САМАРКАНДСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

На правах рукописи УДК 539.16.04:621.039

СУЛЕЙМАНОВ РЕНАТ ДАМИРОВИЧ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБНАРУЖЕНИЕОТРАЖЕНИЯ ГАММА ИЗЛУЧЕНИЯОТ ПОВЕРХНОСТИ ЖИДКОЙ РТУТИ

01.04.08 – Физика атомного ядра и элементарных частиц. Ускорительная техника

ДИССЕРТАЦИЯ на соискание учёной степени доктора философии (PhD) по физико-математическим наукам

Научный руководитель: Муминов Толиб Мусаевич, доктор физико-математических наук, академик АН РУз

оглавление

Список условных обозначений, единиц измерения, символов и терминов	5
Введение	7
Глава I. Краткий обзор состояния теоретических и экспериментальных исследований оптики жёсткого рентгеновского и гамма-излучения1	7
1.1. Сущность проблемы1	7
1.2 Законы классической оптики в области жёсткого рентгеновского и гамма-излучения	0
1.3. Полное внешнее отражение в диапазоне мягкого рентгеновского излучения	4
1.4. Краткий обзор современных достижений рентгеновской оптики2	8
1.5. Теоретическая возможность полного внешнего отражения в гамма- диапазоне электромагнитного излучения	5
Глава II. Постановка и моделирование эксперимента. Методические 8000000000000000000000000000000000000	0
2.1. Экспериментальная установка	0
2.2. Геометрия эксперимента	5
2.3. Моделирование спектров генерируемого тормозного излучения электронов	8
 2.3.1. Спектральный состав ТИЭ	8
	0
2.3.3. Эффективность регистрации гамма квантов неорганическим сцинтилляционным детектором и вероятность прохождения	,
гамма-квантами 120 метрового воздушного слоя	1
2.3.4. Угловое распределение ТИЭ	1
2.3.5. Количественная оценка числа гамма квантов	
имитированных тормозной мишенью54	4
2.3.6. Количественная оценка числа гамма квантов	
попавших в детектор	7
2.4. Компьютерное моделирование эксперимента	8

2.4.1. Моделирование полного внешнего отражения у-квантов	59
2.4.2. Результаты моделирования	62
2.5.Методические исследования (спектры тормозного излучения электронов, эффективность регистрации)	66
2.6. Модернизация магнитооптического тракта транспортировки электронного пучка	69
2.6.1. Прецизионный регулируемый источник стабильного	
тока 0-20 А	69
2.6.2 Трёхфазный тиристорный регулятор мощности	
с микроконтроллерным управлением	71
Выводы к Главе II	76
Глава III. Экспериментальные результаты. Полное внешнее отражение	
гамма-квантов	77
3.1. Общие сведения	77
3.2. Условия измерений	82
3.3. Обработка экспериментальных данных	83
3.4. Экспериментальные результаты	84
Выводы к главе III	91
Заключение	90
Список использованной литературы	93

СПИСОК УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ, ЕДИНИЦ ИЗМЕРЕНИЯ, СИМВОЛОВ И ТЕРМИНОВ

Аббревиатуры

ТИЭ – тормозное излучение электронов

ТМ – тормозная мишень

ПВО – полное внешнее отражение

Фундаментальные физические постоянные

$$c = 2,99792458 \times 10^8 \text{ м} \times \text{c}^{-1}$$
 – скорость света в вакууме

 $h = 6,62607015 \times 10^{-34}$ Дж×с – постоянная Планка

 $\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,054571817 \times 10^{-34} \,\text{Дж} \times \text{с}$ – приведённая постоянная Планка

 $m_e = 9,1093837015 \times 10^{-31}$ кг – масса покоя электрона

 $e_0 = 1,602176634 \times 10^{-19}$ Кл- заряд электрона (элементарный заряд)

Обозначения физических величин

*Е*_v – энергия гамма-кванта

k – энергия гамма-кванта в единицах $m_e c^2$

Z-атомный номер (зарядовое число атомного ядра)

 E_0- начальная энергия электрона в единицах $m_e c^2$

Используемая система единиц

Везде, если не оговорено противное используется Международная система единиц СИ

В качестве единицы измерения энергии электронов и гамма-квантов используется внесистемная единица «электрон-вольт» (эВ)

1эВ=1,602176634×10⁻¹⁹Дж

Терминология

Термины «гамма-квант» и «фотон» являются семантически идентичными.

Угол падения – угол *α* между падающим лучом и нормалью к поверхности в точке падения.

Скользящий угол падения – угол θ между падающим лучом и его проекцией на плоскость поверхности. При этом $\theta = \pi - \alpha$.

Угловая апертура – угол между крайними лучами конического светового пучка на входе или выходе оптической системы.

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность и востребованность темы диссертации. Во всех диапазонах электромагнитного излучения явление зеркального отражения хорошо изучено и используется в самых различных практических целях (микроскопы, телескопы, тепловизоры, радиосвязь). Однако в диапазоне жёсткого рентгеновского и гамма-излучения это явление до настоящего времени не было обнаружено. Это связано с тем, что, с ростом энергии квантов рентгеновского излучения уменьшается длина волны, которая становится меньше размеров межатомных расстояний, а длина волны гамма-квантов уже сопоставима с размерами субатомных частиц. В последние годы, были составные преломляющие линзы, способные фокусировать созданы рентгеновское излучение с энергией вплоть до 40 кэВ. Зеркала «косого» падения, используемые в рентгеновской астрономии, фокусируют излучение с энергией до 80 кэВ. Тем не менее в научной литературе отсутствует информация о фокусирующих системах для излучения с энергией более 100 кэВ. Также не существует строгой и последовательной теории полного внешнего отражения (ПВО) для гамма-излучения. Таким образом, вопрос о существовании зеркального отражения гамма-излучения остается открытым, что обуславливает актуальность исследований в этой области.

В настоящее время в мире проводятся многочисленные исследования по поиску эффективных материалов, применимых для жесткого рентгеновского диапазона и созданию рентгенооптических систем. Изучение отражения гамма-квантов от макроскопически гладких поверхностей требует наличия интенсивного источника гамма-излучения, прецизионной системы позиционирования и достаточно большой пролётной базы (~100 метров и более).

На протяжении последних лет в Узбекистане проводятся работы по изучению рассеяния гамма-излучения на сверхмалые углы от ряда материалов. В Самаркандском государственном университете, располагающим достаточно мощным электронным ускорителем с примыкающим к нему подземным 320

метровым пролётным каналом, получены важные результаты по экспериментальному определению коэффициентов отражения гамма-квантов от поверхности жидкой ртути, которые позволяют оценить возможности создания гамма-оптических систем. Востребованность этих исследований обусловлена их прикладным значением в области медицинской диагностики и терапии, неразрушающем контроле материалов и технологических процессов, ядерной энергетики.

Исследования, проведенные в данной диссертационной работе, соответствуют задачам, предусмотренным в Указе Президента Республики Узбекистан № УП-4947 от 2 февраля 2017 года «О стратегии действий по дальнейшему развитию Республики Узбекистан на 2017–2021 годы», Постановленях Президента Республики Узбекистан № ПП–2789 от 17 февраля 2017 года «О мерах по дальнейшему совершенствованию деятельности Академии наук, организации, управления и финансирования научно-исследовательской деятельности», № ПП-4492 «Об утверждении стратегии развития кадрового потенциала для ядерно-энергетической программы Республики Узбекистан» от 16 октября 2019 года, а также других нормативно-правовых документах, принятых в данной области.

Соответствие исследования приоритетным направлениям развития науки и технологий республики. Диссертационное исследование выполнено в соответствии с приоритетным направлением развития науки и технологий в республике II. «Энергетика, энергосбережение и альтернативные источники энергии».

Степень изученности проблемы. Изучением возможности создания гамма-оптических систем занимались в ведущих научно-исследовательских центрах мира многие ученые, в частности, французские (A. Snigirev, V. Kohn, I. Snigireva, B. Lengeler, D. Habs, M.M. Günther, M. Jentschel и W. Urban, Donohue J.T.), американские (HaileyC.J. и др.), российские (Гаранин С.Ф., Краветс Е.М.) и другие.

Исследователями (A. Snigirev, V, Kohn, I. Snigireva, B. Lengeler) из Европейского центра синхротронных исследований были разработаны способные составные преломляющие линзы, фокусировать жёсткое рентгеновское излучение с энергией вплоть до 40 кэВ.В области зеркальной оптики косого падения учёными (HaileyC.J. и др.) из NASA было создано рентгеновское зеркало способное фокусировать излучение с энергией до 80 кэВ. В 2012 году международной группой исследователей (D. Habs, M.M. Günther, M. Jentschel и W. Urban) из института Лауэ–Ланжевенабыл проведён эксперимент, результат которого заключается в том, что для гамма-излучения с энергией 1165 и 1951 кэВ показатель преломления в кремнии достигал величины $1+1,48 \times 10^{-9}$ и $1+1,11 \times 10^{-9}$ соответственно.В настоящий момент времени (2021 г.) эта работа является единственным исследованием, посвящённым экспериментальному измерению показателя преломления гамма-излучения.

В 2013 г. в вышеуказанной работе (D. Habs, M.M. Günther, M. Jentschel и W. Urban) была обнаружена ошибка В теоретических выкладках (Donohue J.T.), а в 2016 г. было доказано, что квантово-механический эффект дельбрюковского рассеяния не может привести к положительному значению β показателя преломления $n = 1 + \beta$ для гамма-излучения (Гаранин С.Ф., Краветс Е.М.). В итоге в 2017 г. авторы работы отозвали свои результаты в виду ошибок эксперимента и численных расчётов. Анализ допущенных ошибок показал, что экспериментальное измерение показателя преломления гамма-излучения следует проводить на интенсивных пучках гамма-квантов имея при этом достаточно большую пролётную базу (расстояние от рефлектора/призмы до детектора). Таким образом, в настоящее время вопрос о значении величины показателя преломления для гамма-излучения остаётся открытым. При этом наибольший научно-практический интерес представляет собой измерение коэффициентов отражения гамма-излучения для тяжёлых элементов (например, таких как ртуть) в широком диапазоне энергий гаммаквантов.

диссертационного исследования Связь С планами научноисследовательских работ высшего образовательного учреждения, где выполнена диссертация. Диссертационное исследование выполнено в Самаркандского научно-исследовательских проектов рамках государственного университета по темам: № ОТ-Ф2-011 «Исследование эффекта полного внешнего отражения в гамма диапазоне электромагнитного излучения» (2007-2011), № ОТ-Ф2-16 «Исследование физической природы обнаруженного зеркального отражения гамма-квантов от гладкой аморфной поверхности» (2017-2020).

Целью исследования является экспериментальное обнаружение отражения гамма-излучения от поверхности жидкой ртути на основе измерений его энергетического и углового распределения.

Задачи исследования:

разработка математической модели эксперимента по изучению взаимодействия тормозного излучения электронов с поверхностью жидкой ртути при скользящих углах падения 0–300 мкрад;

проведение глубокой модернизации компонентов магнитооптического тракта транспортировки пучка ускорителя электронов Микротрон МТ-22 С;

разработка системы формирования пучков тормозного излучения электронов с угловой апертурой <100 мкрад;

проведение эксперимента по изучению взаимодействия тормозного излучения электронов с поверхностью жидкой ртути при скользящих углах падения 33 и 83 мкрад;

анализ экспериментальных результатов и их физическая интерпретация.

Объектом исследования является взаимодействие гамма-излучения в диапазоне энергий E = 0, 2 - 4, 0 МэВ с поверхностью жидкой ртути.

Предметом исследования является отражение гамма-излучения в диапазоне энергий E = 0, 2 - 1, 0 МэВ от поверхности жидкой ртути при скользящих углах падения $\theta < 150$ мкрад.

Методы исследования. Использованы методы математического моделирования методом Монте-Карло; сцинтилляционная гаммаспектрометрия; стандартные методы измерения параметров электронного пучка (измерение тока пучка, нормировка на заряд и др.); методы, применяемые в ядерной электронике (синхронизация аналого-цифрового преобразователя с импульсом запуска ускорителя, дискриминация сигналов и др.).

Научная новизна исследования заключается в следующем:

впервые экспериментально доказано, что гамма-излучение в диапазоне энергий 200–600 кэВ отражается от поверхности жидкой ртути при скользящих углах падения 33 и 83 мкрад;

получена оценка значений коэффициентов отражения гамма-излучения в диапазоне энергий 200-600 кэВ от поверхности жидкой ртути при скользящем угле падения 83 мкрад;

разработана математическая модель эксперимента по изучению взаимодействия тормозного излучения электронов с поверхностью жидкой ртути, учитывающая основные ядерно-физические процессы, параметры коллимационной системы и детектирующего оборудования;

разработана система формирования пучков тормозного излучения электронов с угловой апертурой менее 100 мкрад с оптимизированными геометрическими и физическими параметрами (материал и длина коллиматоров, величина зазоров, базовые расстояния).

Практические результаты исследования заключаются в следующем:

создан экспериментальный стенд для изучения взаимодействия тормозного излучения электронов с макроскопически гладкими поверхностями при сверхмалых скользящих углах падения;

разработано программное обеспечение для расчёта экспозиционной и поглощённой дозы при облучении образцов тормозным излучением электронов;

сформулированы требования к гамма-оптическим фокусирующим системам на основе измеренных значений коэффициентов отражения гаммаизлучения.

Достоверность результатов исследования обеспечена достаточно большой статистикой экспериментальных данных, наличием хорошего согласования полученных экспериментальных данных с результатами моделирования методом Монте-Карло, использованием сертифицированных эталонных источников при калибровке детекторов и прецизионного измерительного оборудования.

Научная и практическая значимость результатов исследования.

Научная значимость результатов заключается в том, что впервые было экспериментально доказано, что гамма-излучение в диапазоне энергий 200– 600 кэВ отражается от поверхности жидкой ртути при скользящих углах падения 33 и 83 мкрад. Измеренные угловые и энергетические распределения отраженных гамма-квантов имеют важное значение для теоретической интерпретации физического механизма полного внешнего отражения в диапазоне гамма-излучения.

Практическая значимость результатов исследования заключается в том, что полученные значения коэффициентов отражения гамма-излучения позволяют провести оценку требуемых параметров к зеркальным системам способным фокусировать (отражать) гамма-излучение в диапазоне энергий вплоть до 600 кэВ.

Внедрение результатов исследования. На основе полученных результатов по экспериментальному обнаружению отражения гаммаизлучения от поверхности жидкой ртути:

экспериментальные данные по отражению жестких гамма-квантов от поверхности жидкой ртути при углах падения 33 и 83 мкрад использовались при выполнении прикладного проекта №А-3-115 «Разработка систем управления пучками жесткого гамма-излучения» (2015-2017) (Справка Министерства высшего и среднего специального образования Республики 12 Узбекистан № 89-03-4360 от 3 ноября 2020 года). Использование научных результатов позволило разработать принципиально новый способ выделения из непрерывного спектра тормозного излучения электронов его низкоэнергетической части с управляемой верхней границей;

полученные значения коэффициентов отражения гамма-излучения в диапазоне энергий 200-600 кэВ от поверхности жидкой ртути при скользящем угле падения 83 мкрад использовались при выполнении прикладного проекта №А-3-115 «Разработка систем управления пучками жесткого гаммаизлучения» (2015-2017) (Справка Министерства высшего и среднего специального образования Республики Узбекистан № 89-03-4360 от 3 ноября 2020 года). Установленные значения коэффициентов отражения применены для определения параметров экспериментальной установки по выделению из непрерывного спектра тормозного излучения электронов его низкоэнергетической части с управляемой верхней границей;

созданная математическая модель по изучению взаимодействия тормозного излучения электронов с поверхностью жидкой ртути была использована в рамках прикладного проекта №А-3-115 «Разработка систем управления пучками жесткого гамма-излучения» (2015-2017) (Справка Министерства высшего и среднего специального образования Республики Узбекистан № 89-03-4360 от 3 ноября 2020 года). Использование научных результатов позволило модернизировать экспериментальный стенд для выделения низкоэнергетической части спектра тормозного излучения электронов;

разработанная система формирования пучков тормозного излучения электронов была использована в рамках прикладного проекта №А-3-115 «Разработка систем управления пучками жесткого гамма-излучения» (2015-2017) (Справка Министерства высшего и среднего специального образования Республики Узбекистан № 89-03-4360 от 3 ноября 2020 года). Она была применена в качестве прототипа коллимационной системы

экспериментального стенда по выделению низкоэнергетической части спектра тормозного излучения электронов.

Апробация результатов исследования. Результаты исследования были обсуждены на двух международных научно-практических конференциях.

Опубликованность результатов исследования. По теме диссертации опубликовано 13 научных работ, в том числе 7 статей в изданиях, рекомендованных Высшей аттестационной комиссией Республики Узбекистан для публикации основных научных результатов докторских диссертаций, из них 4 статьи в зарубежных научных журналах.

Структура и объём диссертации. Диссертация состоит из введения, трёх глав, заключения, списка использованной литературы. Объем диссертации составляет 96 страниц.

Список опубликованныхработ:

- Kumakhov M.A., Muminov A.T., Muminov T.M., Osmanov B.S., Safarov A.N., Skvortsov V.V., Suleymanov R.D. Simulation of total external reflection of γ-quanta // Proceedings of SPIE International Society for Optical Engineering. Bellingham (USA), 2005. Vol. 5943. pp. 46-54 (№3. Scopus; IF=0.56).
- Алимов Г.Р., Кумахов М.А., Муминов А.Т., Муминов Т.М., Норбоев К.М., Османов Б.С., Салихбаев У.С., Сафаров А.Н., Скворцов В.В., Сулейманов Р.Д. Экспериментальное исследование рассеяния гамма-квантов тормозного излучения электронов (E_e = 11.8 MeV) на сверх малые углы // Журнал технической физики. – Санкт-Петербург (Россия), 2007. - № 9 (77). - С. 123-126 (№3. Scopus; IF = 0.73).
- Muminov A.T., Muminov T.M., Norboev K., Osmanov B.S., Salikhbaev U.S., Safarov A.N., Skvortsov V.V., Suleymanov R.D. Experimental Detection of Specular Reflection of Gamma Quanta // Technical Physics. – Saint Petersburg (Russia), 2011. - Vol. 56, No. 9. - pp. 1345–1352. (№3. Scopus; IF = 0.73)

- Muminov A.T., Muminov T.M., Muratov R.R., Norboev K.M., Salikhbaev U.S., Safarov A.N., Skvortsov V. V., Suleymanov R.D. An Experimental Setup for Studying Specular Reflection of Hard γ Quanta //Instruments and Experimental Techniques. – Moscow (Russia), 2013. - Vol. 56, No.
 - pp. 628–633 (№3. Scopus; IF = 0.56).
- Алимов Г.Р., Муминов А.Т., Муминов Т.М., Норбоев К.М., Османов Б.С., Салихбаев У.С., Сафаров А.Н., Скворцов В.В., Сулейманов Р.Д. Новые закономерности в рассеянии γ-квантов от макроскопически гладкой поверхности //Доклады Академии наук Республики Узбекистан – Ташкент, 2007. - №3. - С.12-14 (01.00.00. №7)
- Арзикулов Э.У., Ахатов А.Т., Муратов Р.Р., Сулейманов Р.Д., Туйманов
 Б. Трёхфазный тиристорный регулятор мощности с микроконтроллерным управлением. //Научный вестник СамГУ. – Самарканд, 2015. - № 5. - С. 73-78 (01.00.00. №2)
- Арзикулов Э.У., Ахатов А.Т., Сулейманов Р.Д., Туймонов Б.Н. Прецизионный регулируемый источник стабильного тока 0-20 А. // Научный вестник СамГУ. - Самарканд, 2016. - №5. С. 37-38. (01.00.00. №2)
- Муминов А.Т., Муминов Т.М., Норбоев К., Османов Б.С., Салихбаев У.С., Сафаров А.Н., Скворцов В.В., Сулейманов Р.Д.
 Зеркальное отражение гамма-квантов. Экспериментальное обнаружение. - Ташкент, 2008. - № Р-2-683. – 25с. (Препринт Института ядерной физики АН РУз)
- Aliev M.K., Alimov G.R., Kumakhov M.A., Muminov A.T., Norboev K.N., Osmanov B.S., Salikhbaev U.S., Safarov A.N., Skvortsov V.V., SuleymanovR.D., Yuldashev B.S. Structure of angular distribution of electron bremsstrahlung beam formed by slit collimator. //The Sixth International Conference "Modern Problem of Nuclear Physics": Book of Abstracts, September 19-22, 2006. - Tashkent, 2006. - pp. 76-78.

- Aliev G.Sh., Khamrakulov Kh., Muminov A.T., Norboev K.N., Rumi R.F., Salikhbaev U.S., Safarov A.N., Skvortsov V.V., Suleymanov R.D. Angular transformation of electron bremsstrahlung spectra from slit collimator. //The Sixth International Conference "Modern Problem of Nuclear Physics": Book of Abstracts, September 19-22, 2006. - Tashkent, 2006. - pp. 79-80.
- Bazarbayev N.N., Muminov A.T., Muminov T.M., Muratov R.R., Norboyev K.M., Safarov A.A., Safarov A.N., Suleymanov R.D. The dependence of the specular reflection coefficient of hard gamma radiation on the surface roughness of the reflector //Ninth International Conference "Modern Problems of Nuclear Physics and Nuclear Technologies": Book of Abstracts, September 24-27, 2019. - Tashkent, 2019. - pp. 62-64.
- Bazarbayev N.N., Muminov A.T., Muminov T.M., Muratov R.R., Norboyev K.M., Safarov A.A., Safarov A.N., Suleymanov R.D. Formation of the bremmstrahlung by two slitcollimators //Ninth International Conference "Modern Problems of Nuclear Physics and Nuclear Technologies": Book of Abstracts, September 24-27, 2019. Tashkent, 2019. pp. 104-105.
- Suleymanov R.D., Safarov A.A. Calculation of exposition and absorbed dose of samples by bremsstrahlung irradiation // Ninth International Conference "Modern Problems of Nuclear Physics and Nuclear Technologies": Book of Abstracts, September 24-27, 2019. - Tashkent, 2019. - pp. 188-189.

ГЛАВАІ. КРАТКИЙ ОБЗОР СОСТОЯНИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ОПТИКИ ЖЁСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО И ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ

В настоящее время (2020 г.) не существует сколько-нибудь строгой и последовательной теории полного внешнего отражения (ПВО) для диапазонов жесткого рентгеновского и гамма-излучения. Микроскопическая теория взаимодействия фотонов с электронами – квантовая электродинамика (КЭД) позволяет с огромной степенью точности описать взаимодействие отдельных квантов электромагнитного излучения с электронами. Однако, не смотря на логическую стройность и точность, применение КЭД для описания взаимодействия большого числа фотонов с коллективом свободных (или связанных) электронов представляет собой трансцендентно сложную задачу, даже с учётом последних достижений в вычислительной техники. В силу вышесказанного, экстраполяция теории ПВО мягкого рентгеновского излучения на области жесткого рентгеновского и гамма-излучения имеет в большей степени приближённый, оценочный характер. В работе [1] авторы пытаются теоретически обосновать возможность ПВО для диапазона жёсткого рентгеновского и гамма-излучения. Основные положения этой статьи приводятся ниже (пункт 1.5).

§ 1.1.Сущность проблемы

Дело в том что, казалось бы, взаимодействие жёсткого γ-излучения с веществом к настоящему времени изучено достаточно подробно. По данной проблеме опубликованы тысячи экспериментальных и теоретических научных работ, сотни обзорных статей и монографий, в которых установлено, что в области энергий квантов электромагнитного излучения ~10²-10⁴ кэВ основными механизмами взаимодействия этого излучения с веществом являются фотоэффект, комптоновское рассеяние и образование электронпозитронных пар[2]. При энергиях выше 6–7 МэВ существенный вклад начинают вносить ядерные процессы: фотоядерные реакции, рассеяние на ядрах и на отдельных нуклонах, а при ещё более высоких энергиях ~10³ МэВ - рождение мезонов[3]. Однако, ряд вопросов остался малоизученным. В частности, это относится к практически не изученному рассеянию γ-квантов на сверхмалые углы.

В инфракрасном, видимом, ультрафиолетовом радио, И МЯГКОМ рентгеновском диапазонах электромагнитного излучения обнаружено, хорошо изучено и используется в самых различных практических целях (микроскопы, телескопы, фото и киноаппаратура, лазерная локация, приборы видения, радиосвязь, телевидение, радиолокация, ночного оптические приборы мягкого рентгеновского излучения и т.д.) явление зеркального отражения – полного внутреннего отражения в оптическом[4, стр. 439] и его аналога - полного внешнего отражения (ПВО) в мягком рентгеновском стр. 220].Различия обусловлены диапазоне[5, тем, что показатель преломления практически всех сред для рентгеновского излучения, в отличие от видимого света, несколько меньше единицы. Что касается диапазона жёсткого рентгеновского и гамма-излучения, то в них это явление до настоящего времени не обнаружено, так что гамма-излучение остаётся пока неуправляемым.

В рамках классической волновой теории полное внешнее отражение проявляется при падении излучения с длиной волны λ на поверхность раздела двух сред с межатомным расстоянием $d \leq \lambda$ и неровностями, не превышающими $\lambda / 8\alpha_{cr}$, под углами α меньше критического[5, 6, 7]

$$\alpha_{cr} = \frac{e\hbar}{E_{\gamma}} \sqrt{\frac{Z N_A \rho}{A m_e \varepsilon_0}}$$
 Error! Bookmark not defined.

где е и m – заряд и масса электрона, Z, A и ρ – атомный номер, масса и плотность вещества отражающей поверхности, \hbar – постоянная Планка, N_A –

число Авогадро, E_{γ} – энергия кванта излучения, *с* – скорость света. Значения критических углов ПВО с ростом энергии излучения уменьшаются.

В жёстком рентгеновском и гамма-диапазонах $\lambda \Box d$. Таким образом, условие $d \leq \lambda$ не выполняется. Казалось бы, зеркальное отражение в гамма-диапазоне в принципе невозможно. Ожидать зеркального отражения гамма-лучей от «гладкой» поверхности – это всё равно, что ожидать зеркального отражения света от множества иголок, набитых в доску ровными рядами. Тем не менее, квантово-механическое рассмотрение данного вопроса [1] показало, что и в случае гамма-излучения при сверхмалых углах скольжения возможно проявление ПВО, обусловленное возрастанием роли рэлеевского рассеяния, а выражение (1.1) остаётся справедливым.



Рис. 1.1. Энергетические зависимости критических углов ПВО (от поверхности кремния и ртути) и вероятности прохождения 118 м воздушной среды у-квантами

В соответствии с этим, ожидаемые для гамма-квантов с энергиями $E \sim 0,1-10$ МэВ значения критического угла ПВО имеют сверхмалые значения $\alpha_{cr} \sim 10^{-6} - 10^{-4}$ рад. (Рис 1.1). Известна лишь одна работа 1985 года [8], в которой установлено слабое искажение углового и энергетического распределения гамма-излучения 122 кэВ ⁵⁷Со, рассеянного от плоскости на угол $\alpha < 3 \times 10^{-4}$ рад. Оно интерпретировано, как проявление ПВО. Однако этот результат не убедителен и дальнейших работ, подтверждающих обнаружение ПВО гамма-излучения, не последовало. Таким образом, вопрос о существовании зеркального отражения гамма-излучения самма-излучения.

Ответ на этот вопрос может быть получен только путём тщательного экспериментального исследования процесса взаимодействия гамма-излучения с плоской поверхностьюпри сверхмалых углах падения.

Для таких экспериментов необходимы очень узкие (шириной 10-20 мкм) пучки гамма-излучения со сверхмалой угловой расходимостью (менее 10⁻⁴ рад) и высокой интенсивностью. А это требует сочетания достаточно мощного источника гамма-квантов, протяжённой пролётной базы и прецизионных гониометров. По-видимому, отсутствие сочетания этих условий и объясняет тот факт, что явление ПВО в гамма-диапазоне до настоящего времени не обнаружено.

C другой стороны, современные достижения оптики жёсткого рентгеновского излучения создают предпосылки для экстраполяции существующей теории на гамма-область электромагнитного спектра. В самом деле, оптика жёсткого рентгеновского излучения в настоящее время способна эффективно фокусировать излучение с энергией до 80 кэВ [9], что уже весьма близко к условной границе «начала» гамма-области электромагнитного спектра (100 кэВ).

§ 1.23аконы классической оптики в области жёсткого рентгеновского и гамма-излучения

Рентгеновское излучение условно классифицируется на «мягкое» и «жёсткое» [10, стр. 375]. Под мягким рентгеновским излучением понимается

электромагнитное излучение, энергия фотонов которого $10 \Rightarrow B \le E_{\gamma} \le 6 \text{ к} \Rightarrow B$. Рентгеновское излучение условно считается жёстким в случае $E_{\gamma} > 6 \text{ к} \Rightarrow B$. .Однозначная граница между жёстким рентгеновским и гамма излучением не определена, однако принято считать, что для гамма-излучения $E_{\gamma} > 100 \text{ к} \Rightarrow B$.

Длина волны жёсткого рентгеновского излучения $\lambda < 0,2$ нм, что сравнимо с межатомными расстояниями в кристаллах. Для гамма-излучения длина волны уже в разы меньше размера атома водорода.

Учитывая столь малую длину волны излучения, возникает естественный вопрос – <u>допустимо ли использовать понятия и законыклассической оптики в</u> <u>области жёсткого рентгеновского и гамма-излучения?</u>Классическая волновая оптика базируется на ряде постулатов, одним из которых является принцип Гюйгенса-Френеля, объясняющий механизм распространения электромагнитных волн в той или иной среде и в частности объясняющий явления отражения и преломления света [11, стр. 547]. Экстраполяция законов классической оптики на жёсткое рентгеновское и тем более гамма-излучение требует особого рассмотрения и обоснования в каждом конкретном случае.

С математической точки зрения современная физика строится на базе ряда аксиом, которые обычно именуются «законами» или «постулатами». Различные разделы физики имеют свои аксиомы, применимые только в рамках того или иного раздела (разделов) физической науки. Например, законы Ньютона являются аксиомами в классической механике, а в теории относительности они рассматриваются как предельный случай более общих утверждений (теорем). Утверждения (аксиомы) справедливые для любого раздела физики называются фундаментальными законами (постулатами). К примеру, законы сохранения энергии, импульса и ряд вариационных принципов относятся к фундаментальным законам.

Одним из важных законов оптики, который мы будем использовать в дальнейшем, является закон преломления света (закон Снеллиуса). В волновой оптике закон Снеллиусаможет быть получен, применяя соответствующие

граничные условия, которым удовлетворяют векторы электромагнитного поля на границе раздела двух сред [12, стр. 423]. Физический механизм преломления света объясняется исходя из принципа Гюйгенса-Френеля [13, стр. 108]. Однако, для того чтобы распространить закон Снеллиуса на область жёсткого рентгеновского и гамма-излучения необходимо его вывести из более общих соображений. В самом деле, закон Снеллиуса может быть выведен чисто математически исходя из вариационного принципа Ферма [14, стр. 221].

Принцип Ферма

Истинная траектория света междулюбыми двумя точками такова, что на ней реализуется минимум времени,которое необходимо свету, чтобы пройти из одной точки в другую по любому фиксированному пути, соединяющемуэти точки.

Из принципа Ферма и того, что кратчайшей линией между любыми двумя точками является отрезок прямой с концами в этих точках, следует, что в однородной изотропной среде (устроенной одинаково как в каждой точке, так и в каждом направлении) свет распространяется прямолинейно.

Пусть теперь имеются две такие среды и свет распространяется из точки *A*₁ к *A*₂, как показано на рис. 1.2.



Рис. 1.2. Распространение света из точки A_1 в точку A_2 . Скорость света в первой среде (нижняя полуплоскость, красный луч) c_1 . Скорость света во второй среде (верхняя полуплоскость, синий луч) c_2 .

Если c_1, c_2 – скорости света в этих средах, то время прохождения указанного пути таково:

$$t(x) = \frac{1}{c_1} \sqrt{h_1^2 + x^2} + \frac{1}{c_2} \sqrt{h_2^2 + (a - x)^2}.$$

Найдём экстремум функции t(x):

$$t'(x) = \frac{1}{c_1} \frac{x}{\sqrt{h_1^2 + x^2}} - \frac{1}{c_2} \frac{a - x}{\sqrt{h_2^2 + (a - x)^2}} = 0,$$

отсюда, учитывая обозначения на рис. 1.1 получаем:

$$\frac{c_1}{c_2} = \frac{x}{\sqrt{h_1^2 + x^2}} \frac{\sqrt{h_2^2 + (a - x)^2}}{a - x} = \frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2}.$$

Последняя формула может быть записана в более привычномвиде:

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = \frac{n_2}{n_1},\tag{1.1}$$

где $n_1 = c / c_1$ и $n_2 = c / c_2$ – показатели преломления первой и второй среды соответственно.

Таким образом, мы получили закон Снеллиуса (1.2) исходя из вариационного принципа Ферма. Так как вариационные принципы относятся к фундаментальным законам природы, то мы можем заключить, что закон Снеллиуса допустимо использовать в области жёсткого рентгеновского и гамма-излучения.

Другим формулы важным законом оптики являются Френеля, определяющие амплитуды и интенсивности преломлённой и отражённой электромагнитной волны при прохождении через плоскую границу раздела двух сред с разными показателями преломления[15, стр. 374].B волновой оптике формулы Френеля выводятся, применяя соответствующие граничные условия, которым удовлетворяют векторы электромагнитного поля на границе раздела двух сред [12,16]. Правомерность использования формул Френеля в диапазоне жёсткого рентгеновского излучения обоснована в работе [7], а в работе [17] показан вывод формул Френеля исходя из весьма общих физических принципов. Таким образом, формулы Френеля допустимо использовать в области жёсткого рентгеновского и гамма-излучения.

§ 1.3.Полное внешнее отражение в диапазоне мягкого рентгеновского излучения

Эффект ПВО для рентгеновского излучения был экспериментально обнаружен А.Комптоном [18] в 1922 г. По предельному углу отражения Комптон измерил коэффициенты преломления для стекла, серебра и лака.

Данное отражение называется «внешним», так как в рентгеновской области спектра показатель преломления n < 1и вакуум является оптически более плотной средой, чем вещество. Поэтому, явление полного отражения будет наблюдаться для лучей, падающих на поверхность среды из вакуума (воздуха) и отражающихся обратно. Так как предельный угол ПВО является наибольшим углом, до которого возможно полное отражение.

 $(\phi_0)_{\max} = \sqrt{2\delta}$ Error! Bookmark not defined.

Приведём основные моменты вывода зависимости интенсивности отражённого луча I от интенсивности падающего луча I_0 и угла скольжения φ_0 , детально рассмотренного в [5]. Интенсивности падающего, отражённого и преломлённого лучей определяются по следующим формулам:

 $I_{0} \sim |E_{0}|^{2} = |E_{0\parallel}|^{2} + |E_{0\perp}|^{2}$ $I \sim |E|^{2} = |E_{\parallel}|^{2} + |E_{\perp}|^{2}$ Error! Bookmark not de- $I_{\phi} \sim |E_{\phi}|^{2} = |E_{\phi\parallel}|^{2} + |E_{\phi\perp}|^{2}$

fined.

Здесь, ϕ угол преломления, индексы || и \perp описывают направление электрического вектора параллельно и перпендикулярно плоскости падения, соответственно.

Используя условие непрерывности электрического и магнитного векторов на границе раздела, геометрические расчёты, а также исключая составляющие векторов преломлённого луча, приходим к известным формулам Френеля:

$$\frac{E_{\parallel}}{E_{0\parallel}} = \frac{n\sin\phi_0 - \sin\phi}{n\sin\phi_0 + \sin\phi}$$

$$\frac{E_{\perp}}{E_{0\perp}} = \frac{\sin\phi_0 - n\sin\phi}{\sin\phi_0 + n\sin\phi}$$
Error! Bookmark not de-

fined.

где φ - угол преломления (в среде).

Для того, чтобы избавится от угла преломления φ , выразим φ через φ_0 с

помощью формул
$$n = \frac{\cos \phi_0}{\cos \phi}$$
 и $n = 1 - \delta - \beta i$. В итоге получим,

$$\sin\phi = \frac{1}{n}\sqrt{\sin^2\phi_0 - 2\delta - 2\beta i}$$
 Error! Bookmark not de-

fined.

Из-за малости ϕ_0 , заменим $\sin \phi_0$ на ϕ_0 и подставим (1.6) в (1.5):

$$\frac{E_{\parallel}}{E_{0\parallel}} = \frac{n^2 \phi_0 - \sqrt{\phi_0^2 - 2\delta - 2\beta i}}{n^2 \phi_0 + \sqrt{\phi_0^2 - 2\delta - 2\beta i}}
\frac{E_{\perp}}{E_{0\perp}} = \frac{\phi_0 - \sqrt{\phi_0^2 - 2\delta - 2\beta i}}{\phi_0 + \sqrt{\phi_0^2 - 2\delta - 2\beta i}}$$
(1.2)

Таким образом, мы получили отношение электрических векторов отражённого и падающего лучей в комплексной форме. Проводя дальнейшие математические преобразования, получим отношение интенсивностей отражённого и падающего пучка (в случае неполяризованного излучения):

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\left(\phi_0 - 2\delta\phi_0 - a\right)^2 + \left(b + 2\beta\phi_0\right)^2}{\left(\phi_0 - 2\delta\phi_0 + a\right)^2 + \left(b - 2\beta\phi_0\right)^2} + \frac{\left(\phi_0 - a\right)^2 + b^2}{\left(\phi_0 + a\right)^2 + b^2} \right\}$$
(1.3)

где а и b определяются из выражений:

$$a^{2} = \frac{1}{2} \left[\sqrt{\left(\phi_{0}^{2} - 2\delta\right)^{2} + 4\beta^{2}} + \left(\phi_{0}^{2} - 2\delta\right) \right]$$

$$b^{2} = \frac{1}{2} \left[\sqrt{\left(\phi_{0}^{2} - 2\delta\right)^{2} + 4\beta^{2}} - \left(\phi_{0}^{2} - 2\delta\right) \right]$$
 (1.4)

Отношение $\frac{I}{I_0}$ называется коэффициентом отражения *R*. Из-за малости величин δ , β и ϕ_0 , в (1.8) можно опустить члены второго порядка малости (произведения ϕ_0 на δ и β):

$$R = \frac{I}{I_0} \approx \frac{(\phi_0 - a)^2 + b^2}{(\phi_0 + a)^2 + b^2}$$
(1.5)

При угле $\phi_0 = 0$, R = 1. Из (1.9) видно, что при $\phi_0 = (\phi_0)_{\max} = \sqrt{2\delta}$, $a = b = \sqrt{\beta}$, откуда

$$R = \frac{I}{I_0} \approx \frac{(\phi_0)_{\max}^2 + 2\beta - 2(\phi_0)_{\max}\sqrt{\beta}}{(\phi_0)_{\max}^2 + 2\beta + 2(\phi_0)_{\max}\sqrt{\beta}}$$
(1.6)

Если не учитывать поглощение, то при $\phi_0 = (\phi_0)_{\text{max}}$, R = 1. В случае $\beta \neq 0$, при возрастании ϕ_0 от нуля до $(\phi_0)_{\text{max}}$, R убывает. Асимптотическое значение R при $\phi_0 = 90^0$ равно 0.

Если пренебречь поглощением, формула (1.10) ещё больше упрощается. Однако, покажем, что в исследуемом нами интервале энергий (0,1-6 МэВ) пренебрегать поглощением нельзя. Для этого, воспользуемся выражением для величины, описывающей поглощение, которое выводится в [5]:

$$\beta_q = \frac{4\pi N_q e^4}{3c^3 m^2 \omega} \tag{1.7}$$

здесь, (индекс q описывает определённую электронную оболочку атома), N_q -число q -электронов в единице объёма, ω - круговая частота ЭМ волны, e,m - заряд и масса электрона.

Или, суммируя по всем электронам

$$\beta = \sum_{q} \beta_{q} = \frac{4\pi N e^{4}}{3c^{3}m^{2}\omega}$$
(1.8)

Учитывая, что $\omega = \frac{2\pi E}{h}$ и $N = \frac{ZN_A\rho}{A}$, где E - энергия излучения, Z

- атомный номер, N_A - число Авогадро, ρ - плотность вещества, A - молярная масса, h - постоянная Планка, получаем

$$\beta = \frac{2Z\pi N_A \rho e^4 h}{3Ac^3 mE}$$
 Error! Bookmark not defined.

Значения β , вычисленные по (1.14) для рентгеновской области оказываются пренебрежимо малыми. Но, в интересующем нас интервале энергий (0,1-6 МэВ), β будет значительно больше, чем по (1.14). Дело в том, что в рентгеновской области основным механизмом поглощения является фотоэффект, сечение которого уменьшается с ростом энергии по закону: $\sigma \sim \frac{1}{E^{7/2}}$. При E > 0,1 МэВ, вклад фотоэффекта в поглощение пренебрежимо мал, и основным механизмом взаимодействия становится комптоновское рассеяние и образование $e^+ - e^-$ пар. Суммарное сечение этих процессов быстро возрастает с увеличением энергии. Так как, по (1.11), R зависит от $(\phi_0)_{\text{max}}$ и β , а $(\phi_0)_{\text{max}} = \sqrt{2\delta}$, получим зависимость коэффициента отражения от $\frac{\beta}{\delta}$, чтобы оценить влияние поглощения на R.

$$R = \frac{2\delta + 2\beta - 2\sqrt{\beta}\sqrt{2\delta}}{2\delta + 2\beta + 2\sqrt{\beta}\sqrt{2\delta}} = \frac{1 + \frac{\beta}{\delta} - \sqrt{2}\sqrt{\frac{\beta}{\delta}}}{1 + \frac{\beta}{\delta} + \sqrt{2}\sqrt{\frac{\beta}{\delta}}}$$
(1.9)

Подставив в (1.15) $\frac{\beta}{\delta} = 0,01$, получим, что (при $\phi_0 = (\phi_0)_{\text{max}}$), $R \approx 0,75$.

Таким образом, даже небольшое значение $\beta = 0,01\delta$ приводит к заметному уменьшению коэффициента отражения вблизи критического угла ПВО.

Зависимость величины критического угла ПВО $(\phi_0)_{max}$ от энергии падающего излучения имеет вид (в системе СГС):

$$(\phi_0)_{\max} = \frac{eh}{E} \sqrt{\frac{ZN_A\rho}{\pi m A}}$$
(1.10)

Видно, что $(\phi_0)_{max}$ уменьшается с увеличением энергии и прямо пропорционален квадратному корню из плотности среды. Несмотря на то, что критический угол ПВО обратно пропорционален $\sqrt{\frac{A}{Z}}$, отношение $\frac{A}{Z}$ почти для всех элементов изменяется от 2 до 3, поэтому заметной зависимости $(\phi_0)_{max}$ от Z не наблюдается. Однако, следует иметь в виду, что так как сечения всех видов взаимодействия γ -излучения с веществом растут с ростом Z, то эффект ПВО должен более отчётливо проявляться в веществах с малым Z, хотя значение критического угла в них меньше.

§ 1.4.Краткий обзор современных достижений рентгеновской оптики

Основная задача рентгеновской оптики заключается в фокусировке рентгеновских лучей. Условно оптические системы в диапазоне рентгеновского излучения классифицируются следующим образом[6, 7, 19]:

- Отражательная рентгеновская оптика
 - о зеркальная рентгеновская оптика;
 - о капиллярная рентгеновская оптика;
- Рентгеновская дифракционная оптика;
- Рентгеновская оптика преломления;
- Рентгеновские волноводы.

Наибольший практический интерес представляет зеркальная рентгеновская оптика и рентгеновская оптика преломления.В данном пункте приводятся самые последние достижения отражательной рентгеновской оптики и оптике преломления.

Рентгеновская оптика преломления базируется на составных преломляющих линзах[19]. Составная преломляющая линза - это массив отдельных линз, расположенных в линейной матрице для достижения фокусировки рентгеновских лучей в диапазоне энергий 5-40 кэВ[20, 21].

В работе [23] достаточно подробно объясняется принцип работы составных преломляющих линз. Ниже процитированы основные положения[23].

*В течении100 лет после открытия рентгеновского излучения существовало убеждение о невозможности использования преломляющих линз для фокусировки жёстких рентгеновских пучков по двум причинам. Вопервых, коэффициент преломления для электромагнитного излучения с энергией *E* в интервале 10-50 кэВ очень слабо отличается от единицы. Вовторых, такое излучение всегда имеет отличный от нуля коэффициент поглощения. Если записать комплексный коэффициент преломления в виде $n=1-\delta+i\beta$, то, например, для алюминия и E = 25 кэВ имеем $\delta = 8,643 \times 10^{-7}$, $\beta = 1,747 \times 10^{-9}$.

Проблема была решена в 1996 г. [20] с помощью использования составных линз, то есть состоящих из большого числа относительно тонких элементов. Весьма удачным обстоятельством оказалось то, что фазовая скорость рентгеновских лучей в веществе больше скорости света в вакууме, поэтому фокусирующая линза является двояко-вогнутой и толщина материала в центральной части линзы мала по сравнению с длиной поглощения. В настоящее время опубликовано много работ, в которых развиваются методы изготовления составных преломляющих линз для рентгеновских лучей.

^{*} Начало цитирования из [23]

Наиболее интересными представляются составные линзы с круглой апертурой и параболическим профилем. Элементы таких линз получают выдавливанием параболического профиля в пластинках из алюминия (см. например, [24])или органических материалов (см. например, [25]). Каждый элемент фокусирует параллельный пучок в точку на расстоянии $F_1 = R/2\delta$, где R-радиус кривизны параболического профиля (см. рис. 1.3). При этом блок из N элементов будет иметь фокусное расстояние $F \approx F_1/N$. Пусть, например, $F_1 = 100$ м. Используя блок из 100 элементов, получим фокусное расстояние, равное 1 м, что вполне приемлемо для проведения экспериментов на станциях синхротронного излучения^{*}.



^{*} Конец цитирования из [23]



Рис. 1.3.Составная преломляющая рентгеновская линза (слева) и параметры отдельного элемента линзы (справа)

В данном пункте в качестве иллюстрации современного состояния отражательной рентгеновской оптики рассмотрим первый космический телескоп жёсткого рентгеновского диапазона – NuSTAR(рис. 1.4) [9, 26, 27].

NuclearSpectroscopicTelescopeArray (NuSTAR) – космический телескоп жёсткого рентгеновского излучения (7-80 кэВ), работающий на принипе скользящего отражения, то есть отражение рентгеновских лучей осуществляется при падении под очень малыми углами к поверхности рентгеновского зеркала (см. рис. 1.5). NuSTAR был запущен 13-го июня 2012 года и в настоящее время находится на геоцентрической орбите (около 600 км от поверхности Земли). Стоимость разработки и запуска телескопа NuSTAR оценивается в 165 млн. долларов США [27].

В обзоре [27] приводятся общие сведения о телескопе NuSTAR, а в работах [9, 26] внимание акцентрируется на оптике телескопа.

В отличии от телескопов видимого сввета, в которых используются зеркала и линзы, работающие при нормальном падении света, телескоп NuSTAR должен использовать оптику скользящего падения, так как коэффициент отражения рентгеновских лучей при нормальном падении оказывается чрезвычайно малым. Поэтому рентгеновские телескопы должны использовать зеркала, поверхность которых почти параллельна входящему рентгеновскому излучению (см. рис. 1.5). Так как одно зеркало само по себе только небольшую перехватывает часть падающего рентгеновского излучения, то в телескопе NuSTAR используются 133 концентрических зеркальных оболочек толщиной по 0,02 см. Каждая зеркальная оболочка состоит ряда сегментов уникальной геометрической формы. Всего зеркало телескопа включает в себя 4680 сегментов расположенных почти параллельно падающему пучку рентгеновского излучения. Каждый сегмент зеркала изготавливается на основе стеклянной подложки с многослойным покрытием из платины, углерода, вольфрама и кремния. Фокальная длина зеркала телескопа составляет 10 метров. Зеркало способно эффективно фокусировать рентгеновское излучение в диапазоне 7-80 кэВ.





Рис. 1.4. Телескоп NuSTAR



Рис. 1.5.Принцип фокусировки жёсткого рентгеновского излучения зеркалами косого падения.



Рис. 1.6.Размещение рентгеновского зеркала (жёлтый цилиндр) в телескопе NuSTAR. Рентгеновское зеркало размещается на расстоянии 10 метров от детектирующего оборудования.

В заключение данного пункта стоит упомянуть об интересном и многообещающем результате, полученном в рентгеновской дифракционной оптике. В 2010 году в журнале Naturephysics была опубликована работа [28] в которой приводятся экспериментальные исследования коэффициента отражения гамма-излучения с энергией 23,765 кэВ от кристалла алмаза при нормальном угле падения. Согласно полученным результатам коэффициент отражения рентгеновского излучения с энергией 23,765 кэВ практически равен единице (см. рис. 1.7). Отметим, что данный результат прекрасно согласуется с существующей теорией Брэгговской дифракции. Как видно из рис. 1.7 коэффициент отражения рентгеновского излучения от кристалла алмаза при нормальном угле падения сильно зависит от энергии излучения. Изменение энергии рентгеновского излучения всего на 2,9 милли электронвольта приводит к падению коэффициента отражения в два раза.



Рис. 1.7.Коэффициент отражения рентгеновского излучения с энергией 23,765 кэВ от алмаза при нормальном угле падения. Ось абсцисс – разница энергии падающего излучения с величиной 23,765 кэВ (в тысячных долях электрон-вольта).

§ 1.5. Теоретическая возможность полного внешнего отражения в гамма-диапазоне электромагнитного излучения

Возможность проявления ПВО в гамма-диапазоне электромагнитного излучения теоретически показана более 20 лет назад в работах [1, 8]. Здесь, учитывая слабую известность этой проблемы, мы сочли целесообразным привести основные положения работы [1].

При скользящих углах падения θ рентгеновского излучения на поверхность среды с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon < 1$ и показателем преломления $n = \sqrt{\varepsilon} < 1$ в предположении, что все электроны среды являются свободными, оно испытывают ПВО. Показатель преломления среды

$$n(\omega) \approx 1 - \omega_p^2 / 2\omega^2$$
 Error! Bookmark not defined.

в рентгеновской области частот *w*позволяет рассчитать значение предельного угла ПВО

$$\theta_{cr} = \sqrt{2(1-n)} \approx \omega_p / \omega$$
 Error! Bookmark not de-

fined.

где ω_p – плазменная частота вещества среды.

Однако микроскопический механизм явления в рамках такого подхода не ясен, поскольку, во-первых, длина волны жёсткого излучения становится значительно меньше межатомных расстояний d, и среда не может рассматриваться, как непрерывная, а во-вторых, при высоких энергиях начинают всё явственнее проявляться квантовые эффекты. Поэтому возможность полного внешнего отражения жёсткого рентгеновского излучения и гамма - квантов требует специального рассмотрения.

Пусть выполняется условие $\lambda \square d$. Тогда прохождение гамма-излучения через вещество должно описываться в терминах рассеяния гамма-квантов на отдельных атомах среды. При этом имеет место как упругое, так и неупругое рассеяние. Основным механизмом упругого рассеяния фотонов на атомах среды в области энергий от 1 кэВ до 10 МэВ является рэлеевское рассеяние на связанных электронах.

Отметим, что сечение релеевского рассеяния $d\sigma/d\Omega \Box Z^3/E_{\gamma}^2 \sin^3\theta/2$, в отличие от комптоновского $d\sigma/d\Omega \Box Z(1+\cos^2\theta)/E_{\gamma}$ резко возрастает при малых углах θ .

При этом существует область малых углов рассеяния $\theta \square \theta_{\kappa o \varepsilon}$ (конус когерентности), в пределах которой амплитуда когерентного рассеяния $F(\theta)$ остаётся практически постоянной, а при $\theta > \theta_{\kappa o \varepsilon}$ быстро убывает. Результаты вычислений показывают, что размер конуса когерентности можно оценить из условия

$$\Delta p = \frac{2}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2} \le 10^{-2} \text{ Å Error! Bookmark not de-}$$

fined.
где Δp – изменение поперечного импульса фотона. Очевидно, при столь малых передачах импульса электрону передаётся энергия $E \approx \frac{h^2 (\Delta p)^2}{2m} \approx 10^{-2}$ эВ, явно недостаточная для ионизации даже внешних, слабо связанных электронов. При этом энергия налетающих фотонов может намного превышать энергию связи электронов К-оболочки атома. С увеличением энергии фотонов лишь уменьшается угловой размер области когерентного рассеяния $\theta_{\kappa o e} \leq 10^{-2} \lambda (\lambda$ измеряется в ангстремах). Таким образом, даже при очень высоких энергиях существует узкий конус когерентности, в пределах которого происходит только упругое рассеяние. При этом рассеивающие электроны должны рассматриваться, как связанные.

Упругое рассеяние фотона на малый угол $\leq \theta_{\kappa o \epsilon}$ сопровождается передачей среде импульса в поперечном направлении $\Delta p \approx \theta_{\kappa o \epsilon} / \lambda$. Поэтому можно оценить поперечный размер области взаимодействия фотона со средой:

 $\Delta x \Box 1 / \Delta p \Box \lambda / \theta_{\kappa o \epsilon} \ge 10^{-2} \text{ Å Error! Bookmark not de-}$

fined.

Это намного превышает межатомные расстояния. Следовательно, при малоугловом рассеянии в среде фотон эффективно взаимодействует не с изолированным атомом, а с коллективом атомов. В результате когерентная составляющая электромагнитного поля в веществе является суперпозицией исходной волны и волн, рассеянных вперёд на большом числе отдельных атомов. Фазовая скорость такой волны отличается от фазовой скорости в быть соответствующим пустоте, что может описано показателем преломления. В самом деле, в классической волновой теории известно, что в случае $\lambda \square d$ оптические свойства среды могут быть легко связаны с амплитудами рассеяния вперёд на отдельных частицах. Это и позволяет в жёстком рентгеновском диапазоне ввести показатель преломления.

При больших углах рассеяния фотона увеличивается импульс, передаваемый среде, а поперечный размер области взаимодействия фотона со

37

средой уменьшается и становится порядка межатомных расстояний. В этом случае фотон взаимодействует с отдельными атомами среды, а не с коллективом атомов. Кроме того, при больших углах преобладает неупругое рассеяние. Считая расположение атомов среды в первом приближении полностью хаотичным, мы должны при рассеянии на большие углы суммировать не амплитуды, а сечения рассеяния на отдельных атомах. Поэтому рассеяние на большие углы даёт вклад в некогерентную часть электромагнитного поля и приводит к ослаблению электромагнитной волны, распространяющейся вперёд.

Полное внешнее отражение рентгеновских лучей от поверхности твёрдого тела объясняется следующими причинами. Во-первых, показатель преломления любой среды в рентгеновском диапазоне меньше единицы. Вовторых, предельный угол полного внешнего отражения $\theta_{cr} \square 10^{-3} \lambda$ значительно меньше угла $\theta_{\kappa o 2}$. Поэтому при углах скольжения ~ θ_{cr} конус когерентности для любого атома на границе среды рассекается границей на две части, одна из которых лежит внутри среды, а другая – снаружи (рис. 1.8). Этим и объясняется возможность образования двух волн – прошедшей в среду и отражённой.



Рис.1.8. Конус когерентности [1].

Толщина граничного слоя, в котором происходит формирование отражённой волны, определяется величиной импульса, передаваемого среде в поперечном направлении и оценивается согласно (1.20). Таким образом, мы приходим к выводу, что глубина проникновения рентгеновского излучения в 38

вещество при полном внешнем отражении слабо зависит от энергии. Продольные размеры области формирования отражённой волны достигают при скользящем падении многих тысяч ангстрем, что также значительно превышает характерные межатомные расстояния. Вследствие этого микроскопические колебания и неоднородности электронной плотности в веществе усредняются по объёмам, содержащим большое число атомов, и не оказывают практически никакого влияния на отражённую волну.

Полученные справедливы Конус выводы И В гамма-диапазоне. когерентности становится при этом очень узким, однако характерный поперечный размер области взаимодействия гамма-квантов со средой остаётся таким же, как и рентгеновском диапазоне. Это по-прежнему позволяет описывать оптические свойства среды показателем преломления. С ростом энергии основным источником ослабления гамма-излучения в веществе образование становятся потери на электрон-позитронных пар, ЧТО автоматически учитывается мнимой частью амплитуды рассеяния вперёд. Рассеяние гамма-квантов на атомах среды в пределах конуса когерентности является практически полностью упругим. В результате при малоугловом рассеянии преобладают волновые свойства гамма-квантов, что и объясняет возможность полного внешнего отражения гамма-лучей при скользящем падении на границу твёрдого тела.

ГЛАВАШ.ПОСТАНОВКА И МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА. МЕТОДИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ

§ 2.1. Экспериментальная установка

Проведение экспериментального исследования по поиску явления ПВО в у-диапазоне требует наличия:

- пучка ү-квантов с максимально малой угловой расходимостью;
- рефлекторов с максимально гладкой поверхностью;
- устройств позволяющих регулировать угол скольжения пучка γ-квантов по поверхности рефлектора в пределах от единиц до сотен мкрад;
- детектирующей системы, позволяющей регистрировать угловое распределение γ-квантов сформированного и провзаимодействующего с рефлектором пучка.

Модернизация коснулась системы формирования пучка ТИЭ, рефлектора, системы детектирования и их дистанционного управления.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 2.1. Принцип её работы сводится к следующему: выведенный из микротрона [29] пучок электронов с энергией 11,8 МэВ (20-я орбита), или 6,25 МэВ (резонатор установлен на 10-й орбите) средним током ≤ 10 мкА, длительностью импульса 2,5 мкс и частотой следования импульсов 386 Гц транспортируется горизонтально к тормозной мишени *T* (вольфрамовый диск диаметром 40 мм и толщиной 1 мм или вольфрамовая проволка \emptyset 0,5×40 мм, Сечение пучка \emptyset 5 мм, угол падения μ =90°).



Рис. 2.1. Схема экспериментальной установки. du q – дипольные поворотные и фокусирующие квадрупольные электромагниты; Т – тормозная мишень; *K1*, *K2*, *K3* - вспомогательные коллиматоры; *M1*, *M2*, *M3* – "очищающие" магниты; *G* – щелевой пучок ΕИΤ коллиматор; R – рефлектор; K_D – коллиматор детектора; D – детектор; II – ускорительный I, и экспериментальный залы; III – пролётный канал; IV И V – экспериментальные павильоны; VI – вспомогательная измерительная; VII – пультовая.

Генерируемое в мишени ТИЭ с естественной расходимостью $\delta \sim 43$ мрад ($E_e = 11.8 \text{ M}_{9}\text{B}$) или $\delta \sim 71 \text{ мрад}$ ($E_e = 6.25 \text{ M}_{9}\text{B}$) с помощью щелевого коллиматора G (см. ниже) формируется в ленточный пучок ТИЭ шириной $\Delta Y_g \sim 10$ мм, высотой ΔX_G и с вертикальной расходимостью $\delta_{\gamma} \ge 65$ мкрад. Сформированный пучок ТИЭ скользит по поверхности рефлектора R (см. ниже). Угол скольжения $\alpha \le 500$ мкрад регулируется наклоном рефлектора (стеклянного) R или коллиматора G (в случае ртутного рефлектора). Гаммакванты пучка ТИЭ как рассеянные, так и непровзаимодействовавшие с поверхностью рефлектора, регистрируются на отметке 118 или 320 м пролётного канала горизонтально установленным спектрометрическим сцинтилляционным детектором Dc кристаллом NaI(TI) размером Ø 63×63 мм, энергетическим разрешением $\Delta E / 1332$ кэВ $\approx 10\%$, снабженным свинцовым коллиматором *K* (с горизонтальной щелью $\Delta X_{K} \ge 1$ мм, длиной $\Delta Z_{K} = 150$ мм) и порогом (нижним) регистрации 0,07 МэВ. Спектрометр синхронизируется импульсами СВЧ – питания микротрона. Из исходного состояния (на оси сформированного пучка ТИЭ) детектор может перемещаться по вертикали в пределах ±500 мм (при дистанционном управлении $X_{d} = \pm 200$ мм)с точностью ~0,1 мм и, тем самым, измерять угловое и энергетическое распределение γ -квантов пучка ТИЭ в зависимости от угла детектирования θ . Сигналы со спектрометрического детектора подаются на регистрирующую аппаратуру и обрабатываются на персональном компьютере.

Вертикальные позиции тормозной мишени, щелевого коллиматора, рефлектора и детектора регулируются дистанционно, с пульта управления. Горизонтальные позиции детектора на отметках $Z_{d}=118$ И 320 м обуславливают угловое разрешение 19 и 13 мкрад/мм соответственно. С учётом ослабления интенсивности пучка ТИЭ при пролёте через воздушную среду, на отметке 320 м целесообразно исследовать процессы рассеяния у-квантов с энергией выше 2 МэВ. Помимо указанных элементов, в установке, для уменьшения фона, создаваемого рассеянными у-квантами и вторичными заряженными частицами использованы дополнительные цилиндрические свинцовые коллиматоры К₁, К₂, К₃ и дипольные магниты М1, М2 и М3. В эксперименте использовались две комбинации щелевого коллиматора и рефлектора:

- Щелевой коллиматор две пластины стекла (марки K8, 70% SiO, поверхность обработана по 14 классу точности, шероховатость ~500 Å), размеры каждой из которых: длина ΔZ_g = 800 мм, ширина ΔY_g = 100 мм, толщина X = 30 мм. Величина зазора между пластинами ΔY_g = 50-100 мкм. В качестве рефлектора использовалась пластина стекла, длиной ΔZ_g = 600 мм, шириной ΔY_g = 800 мм и высотой h=30 мм.
- Щелевой коллиматор две пары свинцовых пластин, размерами z = 100 мм, y = 50 мм, x = 20 мм, зазор $\Delta X_g = 20$ мкм, установленных на

42

платформе длиной ∆Z_g = 800 мм. В качестве рефлектора использовалась на половину заполненная ртутью трубка размерами Ø30 мм, ∆Z_r = 710 мм. Торцы трубки закрыты тонкими пластинами полиэтилена (см. рис. 2.2.).



Рис. 2.2. Конструкция свинцового коллиматора и ртутного отражателя

Юстировка этих элементов и установка выбранного угла скольжения *а* осуществляется дистанционно, регулированием высоты входных и выходных частей их платформы по показаниям микрометров, изображение которых передаётся видеокамерами на пульт управление микротрона (см. рис. 2.3).



Рис. 2.3. Схема системы регулировки щелевого коллиматора *G* и отражателя *R* . 1 - стол, 2 - платформа, 3 - оси вращения, 4 - рычаги, 5 - подъёмные винты, 6 - электродвигатели, 7 - регулировочные винты, 8 - микрометры, 9 - видеокамера, 10 - пол помещения.

Детекторный узел (масса ~ 30 кг, NaI(Tl), \emptyset 63×63 мм, свинцовый коллиматор длиной 100 мм с горизонтальной щелью с зазором 1 мм и шириной 63 мм) установлен на платформе (сверлильного станка), вертикальное перемещение которого с шагом 1 мм в пределах $\Delta X_d = \pm 200$ мм осуществляется дистанционно (изображение позиции детектора X_d передаётся с помощью видеокамеры на пульт управления микротрона). Мы сочли целесообразным отказаться от счётного и контрольного детекторов использовавшихся в первоначальном варианте установки, т.к. проведённая модернизация заметно уменьшила расходимость и повысила стабильность сформированного пучка (вместе с этим скорость счёта). Блок-схема γ -спектрометра приведена на рис. 2.4 [30, 31, 32].



Рис. 2.4. Блок-схема у-спектрометра

В процессе длительных экспериментов параметры выведенного пучка электронов, регистрирующей системы, вертикальные положения щелевого коллиматора, рефлектора и т.п. могут в некоторых пределах неконтролируемым образом меняться, что ухудшает точность результатов.

Интенсивность пучка электронов в процессе измерения контролируется по показателям I интегрирования тока, стекающего заряда тормозной мишени и в необходимых случаях проводится корректировка результатов на множитель $I_0 / (I_0 - I)$ (нестабильности интенсивности могут достигать ~20%) [29, 30]. Остальные факторы контролировались сопоставлением спектров серией контрольных измерений проведённых перед и после основного эксперимента.

Эксперимент сводится к измерению под различными углами регистрации θ спектров γ -квантов пучка при фиксированном угле скольжения α . По интенсивностям этих спектров в выбранных энергетических интервалах ΔE_{γ} устанавливается угловое распределение (УР) γ -квантов провзаимодействовавших с рефлектором. Анализ УР γ -квантов с энергиями в интервале ΔE_{γ} с учётом вероятности их пролёта через воздушную среду "рефлектор-детектор" и фонового распределения, позволяет получить информацию о закономерностях в рассеянии γ -квантов на сверхмалые углы.

§ 2.2. Геометрия эксперимента

Для получения первоначального представления об ожидаемых результатах эксперимента, здесь рассматривается геометрические факторы определяющие УР γ -квантов, при этом не учитывается энергетические зависимости предельных углов отражения и вероятности их пролёта через воздушную среду, а также интенсивностей γ – квантов пучка ТИЭ.

На рис. 2.5 приведены схемы двух осуществлённых вариантов эксперимента с стеклянным (A) и ртутным (B) рефлекторами. В первом случае угол скольжения α устанавливается наклоном рефлектора R к оси симметрии 0Z-пучка электронов *e*⁻, во втором – наклоном щелевого коллиматора G.

На выходе коллиматора G (см. вставку на рис. 2.5) пучок γ-квантов имеет три составляющих – "прямых", прошедших через коллиматор G без взаимодействия с его пластинами, "прошивающих" края пластин коллиматора и некогерентно рассеянных (преимущественно из выходного торца коллиматора) γ-квантов.

Апертура "прямых" и "прошивающих" γ -квантов определяются соответственно высотой зазора ΔX_g щелевого коллиматора и его эффективной величиной $\Delta X'_g$ как $\delta_g = \pm \Delta X_g / \Delta Z_g$ и $\delta_{\gamma} = \pm \Delta X'_g / \Delta Z_g$, где ΔZ_g -длина

45



Рис. 2.5. Схема геометрии эксперимента. e^- -пучок электронов; —, ----, …. "прямые", "прошивающие" и некогерентнорассеяные γ -кванты, соответственно; T – тормозная мишень ($X_T = \pm 20$ мм, $\Delta Z_T = 1$ мм, $Z_T = 0$); G – щелевой коллиматор ($Z_{g1} = 6,5$ м, $Z_{g2} = 7,3$ м); R – рефлектор $Z_{r1} = 7,6$ м, $Z_{r2} = 8,3$ м; K – щелевой коллиматор (Pb, $\Delta X_k = 1$ мм, $X_k = \pm 200$ мм, $\Delta Z_k = 150$ мм, $Z_k = 118$ м); D – детектор. Конфигурация А:

 $G-(\operatorname{Si},\Delta X_{g}=50-100\,\mathrm{мкм},\ X_{g1}=X_{g2}=\pm50\,\mathrm{мкм}$),
 $R-\operatorname{Si},\Delta X_{r1}=\pm40\,\mathrm{мкм}$, $X_{g2}=\pm150\,\mathrm{мкм}$. Конфигурация В:

$$G - (Pb, \Delta X_g = 10 - 20$$
 мкм, $X_{g1} = -20 \div 250$ мкм, $X_{g2} = -20 \div 100$ мкм),

$$R - (Hg, X_{r1} = X_{g2} = 0).$$

На вставке – распределение интенсивностей *I_e* в пучке электронов на тормозной мишени, -апертуры γ-квантов "прямых", "прошивания" и некогерентного рассеяния.

коллиматора, некогерентно рассеянных $\delta_{km} = \pm \theta_{exp} / 2$, где θ_{exp} -диапазон исследуемых углов.

Апертура "прямых" и "прошивающих" γ -квантов определяются соответственно высотой зазора ΔX_g щелевого коллиматора и его эффективной величиной $\Delta X'_g$ как $\delta_g = \pm \Delta X_g / \Delta Z_g$ и $\delta_{\gamma} = \pm \Delta X'_g / \Delta Z_g$, где ΔZ_g -длина коллиматора, некогерентно рассеянных $\delta_{km} = \pm \theta_{exp} / 2$, где θ_{exp} -диапазон исследуемых углов.

Нижняя часть сформированного пучка "прямых" и "прошивающих" γ -квантов падает на торец рефлектора и поглощается в нём, средняя – скользит по поверхности рефлектора и отражается, верхняя – пролетает над рефлектором без взаимодействия с ним. Некогерентно рассеянные γ -кванты, учитывая малые размеры исследуемого углового диапазона, создают в первом приближении равномерную фоновую составляющую УР γ -квантов, при этом те из них которые падают на поверхность рефлектора под углами $\psi'' \leq \theta_{\kappa p} (\langle E_{\gamma} \rangle)$ испытывают отражение. Схематически ожидаемое в эксперименте УР γ -квантов пучка ТИЭ приведено на рис. 2.6.

Углы скольжения "прямых" ү-квантов (в системе углов θ') по поверхности рефлектора лежат в пределах $\beta = (X_{g3} - X_{r2})/(Z_{g1} - Z_{r2})$ и $\psi = (X_{g3} - X_{r1})/(Z_{g1} - Z_{r1})$, соответствующие значения β' и ψ' для "прошивающих" ү-квантов определяются такими же отношениями, но в которых X_{g3} заменён на эффективное значение X'_{g3} . Что касается угла скольжения некогерентно рассеянных ү-квантов, то для них предельные углы скольжения равны $\beta'' = 0$ и $\psi'' = X''_{g3}/(Z_{g2} - Z_{r1})$.

Очевидно, что реальные УР ү-квантов трансформируется неучтёнными здесь энергетическими зависимостями предельных углов ПВО и вероятностей пролёта ү-квантов в воздушной среде, а также трудно учитываемыми процессами взаимодействия ү-квантов с другими элементами установки.

47



Рис. 2.6. Схема УР *γ*-квантов пучка ТИЭ (жирная линия) и составляющих "прямых" (тонкая линия), "прошивающих" (пунктирная линия) и некогерентно рассеянных (точечная линия) в измерениях без (А) и с (В) рефлектором.

§ 2.3. Моделирование спектров генерируемого тормозного излучения электронов

§2.3.1. Спектральный состав ТИЭ

Спектр ТИЭ представляет собой непрерывное распределение достаточно сложной формы. В случае *тонкоймишени*¹ спектральное распределение ТИЭ определяется формулой Шиффа [33]:

¹Под *тонкой* понимается мишень, толщина *t* которой на много меньше радиационной длины для соответствующего материала мишени, т.е. *t* 1. 48

$$\frac{d\sigma(k)}{dk} = \frac{2Z^2}{137} \left(\frac{e^2}{m_e c^2}\right)^2 \frac{1}{k} \left\{ \left(\frac{E_0^2 + E^2}{E_0^2} - \frac{2E}{3E_0}\right) \times \left(\ln M(0) + 1 - \frac{2}{b} \arctan b\right) + \frac{E_0^2}{E_0^2} \left[\frac{2}{b^2} \ln(1 + b^2) + \frac{4(2 - b^2)}{3b^3} \arctan b - \frac{8}{3b^2} + \frac{2}{9}\right] \right\},$$
 Er-

ror! Bookmark not defined.

где

$$b = \frac{2E_0 E Z^{1/3}}{C m_e c^2 k}, \quad M(0) = \left(\left(\frac{m_e c^2 k}{2E_0 E} \right)^2 + \left(\frac{Z^{1/3}}{C} \right)^2 \right)^{-1},$$

здесь k – энергия γ -квантов ТИЭ в единицах энергии покоя электрона, E_0 - первичная энергия налетающего электрона, E-энергия электрона (в единицах $m_e c^2$) после рассеяния в поле ядра атома с зарядом Ze,

В исходной работе Шиффа константа C = 111, однако, в работе [34] указывалось, что если в формуле Шиффа (1) положить C = 191, то эта формула будет достаточно хорошо аппроксимировать энергетическое распределение ТИЭ от *толстоймишени*².

На рис. 2.7 приводятся спектр Шиффа нормированный к единице для кинетической энергии электронов T = 6.25 МэВ и вольфрамовой тормозной мишени (Z = 74).

§2.3.2. Трансформация спектрального состава ТИЭ при пролёте квантов через воздушную среду

Спектральный состав ТИЭ трансформируется в результате взаимодействия квантов с электронами воздушной среды. Типичные взаимодействия квантов с электронами воздушной среды – фотоэффект (при

²Под *толстой* понимается мишень, толщина которой сравнима с радиационной длиной для данного материала мишени, т.е. $t \approx 1$.

низких энергиях квантов) и комптоновское рассеяние. Массовые коэффициенты поглощения гамма-излучения в воздухе были взяты из [35].

На рис. 2.7 представлены теоретические спектры ТИЭ после пролёта квантами 120 и 320 м воздушного слоя, полученные суперпозицией спектра Шиффа с функцией вероятности пролёта квантов с данной энергией соответствующего слоя воздушней среды.

Численное интегрирование соответствующих кривых по энергии квантов позволяет оценить количество квантов прошедших соответствующий воздушный слой относительно количества квантов имитированных тормозной мишенью. Расчёт даёт, что 120 м воздушный слой проходит 28.8 %, а 320 м – 6.1 % от общего количества имитированных квантов.

Как и следовало ожидать, исходя из величины интегрального сечения взаимодействия квантов с электронами спектр ТИЭ претерпевает наибольшую трансформацию в низкоэнергетической области.



Рис. 2.7Спектры Шиффа *E* =6 МэВ, *Z* = 74, *C* = 191 в случаях учёта поглощения в 120 и 320 метровом воздушном слоях и без учёта поглощения.

§2.3.3.Эффективность регистрации гамма квантов неорганическим сцинтилляционным детектором и вероятность прохождения гаммаквантами 120 метрового воздушного слоя

На рис. 2.8 представлены расчётные данные вероятности (эффективности) регистрации гамма квантов сцинтилляционным детектором на базе кристалла NaI(Tl) (\emptyset 63×63 мм ρ =3.67 г×см⁻³) и вероятность прохождения гамма-квантами 120 метрового воздушного слоя.





§2.3.4. Угловое распределение ТИЭ

В работе Шиффа [33] приведено двойное дифференциальное сечение $\frac{d\sigma(k,x)}{dkdx}$, которое описывает энергетически-угловое распределение ТИЭ в случае тонкой мишени:

$$\frac{d\sigma(k,x)}{dkdx} = \frac{4Z^2}{137} \left(\frac{e^2}{m_e c^2}\right)^2 \frac{x}{k} \begin{cases} \frac{16x^2E}{(x^2+1)^4 E_0} - \frac{(E_0+E)^2}{(x^2+1)^2 E_0^2} + \\ \left[\frac{E_0^2 + E^2}{(x^2+1)^2 E_0^2} - \frac{4x^2E}{(x^2+1)^4 E_0}\right] \ln M(x) \end{cases}, \quad (2.1)$$
$$M(x) = \left(\left(\frac{m_e c^2 k}{2E_0 E}\right)^2 + \left(\frac{Z^{1/3}}{C(x^2+1)}\right)^2\right)^{-1}, C = 111$$

Здесь k – энергия ү-квантов ТИЭ в единицах энергии покоя электрона, E_0 первичная энергия налетающего электрона, E-энергия электрона (в единицах m_ec^2) после рассеяния в поле ядра атома с зарядом Ze, x- приведённый угол: $x = \frac{E_0\theta}{m_ec^2}$, где θ -угол между направлением вылета ү-кванта и первичным направлением электрона. Интегрирование формулы (2.2) по всем приведённым углам эмиссии даёт энергетический спектр ТИЭ – формулу (2.1).

Однако эта формула применима только для тонких мишеней, а в случае толстых мишеней она даёт очень большие погрешности в описании углового распределения, т.к. в ней не учитываются процессы многократного рассеяния электронов, поглощение ТИЭ в материале мишени и др. факторы. Поэтому имеет смысл использовать полуэмпирические формулы для расчёта углового распределения ТИЭ от толстой мишени.

В работе [36, стр. 949-951] приводятся следующие формулы, описывающие угловое распределение ТИЭ от толстой мишени:

$$R_{(\alpha \Box \ E_0^{-1})} = -\frac{K\varepsilon^2}{1760\pi} \operatorname{Ei}\left(\frac{-\varepsilon^2 \alpha^2}{1760t}\right), \quad (A)$$

$$R_{(\alpha \le E_0^{-1})} = \frac{K\varepsilon^2}{1760\pi} \left\{ -\operatorname{Ei}\left(\frac{-\varepsilon^2 \alpha^2}{1760t}\right) + \operatorname{Ei}\left(\frac{-\varepsilon^2 \alpha^2}{7.15}\right) \right\} \quad (B) \quad (2.2)$$

$$R_{(\alpha = 0)} = \frac{K\varepsilon^2}{1760\pi} \ln(246t), \text{ for } t \Box \quad 2 \times 10^{-3} \quad (C)$$

Здесь *R* - часть полной кинетической энергии налетающего электрона, которая излучается (в виде ТИЭ) в единицу телесного угла при угле раствора α , 52

 ε - полная энергия (в единицах $m_e c^2$) налетающего электрона, t - толщина TM в единицах радиационной длины, коэффициент *К* зависит от материала тормозной мишени и берётся из графика³, Еі - экспоненциальный интеграл:

$$\operatorname{Ei}(z) = -\int_{-z}^{\infty} \frac{e^{-t}}{t} dt$$

Как отмечается в [36] формула (2.3) прекрасно согласуется с имеющимися экспериментальными данными. Анализ экспериментальных данных [37, 38] и данных численного моделирования ТИЭ [39] подтверждает корректность расчёта энергетически-углового распределения ТИЭ по формулам (2.1) и (2.3).

На рис. 2.9приведены зависимости мощности ТИЭ от угла эмиссии гамма-квантов при толщинах мишени 0,01, 0,1 и 0,62 (оптимум) единиц радиационной длины (для вольфрама это 6,76 г/см²).



Рис. 2.9 Зависимость мощности ТИЭ от угла эмиссии гамма-квантов (кинетическая энергия электронов 6.25 МэВ). Толщина мишени в ед. рад.длины указана у кривых

³ Из графика 25 в [36]. Для вольфрама $K \approx 0.7$ для T = 6 МэВ и $K \approx 0.75$ для T = 10 МэВ

§2.3.5.Количественная оценка числа гамма квантов имитированных тормозной мишенью

Прежде всего, заметим, что $\lim_{E_{\gamma}\to 0} \text{Schiff}(E_{\gamma}) = +\infty$ (здесь $\text{Schiff}(E_{\gamma})$ формула Шиффа), поэтому чтобы избежать сингулярностей ограничимся энергетическим интервалом от 0.1 до 6.25 МэВ.

Эффективность конверсии энергии электронного пучка (суммарной кинетической энергии всех электронов) в энергию ТИЭ определяется полуэмпирической формулой [36, стр. 955]:

$$\varepsilon = \frac{3 \times 10^{-4} Z T_e}{1 + 3 \times 10^{-4} Z T_e}$$
(2.3)

Согласно данной формуле эффективность конверсии в случае энергии электронов 6.25 МэВ составляет 21%, а в случае 12 МэВ – 34%.

Т.к. формула Шиффа определяет число γ -квантов в единичном энергетическом интервале (или более точно величина $Schiff(E_{\gamma})dE_{\gamma}$ пропорциональна вероятности излучения γ -кванта с энергией $E \in [E_{\gamma} - \frac{dE_{\gamma}}{2}, E_{\gamma} + \frac{dE_{\gamma}}{2}]$ при торможении релятивистского электрона в поле атомного ядра), то произведение формулы Шиффа на энергию γ -кванта определяет интенсивность (энергетическую) ТИЭ.

График функции $E_{\gamma} \times Schiff(E_{\gamma})$ представлен на рис. 2.10. Здесь стоит обратить внимание на то, что предел $\lim_{E_{\gamma} \to 0} \{E_{\gamma} \times Schiff(E_{\gamma})\}$ существует и однозначно определён.



Рис. 2.10. Энергетическая интенсивность ТИЭ (интенсивность дана в относительных единицах)

Для $E_{\text{max}} = 6.25$ МэВ определим значение интеграла

$$\int_{0}^{E_{\max}} E_{\gamma} \times Schiff(E_{\gamma}) dE_{\gamma} = K$$

Тогда $\int_{0}^{E_{\text{max}}} K^{-1} \times E_{\gamma} \times Schiff(E_{\gamma}) dE_{\gamma} = 1.$ Таким образом, мы получили

нормированное распределение интенсивности пучка ТИЭ: величина $dw = K^{-1} \times E_{\gamma} \times Schiff(E_{\gamma}) dE_{\gamma}$ определяет интенсивность ТИЭ в энергетическом интервале $E_{\gamma} - \frac{dE_{\gamma}}{2} \le E \le E_{\gamma} + \frac{dE_{\gamma}}{2}$, или другими словами определяет ту часть энергии ТИЭ, которая приходится на диапазон энергий $E_{\gamma} - \frac{dE_{\gamma}}{2} \le E \le E_{\gamma} + \frac{dE_{\gamma}}{2}$ (см. рис. 2.11).



Рис. 2.11. Энергетическая интенсивность ТИЭ (нормированная)

Так как функция $K^{-1} \times E_{\gamma} \times Schiff(E_{\gamma})$ везде непрерывна, то для достаточно малых dE_{γ} число γ -квантов приходящихся на диапазон энергий $E_{\gamma} - \frac{dE_{\gamma}}{2} \le E \le E_{\gamma} + \frac{dE_{\gamma}}{2}$ будет равно отношению энергии ТИЭ приходящийся на рассматриваемый диапазон к энергии одного кванта:

$$dN_{\gamma} = \frac{W_{TOTAL}dw}{E_{\gamma} \times 10^{6} \times e} = W_{TOTAL} \frac{K^{-1} \times E_{\gamma} \times Schiff(E_{\gamma})dE_{\gamma}}{E_{\gamma} \times 10^{6} \times e} =$$

$$= W_{TOTAL} \frac{K^{-1}}{10^{6} \times e} Schiff(E_{\gamma})dE_{\gamma}$$
(2.4)

В случае рассмотрения "единичного акта ускорения" микротрона (при энергии электронов 6.25 МэВ и усредненным током пучка в 1 мкА) для которого $W_{TOTAL} = 0.0156 \,\text{Дж}$ будем иметь около 7 квантов на 1 электрон при 100% конверсии энергии пучка электронов в энергию ТИЭ и ограничившись диапазоном от 100 кэВ до 6,25 МэВ (см. рис. 2.12).



Рис. 2.12Число гамма-квантов в одном акте ускорения микротрона приходящееся на энергетический диапазон 100 кэВ.

Таким образом, интегрируя (2.5) можно оценить количество гаммаквантов имитируемых тормозной мишенью. В случае энергии электронов 6.25 МэВ при токе пучка в 1 мкА за 1 секунду при 100% конверсии энергии электронов в энергию ТИЭ с тормозной мишени будет имитироваться 4.56×10^{13} гамма квантов, учитывая, что в реальном случае эффективность конверсии составляет 0.21, то число имитированных гамма квантов за 1 секунду будет составлять 9.6×10^{12} .

§2.3.6.Количественная оценка числа гамма квантов попавших в детектор

Оценим количество детектируемых квантов в случае отсутствия щелевого коллиматора, при этом мы будем использовать формулу (2.3). Согласно (2.3) (см. рис. 2.9) интенсивность энергии ТИЭ в направлении вектора скорости движения электронов составляет 0.48 Ватт/(мкА стер). Эффективная площадь детектора составляет 6.3×10^{-5} м², таким образом относительно тормозной мишени детектор "видится" под углом $6.3 \times 10^{-5} / 120^2 = 4.37 \times 10^{-9}$ стер.

Согласнорасчетам, выполненным в предыдущем пункте при энергии электронов 6.25 МэВ, токе пучка 1 мкА интегральное количество имитированных квантов за 1 секунду составляет 9.6×10¹². Количество квантов, которые достигнут детектора равно отношению энергии ТИЭ попадающей в детектор к суммарной энергии ТИЭ и помноженному на интегральное количество имитированных квантов:

$$N = 9.6 \times 10^{12} \frac{0.48 \times 4.37 \times 10^{-9}}{6.25 \times 0.21} \approx 15000 \text{ квантов},$$

учитывая поглощение в воздухе, количество детектируемых квантов будет составлять ≈15000×0.28 = 4200 квантов.

Эффективная площадь тормозной мишени в случае использования щелевого коллиматора не будет равна площади самой тормозной мишени, она будет определяться проекцией входной щели коллиматора на тормозную мишень.

Оценочная эффективная площадь тормозной мишени равна $\sigma = 1.5 \times 20 = 30 \text{ мm}^2$, а площадь самой тормозной мишени $3.14 \times 10^2 = 314 \text{ мm}^2$. Таким образом, количество квантов попадаемых в детектор будет составлять

 $4200\frac{30}{314} \approx 400$ квантов.

§ 2.4. Компьютерное моделирование эксперимента

Сложность постановки эксперимента и интерпретации его результатов потребовала проведения компьютерного моделирования методом статистических испытаний (метод Монте-Карло)[40]. Общие принципы метода Монте-Карло изложены в работах [41, 42, 43, 44]. Программная имплементация метода Монте-Карло была реализована В системе компьютерной математики WolframMathematica [45, 46, 47]. Ряд программных модулей (генерация ТИЭ, розыгрыш комптоновского рассеяния и др.) был реализован на языке программирования C++[48] и связан с системой Wolfram-Mathematica через интерфейс MathLink [45]. Ниже приводится описание 58

первой версии компьютерной модели эксперимента⁴. В изложенной ниже модели начальная кинетическая энергия электронов (генерируемых ускорителем Микротрон МТ-22С) равна 10 МэВ, а расчёт производился для дистанции 118 и 320 метров. Результаты, полученные в ходе моделирования, позволили принять ряд принципиально важных решений о методике проведения эксперимента (например, более рационально снизить энергию ускоренных электронов до 6 МэВ, а детектирующее оборудование перенести на дистанцию 118 м). Алгоритм проведения эксперимента (см. главу III) во многом определялся результатами компьютерного моделирования описанного ниже.

§2.4.1. Моделирование полного внешнего отражения у-квантов

Энергетически-угловое распределение тормозного излучения релятивистских электронов описывается формулой Шиффа (2.1). Отметим, что помимо формулы Шиффа имеется также формула Tsai[49, 50] которая используется для моделирования ТИЭ в системе GEANT4 [51]. Однако как показали вычисления, формула Шиффа и Tsai дают практически одинаковые результаты в области энергий электронов до 50 МэВ. Поэтому, учитывая, что формула Шиффа гораздо проще формулы Tsai в компьютерной модели эксперимента была выбрана именно формула Шиффа.

На основании формулы (2.1) осуществляется розыгрыш энергии ТИЭ. Моделирование прохождения ТИЭ через щелевой коллиматор сводится к следующему: при столкновении γ -кванта с энергией E_{γ} с верхней или нижней пластиной щелевого коллиматора γ -квант отражается от пластины, если скользящий угол падения θ меньше или равен критическому углу ПВО $\theta_{cr}(E_{\gamma})$, определяемому по формуле (1.1), если же $\theta > \theta_{cr}(E_{\gamma})$, то

⁴ОпубликовановКитаkhovM.A., MuminovA.T., MuminovT.M., OsmanovB.S., SafarovA.N., SkvortsovV.V., SuleymanovR.D. Simulationoftotalexternalreflectionofγ-quanta. //ProceedingsofSPIE, 2005, Vol. 5943.

производится розыгрыш прохождения у-кванта через материал пластины щелевого коллиматора (краевые эффекты прохождения ТИЭ). Розыгрыш прохождения у-кванта через пластину щелевого коллиматора производится на формулы: $w(E_{\gamma}, l) = \exp(-\mu(E_{\gamma})l)$, где $w(E_{\gamma}, l)$ -вероятность основании прохождения γ -квантом с энергией E_{γ} пути l в материале пластины щелевого коллиматора, $\mu(E_{\gamma})$ - функция (интерполяционная) линейного коэффициента поглощения у-квантов в кремнии (принят как материал пластины коллиматора). Розыгрыш прохождения у-квантов через материал коллиматора имеет смысл в силу того, что для рассматриваемых энергий ТИЭ длина свободного пробега у-квантов в кремнии составляет заметную величину, к примеру длина свободного пробега γ -кванта с энергией $E_{\gamma} = 1$ МэВ в кремнии составляет 6,7 см.

Расстояние между рефлектором и детектирующим оборудованием в 118 м (пролётная база) диктовалась, исходя из того, что эффект ПВО предположительно должен наблюдаться при сверхмалых углах падения (например, для кванта с энергией в 1 МэВ расчёт по (1.1) для кремниевого рефлектора даёт θ_{kp} =34мкрад).

Так как длина пробега γ-квантов в рассматриваемом диапазоне энергий ТИЭ (0,1-10 МэВ) сопоставима с длиной пролётной базы, то пренебрегать взаимодействием ТИЭ с 118 метровым воздушным слоем нельзя. Так, средняя длина свободного пробега γ-квантов с энергиями 0,1, 1, и 10 МэВ равна: 50, 122 и 383 м соответственно.

Вероятность взаимодействия γ-кванта с энергией E_{γ} с атомом (электроном) 118 метрового воздушного слоя вычисляется по формуле:

$$w(E_{\gamma}) = 1 - \exp(-\mu(E_{\gamma}) \times 118)$$
(2.5)

где линейный коэффициент поглощения

$$\mu(E_{\gamma}) = \sigma(E_{\gamma})\frac{\rho N_{A}}{A} = \sigma(E_{\gamma})n_{V}$$
(2.6)

Здесь $\sigma(E_{\gamma})$ -суммарное полное эффективное поперечное сечение всех взаимодействий (фотоэффект, Комптон-эффект, образование пар и др.), ρ -плотность воздуха, A=29×10⁻³кг×моль и n_v - концентрация молекул воздуха. В диапазоне энергий ТИЭ в воздухе из всех возможных каналов реакций комптоновское рассеяние является превалирующим.

Моделирование прохождения пучка ТИЭ через 118 метровый слой воздуха пролётного канала сводится к розыгрышу комптоновских столкновений и рассеяний. Розыгрыш комптоновского столкновения для элемента длины *dl* производится по формуле:

$$w(E_{\gamma},dl)=1-\exp\left(-\sigma_{C}(E_{\gamma})\frac{\rho N_{A}}{A}\times dl\right).$$

В том случае, если комптоновское столкновение имело место, то осуществляется розыгрыш угла комптоновского рассеяния *θ* на основании формулы Клейна-Нишины - Тамма [52, стр. 402 и 53 стр. 228]:

$$\frac{d\sigma(E_1,\theta)}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \frac{1 + \cos^2\theta}{\left[1 + E_1(1 - \cos\theta)\right]^2} \times \left\{1 + \frac{E_1^2(1 - \cos\theta)^2}{(1 + \cos^2\theta)\left[1 + E_1(1 - \cos\theta)\right]}\right\} (2.7)$$

Здесь E_1 - энергия рассеиваемого кванта (в единицах $m_e c^2$). Угол φ рассеяния разыгрывается равномерно от 0 до 2π . Энергия кванта после рассеяния E_2 определяется по формуле Комптона [53]:

$$E_2 = \frac{E_1}{1 + E_1 (1 - \cos \theta)}$$
(2.8)

Розыгрыш ПВО на рефлекторе осуществляется на основании формулы (1.1), однако возможно, что для γ -лучей критический угол ПВО будет определяться по другой функциональной зависимости, нежели формула (1.1). Моделирование эффекта ПВО с последующим сравнением с экспериментом позволит произвести оценку его величины, а также вероятности $w(E_{\gamma}, \theta)$ ПВО для γ -кванта с энергией E_{γ} и скользящим углом падения θ .

Функция отклика [54] сцинтилляционного детектора NaI (63×63 мм) моделировалась согласно методам, изложенным в работе [55].

Все нормировочные коэффициенты для получения функции плотности вероятности, исходя из дифференциального сечения взаимодействия рассчитывались стандартным методом, а именно численным интегрированием функции дифференциального сечения по всей области определения.

§2.4.2. Результаты моделирования

Моделирование всего эксперимента сводится к операциям подсчёта числа и распределения по энергиям квантов пучка ТИЭ, прошедших через коллиматор и рефлектор, находящихся в фиксированных положениях (δ и α), и щель детекторного коллиматора, вертикальная позиция (X_D), которого последовательно измеряется с шагом 1 мм. Основные результаты моделирования (рис. 2.13 – 2.15) сводятся к следующему:

1. Учёт взаимодействия пучка γ-квантов со стенками щелевого коллиматора (краевые эффекты) приводит к некоторому увеличению ширины углового распределения.

2. Влияние протяжённости воздушного слоя на угловое распределение квантов несущественно, но сильно влияет на его интенсивность.

3. Интенсивность и форма углового распределения у-квантов пучка ТИЭ зависит от апертуры щелевого коллиматора и угла скольжения пучка по поверхности рефлектора.

4. Поворот рефлектора на угол $\alpha \leq \theta_{\kappa p}$ приводит к появлению пика ПВО квантов. При этом, если поглощение и рассеяние в воздухе не учитывать, то пик ПВО виден вполне отчётливо. Если же влияние воздушного слоя учесть, то он идентифицируется хуже.

5. Взаимодействие пучка с воздушной средой приводит к заметной трансформации спектра ТИЭ, причём его низкоэнергетическая часть ослабляется в большой степени по сравнению с высокоэнергетической.

6. Компонент ПВО содержит лишь мягкую часть энергетического спектра ТИЭ, ограниченную сверху значением энергии, для которой угол наклона рефлектора является предельным. Причём с увеличением угла α граничная энергия ПВО уменьшается, а при малых углах $\alpha < \delta$ спектр имеет две составляющие – ПВО и часть пучка, не провзаимодействовавшей с рефлектором.

Таким образом, проведённое моделирование позволило глубже понять механизмы формирования углового и энергетического распределения квантов ТИЭ при отражении от гладкой границы раздела двух сред под сверхмалыми скользящими углами.

Кроме того, из рассмотрения результатов компьютерного моделирования вытекает и важный методический вывод: пролётную базу гамма-квантов целесообразно уменьшить до 118 метров. В этом случае точность в измерении угловых распределений несколько ухудшится, зато потери гамма - квантов мягкой части спектра за счёт поглощения в воздухе существенно уменьшится. Полученные нами к настоящему времени экспериментальные результатами результаты (см. ниже) качественно согласуются С моделирования.



Рис. 2.13. Угловые распределения интенсивностей пучка ТИЭ ($\delta = 25 \,\mu rad$, $Z_D = 118 \,\mathrm{m}$). А – без рефлектора; В – с рефлектором $\alpha = 0$; С – с $\alpha = 12,5 \,\mathrm{mkpad}$ и с $\alpha = 25 \,\mathrm{mkpad}$; а – без и b – с учётом поглощения в воздухе; 1 – без и 2 – с учётом краевых эффектов.



Рис. 2.14. Энергетические и угловые распределения пучка ТИЭ ($\delta = 25 \mu rad$), при: $\alpha = 0$ (спектр 1), $\alpha = 12.5 \mu pad$ (спектр 2), $\alpha = 25 \mu pad$ (спектр 3)



Рис. 2.15. Спектры пучка ТИЭ: ($\delta = 25 \mu rad$, без рефлектора) 1 – первичный, 2 – ослабление в 120 м слое воздуха, 3 – ослабление в 320 слое воздуха; 4 – с рефлектором наклоненном на $\alpha = 12.5 \mu pag \, u$ его составляющие: 5 – ПВО, 6 - непровзаимодействующая часть

§ 2.5.Методические исследования (спектры тормозного излучения электронов,эффективность регистрации)

Очевидно, что экспериментальный спектр ТИЭ искажается функцией отклика детектора (пик полного поглощения, комптоновское распределение, эффекты вылета ү-квантов и суммирования импульсов ү-квантов), энергетической зависимостью сечений взаимодействия ү-квантов с воздушной средой пролетной базы и с веществом различных элементов установки, эффектами перегрузки детектора, фоном и т.д.[54].



Рис. 2.16. Угловые распределения сформированного пучка ТИЭ. A -расчётное δ_G = 62.5 µrad, B -экспериментальное δ_G = 62.5 µrad, Z_D = 118 m, C -экспериментальное δ_G = 62.5 µrad, Z_D = 330 m, D -экспериментальное δ_G = 500 µrad, Z_D = 118 m (плато на вершине-эффект насыщения).

Из всех перечисленных факторов мы можем проанализировать вклад в спектр ТИЭ излучений естественного фона. В измерениях в режиме синхронизации интенсивность счета γ -квантов ТИЭ изменяется в пределах от нескольких единиц импульсов до предельного значения $I_{\gamma} \approx f = 386$ имп/с, при этом вклад естественного фона подавлен в $f_{\tau} \square 10^3$ раз (см. рис. 2.16, 2.17).

Представление о совокупном влиянии всех остальных факторов можно получить, сопоставляя экспериментальный спектр ТИЭ с распределением Шиффа – рис. 3.5 (см. след.главу). Из рис. 3.5 видно, что:

- На первичный спектр ТИЭ, который хорошо аппроксимируется формулой Шиффа оказывает сильное влияние 118 м воздушная среда;
- При прохождении 118 метрового воздушного слоя спектр ТИЭ ужесточается, т.е. количество гамма-квантов низких энергий заметно снижается. Это связанно с высоким значением полного поперечного 67

сечения взаимодействия гамма-квантов низких энергий с веществом (фотоэффект, комптоновское рассеяние);



• Появляется пик двух-фотонной аннигиляции (511 кэВ);

Рис. 2.17. Спектры фона и пучка ТИЭ ($E_{\gamma} \leq 4$ МэВ) измеренные в режимах: А - с синхронизацией (импульсами запуска ускорителя) В - без синхронизации

 Произведение формулы Шиффа на эффективность регистрации и вероятность прохождения гамма-квантов заданной энергии через 118 м воздушный слой прекрасно согласуется с экспериментальным спектром.

§ 2.6. Модернизация магнитооптического тракта транспортировки электронного пучка

Проведение эксперимента потребовало провести глубокую модернизацию магнитооптического тракта транспортировки электронного пучка. В данном пункте будет дано краткое описание разработанных автором настоящей диссертации систем питания поворотных магнитов и основного магнита ускорителя электронов Микротрон МТ-22С.

§2.6.1. Прецизионный регулируемый источник стабильного тока 0-20 А

Ряд экспериментальных установок предполагает получение высокостабильного мощного магнитного поля. Для этой цели используются электромагниты, стабильность генерируемого магнитного поля которых определяется источником питающего их тока. Большая часть выпускаемой промышленностью источников вторичного электропитания (ИВЭ) предполагает стабилизацию по выдаваемому напряжению. Так как величина индукции генерируемого электромагнитами магнитного поля зависит только от значения, протекающего через них тока, то использование ИВЭ со стабилизацией по напряжению не приемлемо. При использовании ИВЭ со стабилизацией по напряжению стабилизируется напряжение, приложенное к обмоткам электромагнита, однако сопротивление обмоток зависит от температуры и в процессе работы электромагнита оно меняется и как следствие меняется протекающий через них ток. Поэтому питание электромагнитов необходимо осуществлять ИВЭ со стабилизацией по выдаваемому току.

На рис. 2.18 представлена принципиальная схема источника стабильного тока (ИСТ). Схемотехническое решение включает в себя широкодоступные электронные компоненты и предполагает минимальную настройку.

Силовой трансформатор Т1 выдаёт на вторичной обмотке переменное напряжение 50 В, которое после выпрямления и фильтрации преобразуется в постоянное с амплитудой 70 В. Прецизионный резистор R1 (50 мОм) с максимальной рассеиваемой мощностью 20 Вт включен последовательно с нагрузкой, так что при токе в 20 А на резисторе падает напряжение 1 В. Таким образом падение напряжения на резисторе R1 прямо пропорционально току через нагрузку. В качестве силовых протекающему транзисторов используются транзисторы BUZ23 обладающие линейной полевые характеристикой [56]. Полевые транзисторы передаточной обладают отрицательной температурной зависимостью по току, поэтому они могут непосредственно включаться параллельно друг другу. Напряжение падающее на резисторе R1 подаётся на инверсный вход высокоточного операционного усилителя DA2 LF355. Регулировка значения протекающего через нагрузку осуществляется многооборотным тока переменным резистором R7. Напряжение, снимаемое с резистора R7 подаётся на прямой вход операционного усилителя DA2. Таким образом, реализовывается классическая блок-схема компенсационного источника питания [57, 58]. Отличительной особенностью разработанного источника питания является схемотехническое решение прецизионного источника опорного напряжения. Источник опорного напряжения выполнен на базе операционного усилителя DA1 КР1408УД1 [59] и прецизионного стабилитрона VD1 КС191Ф [60]. В источниках питания, к которым не предъявляются высокие требования стабильности, обычно в качестве источника опорного напряжения используются параметрический [61]. В случае параметрический стабилизатор стабилизатор нашем напряжения не приемлем, так как его схемотехническое решение не стабилизацию рабочего стабилитрона. Ha предполагает тока базе

70

операционного усилителя DA1 собрана схема стабилизации рабочего тока стабилитрона VD1 и тем самым достигнута его паспортная стабильность ±0,0005% / K [60].



Рис. 2.18 Принципиальная схема прецизионного регулируемого источника стабильного тока

Разработанный источник стабильного тока (ИСТ) позволяет питать подключённую к нему нагрузку током 0–20 А. Дрейф тока составляет 0,2 мА в течении 10 часов непрерывной работы при выдаваемом токе 20 А. В настоящее время разработанный ИСТ используется для питания поворотного магнита магнитооптического тракта ускорителя электронов Микротрон МТ22С.

§2.6.2 Трёхфазный тиристорный регулятор мощности с микроконтроллерным управлением

В качестве источника питания основного магнита ускорителя электронов Микротрон МТ-22С используется разработанный тиристорный регулятор мощности(совместно с 10 кВт трёхфазным трансформатором и выпрямителем).

Тиристорные регуляторы мощности (ТРМ) – это современный класс приборов, обеспечивающих плавное регулирование мощности, потребляемой нагрузкой от сети переменного тока. ТРМ позволяют регулировать мощности от единиц до сотен кВт, что недостижимо для иных классов регуляторов транзисторных). В данной (например, статье приводится описание разработанного трёхфазного тиристорного регулятора мощности рассчитанного на нагрузку до 30 кВт.

В основе разработанного тиристорного регулятора мощности положен принцип фазового регулирования напряжения [62], который заключается в регулирования переменного электрического напряжения синусоидальной формы, путём изменения угла открытия тиристоров, на которых собран электрический ключ. В результате изменения угла открытия тиристоров на нагрузку подаются неполные полуволны синусоиды (обычно с отрезанной начальной частью полупериода), в результате такого регулирования снижается действующее напряжение (рис. 2.19).

На рис. 2.20 представлен график относительной мощности, выдаваемой на нагрузку в зависимости от величины угла открытия тиристоров.

В таблице 2.1 приведены технические характеристики разработанного тиристорного регулятора.

Количество фаз	3
Межфазное напряжение, В	380
Максимальный ток нагрузки (на одну фазу), А	50
Диапазон регулирования мощности	0-100 %
Величина дискретизации регулирования мощности	0,05 %

Таблица 2.1. Технические характеристики тиристорного регулятора мощности

На рис. 2.21 приведена принципиальная схема разработанного трёхфазного тиристорного регулятора мощности.
В качестве силовых ключей Т1-Т6 используются сильноточные тиристоры Т142-50 (максимальный средний ток в открытом состоянии 50 А) [63].



Рис. 2.19Иллюстрация принципа фазового регулирования мощности при различных значениях угла открытия тиристоров (*φ*-угол открытия тиристоров в единицах периода

T).

Закрашенные области на графиках соответствуют открытому состоянию тиристоров.



Рис. 2.20График относительной мощности, выдаваемой на нагрузку в зависимости от угла открытия тиристоров.

Ток управления тиристорами формируется схемой на базе транзисторов КТ814, гальваническая развязка с микроконтроллером осуществляется оптронами PC817.

Узел синхронизации (детектор перехода синусоиды через ноль) выполнен на базе высоковольтного операционного усилителя КР1408УД1 и трёх низкочастотных трансформаторов, подключенных соответственно к фазам А-В, В-С и А-С.

На схеме указаны номера подключения контактов (pin-ов) отладочной микроконтроллерной платы ArduinoMEGA 2560 R3 к узлам приведённой схемы.

ArduinoMega 2560 R3 базе Отладочная построена плата на имеет микроконтроллера ATmega2560 [64]. Плата 54 цифровых входа/выходов (14 из которых могут использоваться как выходы ШИМ), 16 аналоговых входов, 4 последовательных порта UART, кварцевый генератор 16 МГц, USB коннектор, разъем питания, разъем ICSP и кнопка перезагрузки.

Управление трёхфазным тиристорным регулятором мощности осуществляется микропрограммой (прошивкой), загруженной в ПЗУ (Flash-память) микроконтроллера ATmega2560.

Исходный код прошивки микроконтроллера ATmega2560 был написан на языке программирования C [65] и откомпилирован в интегрированной среде разработки приложений WinAVR [66, 67].

Загрузка «hex»-файла в микроконтроллер, то есть прошивка микроконтроллера ATmega2560 осуществляется программой AVRDude.

Связь с персональным компьютером осуществляется по протоколу RS232 через виртуальный СОМ порт, реализованный на базе микросхемы AT-mega16u2.

74



Рис. 2.21 Принципиальная схема трёхфазного тиристорного регулятора мощности.

Выводы к Главе II

Модернизация экспериментального стенда позволила провести эксперимент с высоким уровнем углового разрешения. Замена стеклянного щелевого коллиматора на комбинированный свинцовый уменьшила относительный вклад «краевых» эффектов.

Модернизация магнитооптического тракта транспортировки электронного пучка существенно снизила уровень нестабильности выводимого пучка электронов и тем самым позволила провести эксперимент с достаточно стабильным источником гамма-излучения.

Проведённое компьютерное моделирование эксперимента позволило:

- количественно оценить влияние 118 м воздушного слоя на пучок ТИЭ;
- оценить влияние «краевых» эффектов;
- вариацией исходных параметров в математической модели разработать наиболее оптимальный сценарий проведения эксперимента.

ГЛАВА III. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ. ПОЛНОЕ ВНЕШНЕЕ ОТРАЖЕНИЕ ГАММА-КВАНТОВ

§ 3.1. Общие сведения

Здесь приведены результаты исследований ПВО *ү*-излучения полученные в двух постановках эксперимента:

- Поток ТИЭ с помощью горизонтально установленного (параллельно оси симметрии электронного пучка *Oz*) щелевого коллиматора с зазором Δ*X_c* = 50 мкм формируется в тонкий ленточный пучок с вертикальной расходимостью δ_γ ≈150 мкрад и скользит по наклонённой к оси *Oz* на углы α ≤ 290 мкрад поверхности стеклянного отражателя (рис. 3.1);
- Поток ТИЭ с помощью наклонённого к оси Oz на углы α ≤140 мкрад составного свинцового коллиматора формируется в пучок с угловой расходимостью δ_γ ≈ 65 мкрад и скользит по поверхности ртутного рефлектора (рис. 3.2);

В отличие от ранее выполненных исследований:

- В первой постановке несколько лучше показана трансформация спектров и угловых распределений γ-квантов с энергией E_γ ≤ 300 кэВ, поэтому здесь мы ограничимся только приведением γ-спектров пучка ТИЭ провзаимодействовавших с поверхностью стекла при различных углах α (рис. 3.3);
- Во второй постановке использованная в качестве рефлектора поверхность ртути (вместо стекла) и заметно меньшая расходимость сформированного пучка (достигнутая применением составного свинцового коллиматора) позволили провести исследования ПВО при углах α = 33,83 и 140 мкрад. Результаты этих исследований в совокупности однозначно свидетельствуют о существовании ПВО и в γ-диапазоне электромагнитного излучения.

Ниже подробно рассмотрена постановка, проведение и результаты этого эксперимента.



Рис. 3.1. Схема эксперимента (первый вариант). Т-тормозная мишень, G-щелевой коллиматор, R-рефлектор, К-коллиматор детектора, D-детектор, Z- ось пучка ТИЭ



Рис. 3.2. Схема геометрии эксперимента (второй вариант). *e*⁻-пучок электронов. — "прямые", – – "краевые", ----- "вторичные" ү-кванты с указанием углов между их направлениями и осью *Oz*



Рис. 3.3. γ -спектры сформированного пучка ТИЭ в позициях A – θ = 0, B – θ = 100, C – θ = 290 µrad. На вставке – угловое распределение γ -квантов при угле наклона рефлектора 1 – α = 0 и 2 – α = 83 µrad.

При описании методики проведения эксперимента использованы следующие обозначения и соглашения (см. рис. 3.2):

- α угол наклона щелевого коллиматора;
- $\delta_g = \Delta X_g / \Delta Z_g$ вертикальная апертура щелевого коллиматора;
- δ_γ угловая расходимость сформированного пучка в вертикальной плоскости;
- $\theta = \Delta X_D / \Delta Z_D$ угол детектирования γ -излучения;
- Углы α , θ и δ измеряются в микрорадианах;

- S_{g,r}(α, θ) γ -спектры, измеренные без рефлектора (g) и с рефлектором (r);
- $S_F \gamma$ -спектр фона;
- $S_{(g,r)0}(\alpha,\theta) = S_{g,r}(\alpha,\theta) S_F$ -"чистые" спектры;
- $U_{g,r}(\alpha, \theta, \Delta E_{\gamma i})$ угловые распределения интенсивностей γ квантов с энергиями в диапазоне $\Delta E_{\gamma i}$;
- $U_{\gamma} = U_{g} U_{r}$ (измеренные без рефлектора (g) и с рефлектором (r));
- $F(\alpha, \theta < 0, \Delta E_{\gamma i}) \approx U_{\gamma}(\alpha, \theta < \alpha \delta_{\gamma}, \Delta E_{\gamma i})$ -фоновая составляющая в $U_{\gamma}(\alpha, \theta < 0, \Delta E_{\gamma i});$
- $U_{\gamma 0}(\alpha, \theta < 0, \Delta E_{\gamma i}) = U_{\gamma}(\alpha, \theta < 0, \Delta E_{\gamma i}) F(\alpha, \theta < 0, \Delta E_{\gamma i})$ "чистое" распределение γ квантов падающих на рефлектор и его платформу;
- $U_{\gamma 0}^{*}(\alpha, -\Delta \theta, \Delta E_{\gamma i})$ зеркальное преобразование $U_{\gamma 0}(\alpha, \Delta \theta, \Delta E_{\gamma i})$;
- *R*(α, Δθ, Δ_{γi}) = U_γ(α, -Δθ, ΔE_{γi}) / U^{*}_{γ0}(α, -Δθ, ΔE_{γi}) коэффициент отражения γ-квантов с энергиями в диапазоне Δθ.
 Проведение эксперимента включает в себя следующие шаги:
- Выведенный пучок электронов, плотность которого максимальна в центре и спадает до нуля на его периферии (*r_e* ≈ 2.5 мм), под прямым углом падает на поверхность мишени*T* и генерирует в ней ТИЭ с угловой расходимостью *δ_T* ≈ *mc² / E_e* и интенсивностью *I_T*, зависящей от тока пучка *I_e* и энергии электронов *E_e*.
- ТИЭ формируется щелевым коллиматором G в тонкий (по вертикали) ленточный горизонтальный пучок с интенсивностью $I_g = \Delta X_g I_T (r_e Z_g \alpha) / r_e Z_g \delta_T$ и с осью симметрии, составляющей с осью OZ угол α . Сформированный пучок состоит из первичных гамма-квантов ("прямых"– прошедших в интервале углов $\theta = (\alpha \delta_g) (\alpha + \delta_g)$, не касаясь краёв коллиматора, и "краевых" прошедших в

интервале углов $\theta = (\alpha - \delta_{\gamma}) - (\alpha + \delta_{\gamma})$ через края щели), и вторичного (g) излучения (комптоновского рассеяния и аннигиляционного излучения), образующегося при взаимодействии γ -квантов ТИЭ с пластинами щелевого коллиматора. Вторичное излучение создаёт в исследуемом угловом диапазоне слабоанизотропный фон с максимумом в позиции $\theta = \alpha$.

- γ-кванты сформированного пучка, падающие на поверхность YOZ под углами θ < φ', поглощаются в платформе рефлектора. Те γ-кванты, которые падают под углами θ = ψ' - φ', в зависимости от своей энергии, зеркально отражаются от поверхности рефлектора, поглощаются им или преобразуются во вторичное (r) излучение (комптоновское и аннигиляционное) в области углов θ > 0. Наконец, те кванты, которые падают под углами θ > ψ', пролетают над поверхностью рефлектора без взаимодействия.
- Спектры γ-квантов, исследуемые при наличии в установке рефлектора- S_r(α,θ) и в его отсутствии -S_g(α,θ), регистрируются детектором в последовательно изменяемых вертикальных позициях X_d (углы детектирования θ = X_d / Z_d для квантов, не провзаимодействовавших и θ = X_d / (Z_d Z_r) X_d / (Z_d Z_{r'}) для γ-квантов, провзаимодействовавших с рефлектором).

Юстировка вертикальных позиций элементов установки предварительно проводилась по уровню воды в концах прозрачного шланга, затем по лучу лазера и окончательно – на сформированном пучке ТИЭ по вершинам распределений падающих и зеркально отражённых γ-квантов (см. ниже).

§ 3.2. Условия измерений

Измерения выполнены в следующих условиях:

- значения углов наклона коллиматора α, соответствующих граничных углов скольжения и граничных энергий ПВО γ-квантов E_θ приведены в таблице 1, значение α = 33 мкрад выбрано исходя из с условия α ≥ δ_g.
- энергия ускорения электронов $E_e = 6.25$ МэВ соответствует условию $E_e \ge E_{\varphi}$ и обусловливает минимальные значения расходимости "краевой" δ_{γ} интенсивности фоновой составляющих в спектрах $S_g(\alpha, \theta)$ и $S_r(\alpha, \theta)$. Отметим, что интенсивность фоновой составляющей, обусловленной *g*-излучением, в спектрах S_r за счёт экранирования рефлектором в области $\theta < 0$ *g*-излучения генерируемого верхней, а в области $\theta > 0$ нижней частью коллиматора, *G* ниже, чем в соответствующих спектрах S_g , кроме того в области $\theta > 0$ спектров S_r проявляется вторичное *r*-излучение генерируемое рефлектором.
- средний ток пучка электронов $I_e = 3.5$ мкА; длительность измерения отдельных спектров – t = 100 с; угловые позиции детектора изменяются с шагом $\Delta \theta \approx 18 - 90$ мкрад в диапазоне от $\eta = -170$ до $\omega = +300$ мкрад. Всё это обеспечивает в процессе измерения приемлемую (~ 5%) стабильность сформированного пучка γ-квантов, хотя при этом загрузки детектора заметно ниже предельных $I_{\gamma} < f$ (частоты следования импульсов микротрона) и набранная статистика в спектрах $S_g(\alpha, \theta)$ и $S_r(\alpha, \theta)$ ограничены 500-7000 событиями и только для контрольных и демонстрационных целей длительность измерений спектров $S_{g,r}(\alpha, \alpha)$, $S_{g,r}(\alpha, \psi')$, $S_{g,r}(\alpha, -\alpha)$ и $S_{g,r}(\alpha, \omega)$ были увеличены до t = 1800 с.

•	-	-			
Ι	$ heta$, мкрад / $E_{ heta}$, МэВ				
	$lpha_i$ / $E_{lpha i}$	$arphi_i$ / $E_{_{arphi i}}$	$arphi_i^\prime$ / $E_{_{arphi i^\prime}}$	ψ_i / $E_{\psi i}$	ψ_i' / $E_{\psi i'}$
1	33/2.02	54/1.24	66/1.01	17/3.92	10/6.64
2	83/0.8	100/0.67	112/0.6	42/1.59	36/1.86
3	140/0.48	153/0.44	165/0.41	71/0.94	65/1.03

Таблица 3.1. Значения углов наклона коллиматора α_i , предельных углов скольжения ψ_i , ψ'_i , φ_i , φ'_i и соответствующих граничных энергий ПВО – E_{θ} γ -квантов, отражённых от поверхности ртути.

§ 3.3. Обработка экспериментальных данных

Обработка экспериментальных данных проведена следующим образом:

• По интенсивностям спектров $S_g(\alpha, \theta)$ и $S_r(\alpha, \theta)$ в энергетических окнах определены $\Delta E_{\rm wi}$ соответствующие угловые распределения $U_{g}(\alpha, \theta, \Delta E_{\gamma i})$ и $U_{r}(\alpha, \theta, \Delta E_{\gamma i})$, а затем их разности $U_{\gamma} = U_{g} - U_{r}$, которые в области углов $\theta < 0$ обусловлены γ -квантами сформированного пучка, падающими на поверхности рефлектора и его платформы, в *θ* > 0 *γ* -квантами, провзаимодействовавшими области углов С поверхностью рефлектора, Составляющие первичных у-квантов, не провзаимодействовавших с рефлектором ($\psi' < \theta < -\psi'$) в U_{π} пределах статистической точности). Фоновые отсутствуют (в составляющие в U_{ν} являются разностью вторичных излучений в режимах g и r. Причем в верхних ветвях – $U_{\gamma}(\alpha, \theta > 0, \Delta E_{\gamma i})$ они обусловлены практически вторичными*г*-излучениями накладывающихся на распределение зеркальных отражений, а на $U_{\gamma}(\alpha, \theta < 0, \Delta E_{\gamma i})$ – вторичными *g*-излучениями нижних пролетающими над рефлектором. Последние в области углов $\theta < \alpha + \delta_{\gamma}$

проявляются в чистом виде, а в диапазоне $\Delta \theta = (\alpha + \delta_{\gamma}) - \varphi'$ накладываются на распределения первичных γ -квантов $U_{\gamma}(\alpha, \Delta \theta, \Delta E_{\gamma i})$;

- По отношениям $R(\alpha, \Delta \theta, \Delta E_{\gamma i}) = U_{\gamma}(\alpha, -\Delta \theta, \Delta E_{\gamma i}) / U_{\gamma 0}^{*}(\alpha, -\Delta \theta, \Delta E_{\gamma i})$ определены коэффициенты отражения γ -квантов с энергиями в диапазонах $\Delta E_{\gamma i}$, скользящих по поверхности рефлектора под углами в диапазоне $\Delta \theta$. Отметим, что в области энергий $E_{\gamma} \leq mc^{2}$ в величинах R, помимо основного вклада обусловленного зеркальными отражениями, содержатся заметные вклады, обусловленные вторичными r-излучениями.
- Аналогично из отношений $R(\alpha, \alpha \leq E_{\psi'}) = S_{r_0}(\alpha, -\alpha) / S_{g_0}(\alpha, -\alpha)$ установлены коэффициенты отражения γ -квантов с энергиями $E_{\gamma} \leq E_{\psi'}$, скользящих по поверхности рефлектора под $\alpha = 83$ мкрад.

§ 3.4. Экспериментальные результаты

В исследованных энергетических и угловых распределениях *γ*-квантов проявились известные закономерности взаимодействия *γ*-излучения с веществом и закономерности их ожидаемого зеркального отражения:

Во всех измеренных спектрах см. рис. 3.4 и 3.5 проявились вклады аннигиляционного излучения, возникающего при взаимодействии *γ*-квантов с веществом щелевого коллиматора, рефлектора, детектора и других объектов. Очевидно, что оно влияет на исследуемые распределения в области энергий E_γ ≤ mc². Их относительный вклад максимален в фоновых спектрах. Спектры S_g(α, θ) первичных *γ*-квантов в пределах поправок на коэффициент ослабления интенсивности *γ*-квантов – *P* в 120 метровом слое воздуха и

энергетической зависимости эффективности регистрации детектора ε , в первом приближении, отличаются от распределения Шиффа для электронов с энергией $E_e = 6.25$ МэВ, наличием аннигилляционной составляющей. Что касается спектров $S_r(\alpha, \theta)$ ожидаемого зеркального отражения в интервалах углов от $\theta = -\psi'$ до $\theta = -\phi'$, то они ограничены в энергетической области $E_{\gamma} \leq E_{\theta}$ (при $\alpha = 33$ мкрад – $E_{\theta} \leq 4$ МэВ, $\alpha = 83$ мкрад – $E_{\theta} \leq 0,7$ МэВ и $\alpha = 140$ мкрад – $E_{\theta} \leq 0,45$ МэВ).

- В угловых распределениях U_g на фоне вторичного g-излучения в интервале углов от θ = (α δ_γ) до θ = (α + δ_γ) проявляются пики первичных γ-квантов с вершинами в позиции θ = α (рис. 3.6);
- В распределениях U_r на фоне вторичного излучения (отличного от фона в U_g), проявляется верхняя часть θ > ψ' γ -квантов пролетевших над рефлектором и при окнах ΔE_{γi} в области E_γ ≤ E_θ-пики γ -квантов зеркального отражения с вершинами в позициях θ ≤ −α (рис. 3.6).
- В распределениях $U_{\gamma} = U_g U_r$ (см. рис. 3.7), в отличие от соответствующих распределений U_g и U_r , отсутствуют вклады γ -квантов, не провзаимодействовавших с рефлектором, а фоновые составляющие существенно ниже, причём в них отчётливо проявляются нижние $\theta = \psi'$ угловые границы непровзаимодействовавших с рефлектором γ -квантов и $\theta = -\psi' \gamma$ -квантов с энергиями $E_{\gamma} \leq E_{\theta}$ зеркально отразившихся от рефлектора. Что касается верхних границ отражения, то при окнах $\Delta E_{\gamma i}$ в области $E_{\gamma} \leq mc^2$ они размыты интенсивным аннигиляционным излучением, при смещении окон в высокоэнергетическую сторону значения верхних границ и вершин зеркального отражения в соответствие с зависимостью (1.1) смещаются в область меньших углов.

Коэффициенты отражения γ -квантов $R(\alpha, \Delta \theta, \Delta E_{\gamma i})$ (рис. 3.8) и величина $R(\alpha, \alpha \leq E_{\psi'})$ (рис. 3.9) демонстрируют , что их значения слабо меняются в пределах диапазона зеркального отражения (от $\theta \approx -\psi'$ до $\theta \approx -\phi'$) и области энергий $E_{\gamma} \leq E_{\psi'}$ и спадают до нуля за их пределами. Тот факт, что ИХ значения заметно меньше единицы, соответствуют наличию неоднородностей на поверхности ртути – вибрационных и тепловых волн, окисной плёнки и т.д. Очевидно, что устранение расслоения, этих неоднородностей приведет к возрастанию коэффициентов отражения.



Рис. 3.4. γ –Спектры пучка ТИЭ: 1– $S_{g,r}(-83, -83)$, 2– $S_{gr}(-83, -55)$; $F = S_{g}(-83, 253)$, 3– $S_{r} = (-83, 83)$, 4– $S_{g}(-83, 83)$ (α и θ в микрорадианах)



Рис. 3.5. Полная эффективности регистрации ε_{γ} , вероятность пролёта γ -квантов в 120 м воздуха. S_{exp} -экспериментальный спектр ТИЭ, S_t -распределение Шиффа



Рис. 3.6. Угловые распределения интенсивностей γ -квантов сформированного пучка измеренные при отсутствии $U_g(-)$

и наличии U_r (—)рефлектора.



Рис. 3.7. Разность угловых распределений $U_{\gamma} = U_g - U_r$



Рис. 3.8. Коэффициенты отражения γ –квантов (представлены посредством сплайновой аппроксимации отношения U_r/U_{g0}^* , статистические погрешности вычислений



иллюстрированы тремя планками погрешности (errorbar))

Рис. 3.9. Энергетические зависимости коэффициента отражения у-квантов

Выводы к главе III

Анализ результатов проведённых экспериментальных исследований позволил выявить:

- Трансформацию энергетических и угловых распределений γ-квантов сформированного пучка ТИЭ провзаимодействовавших с рефлектором под заданными углами α = 33, 83 и 140 мкрад и её соответствие расчётным ожиданиям проявления ПВО, что позволяет однозначно констатировать факт обнаружения ПВО γ-квантов;
- Коэффициенты отражения γ-квантов от поверхности ртути ограничены величиной *R* ~ 20%, что обусловлено наличием на поверхности ртути оксидной плёнки и микроволн (обусловленных сейсмическими колебаниями земли и тепловыми процессами происходящими в объеме ртути);

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По результатам исследования, проведённого по теме диссертации на соискание ученой степени доктора философии (PhD) ПО физикона тему «Экспериментальное обнаружение математическим наукам отражения гамма излучения от поверхности жидкой ртути» получены следующие результаты:

- Разработана математическая модель эксперимента по изучению взаимодействия тормозного излучения электронов с поверхностью жидкой ртути;
- Проведена глубокая модернизации компонентов магнитооптического тракта транспортировки пучка ускорителя электронов Микротрон МТ-22 С;
- Разработана технология формирования пучков тормозного излучения электронов с угловой апертурой <100 мкрад;
- Проведён эксперимент по изучению взаимодействия тормозного излучения электронов с поверхностью жидкой ртути при скользящих углах падения 33, 83 и 140 мкрад;
- Получена оценка значений коэффициентов отражения гамма-излучения в диапазоне энергий 200-600 кэВ от поверхности жидкой ртути при скользящем угле падения 83 мкрад;

По результатам проведённых экспериментальных исследований можно однозначно заключить, что *гамма-излучение в диапазоне энергий 200–600 кэВ* испытывает полное внешнее отражение от поверхности жидкой ртути при скользящих углах падения 33 и 83 мкрад. Полученные результаты позволяют оценить возможности создания нового направления в физике – гамма-оптики.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

- Аркадьев В.А., КумаховМ.А., ОгневЛ.И.О полном внешнем отражении гамма-квантов от поверхности. //Письма в журнал технической физики. – 1986. – Том 12 (21). –С. 1307-1311.
- Широков Ю.М., Юдин Н.М.Ядерная физика. Издание второе. М.:«Наука», 1980. – 728с.
- Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика: Учебник для ВУЗов. В двух книгах. Книга 1. Физика атомного ядра. 5-е издание. – М.: «Энергоатомиздат», 1993. – 376 с.
- 4. Ландсберг Г.С. Оптика. 6-е издание. М.: «Физматлит», 2003. 848 с.
- Блохин М.А. Физика рентгеновских лучей. 2-еиздание. М.:ГИТТЛ, 1957. – 518 с.
- Als-NielsenJ., McMorrowD. ElementsofModern X-ray Physics. 2nd ed.– John Wiley & Sons, 2011. – 436 pp.
- ВиноградовА.В.,БрытовИ.А.,Грудский А.Я.Зеркальнаярентгеновская оптика–Л.: «Машиностроение», 1989.–463 с.
- Глебов В.И. и др. Отражение гамма-излучения от границы раздела двух сред. //Журнал технической физики. – 1985. –Том 55 (9). –С. 1785-1792.
- HaileyC.J.et al.TheNuclearSpectroscopicTelescopeArray (NuSTAR): OpticsOverviewandCurrentStatus. //ProceedingsofSPIE. –2010. – Vol. 7732, – pp. 1-13.
- Физическая энциклопедия. М.: Большая Российская энциклопедия, 1994. Том 4. – С. 375.
- 11. Физическая энциклопедия. М.: Большая Российская энциклопедия, 1988. –
 Том 1. С. 547.
- 12.Сивухин Д.В. Общий курс физики. В пяти томах. Том IV Оптика. 3-е издание. М.: «Физматлит», 2005. С. 423.
- 13.Китайгородский А.И. Введение в физику. М.: «Наука», 1973. С. 108.

- 14.Зорич В.А. Математический анализ. Часть І. 10-е издание. М.: МЦНМО, 2019. С. 221.
- 15. Физическая энциклопедия. М.: Большая Российская энциклопедия, 1998. Том 5. – С. 374.
- 16.Борн М., ВольфЭ.Основы оптики. 2-е издание. М.: «Наука», 1973. С. 341.
- 17.КолоколовА.А. ФормулыФренеляипринциппричинности //УФН. 1999.–
 Том 169, №9. –С. 1025-1034.
- 18.Compton A.H. TheTotalReflexionofX-rays. //TheLondon, Edinburgh, andDublinPhilosophicalMagazineandJournalofScience. – 1923.–Vol. CXVII 45(270). – pp. 1121–1131.
- 19. Аристов В.В., ШабельниковЛ.Г.Современные достижения рентгеновской оптики преломления. //УФН. 2008. –Том 178, №1, С. 61-83.
- 20.Snigirev A.et al.Acompoundrefractivelensforfocusinghigh-energyX-rays //Nature. -1996. - Vol. 384.- pp. 49-51.
- 21.Snigirev A. et al.Focusing high-energy X rays by compound refractive lenses. //Applied optics. 1998. – Vol. 37, No. 4. – pp. 653-662.
- 22.Lengeler B. et al.Parabolic refractive X-ray lenses. //J. Synchrotron Rad. 2002. –
 Vol. 9. pp. 119–124.
- 23.КонВ.Г. Ктеориирентгеновскойпреломляющейоптики.
 Точныерешениядляпараболическойсреды. //ПисьмавЖЭТФ. 2002.– Том 76, выпуск 10.– С. 701-704.
- 24.Lengeler B. A. et al.Microscope for hard x rays based on parabolic compound refractive lenses. //Applied Physics Letters. - 1999.- Vol. 74, No 26. –pp. 3924-3926.
- 25.Ohishi Y., BaronA.Q.R., IshiiM., IshikawaT., ShimomuraO.Refractive X-ray lens for high pressure experiments at SPring-8. //Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. 2001.– Vol.467–468.–pp. 962–965.

- 26.Madsen K.K. et al. The Nuclear Spectroscopic Telescope Array (NuSTAR) High-energy X-ray Mission //Proceedings of SPIE. – 2014. - Vol. 9144.— pp. 1-11.
- 27.Nuclear Spectroscopic Telescope Array, or NuSTAR //NASA Press Kit/June 2012.
- 28.Shvydko Y.V. et al. High-reflectivity high-resolution X-ray crystal optics with diamonds //Nature physics. 2010. Vol 6. pp. 196-199.
- 29.КапицаС.П., МелехинВ.Н. Микротрон. М.: «Наука», 1969.–211 с.
- 30.ЦитовичА.П. Ядернаяэлектроника.- М.: «Энергоатомиздат», 1984.-408 с.
- З1.Гаврилов Л.Е. Основы ядерной электроники. Часть 1.– М.: НИЯУ МФТИ, 2010.–164 с.
- 32.Шмидт Х. Измерительная электроника в ядерной физике. М.: «Мир», 1989 г.– 187с.
- 33.Schiff L.I. Energy-Angle Distribution of Thin Target Bremsstrahlung //Phys. Rev.- 1951. -Vol. 83.-pp. 252-253.
- 34. Бурмистенко Ю.Н. Фотоядерный анализ состава вещества. М.:
 «Энергоатомиздат», 1986.–199 с.
- 35.NISTreport 5632, "Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients 1 keV to 20 MeV for Elements Z = 1 to 92 and 48 Additional Sub-stances of Dosimetric Interest," by J. Hubbell and S.M. Seltzer. //National Institute of Standards and Technology (NIST), 1995.
- 36.Koch H.W., MotzJ.W.Bremsstrahlung Cross-Section Formulas and Related Data //Reviews of Modern Physics. –1959. –Vol. 31. – pp. 920-956.
- 37.Seltzer S.M., BergerM.J.Bremsstrahlung spectra from electron interactions with screened atomic nuclei and orbital electrons. //Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. – 1985. – pp. 95-134.
- 38.Warner R.M., ShraderE.F.Angle-Energy Distribution of Radiation from High-Energy Electron Accelerators //The Review of Scientific Instruments. – 1954. -Vol. 25, No 7. – pp. 663-667.

- 39.Ferdinande H. et al.Numerical calculation of absolute forward thick-target bremsstrahlung spectra. //Nuclear instruments and methods. –1971. – Vol. 91. – pp. 135-140.
- 40.Metropolis N., Ulam S. The Monte Carlo Method //Journal of the American Statistical Association. – 1949. – Vol. 44, No. 247. – pp. 335-341.
- 41.DunnW.L., Shultis J.K. Exploring Monte Carlo Methods.– Amsterdam, Academic Press is an imprint of Elsevier, 2012. 391 pp.
- 42.KroeseD.P.Handbook of Monte Carlo Methods.– John Wiley & Sons, 2011. 775 pp.
- 43.Соболь И.М. Численные методы Монте-Карло.– М.: «Наука», 1973. 312 с.
- 44. Самарский А.А., МихайловА.П.Математическое моделирование: Идеи. Методы. Примеры. 2-еиздание. М.: «Физматлит», 2001.– 320с.
- 45.Wolfram S. The Mathematica Book, Fifth Edition.– Publisher: Wolfram Media, Inc., 2003.– 1488 pp.
- 46. Wolfram S. An Elementary Introduction to the Wolfram Language, Second Edition.– Publisher: Wolfram Media, Inc., 2017. – 340 pp.
- 47. Дьяконов В. П. Mathematica 5/6/7. Полное руководство. М.: «ДМК Пресс», 2009 г. 626с.
- 48.ХортонА. VisualC++ 2010: полныйкурс. М.: «Вильямс», 2011. 1216 с.
- 49. Tsai Yung-Su. Pair production and bremsstrahlung of charged leptons //Reviews of Modern Physics. 1974. –Vol. 46. pp. 815-851.
- 50.Tsai Yung-Su. Erratum: Pair production and bremsstrahlung of charged leptons //Reviews of Modern Physics. 1977. –Vol. 49. pp. 421-423.
- 51.Agostinelli S. et al. Geant4 a simulation toolkit //Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. 2003. Vol. 506. pp. 250–303.
- 52.ЛандауЛ.Д., ЛифшицЕ.М. Теоретическаяфизика. В 10 т. Т. IV /В.Б. Берестецкий, Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский. Квантоваяэлектродинамика. 4-е издание – М.: «Физматлит», 2002.– 728с.

- 53. Ахиезер А.И., БерестецкийВ.Б.Квантовая электродинамика. 4-е издание. М.: «Наука», 1981. – 428с.
- 54.KnollG.F. Radiation Detection and Measurement. Fourth Edition.– John Wiley & Sons, 2010. 857 pp.
- 55.Kimura M. et al.Measurement of Bremsstrahlung Spectra with Sodium Iodide Scintillation Cristal. //Journal of Physical Society of Japan. – 1959. – Vol. 14, No. 4 – pp. 387-396.
- 56.DatasheetнaтрaнзисторBUZ23 [URL: https://www.chipfind.ru/datasheet/pdf/siemens/buz23.pdf].
- 57.ХоровицП, ХиллУ. Искусствосхемотехники, том 1, издание 3-е. М.: «Мир», 1986. 413с.
- 58.Horowitz P., Hill W. The Art of Electronics, Third Edition. Cambridge University Press, 2015. 1225 pp.
- 59.Мячин Ю.А. 180 аналоговых микросхем (справочник). М.: «Патриот» и редакция журнала «Радио», 1993 г. 152с.
- 60. Полупроводниковые приборы: диоды, тиристоры, оптоэлектронные приборы. Справочник. Составители: Баюков А.В. и др. – М.: «Энергоатомиздат», 1983. – 744с.
- 61. Титце У., Шенк К. Полупроводниковая схемотехника: Справочное руководство. М.: «Мир», 1982.– 512 с.
- 62. Кублановский Я.С. Тиристорные устройства М.: «Энергия», 1978. 112 с.
- 63.Замятин В.Я. и др. Мощные полупроводниковые приборы. Тиристоры: Справочник М.: «Радио и связь», 1987. 576 с.
- 64.Datasheet на микроконтроллер ATmega 2560. [URL: https://www.microchip.com/wwwproducts/en/ATmega2560]
- 65.Керниган Б.У., Ритчи Д.М. Язык программирования С. 2-е издание. М.: «Вильямс», 2009. 304 с.

- 66.Шпак Ю.А. Программирование на языке С для AVR и PIC микроконтроллеров – М.: «МК-Пресс», 2006 г. – 403 с.
- 67.Прокопенко В. Программирование микроконтроллеров ATMEL на языкеС. М.: «МК-Пресс», 2012. 342 с.