссертационной ра-

боты были доложены на XXVШ, XXX, XXXI Совещаниях по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра (Алма-Ата, 1978 г., Ленинград, 1980 г., Самарканд, 1981 г.), I и III Республиканских научных конференциях аспирантов вузов Азербайджана (Баку, 1978 г., Баку, 1980 г.), IV Республиканской межвузовской конференции по физике (Баку, 1978 г.) и на научных семинарах кафедры теоретической физики АГУ им. С.М.Кирова.

Работа прошла апробацию на семинаре лаб. № II2 Ереванского физического института.

Публикации. По результатам диссертации опубликовано восемь работ. Список приводится в конце автореферата.

Объем работы. Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения и двух приложений, содержит 127 страниц машинописного текста, 13 страниц рисунков и список литературы из 96 наименований.

#### СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во в в е д е н и и обсуждается актуальность темы диссертационной работы и состояние исследуемых вопросов до выполнения работ, вошедших в данную диссертацию. Сформулированы задачи исследования и кратко излагается содержание работы.

В п е р в о й г л а в е рассматривается процесс тормозного излучения ультрарелятивистских электронов в кристалле с учетом линейной поляризации тормозных фотонов и продольных поляризаций начального и конечного электронов.

В § I в первом борновском приближении приведена связь между дифференциальным эффективным сечением произвольного электромагнитного процесса в поле кристалла и сечением этого же процесса в кулоновском поле одиночного атома. Показано, что эффективное сечение в поле кристалла равно сечению процесса в поле атома,

умноженному на кристаллический фактор, который с учетом тепловых колебаний атомов имеет следующий вид:

$$\exp(-A\bar{\varphi}^2) / \sum_{\mathbf{Z}} \exp(i\bar{\varphi}\mathbf{Z}) / N [1 - \exp(-A\bar{\varphi}^2)] \quad (1)$$

где  $\bar{\varphi}$  - импульс отдачи,  $\mathbf{Z}$  - вектор, определяющий положение узла кристаллической решетки,  $A$  - среднеквадратичное тепловое смещение атомов,  $N$  - число атомов в кристалле. Приведенный вид выражения  $|\sum_{\mathbf{Z}} \exp(i\bar{\varphi}\mathbf{Z})|^2$  для монокристаллов с простой кубической решеткой, гранецентрированной решеткой и решеткой типа алмаза.

В § 2 получено выражение для сечения тормозного излучения продольно-поляризованных электронов в кристалле:

$$d\sigma = \frac{1}{2} \sigma_0 \frac{d\omega}{\omega} \left\{ (1 + s_1 s_2) [(1 + (1-x)^2)(\psi_1^c + \psi_1^i) - 2/3(1-x)(\psi_2^c + \psi_2^i)] - 2/3 s_1 s_2 x^2 (\psi_2^c + \psi_2^i) \right\} \quad (2)$$

где  $\sigma_0 = NZ^2 \alpha \tau_0^2$ ,  $x = \omega/E_1$ ,  $E_1$  и  $\omega$  - энергии начального электрона и  $\gamma$ -кванта, соответственно,  $s_1$  и  $s_2$  - проекции спинового момента начального и конечного электронов на их импульсы (они характеризуют продольные поляризации электронов),  $N$  - число атомов в кристалле,  $Z$  - их атомный номер,  $\tau_0$  - классический радиус электрона,  $\alpha = 1/137$ . Функции  $\psi_{1,2}^c$  и  $\psi_{1,2}^i$  характеризуют аморфную и кристаллическую части сечения, соответственно. С помощью выражения (2) определены интенсивность тормозного излучения в случаях, когда продольные поляризации начального и конечного электронов совпадают ( $s_1 s_2 = +1$ ) и когда они поляризованы противоположно ( $s_1 s_2 = -1$ ), а также вероятность переворота спина электрона в процессе испускания  $\gamma$ -кванта.

В § 3 найдена степень линейной поляризации тормозного излучения в кристалле с учетом продольных поляризаций начальных и рассеянных электронов:

$$P = (d\sigma_{\perp} - d\sigma_{\parallel}) / d\sigma \quad (3)$$

$$d\sigma_{\perp} - d\sigma_{\parallel} = \frac{1}{2} \sigma_0 \frac{d\omega}{\omega} (1 + s_1 s_2) 2(1-x) \psi_2^i \quad (4)$$

где  $d\sigma_{\perp}$  и  $d\sigma_{\parallel}$  эффективные сечения испускания фотонов, поляризованных перпендикулярно и параллельно плоскости падения электронов ( $\mathbf{R}, \mathbf{E}_1$ ), соответственно,  $\mathbf{R}$  - импульс начального электрона,  $\mathbf{E}_1$  - единичный вектор параллельный одной из кристаллографических осей,  $d\sigma$  - определяется выражением (2),  $\psi_2^i$  - некоторая функция. Из выражения (4) видно, что при  $s_1 s_2 = -1$  степень линейной поляризации излучения тождественно равна нулю. Следовательно, линейно-поляризованными могут быть лишь фотоны, испускание которых не приводит к перевороту спина электронов. Расчеты, проведенные по формулам (2-4) также показывают, что степень линейной поляризации излучения без переворота спина электронов больше, чем при суммировании по продольным поляризациям конечных электронов.

В § 4 исследовано влияние осевой коллимации (ограничения полярного угла) испускания  $\gamma$ -квантов на спектр и линейную поляризацию излучения, а также на вероятность переворота спина электрона в процессе тормозного излучения. Показано, что осевая коллимация излучения приводит к увеличению его монохроматичности и степени линейной поляризации. При этом в энергетических зависимостях интенсивности и степени линейной поляризации излучения имеют место узкие и резкие максимумы. С уменьшением полярного угла испускания  $\theta_0$ , интенсивность и поляризация излучения в главном максимуме увеличиваются, а его ширина уменьшается. Кроме того уменьшение  $\theta_0$  приводит к уменьшению вероятности переворота спина электрона.

В § 5 рассмотрен случай фиксации плоскости испускания ( $\mathbf{R}\mathbf{R}$ ) тормозных фотонов, где  $\mathbf{R}$  - импульс фотона. Получены зависимости интенсивности и степени линейной поляризации излучения, а также вероятности переворота спина электрона от энергии испу-

щенных  $\gamma$ -квантов и от азимутального угла  $\psi$ , определяющего ориентацию плоскости  $(\vec{R})$  относительно плоскости падения начальных электронов. Выяснено, что интенсивность и степень линейной поляризации тормозного излучения можно варьировать в достаточно широких пределах посредством регистрации  $\gamma$ -квантов, испущенных в плоскостях, образующих различные углы с плоскостью падения электронов.

В § 6 рассмотрен процесс тормозного излучения в кристалле в случае произвольной ориентации плоскости падения начальных электронов  $(\vec{R}, \vec{E}_i)$  относительно кристаллографической плоскости  $(\vec{C}, \vec{C}_i)$  при фиксированном значении полярного угла вхождения электронов относительно кристаллографической оси  $\vec{C}_i$ . Показано, что в этом случае происходит сглаживание резких максимумов - в спектре излучения, но его интенсивность при этом может значительно превышать интенсивность излучения в аморфной среде. Степень линейной поляризации тормозного излучения при отсутствии определенной ориентации плоскости падения начальных электронов близка к нулю.

Далее процесс рассмотрен во вращающемся вокруг оси  $\vec{C}_i$  монокристалле (все электроны падающего луча считаются движущимися в одной плоскости под малым углом к этой оси). Показано, что в этом случае интенсивность излучения не отличается от предыдущего случая, однако излучение становится линейно-поляризованным. Если при этом фиксировать полярный угол испускания тормозных фотонов, то мы получим источник излучения, обладающий высокой степенью линейной поляризации ( $\sim 90\%$ ), интенсивность которого в низкоэнергетической части спектра очень слабо зависит от энергии  $\gamma$ -квантов.

В § 7 определяются условия применимости полученных в первой главе результатов.

Во второй главе исследован процесс фоторождения

электрон-позитронных пар в кристалле с учетом линейной поляризации  $\gamma$ -квантов и продольных поляризаций электрона и позитрона. Выражения для эффективных сечений образования продольно-поляризованных  $e^+e^-$ -пар в кристалле линейно-поляризованными  $\gamma$ -квантами имеют вид (§ 8);

$$d\sigma_{\parallel} + d\sigma_{\perp} = \frac{1}{2} \sigma_0 \frac{Z^2}{A} \left\{ (1 - \beta_+ \beta_-) [(1 - \beta_+^2)(1 - \beta_-^2)(\psi_+^2 + \psi_-^2) + 2\beta_+ \beta_- (1 - \beta_+ \beta_-)] + (\psi_+^2 + \psi_-^2) + 2\beta_+ \beta_- (\psi_+^2 + \psi_-^2) \right\} \quad (5)$$

$$d\sigma_{\parallel} - d\sigma_{\perp} = -\frac{1}{2} \sigma_0 \frac{Z^2}{A} (1 - \beta_+ \beta_-) 2\beta_+ \beta_- \psi_+^2 \quad (6)$$

где  $d\sigma_{\parallel}$  и  $d\sigma_{\perp}$  - эффективные сечения образования  $e^+e^-$ -пар фотонами, поляризованными перпендикулярно и параллельно плоскости падения  $(\vec{R}, \vec{E}_i)$ , соответственно,  $\vec{R}$  - импульс фотона,  $\psi_+ = E_+/\omega$ ,  $\psi_- = E_-/\omega$  и  $\omega$  - энергии позитрона и  $\gamma$ -кванта,  $\beta_+$  и  $\beta_-$  - проекции спинового момента позитрона и электрона на направления их импульсов (т.е. спиральности позитрона и электрона), остальные обозначения совпадают с уже встречавшимися.

Важной характеристикой процесса образования  $e^+e^-$ -пар линейно-поляризованными  $\gamma$ -квантами является коэффициент асимметрии фоторождения  $q = (d\sigma_{\parallel} - d\sigma_{\perp}) / (d\sigma_{\parallel} + d\sigma_{\perp})$ . Из формулы (6) видно, что вклад в асимметрию фоторождения дают лишь пары с взаимно противоположными продольными поляризациями лептонов  $(\beta_+ \beta_- = -1)$ . Для остальных пар с  $\beta_+ \beta_- = +1$  асимметрия фоторождения тождественно равна нулю. Показано, что если регистрируются процессы образования не всех пар, а лишь с  $\beta_+ \beta_- = -1$ , то асимметрия фоторождения  $e^+e^-$ -пар возрастает почти в два раза.

В § 9 рассмотрены случаи фиксации полярного угла и плоскости испускания одной из частиц пары. В обоих случаях получены выражения для эффективного сечения и коэффициента асимметрии фоторождения  $e^+e^-$ -пар. Показано, что фиксация как полярного угла, так и плоскости испускания частиц пары позволяет значительно увеличить величину  $q$ , а, следовательно, и точность

измерения степени линейной поляризации фотонов с помощью процесса образования пар. Однако, в первом случае, максимумы в энергетических зависимостях сечения и асимметрии фоторождения

$e^+e^-$ -пар являются значительно более резкими и узкими, чем в случае фиксации плоскости испускания. Следовательно, при использовании фиксации полярного угла испускания одной из частиц пары разрешающая способность по энергии регистрирующих устройств должна быть значительно выше, чем при фиксации плоскости испускания.

в § 10 рассмотрен процесс фоторождения  $e^+e^-$ -пар в кристалле при произвольной ориентации плоскости падения  $\gamma$ -квантов  $(K, \vec{\theta}_1)$  относительно кристаллографической плоскости  $(\vec{a}, \theta_2)$ . Показано, что при этом происходит сглаживание резких максимумов в энергетической зависимости сечения фоторождения, но само сечение значительно превышает сечение образования  $e^+e^-$ -пар в аморфном веществе. Однако, асимметрия фоторождения при усреднении по ориентации плоскости падения  $\gamma$ -квантов близка к нулю.

Далее рассмотрен процесс фоторождения  $e^+e^-$ -пар в кристалле, вращающемся вокруг кристаллографической оси  $\vec{a}_1$ , относительно которой начальные  $\gamma$ -кванты движутся под малым углом (все кванты считаются движущимися в одной плоскости). Показано, что эффективное сечение фоторождения в этом случае совпадает с сечением процесса при произвольной ориентации плоскости падения

$\gamma$ -квантов, однако асимметрия фоторождения  $e^+e^-$ -пар во вращающемся кристалле отлична от нуля.

Здесь рассмотрен также случай фиксации полярного угла испускания одной из частиц пары при фоторождении  $e^+e^-$ -пар во вращающемся вокруг оси  $\vec{a}_1$  кристалле. В этом случае эффективное сечение и асимметрия образования пар незначительно уступают сечению и асимметрии фоторождения  $e^+e^-$ -пар при фиксации полярного угла испускания частиц пары в неподвижно-ориентированном кри-

сталле, однако их энергетические зависимости имеют более плавный характер. Таким образом, фиксация полярного угла испускания одной из частиц пары при их фоторождении во вращающемся кристалле также, как и в случае неподвижно-ориентированного кристалла приводит к значительному увеличению коэффициента асимметрии процесса. Однако при осуществлении такой фиксации можно использовать регистрирующие устройства с меньшей разрешающей способностью по энергии, чем это необходимо в случае неподвижно-ориентированного кристалла.

Третья глава посвящена исследованию процессов обратного тормозного излучения и самоускорения ультрарелятивистских продольно-поляризованных электронов.

В § II получена зависимость вероятности перехода для процесса обратного тормозного излучения продольно-поляризованных электронов в аморфной среде от энергии поглощаемых фотонов при фиксированном угле между импульсами начальных электронов и  $\gamma$ -квантов:

$$W_n = \frac{1}{2} W_0 (\epsilon_1 \rho^2 - 1) \frac{1}{x^2} \left\{ (1 + s_1 s_2) \left[ \frac{1}{(1+x)^2} (1 + (1+x)^2) - 4(1+x) \right] + \frac{x^2}{(1+x)^2} \right\} - s_1 s_2 4x^2 \frac{x^2}{(1+x)^2} \quad (7)$$

где  $W_0 = \frac{8\pi^2 Z^2 \gamma^4 N}{E_1}$ ,  $x = \omega/E_1$ ,  $E_1$  и  $\omega$  - энергии начального электрона и поглощаемого фотона,  $s_1$  и  $s_2$  - спиральности начального и конечного электронов,  $\chi = E_1 \theta_1$ ,  $\theta_1$  - угол между импульсами начального электрона и  $\gamma$ -кванта. Вероятность перехода для обратного тормозного излучения максимальна для мягких  $\gamma$ -квантов ( $x \ll 1$ ) и резко падает ( $\sim \frac{1}{x^2}$ ) с ростом их энергии. С помощью выражения (7) также определена вероятность переворота спина электрона в процессе поглощения  $\gamma$ -кванта. Показано, что эта вероятность монотонно возрастает с ростом  $x$

и при  $X \ll 1$  она очень мала (при  $X = 0,1$  около 5%).

В § 12 получено выражение для вероятности перехода в единицу времени для процесса обратного тормозного излучения поляризованных электронов в кристалле:

$$W_{кр} = \frac{1}{2} W_0 \frac{1}{\gamma} \left\{ (1 + s_1 A_0) \left[ \frac{1}{(1 + \mu^2)} (1 + (1 + X)^2) (K_0 + A) - 4(1 + X) \frac{K_0^2}{(1 + \mu^2)} (K_0 + A) \right] - s_1 A_0 4X^2 \frac{K_0^2}{(1 + \mu^2)} (K_0 + A) \right\} \quad (8)$$

где функции  $K_0$  и  $K_{1,2}$  характеризуют "аморфную" и "кристаллическую" части вероятности перехода. При определенных значениях энергии вероятность перехода имеет резкие максимумы, величина которых может более чем на два порядка превосходить вероятность перехода в аморфной среде. С помощью формулы (8) исследована энергетическая зависимость вероятности переворота спина электрона в процессе поглощения  $\gamma$ -кванта в кристалле. Показано, что в этой зависимости также имеются очень резкие максимумы.

Здесь же определена вероятность перехода для процесса обратного тормозного излучения в кристалле при отсутствии определенной ориентации плоскости падения электронов в начальном пучке относительно кристаллографической плоскости ( $\theta, \varphi$ ). Показано, что в этом случае вероятность процесса, примерно, в 30-40 раз превосходит соответствующую вероятность в аморфной среде при любых значениях энергии поглощаемого фотона.

Далее исследовался эффект самоускорения ультрарелятивистских продольно-поляризованных электронных пучков посредством прямого и обратного тормозного излучения.

В § 13 получена зависимость числа актов самоускорения в единицу времени от величины приращения энергии начальных электронов в случае аморфной мишени с учетом спиновых состояний

начального и конечного электронов. Определено полное число событий самоускорения в единицу времени, т.е. число электронов, покидающих аморфную мишень в единицу времени с энергией

$E_2 \geq E_1 + \Delta E_{min}$ , где  $E_1$  - начальная энергия электронов,  $\Delta E_{min}$  - минимальное приращение энергии электронов, которое может быть зарегистрировано в эксперименте. Показано, что при прохождении пучка электронов с энергией  $E_1 = 10$  ГэВ, плотностью  $10^{12}$  эл/см<sup>3</sup> и интенсивностью  $10^{17}$  эл/с через графит толщиной 3 мм, число электронов, увеличивших свою энергию на 2% и более, составляет  $\sim 0,1$  соб/ч. При толщине мишени 1 см это число составляет  $\sim 1$  соб/ч. Таким образом, осуществить экспериментальное обнаружение эффекта самоускорения при прохождении электронных пучков через аморфную среду довольно затруднительно.

В § 14 получена зависимость числа актов самоускорения в единицу времени от величины приращения энергии ускоренного электрона в случае прохождения электронного пучка через монокристалл алмаза. Показано, что если пучок электронов входит в монокристалл под малым углом ( $\sim 1$  мрад) к кристаллографической оси (причем все электроны движутся в одной плоскости), то в этой зависимости имеются резкие максимумы, величина которых может более чем на два порядка превышать соответствующую величину для аморфной мишени. Тем не менее, полное число событий самоускорения (проинтегрированное по приращению энергии) при прохождении электронов через кристалл в этом случае лишь незначительно отличается от полного числа актов самоускорения в аморфной среде и не превышает  $\sim 1$  соб/ч.

Далее в § 14 получено выражение для числа событий самоускорения в кристалле в единицу времени при произвольной ориентации плоскости падения начальных электронов относительно кристаллографической плоскости ( $\theta, \varphi$ ). Показано, что в этом случае

полное число актов самоускорения возрастает на 2+3 порядка по сравнению с аморфной мишенью и при приведенных выше параметрах электронов пучка может достигать  $\sim 100$  соб/ч. Проводится сравнение полученных результатов с числом событий самоускорения в единицу времени, которое обеспечивается другими возможными механизмами самоускорения (посредством меллеровского рассеяния электронов и прямого и обратного тормозного излучения в режиме плоскостного кналирования) и выясняется какой из них и при каких условиях является доминирующим.

В приложении I приводятся функции, через которые выражается зависимость числа событий самоускорения в кристалле от приращения энергии ускоренного электрона.

В приложении 2 показано, что часть зависимости числа событий самоускорения в кристалле от приращения энергии ускоренного электрона, содержащая  $\delta$ -образные пики дает пренебрежимо малый вклад в полное число событий самоускорения.

В заключении сформулированы основные результаты диссертации, которые выдвигаются для защиты.

#### ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ

I. Впервые вычислено сечение тормозного излучения ультрарелятивистских электронов в кристалле с учетом линейной поляризации тормозных фотонов и продольных поляризаций начального и рассеянного электронов. С помощью полученных выражений определены интенсивность и степень линейной поляризации излучения, а также вероятность переворота спина электрона. Показано, что линейно-поляризованными могут быть лишь фотоны, испускаемые которых не приводит к перевороту спина электрона.

Получены аналитические выражения для энергетической зависимости интенсивности, степени линейной поляризации излучения и вероятности переворота спина электронов в случаях фиксации по-

лярного угла и плоскости испускания тормозных фотонов.

2. Показано, что усреднение по ориентации плоскости падения начальных электронов ( $\theta, \phi$ ) относительно кристаллографической плоскости ( $\theta, \phi$ ) при фиксированном значении полярного угла  $\theta$  вхождения электронов относительно кристаллографической оси  $\theta$ , приводит к сглаживанию максимумов в спектре излучения, однако его интенсивность при этом значительно превышает интенсивность тормозного излучения в аморфной среде. Степень линейной поляризации излучения при таком усреднении близка к нулю. Далее, показано, что при вращении кристалла вокруг кристаллографической оси  $\theta$ , образующей малый угол с импульсом начальных электронов (все начальные электроны считаются движущимися в одной плоскости), интенсивность тормозного излучения совпадает с интенсивностью при усреднении по ориентации плоскости падения начальных электронов, но при этом излучение становится линейно-поляризованным. Используя осевую коллимацию тормозного излучения во вращающемся кристалле мы можем получить источник излучения, обладающий высокой степенью линейной поляризации (до 90%) в широкой спектральной области, интенсивность которого сравнима с полной (без какой-либо коллимации) интенсивностью тормозного излучения в аморфной среде.

3. Впервые получено выражение для эффективного сечения фоторождения  $e^+e^-$ -пар в кристалле с учетом линейной поляризации  $\gamma$ -квантов и продольных поляризаций частиц пары. Определен коэффициент асимметрии фоторождения и исследовано влияние спиновых состояний электрона и позитрона на ее величину. Показано, что вклад в асимметрию фоторождения дают лишь пары с взаимопротивоположными продольными поляризациями лептонов ( $S_+S_- = -1$ ), а для остальных пар с  $S_+S_- = +1$  асимметрия тождественно равна нулю. Выяснено, что регистрация фоторождения не всех  $e^+e^-$ -пар, а лишь с  $S_+S_- = -1$  позволяет почти в два раза увеличить асим-

метрих фоторождения.

Рассмотрены случаи фиксации полярного угла и плоскости испускания одной из частиц пары. В обоих случаях получены выражения для эффективного сечения и асимметрии фоторождения  $e^+e^-$ -пар. Показано, что как фиксация полярного угла, так и фиксация плоскости испускания частиц пары позволяют значительно увеличить асимметрию фоторождения, а, следовательно, и точность измерения степени линейной поляризации фотонов с помощью процесса образования  $e^+e^-$ -пар.

4. Рассмотрено фоторождение  $e^+e^-$ -пар в кристалле при произвольной ориентации плоскости падения  $\gamma$ -квантов относительно кристаллографической плоскости  $(C_1, C_2)$ . Показано, что при этом происходит сглаживание резких максимумов в энергетической зависимости сечения фоторождения, однако само сечение по абсолютной величине значительно превышает сечение образования  $e^+e^-$ -пар в аморфном веществе. Асимметрия фоторождения  $e^+e^-$ -пар в этом случае близка к нулю.

Впервые исследован процесс фоторождения  $e^+e^-$ -пар во вращающемся вокруг оси  $C_1$  кристалле (начальные  $\gamma$ -кванты движутся в одной плоскости под малым углом  $\theta$  к оси  $C_1$ ). Показано, что эффективное сечение процесса в этом случае совпадает с сечением образования  $e^+e^-$ -пар в кристалле при усреднении по ориентации плоскости падения  $\gamma$ -квантов, однако асимметрия фоторождения  $e^+e^-$ -пар отлична от нуля. Рассмотрен случай фиксации полярного угла испускания одной из частиц пары при фоторождении  $e^+e^-$ -пар во вращающемся кристалле.

5. Исследован процесс обратного тормозного излучения продольно-поляризованных электронов. Получены выражения для вероятности перехода как в случае аморфной среды, так и для кристалла. Показано, что при вхождении электрона в кристалл под малым углом к одной из кристаллографических осей в энергетической за-

висимости вероятности перехода имеются резкие максимумы. Рассмотрен случай произвольной ориентации плоскости падения начальных электронов относительно кристаллографической плоскости монокристалла. В этом случае вероятность перехода в единицу времени в 30-40 раз превышает аналогичную вероятность для аморфной среды при любых энергиях поглощаемых фотонов.

6. Исследован эффект самоускорения ультрарелятивистских продольно-поляризованных электронных пучков в аморфной и монокристаллической мишенях посредством прямого и обратного тормозного излучения. Получены выражения для зависимости числа событий самоускорения в единицу времени от величины приращения энергии ускоренного электрона. Показано, что при прохождении электронного пучка через кристалл в этой зависимости имеются резкие максимумы. Тем не менее, полное число событий самоускорения в единицу времени в случае фиксированной ориентации плоскости падения электронов лишь незначительно отличается от полного числа событий в аморфной среде и не превышает  $\sim 1$  сов/ч. Рассмотрен случай произвольной ориентации плоскости падения электронов, проходящих через кристалл. В этом случае полное число событий самоускорения в кристалле возрастает на 2-3 порядка и может достигать  $\sim 100$  сов/ч.

МАТЕРИАЛЫ ДИССЕРТАЦИИ ОПУБЛИКОВАНЫ В РАБОТАХ:

1. Наджафов И.М., Миранцев Л.В. Спиновые эффекты усиления степени линейной поляризации тормозного излучения в кристаллах. Изв. АН СССР, серия физическая, 1977, т. 41, № 10, с. 2116-2120.
2. Наджафов И.М., Миранцев Л.В. Линейная поляризация тормозного излучения на ядрах кристалла при внеосевой коллимации с учетом продольных поляризаций начального и конечного электронов. Изв. АН СССР, серия физическая, 1979, т. 43, № 11, с. 2362-2366.

3. Миранцев Л.В. Прямое и обратное тормозное излучение электронов в кристаллах. Материалы III республиканской научной конференции аспирантов вузов Азербайджана. Секции технических наук. 15-17 декабря 1980 года. Баку, 1981, с. 293-298.

4. Наджафов И.М., Миранцев Л.В. Прямое и обратное тормозное излучение электронов и фоторождение  $e^+e^-$  пар в кристаллах при отсутствии азимутальной ориентации мишени. Изв. АН СССР, серия физическая, 1982, т. 46, № I, с. 115-120.

5. Наджафов И.М., Миранцев Л.В. Фоторождение электрон-позитронной пары в кристаллах с учетом линейных поляризаций  $\gamma$ -кванта и продольных поляризаций лептона и антилептона. Изв. АН СССР, серия физическая, 1978, т. 42, № 9, с. 1883-1889.

6. Наджафов И.М., Миранцев Л.В. Асимметрия фоторождения  $e^+e^-$  пар в кристаллах с учетом спиновых состояний лептонов. Изв. АН СССР, серия физическая, 1980, т. 44, № II, с. 2413-2417.

7. Наджафов И.М., Миранцев Л.В. Асимметрия фоторождения  $e^+e^-$  пар в кристалле при фиксировании азимутального угла вылета одной из частиц пары. Физика атомов и элементарных частиц (тематический сборник научных трудов). Издание АГУ им.С.М.Кирова, Баку, 1981, с. 36-45.

8. Наджафов И.М., Миранцев Л.В. Влияние кристаллической структуры мишени на эффект ускорения электронов. Изв. АН СССР, серия физическая, 1981, т. 45, № I, с. 177-182.