

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ УНИТАРНОЕ ПРЕДПРИЯТИЕ
«ВСЕРОССИЙСКИЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИХ И РАДИОТЕХНИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ»
(ФГУП «ВНИИФТРИ»)

На правах рукописи

Берлянд Александр Владимирович



**СОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ СИСТЕМЫ ОБЕСПЕЧЕНИЯ ЕДИНСТВА
ИЗМЕРЕНИЙ ПОГЛОЩЕННОЙ ДОЗЫ РЕНТГЕНОВСКОГО,
ПРОТОННОГО, ИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЙ
И ЭНЕРГИИ, ФЛЮЕНСА И ПЛОТНОСТИ ПОТОКА ТЯЖЕЛЫХ
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ**

Специальность: 2.2.10 – Метрология и метрологическое обеспечение

Диссертация на соискание ученой степени доктора технических наук

Научный консультант
Титаренко Юрий Ефимович
Доктор физико-математических наук
НИЦ «Курчатовский институт»

Менделеево 2026г.

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	8
Актуальность научной проблемы.....	8
Объект и предмет исследований.....	17
Проблема.....	17
Цель работы	18
Задачи исследования.....	18
Научная новизна.....	18
Практическая значимость.....	20
Основные положения, выносимые на защиту.....	21
Методология и методы исследования.....	22
Достоверность полученных результатов	22
Внедрение результатов	23
Личный вклад автора	25
Апробация результатов.	25
Публикации.....	27
Объем и структура диссертации.....	30
ГЛАВА 1. Анализ методов и средств определения поглощенной дозы рентгеновского, протонного, ионного излучения и излучения при брахитерапии. Анализ методов и средств определения флюенса, плотности потока и энергии протонного излучения и тяжелых заряженных частиц.	31
1.1 Поглощенная доза	31
1.1.1 Полупроводниковые и сцинтилляционные детекторы	31
1.1.2. Термолюминесцентные детекторы	36

1.1.3 Ионизационные камеры	47
1.1.4 Калориметрия	62
1.2. Энергия частиц	66
1.2.1. Определение энергии через измерения пробегов	68
1.2.2 Активационный метод	68
1.2.3 Времяпролетные датчики	72
1.3 Флюенс и плотность потока	76
1.3.1 Расчетные методы определения флюенса и плотности потока	78
1.3.2 Экспериментальные методы измерения флюенса и плотности потока	79
1.4 Пробеги тяжелых заряженных частиц	84
1.4.1 Расчетные методы определения пробега ТЗЧ	86
1.4.2 Экспериментальные методы измерения пробега ТЗЧ	90
1.5 Вывод	96
ГЛАВА 2. Разработка методов и средств воспроизведения единицы поглощенной дозы низкоэнергетического фотонного излучения.	97
2.1 Обоснование предложенного подхода к решению научной задачи.	99
2.2 Разработка первичного преобразователя	102
2.2.1 Моделирование и анализ при проектировании ЭИК	102
2.2.2 Изготовление и сборка ЭИК	114
2.3 Исследование метрологических характеристик	116
2.3.1 Определение измерительного объема	116
2.3.2 Определение эффективной площади собирающего электрода.	118
2.3.3 Определение значения ионизационного тока у поверхности входного окна.	119

2.3.4	Переход от дозы в воздухе к дозе в воде	126
2.3.5	Оценка неопределённостей и результаты.....	139
2.4	Вывод.....	143
ГЛАВА 3. Разработка методов и средств воспроизведения единицы		
	поглощенной дозы протонного и ионного излучений.	145
3.1	Обоснование предложенного подхода к решению научной задачи	145
3.2	Разработка конструкции первичных преобразователей	148
3.2.1	Определение оптимальных параметров калориметров.....	149
3.2.2	Монтаж первичных преобразователей.	155
3.3	Исследования метрологических характеристик первичных преобразователей и оценка составляющих неопределённости графитового калориметра в протонных и углеродных пучках	159
3.3.1	Определение эффективной массы поглотителя	160
3.3.2	Определение чувствительности калориметра.....	165
3.3.3	Определение поправки на искажение флюенса протонов вакуумными зазорами внутри калориметра	167
3.3.4	Оценка потерь тепла от поглотителя по подводящим проводам..	183
3.3.5	Определение поправки на градиент мощности поглощенной дозы в радиальном и аксиальном направлении в поглотителе.	184
3.3.6	Определение поправки на «тепловой дефект» в материалах, входящих в состав поглотителя калориметра.	186
3.4	Разработка метода перехода к поглощенной дозе в воде	188
3.4.1	Определение отношений тормозных способностей протонов и ионов углерода в воде и графите.	189
3.4.2	Определение поправки на влияние неупругих ядерных взаимодействий.	190

3.4.3 Оценка составляющих неопределённости при переходе к поглощенной дозе в воде.....	194
3.5 Вывод.....	195
ГЛАВА 4. Разработка методов и средств воспроизведения единицы поглощенной дозы излучения при брахитерапии.....	197
4.1. Обоснование предложенного подхода к решению научной задачи ...	197
4.2. Разработка конструкции и создание графитового калориметра.	199
4.2.1 Моделирование влияющих факторов	200
4.2.2 Выбор материалов.....	207
4.2.3 Изготовление и сборка калориметра.....	207
4.3. Определение параметров калориметра, поправочных коэффициентов, составляющих погрешности. Исследования метрологических характеристик графитового калориметра	210
4.4. Разработка методов и средств перехода от поглощенной дозы в графите к поглощенной дозе в воде.....	213
4.5 Вывод.....	218
ГЛАВА 5. Разработка методов и средств воспроизведения единиц флюенса и плотности потока тяжелых заряженных частиц.	221
5.1 Обоснование предложенного подхода к решению научной задачи	221
5.2 Разработка конструкции цилиндров Фарадея для воспроизведения единиц флюенса и плотности потока ТЗЧ.....	223
5.2.1 Анализ и моделирование траекторий электронов из входного окна.	225
5.2.2 Моделирование взаимодействия ТЗЧ со стаканом ЦФ и выбор толщины стакана	229
5.2.3 Изготовление и сборка цилиндров Фарадея	232

5.3	Определение метрологических характеристик цилиндров Фарадея...	241
5.4	Вывод.....	246
ГЛАВА 6. Разработка методов и средств воспроизведения единицы энергии		
	тяжелых заряженных частиц.....	248
6.1	Обоснование предложенного подхода к решению научной задачи	248
6.2	Разработка калориметра полного поглощения	251
6.2.1	Выбор материалов и размеров поглотителя для протонов	252
6.2.2	Поглотитель для тяжёлых заряженных частиц с малыми пробегами.	255
6.2.3	Моделирование пробега и распределения энергии.	256
6.3	Исследование метрологических характеристик калориметров полного поглощения	265
6.4	Вывод.....	271
ГЛАВА 7. Разработка методов и средств определения соотношений		
	энергия-пробег тяжелых заряженных частиц.....	273
7.1	Обоснование предложенного подхода к решению научной задачи	273
7.1.1	Анализ составляющих неопределенностей расчетных методов определения пробегов.....	276
7.1.2	Предложенное решение.....	290
7.2	Проектирование и метрологическая оценка комплекса для определения соотношений «энергия/пробег».....	293
7.2.1	Устройство поглотителя переменной толщины для протонов	295
7.2.2	Устройство поглотителя переменной толщины для короткопробежных ионов.	297
7.3	Определение метрологических характеристик аппаратно-методического комплекса	302

7.3.1 Моделирование и подбор аппроксимирующей функции для экспериментальных кривых	305
7.3.2 Оценка составляющих неопределенности.....	311
7.3.3 Сопоставление полученных соотношений энергия-пробег с опубликованными данными.....	312
7.4 Оценка достоверности показаний цилиндра Фарадея	313
7.5 Вывод.....	317
Заключение.....	320
Список литературы	324
Приложения.....	361
Приложение 1	361
Приложение 2	362
Приложение 3	365
Приложение 4	376
Приложение 5	378
Приложение 6	380

ВВЕДЕНИЕ

Различные типы ионизирующих излучений – включая гамма-излучение радиоактивных изотопов, рентгеновское, электронное и тормозное излучения, а также нейтронное, протонное и ионное излучения – находят широкое применение в многочисленных областях человеческой деятельности. Эти виды излучения используются в медицинских целях для радиотерапии и диагностических процедур, в радиационных технологиях, атомной энергетике, научно-исследовательской работе, космических исследованиях и других сферах.

Основными параметрами, которые наиболее точно описывают степень воздействия всех типов ионизирующих излучений на различные объекты, служат поглощенная доза и связанные с ней величины. В зависимости от области применения дозиметрия классифицируется следующим образом: измерения для обеспечения радиационной защиты, измерения в сфере радиационных технологий, испытания на радиационную стойкость и клиническая дозиметрия в радиотерапии.

Поглощенная доза ионизирующего излучения D представляет собой отношение средней энергии dE , переданной ионизирующим излучением веществу в элементарном объеме, к массе dm вещества в данном объеме:

$$D = \frac{dE}{dm} \quad (1)$$

Единицей измерения поглощенной дозы является грей (Гр).

Актуальность научной проблемы

Качество лучевой терапии и диагностики, радиационной безопасности и испытаний электронной аппаратуры напрямую зависит от точности измерений поглощённой дозы и связанных параметров ионизирующего излучения. Специалисты международных организаций, таких как МАГАТЭ, подчеркивают, что одна из основных задач современной дозиметрии – обеспечение прослеживаемости, точности и согласованности измерений поглощенной дозы во всех областях применения [1–4]. Достижения в ядерной физике и медицине позволяют внедрять в практику широкий спектр видов

излучений и методов их применения, требующих высокоточных измерений: от низкоэнергетического рентгеновского излучения и до тяжёлых заряженных частиц. Приоритетом лучевой терапии является максимально точная доставка дозы к опухоли при минимуме побочных эффектов, что возможно лишь при точном знании доставляемой дозы и характеристик пучка [4–6]. Одновременно, в аэрокосмической и ядерной отрасли возрос спрос на испытания электронных компонентов на радиационную стойкость, где достоверность измерений параметров ионизирующего излучения определяет успех разработки надёжной электроники.

Поглощённая доза низкоэнергетического рентгеновского излучения.

В диапазоне низких энергий (менее 15 кэВ) рентгеновское излучение используется в научных и медицинских приложениях: радиобиологии, диагностике, в некоторых видах брахитерапии. Однако дозиметрия на этих энергиях особенно сложна. Дело в том, что большинство вторичных электронов, порождаемых фотонами с энергией менее 15 кэВ, сами имеют очень малую энергию (единицы кэВ), и учет процессов их взаимодействия с веществом представляет собой сложную задачу. Известно, что разные типы дозиметров (например, плоскопараллельные ионизационные камеры, термолюминесцентные детекторы, радиохромные плёнки) будут давать разнящиеся показания дозы в низкоэнергетических рентгеновских полях. Это объясняется как сильной зависимостью отклика детекторов от энергии фотонов, так и наличием крутого градиента дозы на малых расстояниях от источника. Точное определение поглощённой дозы в этих условиях [7] является насущной научной задачей. Решение этой задачи имеет практическую значимость: более точная дозиметрия низкоэнергетического рентгеновского излучения улучшит качество рентгенотерапии и радиобиологических экспериментов, обеспечивая безопасное применение излучения и предотвращение нежелательных эффектов у пациентов.

Поглощённая доза в протонных и углеродных пучках (лучевая терапия и испытания электронной компонентной базы)

Адронная терапия (основанная на облучении пучками протонов и ионов углерода) является передовым методом лечения онкологических заболеваний, благодаря феномену пика Брэгга, позволяющему сосредоточить дозу в опухоли и минимизировать облучение здоровых тканей. Использование протонов и тяжёлых ионов в клинической практике стремительно растёт по мере накопления данных о доказанной эффективности этого вида излучения [8–10]. Одно из основных условий успешного применения адронной терапии – высокая точность дозиметрии и калибровки пучков. В отличие от традиционной фотонной терапии, при адронной терапии небольшие погрешности могут приводить к значимым последствиям. Например, неточность в определении дозы или энергии пучка может сместить положение пика, вызвав неполное облучение части опухоли или переоблучение здоровых тканей. Чем сильнее дистальный градиент дозы и чем уже он локализован, тем выше требования к воспроизводимости и точности определения его положения. Для безопасной работы с пучками протонов и ионов углерода рекомендуется придерживаться принципа “как можно большей точности, достижимой технически и биологически оправданной”, а типичные допустимые неопределённости дозы в облучаемой области не должны превышать 3–5 %. Соответственно, калибровка пучков в референсных условиях должна выполняться с неопределённостью не хуже 1 %, обычно с помощью эталонных ионизационных камер, откалиброванных на эталонах поглощённой дозы в воде [11]. В реальных же условиях облучения используются и другие детекторы (диоды, плёнки и др.), но их показания должны тщательно корректироваться с учётом энергетической зависимости чувствительности и линейной передачи энергии (ЛПЭ) в данных пучках. Без этих поправок альтернативные детекторы могут вносить ощутимую систематическую погрешность из-за сильной зависимости отклика от ЛПЭ. В контексте испытаний электронной компонентной базы

(ЭКБ) на радиационную стойкость пучки протонов и тяжелых заряженных частиц (ТЗЧ) используются для имитации космической радиации и оценивания влияния излучения на приборы. Здесь точное знание поглощённой дозы также критично: например, для прогнозирования сроков деградации материалов под дозовым воздействием или оценки порогов отказа электроники по накопленной дозе. Более того, протоны способны вызывать одиночные сбои в микросхемах, частота которых зависит от флюенса и ЛПЭ частиц. Некорректная оценка дозы или флюенса при испытаниях может привести к неверным выводам о надёжности аппаратуры

Поглощённая доза от различных типов источников в брахитерапии.

Брахитерапия – метод внутритканевого облучения, при котором миниатюрные излучающие источники (радионуклиды или рентгеновские трубки низкого напряжения) располагаются непосредственно вблизи опухоли. За время применения этого метода разработано несколько типов источников: γ -источники высокой энергии (например, ^{192}Ir с средними энергиями γ -квантов около 0,3 МэВ для облучения высокими мощностями доз), низкоэнергетические γ -источники (например, ^{125}I с энергиями порядка 30 кэВ или ^{103}Pd с энергией около 20 кэВ для низкоинтенсивной терапии), а также рентгеновские источники (например, миниатюрные рентгеновские трубки с напряжением порядка 50 кВ). Обеспечение высокой точности дозиметрии для каждого типа источника – задача первостепенной важности, так как геометрия облучения и сильные градиенты дозы в брахитерапии не оставляют запаса на погрешность. Небольшая неточность в оценке активности источника или коэффициента перехода к дозе (составляющие применяемого в настоящее время метода) способны привести к ощутимому отклонению фактической дозы в точке от расчётной, что чревато недостаточным воздействием на опухоль либо избыточным облучением здоровых тканей. Исторически, калибровка брахитерапевтических источников производилась в единицах мощности экспозиционной дозы (а затем кермы в воздухе) на основе эталонных камер и эталонных источников ^{137}Cs [12–14]. Современные

протоколы рекомендуют калибровать источники с помощью эталонных ионизационных камер колодцевого типа, имеющих прослеживаемость к первичным эталонам национальных метрологических институтов. Целевой уровень точности калибровки источника – расширенная неопределенность не более 3 % ($k = 2$) по величине мощности дозы. Добиться этого удаётся при использовании специально откалиброванных камер и электрометров с высоким разрешением по току. Как показывают обзоры, отклонения между заявленной производителем и измеренной активностью ^{192}Ir обычно не превышают нескольких процентов [14–16], что при пересчете к мощности дозы, однако, может вносить дополнительную погрешность. Для новых видов источников (например, миниатюрных рентгеновских трубок для брахитерапии) до сих пор отсутствуют единые стандарты дозиметрии, и требуются исследования для выработки методик их точной калибровки. Таким образом, в брахитерапии обеспечение высокой точности дозиметрии прямо влияет на качество лечения: стандартизированные процедуры калибровки и контроля дозы необходимы, чтобы проводить терапию с воспроизводимыми результатами в разных клиниках и гарантировать безопасность пациентов.

Флюенс и плотность потока ТЗЧ.

Флюенс (отношение числа частиц, проникающих в элементарную сферу, к площади ее центрального сечения) (см^{-2}) и плотность потока частиц (отношению числа частиц, проникающих внутрь элементарной сферы за интервал времени, к площади центрального сечения этой сферы и к величине интервала времени) ($\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$) – одни из основных характеристик пучков тяжёлых заряженных частиц, используемых как в терапии, так и при испытаниях электроники. Современные ускорительные установки позволяют контролировать количество частиц, выдаваемых в каждом импульсе или сканирующем пятне, чтобы обеспечить воспроизводимость условий облучения пациентов. В контексте испытаний ЭКБ на стойкость точное знание флюенса ТЗЧ, воздействовавших на образец, имеет критическое значение. Например, для оценки вероятности сбоев в микросхеме под действием

космического излучения, проводят испытания с тяжёлыми ионами. Частота одиночных эффектов или других эффектов в электронной компоненте нормируется при заданном флюенсе ионов. Если флюенс будет определён с ошибкой, результаты испытаний окажутся недостоверными [17–19]. Как отмечается, миниатюризация и усложнение микросхем сделали их более уязвимыми к одиночным воздействиям частиц. До 50 % отказов аппаратуры в космосе и авиации могут быть связаны с воздействием радиации, включая ТЗЧ. Поэтому при испытаниях важно точно дозировать облучение: знать, сколько частиц и с какой интенсивностью воздействовали на образец. На специализированных установках создаются калиброванные пучки протонов и тяжёлых ядер в широком диапазоне энергий (от единиц до сотен МэВ/нуклон) именно для таких испытаний. Мониторинг пучка осуществляется с использованием сборок ионизационных камер, сцинтилляционных счётчиков или кремниевых матриц, позволяющих регистрировать каждый импульс пучка и суммарное число частиц.

Энергия ТЗЧ

Кинетическая энергия ТЗЧ (внесистемная единица – мегаэлектронвольт (МэВ), применяется согласно ГОСТ 8.417-2024) определяет глубину их проникновения в материал и линейную переданную энергию (ЛПЭ), поэтому измерение значений энергий ТЗЧ составляет важную часть контроля пучка. В терапии пучки протонов и ионов углерода формируются с определёнными энергиями, соответствующими требуемой глубине залегания опухоли. Точность установки энергии пучка непосредственно влияет на точность положения пика Брэгга в теле пациента. Погрешность даже в 1–2 % по энергии может привести к смещению диапазона пробега в несколько миллиметров, что в клинических условиях существенно [20–24]. Поэтому каждый терапевтический ускоритель проходит процедуры калибровки: измеряются контрольные глубинно-дозовые кривые в водном фантоме, по которым сверяется соответствие номинальной энергии фактическому пробегу. Кроме того, учитывается, что ионные пучки не моноэнергетичны: например, пучок

углерода с заданной энергией 200 МэВ/нуклон содержит распределение энергий с некоторой шириной, а при прохождении через модуляторы для создания распределенного пика Брэгга (SOBP) спектр еще больше расширяется. Ядерные взаимодействия приводят к появлению ионов меньших энергий, которые идут впереди и позади основного пика дозы. Для точного определения поглощённой дозы и биологического эффекта необходимо знать долю таких частиц и распределение их энергий [8, 11, 22, 25–28]. Поэтому современные системы планирования терапии (например, для углерода) включают информацию о спектре частиц и рассчитывают дозу с учетом этой информации. Экспериментально значения энергий ТЗЧ измеряются с помощью времяпролетного метода, методами магнитной спектрометрии или с помощью многослойных кремниевых детекторов. В испытаниях на радиационную стойкость электроники энергия и ЛПЭ частиц подбираются так, чтобы имитировать условия эксплуатации (например, космический спектр галактических космических лучей). Для этого критически важно подтвердить энергию пучка ускорителя: если энергия отличается от требуемой, ионы либо не создадут нужного эффекта, либо чрезмерно пробьют образец. Испытательные центры калибруют энергию пучков сравнением расчётного и измеренного пробега иона в образце или специальном детекторе (активные кремниевые диоды могут определять энергию по dE/dx). Таким образом, измерение энергии и спектрального распределения тяжёлых заряженных частиц – неотъемлемое условие успешной адронной терапии и испытаний ЭКБ.

Соотношение энергия-пробег для тяжёлых заряженных частиц

Соотношение между энергией частицы и длиной её пробега в веществе (мм) (как правило, в воде или тканиэквивалентном материале) – характеристика, без которой невозможно планирование и контроль пучков ТЗЧ. В случае протонов и ионов углерода, используемых в терапии, диапазон пробега в воде определяется их начальной энергией: например, протоны 150 МэВ имеют пробег около 16 см в воде, 200 МэВ – порядка 26 см. Для

углерода 300 МэВ/нуклон – пробег около 15 см и т.д. Эти данные исторически получены из комбинации теоретических расчётов (Бете–Блох, модели тормозной способности) и измерений, обобщённых в таблицах (NIST PSTAR/ASTAR, отчёты ICRU). Высокая точность этих соотношений пробега-энергия крайне важна: любая недооценка пробега может привести к недооблучению дистальной части опухоли, а переоценка – к поражению здоровых тканей за ней. На практике в клиническом планировании закладывают некоторый запас (неопределённость) на пробег, например 2–3 % от диапазона плюс 1–2 мм, чтобы учесть возможные ошибки в расчетах и вариабельность состава тканей пациента [11, 23, 24, 29, 30]. Тем не менее, стремление к сокращению этих неопределённостей – активное направление исследований, потому что уменьшение запаса напрямую повышает конформность ионного пучка. Разработка методов онлайн-контроля пробега (например, по ПЭТ-сканированию активности или детектированию выходящих нейтронов) направлена именно на то, чтобы в реальном времени убедиться, что пучок достигает заданной глубины с точностью приблизительно в 1 мм. Для метрологического обеспечения соотношений пробегов и энергий проводятся эксперименты в фантомах: измеряют распределение дозы по глубине пучками в водных или твердотельных фантомах под действием облучения протонов или ионов углерода известных энергий; по положению пика Брэгга устанавливается фактический пробег, сравниваемый с расчетным. Такие измерения служат базой для калибровки ускорителей и проверки таблиц тормозных способностей. Более того, в случае тяжёлых ионов (углерод, кислород) отношения пробегов и энергий сложнее, так как часть ионов претерпевает ядерные взаимодействия на своем пути, образуя вторичные частицы с иными пробегами. Поэтому для каждого пучка тяжелых ядер важно определять не только начальный пробег (где падает основная часть дозы), но и состав “хвоста” дозы за пиком, образованного осколками. В испытаниях ЭКБ точное знание пробега частиц позволяет судить, проникнет ли излучение через корпус образца, экранирующие слои и

достигнет ли чувствительных элементов. Например, при испытании микросхем на пучке тяжёлых ионов нужно убедиться, что выбранная энергия достаточна для прохождения через защитные крышки и слои упаковки, иначе тест не воспроизведёт реальную ситуацию в космосе. С другой стороны, избыточная энергия может привести к тому, что значительная часть частиц пролетит насквозь, не произведя предполагаемого воздействия в целевом объёме – что тоже искажает результаты. Таким образом, установление точных соотношений между энергией и пробегом тяжёлых частиц – залог корректного применения этих пучков как в медицине, так и в промышленности.

К моменту начала работы сложилась ситуация, при которой в Российской Федерации единство измерений поглощенной дозы обеспечивал Государственный первичный эталон поглощенной дозы фотонного и электронного излучения ГЭТ 38-95, обеспечивавший прослеживаемость результатов измерений поглощенной дозы для излучения радионуклидных установок для дистанционного облучения. Иные виды излучений, применяемые при лучевой терапии, не были обеспечены прослеживаемостью. На практике это приводило к применению онкологическими центрами разных средств измерений и разных методов оценки результатов измерений. Основным документом, применяемым медицинскими физиками для измерений поглощенной дозы в клинической дозиметрии, является TRS 398. В основу этого документа заложен подход к прослеживаемости результатов измерений, основанный на воспроизведении поглощенной дозы в поле радионуклида ^{60}Co абсолютным методом с последующим переходом к поглощенной дозе в поле интересующего типа излучения путем применения коэффициентов качества. Такой подход обусловлен соображениями экономичности достигаемых результатов, при этом обладает рядом недостатков, более подробное рассмотрение которых, будет приведено в первой главе. Различие подходов в измерениях обуславливало значения погрешностей методов измерений на уровне 8 %.

До начала данной работы метрология параметров пучков протонов и тяжелых заряженных частиц не была обеспечена прослеживаемостью. Все измерения на практике проводились с применением сильно разнящихся методов и средств. Ошибка в значениях пробегов частиц, возникающая при использовании недостоверного метода, может приводить к погрешности в значении поглощенной дозы для пациента в 10–15 %.

К моменту начала работы измерения значений энергии, плотности потока и флюенса тяжелых заряженных частиц не были обеспечены прослеживаемостью ввиду отсутствия эталонов соответствующих величин. Для измерений на предприятиях, осуществляющих испытания на радиационную стойкость к воздействию тяжелых заряженных частиц, применялись не согласованные между собой методы и средства.

Таким образом, возникает противоречие между современным состоянием эталонной базы и повышением требований к обеспечению единства измерений параметров ионизирующих излучений для целей лучевой терапии и испытаний ЭКБ на радиационную стойкость.

Объект и предмет исследований

Объектом исследований является система обеспечения единства измерений поглощенной дозы в пучках рентгеновского, протонного, ионного излучений и при брахитерапии, энергии, флюенса и плотности потока тяжелых заряженных частиц.

Предметом исследований являются методы, алгоритмы воспроизведения и передачи единиц поглощенной дозы в пучках рентгеновского, протонного, ионного излучений и при брахитерапии, энергии, флюенса и плотности потока тяжелых заряженных частиц.

Проблема

Несоответствие системы обеспечения единства измерений поглощенной дозы в пучках рентгеновского, протонного, ионного излучений и при брахитерапии, энергии, флюенса и плотности потока ТЗЧ, современным требованиям научно-технологического развития РФ

Цель работы

Обеспечение единства измерений поглощенной дозы низкоэнергетического рентгеновского, протонного, ионного излучений и энергии, флюенса и плотности потока тяжелых заряженных частиц в соответствии с современными требованиями в научной, медицинской и космической отраслях в РФ.

Задачи исследования

1. Провести анализ существующей системы обеспечения единства измерений поглощенной дозы разных видов излучений, энергии, флюенса и плотности потока тяжелых заряженных частиц.
2. Разработать требования к методам и средствам воспроизведения и передачи рассматриваемых в работе единиц величин, которые обеспечивают метрологическую прослеживаемость результатов измерений.
3. Выбрать и обосновать научно-технические решения, обеспечивающие воспроизведение и передачу рассматриваемых единиц величин.
4. Разработать метод и средства определения соотношений энергий и пробегов тяжелых заряженных частиц.

Научная новизна

1. Впервые на основе совместного физико-математического моделирования взаимодействия излучения с веществом и теплопереноса установлены количественные закономерности влияния конструктивных и радиационно-физических факторов (искажения флюенса вакуумными зазорами, потерь энергии на неупругие ядерные взаимодействия и пространственных тепловых градиентов) в квазиadiaбатических графитовых калориметрах при облучении протонами (с энергией до 1000 МэВ) и ионами углерода (до 430 МэВ/нуклон). Выявленные закономерности в сочетании с уточненными значениями отношений тормозных способностей позволили обосновать оптимальные геометрические параметры первичных

преобразователей и обеспечить определение поглощенной дозы в воде с расширенной неопределенностью не более 1,9 % ($k = 2$).

2. Для условий источников, используемых при брахитерапии впервые установлены количественные зависимости процессов теплопереноса и распределения поглощенной энергии в графитовом калориметре концентрического типа с учетом градиентов мощности дозы и собственного нагрева высокоактивного источника. Применение этих данных в сочетании с усовершенствованным методом восстановления реальных спектров фотонного излучения позволило обосновать конструктивное исполнение калориметра и обеспечит расширенную неопределенность воспроизведения поглощенной дозы в воде 3,2 % ($k = 2$).

3. Решена задача дозиметрии слабопроникающего рентгеновского излучения (5–15 кэВ) на радиационной глубине 7 мг/см². Это достигнуто за счет установления уточненных отношений массовых коэффициентов поглощения энергии, взвешенных по истинным спектрам излучения, восстановленным с помощью разработанного алгоритма и применения графитизированных ПЭТ пленок разной толщины в конструкции разработанной экстраполяционной ионизационной камеры, что позволило получить расширенную неопределенность поглощенной дозы в воде 2,7 % ($k = 2$).

4. Установлены количественные закономерности процессов поглощения энергии и формирования теплового отклика в первичных калориметрах полного поглощения при воздействии пучков протонов (до 250 МэВ), ионов углерода (до 430 МэВ/нуклон) и тяжелых заряженных частиц (до 5 МэВ/нуклон). Это позволило обосновать параметры калориметров на основе меди и многослойной структуры «свинец–молибден», обеспечивающих полное поглощение кинетической энергии частиц и продуктов их ядерных реакций, и реализовать абсолютное воспроизведение энергии тяжелых заряженных частиц с расширенной неопределенностью 2,4 % ($k = 2$).

5. На основе моделирования электрических полей и радиационного моделирования установлены уточненные закономерности влияния вторичной электронной эмиссии и неполного сбора заряда на измеряемый электрический заряд в цилиндрах Фарадея для пучков протонов (до 250 МэВ), ионов углерода (до 430 МэВ/нуклон) и тяжелых заряженных частиц (до 15 МэВ/нуклон). Полученные зависимости позволили научно обосновать параметры цилиндров Фарадея, что обеспечило воспроизведение единиц флюенса и плотности потока частиц с прослеживаемостью к государственным эталонам электрического заряда и тока с расширенной неопределенностью не более 2,4 % ($k = 2$).

6. Впервые в Российской Федерации на уровне государственного первичного эталона создан аппаратурно-методический комплекс, объединяющий применение калориметров полного поглощения, цилиндров Фарадея и устройств поглотителей переменной толщины. Это позволило получить метрологически прослеживаемые соотношения «энергия–пробег» для протонов (30–250 МэВ), ионов углерода (до 430 МэВ/нуклон) и тяжелых заряженных частиц (2–15 МэВ/нуклон), обеспечив экспериментальную верификацию данных международных баз (ICRU, SRIM, NIST) с расширенной неопределенностью определения пробега не более 2,4 % ($k = 2$).

Практическая значимость

1. Обеспечено воспроизведение поглощенной дозы рентгеновского, протонного и ионного излучений, единиц энергии, флюенса и плотности потока тяжелых заряженных частиц.

2. Разработанные калориметры обеспечивают подтверждение точности воспроизведения единицы на уровне международных ключевых сличений.

3. Предложена, обоснована и реализована структура усовершенствованного ГЭТ 38 и поверочной схемы, обеспечивающих воспроизведение, хранение и передачу единиц поглощенной дозы, энергии, флюенса и плотности потока ТЗЧ.

4. Реализованы методы, позволяющие осуществлять передачу единиц поглощенной дозы и мощности поглощенной дозы в воде клиническим дозиметрам для рентгеновского, протонного, ионного излучений и излучения при брахитерапии с необходимой для качественного лечения пациентов точностью.

5. Проведены успешные испытания с целью утверждения типа средств измерений дозиметра эталонного класса, обеспечивающего измерения поглощенной дозы фотонного, электронного и протонного излучений для целей лучевой терапии.

6. Проведены предварительные испытания эталонных измерителей энергии и флюенса ТЗЧ.

7. Разработана методика калибровки брахитерапевтических источников ионизирующих излучений по поглощенной дозе в воде.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Применение графитизированных ПЭТ пленок разной толщины в конструкции разработанной экстраполяционной ионизационной камеры в совокупности с применением усовершенствованного метода определения реального спектра обеспечивает определение поглощенной дозы рентгеновского излучения в воде для энергий от 5 до 15 кэВ с расширенной неопределенностью не более 2,7 % ($k = 2$).

2. Разработанный аппаратный комплекс, основанный на применении уточненных отношений тормозных способностей, обеспечивает воспроизведение поглощенной дозы протонного и ионного излучений в графите для энергий от 30 до 1000 МэВ с НСП не более 0,9 %, СКО не более 0,4 % и определение поглощенной дозы в воде с расширенной неопределенностью 1,9 % ($k = 2$).

3. Разработанный аппаратный комплекс, основанный на применении массовых коэффициентов поглощения энергии, уточненных для брахитерапевтических условий, обеспечивает воспроизведение поглощенной дозы излучения при брахитерапии в графите с НСП не более 0,9 %, СКО не

более 0,4 % и определение значения поглощенной дозы в воде с расширенной неопределенностью не более 3,2 % ($k = 2$).

4. Разработанный аппаратный комплекс, основанный на применении методов моделирования для определения оптимальных параметров первичных преобразователей и поправочных коэффициентов, обеспечивает воспроизведение флюенса и плотности потока частиц ТЗЧ с расширенной неопределенностью не более 2,4 % ($k = 2$).

5. Разработанный аппаратный комплекс, основанный на применении методов моделирования для определения оптимальных параметров первичных преобразователей и поправочных коэффициентов, обеспечивает воспроизведение энергии ТЗЧ с расширенной неопределенностью не более 2,4 % ($k = 2$).

6. Совместное применение разработанных калориметров полного поглощения и цилиндров Фарадея с устройствами поглотителей переменной толщины, обеспечивает определение значений пробегов протонов и ТЗЧ с расширенной неопределенностью не более 2,4 %, определение экспериментального соотношения энергий и пробегов с расширенной неопределенностью не более 5 %.

Методология и методы исследования

При выполнении диссертационных исследований применялись теоретические и экспериментальные методы. Для решения поставленных задач использовались методы калориметрических, ионометрических и спектрометрических измерений.

Достоверность полученных результатов

Достоверность научных результатов, полученных в работе, подтверждается применением известных методов определения параметров ионизирующих излучений и современных методов обработки экспериментальных данных.

Для экспериментальных работ при определении метрологических характеристик созданных первичных преобразователей использовались

поверенные и калиброванные высокоточные средства измерений и аттестованное программное обеспечение.

Достоверность разработанных методов измерений и аппаратурных решений подтверждена их успешными государственными испытаниями и утверждением разработанного комплекса в качестве Государственного первичного эталона единиц поглощенной дозы и мощности поглощенной дозы фотонного, электронного, протонного излучений и в пучках ионов углерода, количества, флюенса, плотности потока и энергии частиц в пучках протонов и тяжелых заряженных частиц ГЭТ 38-2024.

Внедрение результатов

1) Проведено 3 последовательных совершенствования Государственного первичного эталона ГЭТ 38: в 2011, 2021 и 2024 г. в части:

- расширения нижней границы энергетического диапазона фотонного излучения при воспроизведении единицы поглощенной дозы до 15 кэВ (Приказ Росстандарта № 294 от 3 мая 2012 г.);
- расширения номенклатуры видов излучений при воспроизведении поглощенной дозы в область протонного излучения с энергиями от 50 до 250 МэВ (Приказ Росстандарта № 68 от 02 февраля 2021 г.);
- расширения номенклатуры видов излучений при воспроизведении поглощенной дозы в область излучения ионов углерода и расширения энергетического диапазона протонного и ионного излучений при воспроизведении единицы поглощенной дозы до диапазона от 30 до 1000 МэВ, а также номенклатуры единиц, воспроизводимых ГЭТ: энергии, флюенса и плотности потока тяжелых заряженных частиц [31] (Приказ Росстандарта № 277 от 02 февраля 2024 г.);

2) Последовательно разработаны и внедрены Государственные поверочные схемы:

- для средств измерений поглощенной дозы и мощности поглощенной дозы, эквивалента дозы и мощности эквивалента дозы фотонного и

электронного излучений ГОСТ 8.070-2014 (Приказ Росстандарта № 786-ст от 10 июля 2014 г.);

– для средств измерений поглощенной дозы и мощности поглощенной дозы, эквивалента дозы и мощности эквивалента дозы фотонного и электронного излучений, поглощенной дозы и мощности поглощенной дозы протонного излучения (Приказ Росстандарта № 2359 от 26 сентября 2022 г.);

– для средств измерений поглощенной дозы и мощности поглощенной дозы фотонного, электронного, протонного излучений и в пучках ионов углерода, амбиентного, направленного и индивидуального эквивалентов дозы, мощностей амбиентного, направленного и индивидуального эквивалентов дозы фотонного излучения, количества, флюенса, плотности потока и энергии частиц в пучках протонов и тяжелых заряженных частиц. (Приказ Росстандарта № 2273 от 26 сентября 2024 г.).

3) Разработанные эталонные средства были включены в комплекс эталонной аппаратуры для измерения параметров пучков протонов и тяжелых заряженных частиц для целей лучевой терапии и испытаний на стойкость к воздействию тяжелых заряженных частиц при выполнении ОКР «Система-2020» по заданию Росстандарта (Государственный контракт № 120-86/2020 на выполнение опытно-конструкторских работ по совершенствованию системы государственных первичных эталонов и системы обеспечения единства измерений в целом);

4) Проведены испытания с целью утверждения типа универсального дозиметра поглощенной дозы (фотонного, электронного и протонного излучений);

5) Проведены предварительные испытания эталонных измерителей энергии и флюенса ТЗЧ;

6) Проведена аттестация испытательного оборудования на базе протонного ускорителя;

7) Разработана и аттестована методика измерений «Определение мощности поглощённой дозы в воде от брахитерапевтических источников фотонного излучения МВИ 410/0093-25»

Личный вклад автора

Все научные положения, выносимые на защиту, и результаты, приведенные в настоящей диссертационной работе, получены автором лично или под его руководством. Автором лично была сформулирована проблематика исследования, были поставлены цели и задачи исследования, разработаны методы проведения экспериментов, а также проведены расчеты и анализ всех полученных результатов экспериментов. Автор лично принимал участие в совершенствованиях первичного эталона, разработке поверочных схем. Вклад соискателя является первостепенным во всех главах диссертационной работы.

Апробация результатов.

Основные положения и результаты диссертационной работы представлены на международных и всероссийских конференциях, в том числе:

1) Международная научно-практическая конференция «175 лет ВНИИМ им. Д.И. Менделеева и Национальной системе обеспечения единства измерений» (2017): сборник трудов Секция № 06 «Измерения ионизирующих излучений» (стр. 188) доклад «Применение государственного первичного эталона поглощенной дозы фотонного и электронного излучений для дозиметрии терапевтических пучков протонного излучения».

2) Заседание рабочей группы CCRI Strategy Working Group Международного Бюро Мер и Весов (BIPM) (2019): информационное сообщение об актуальном состоянии государственного первичного эталона поглощенной дозы фотонного и электронного излучений.

3) Международный форум и выставка «Метрология без границ» (2023): доклад «Метрология в здравоохранении» в рамках Круглого стола с Росатомом.

4) Научно-технический семинар «Дозиметрия и радиационное материаловедение» (2024): доклад «Совершенствование системы обеспечения единства измерений параметров ионизирующих излучений для целей лучевой терапии и испытаний ЭКБ на радиационную стойкость».

5) Заседание Исполнительного комитета Межведомственного распределенного центра радиационных испытаний электронной компонентной базы (МРЦРИ) (2023): доклад «Организационные и технические вопросы метрологического обеспечения испытаний ЭКБ в рамках деятельности МРЦРИ».

6) Всероссийская научно-техническая конференция «Метрологическое обеспечение обороны и безопасности в Российской Федерации» (2024): доклад «Совершенствование системы обеспечения единства измерений поглощенной дозы в пучках рентгеновского, протонного, ионного излучений и при брахитерапии, энергии, флюенса и плотности потока протонного излучения и в пучках тяжелых заряженных частиц».

7) Российско-китайский семинар «Метрология в медицине и здравоохранении» в рамках деловой программы Девятого Российско-Китайского ЭКСПО (2025): доклад «Обеспечение прослеживаемости измерений параметров ионизирующих излучений при проведении адронной терапии».

8) Выставка «Метрология без границ» (2025): стенд эталона ГЭТ 38-2024 Государственный первичный эталон единиц поглощенной дозы и мощности поглощенной дозы фотонного, электронного, протонного излучений и в пучках ионов углерода, количества, флюенса, плотности потока и энергии частиц в пучках протонов и тяжелых заряженных частиц.

9) Научно-техническая конференция «СЕРТИФИКАЦИЯ ЭКБ-2025» (2025): доклад «Совершенствование системы обеспечения единства измерений параметров ионизирующих излучений для целей испытаний ЭКБ на радиационную стойкость»

10) I Международная научная конференция «Источники синхротронного и нейтронного излучения в адронной терапии» (2025): доклад «Обеспечение единства измерений поглощенной дозы, энергии, флюенса и плотности потока протонов и тяжелых заряженных частиц».

11) IX Всероссийский научно-образовательный конгресс с международным участием «Онкорadiология, лучевая диагностика и терапия» (2026): председательство в секции «Медицинская физика (6) Метрология в радиационной медицине», доклад «Метрологическое обеспечение в лучевой терапии».

Публикации

По основным положениям диссертационной работы опубликованы 15 научных работ, из них: 13 в изданиях, включенных в перечень рецензируемых журналов, рекомендованных ВАК (из них 4 – К1, 7 – К2, 1 – К3), кроме того 7 – в изданиях, индексируемых в международной библиографической базе Scopus, 6 – в изданиях, индексируемых в базе Web of Science. Получено 1 свидетельство о регистрации программы для ЭВМ.

1. Берлянд А.В. Разработка и исследование метрологических характеристик концентрического графитового калориметра для воспроизведения поглощенной дозы от брахитерапевтических источников // АНРИ. 2026. № 3 (126). Перечень ВАК К2

2. Берлянд А.В. Разработка методов и средств определения мощности поглощенной дозы в воде от брахитерапевтических источников с учетом реальных спектров излучения // АНРИ. 2026. № 3 (126). Перечень ВАК К2

3. Берлянд А.В., Берлянд В.А., Титаренко Ю.Е., Павлов К.В., Батяев В.Ф. Расчеты методом Монте-Карло поправочных коэффициентов для протонного калориметра // АНРИ. 2025. № 3 (122). Перечень ВАК К2

4. Берлянд А.В., Берлянд В.А., Кольцов К.А. Экстраполяционная ионизационная камера в твердотельном фантоме для воспроизведения

поглощенной дозы низкоэнергетического рентгеновского излучения // АНРИ. 2025. № 1 (120). С. 32-37. Перечень ВАК К2

5. Федоров С.Г., Берлянд А.В., Берлянд В.А., Дьяченко В.М., Коваленко О.И. Государственный первичный эталон единиц поглощённой дозы, мощности поглощённой дозы, амбиентного и индивидуального эквивалентов дозы, мощностей амбиентного и индивидуального эквивалентов дозы нейтронного излучения ГЭТ 117-2023 // Измерительная техника. 2024. Т. 73. № 10. С. 4-12; Web of Science: переводная версия, Scopus: переводная версия, RSCI

Версии: Fedorov S.G., Berlyand A.V., Berlyand V.A., Dyachenko V.M., Kovalenko O.I. GET 117-2023 State primary standard for absorbed dose, absorbed dose rate, ambient and personal dose equivalents, and ambient and personal dose equivalent rates from neutron radiation // Measurement Techniques. 2025. Т. 67. № 10. С. 725-733.

6. Берлянд А.В. Государственный первичный эталон единиц поглощённой дозы и мощности поглощённой дозы фотонного, электронного, протонного излучений и в пучках ионов углерода, количества, флюенса, плотности потока и энергии частиц в пучках протонов и тяжёлых заряженных частиц ГЭТ 38-2024 // Измерительная техника. 2024. Т. 73. № 9. С. 12-18. Web of Science: переводная версия, Scopus: переводная версия, RSCI

Версии: Berlyand A.V. GET 38-2024 State primary standard for absorbed dose and absorbed dose rate of photon, electron, and proton radiation and in carbon ion beams and particle quantity, fluence, flux density, and energy in proton and heavy charged particle beams // Measurement Techniques. 2024. Т. 67. № 9. С. 660-667.

7. Федоров С.Г., Берлянд А.В., Дьяченко В.М. Расчет значений мощности амбиентного индивидуального эквивалента дозы нейтронного излучения на основе метода определения спектра // Альманах современной метрологии. 2021. № 3 (27). С. 46-61. Перечень ВАК К2

8. Бутенко А.В., Сыресин Е.М., Тютюнников С.И., Батяев В.Ф., Кулевой Т.В., Павлов К.В., Рогов В.И., Титаренко А.Ю., Титаренко Ю.Е., Берлянд А.В., Берлянд В.А., Соболевский Н.М., Бобровский Д.В., Чумаков А.И., Сабуров В.О., Соловьев А.Н., Пешич М.П. Анализ проблем метрологического обеспечения испытательного стенда для проведения испытаний радиоэлектронных изделий на стойкость к воздействию тяжелых ионов высокой энергии // Письма в журнал Физика элементарных частиц и атомного ядра. 2019. Т. 16. № 6 (225). С. 522-534. Web of Science: переводная версия, Scopus: переводная версия, RSCI

Версии: Butenko A.V., Syresin E.M., Tyutyunnikov S.I., Batyaev V.F., Kulevoy T.V., Pavlov K.V., Rogov V.I., Titarenko A.Y., Titarenko Y.E., Berlyand A.V., Berlyand V.A., Sobolevskiy N.M., Bobrovskiy D.V., Chumakov A.I., Saburov V.O., Soloviev A.N., Pesic M.P. Analysis of metrological provision problems of a test stand for testing radio-electronic products for resistance to irradiation with high-energy heavy ions // Physics of Particles and Nuclei Letters. 2019. T. 16. № 6. С. 734-743.

9. А.В. Берлянд, В.А. Берлянд. Методическое обеспечение дозиметрии для целей лучевой терапии // АЛЬМАНАХ СОВРЕМЕННОЙ МЕТРОЛОГИИ. 2019. № 3 (19). Перечень ВАК К2

10. Берлянд А.В., Берлянд В.А., Панасенко Р.А., Успенский А.П. Развитие эталона поглощенной дозы фотонного ионизирующего излучения // Вестник метролога. 2019. № 4. С. 22-27. Перечень ВАК К3

11. Берлянд А.В., Берлянд В.А. Воспроизведение мощности поглощенной дозы фотонного излучения в графите с помощью графитовой экстраполяционной камеры в графитовом фантоме // АНРИ. 2014. № 1 (76). С. 56-59. Перечень ВАК К2

12. Титаренко Ю.Е., Батяев В.Ф., Боровлев С.П., Рогов В.И., Павлов К.В., Титаренко А.Ю., Тихонов Р.С., Феофанов С.А., Юлдашев С.Н., Анашин В.С., Берлянд В.А., Берлянд А.В. Токовый измеритель плотности потока частиц в режиме реального времени // Приборы и техника эксперимента. 2013.

№ 5. С. 132-134. Web of Science: переводная версия, Scopus: переводная версия, RSCI

13. Берлянд А.В., Берлянд В.А., Брегадзе Ю.И. Государственный первичный эталон единиц мощности поглощенной дозы фотонного и электронного излучений, его совершенствование и результаты ключевых сличений // Измерительная техника. 2010. № 2. С. 3-8. Web of Science: переводная версия, Scopus: переводная версия, RSCI

Версии: Berlyand A.V., Berlyand V.A., Bregadze Y.I. National primary standard for the units of absorbed dose rate of photon and electron radiation, improvements and results of key comparisons // Measurement Techniques. 2010. T. 53. № 2. С. 115-122.

14. Berlyand V.A., Berlyand A.V., Allisy-Roberts P.J., Kessler C., Burns D.T. Comparison of the standards for absorbed dose to water of the VNIIFTRI, Russia and the BIPM in ^{60}Co γ -rays // Metrologia. 2010. T. 47. № Suppl.. С. 06003. Web of Science, Scopus

15. Fedorov S.G., Berlyand A.V., Dyachenko V.M. Ensuring the unity of measurements of the neutron radiation rate absorbed dose in the field of clinical neutron radiation dosimetry // Journal of Physics: Conference Series. III International Conference on Metrological Support of Innovative Technologies (ICMSIT-III-2022). Krasnoyarsk, 2022. С. 22046. Scopus

16. Берлянд А.В., Берлянд В.А., Федоров С.Г., Дьяченко В.М. Программа считывания и обработки данных ионизационной камеры. Свидетельство о регистрации программы для ЭВМ RU 2022664676, 03.08.2022. Заявка № 2022664244 от 28.07.2022. (Приложение 1).

Объем и структура диссертации.

Диссертация состоит из введения, семи глав, заключения, списка литературы и приложений. Общий объем работы составляет 381 страницу, включая 102 рисунка, 33 таблицы, библиографию из 282 наименований и 6 приложений.

ГЛАВА 1. Анализ методов и средств определения поглощенной дозы рентгеновского, протонного, ионного излучения и излучения при брахитерапии. Анализ методов и средств определения флюенса, плотности потока и энергии протонного излучения и тяжелых заряженных частиц.

1.1 Поглощенная доза

Система метрологического обеспечения единства измерений поглощенной дозы и мощности поглощенной дозы для фотонного и электронного излучений устанавливает допустимые границы погрешности рабочих средств измерений по следующим категориям:

- дозиметры для контроля радиационной безопасности характеризуются погрешностью в диапазоне 15–30 %;
- дозиметры радиационных технологий обладают погрешностью 10–15 %;
- в области лучевой терапии применяются дозиметры с погрешностью, не превышающей 2–3 %.

Такая градация предъявляет высокие требования к системе метрологического обеспечения единства измерений поглощенной дозы.

Максимальная точность дозиметрии требуется в области лучевой терапии для лечения злокачественных новообразований, где для достижения терапевтического успеха доза, получаемая пациентом, не должна отклоняться от предписанной более чем на 5 %. В случае недостаточности полученной пациентом дозы часть раковых клеток останется неуничтоженной. При превышении заданного уровня дозы ионизирующее излучение причинит ущерб здоровым тканям, что усугубит состояние пациента.

1.1.1 Полупроводниковые и сцинтилляционные детекторы

В твердотельной дозиметрии оценка поглощённой дозы происходит на основе анализа ионизационных процессов в твёрдых веществах, которые могут быть полупроводниками или материалами, содержащими небольшое количество примесей. Измерение ионизации может осуществляться как с помощью электрических методов, так и путём регистрации светового излучения [32–34].

Кремниевые и германиевые детекторы, применяемые в спектрометрии и дозиметрии, могут служить альтернативой ионизационным камерам благодаря тому, что создаваемая в их чувствительном объеме ионизация пропорциональна поглощенной энергии. Для частиц с массой меньше альфа-частиц амплитуда сигнала не зависит от линейной передачи энергии (ЛПЭ), что является преимуществом полупроводниковых детекторов перед сцинтилляционными и обеспечивает более точную интерпретацию спектрометрических данных.

В основу детектора положен p-n-переход, в котором при подаче обратного смещения (от 10 до 1000 В) формируется обедненный слой толщиной от нескольких микрометров до 5 мм, пропорциональной квадратному корню из приложенного напряжения. Прохождение заряженной частицы через этот слой под обратным смещением генерирует электронно-дырочные пары. Средняя энергия образования пары в кремнии (300 К) составляет 3,62 эВ для альфа-частиц и 3,68 эВ для электронов, а в германии (77 К) – 2,97 эВ для обоих видов излучения. Поскольку эти значения примерно в 10 раз ниже энергии ионообразования в газах, полупроводниковые детекторы обеспечивают пропорционально больший выход ионизации на единицу поглощенной энергии, что обуславливает их высокое энергетическое разрешение. При температуре 300 К подвижность электронов и дырок составляет 1350 и 480 см²/(В·с) в кремнии, и 3900 и 1900 см²/(В·с) в германии соответственно, обеспечивая время сбора носителей порядка 10⁻⁷ – 10⁻⁸ с.

Функционирование диодных дозиметров основано на свойствах полупроводниковой структуры с p-n-переходом, создаваемой путем селективного легирования кремниевой подложки примесями n-типа (например, фосфором в концентрации 10¹⁴–10¹⁶ см⁻³ или p-типа (бором в концентрации 10¹⁵–10¹⁷ см⁻³). Формирование перехода обеспечивается введением атомов противоположного типа в приповерхностный слой с избытком концентрации, что создает резкий градиент распределения заряда. Взаимная диффузия основных носителей через границу раздела приводит к их

рекомбинации и возникновению локального электрического поля встроенного потенциала, формирующего обедненную область толщиной от нескольких единиц до десятков микрометров. При воздействии ионизирующего излучения генерируемые по всему объему диода электронно-дырочные пары разделяются полем р-n-перехода: неосновные носители заряда (электроны в р-области и дырки в n-области), находящиеся на расстоянии, не превышающем одну диффузионную длину от края обедненного слоя, эффективно экстрагируются в зону перехода до момента рекомбинации. При этом сама диффузионная длина, составляющая десятки микрометров, определяется средним временем жизни неосновных носителей заряда в используемом полупроводниковом материале.

Алмазные детекторы находят широкое применение в различных областях дозиметрии, где требуются высокое разрешение и работа с малыми полями. Они используются, например, в стереотаксической радиохирургии, при работе с кибер-ножами, гамма-ножами, фотонными пучками, электронными пучками, в брахитерапии и при использовании протонных пучков.

Алмазные детекторы имеют много общего с диодными детекторами. Алмазы – это диэлектрики с шириной запрещенной зоны 5,6 эВ. Они способны выдерживать электрические поля до 10^6 В/см. В природных алмазах присутствуют примеси, такие как азот, бор, алюминий и другие, в концентрации менее 1000 атомов на см^3 . Эти примеси не влияют на физическую плотность материала, которая составляет 3,52 г/см³. В зависимости от типа примеси они могут придавать алмазу р- или n-тип проводимости. При подаче напряжения на алмазный электрод р-n-перехода образуется обедненная нейтральная область размером около 5–10 мкм. Эта область генерирует сигнал, аналогичный сигналу ионизационной камеры с объемом порядка $1,5 \cdot 10^3$ см³. При температуре 300 К подвижность носителей заряда (электронов и дырок) составляет 2000 см²/В·с и 1550 см²/В·с соответственно. Максимальная скорость дрейфа носителей заряда достигает

10^7 см/с при напряжённости электрического поля 10^4 В/см. Время жизни носителей заряда составляет 10^{-9} – 10^{-8} секунд. Это ограничивает толщину детектора до менее 1 мм, чтобы обеспечить полный сбор заряда.

При поглощении ионизирующего излучения в чувствительном объёме поляризованного алмазного детектора образуются электроны и дырки, которые под действием электрического поля собираются и создают электрический ток. Электроны перемещаются из валентной зоны в зону проводимости и могут захватываться примесями, создавая электрическое поле, противоположное приложенному смещению. Этот эффект, известный как поляризация, уменьшает сигнал на единицу дозы при увеличении мощности дозы до достижения равновесного значения, соответствующего насыщению ловушек захваченными электронами. В этом состоянии ионизационный ток пропорционален мощности поглощённой дозы.

Поскольку алмаз плотнее воздуха, вероятность рекомбинации носителей заряда высока, что делает чистый кристалл непригодным для дозиметрии. При этом примеси в алмазе удерживают электроны, предотвращая их рекомбинацию.

Требуемая доза предварительного облучения для стабилизации ловушек зависит от концентрации примесей, которая в природных алмазах непредсказуема. Поэтому отбор алмазов для дозиметрии проводится до тех пор, пока не будет найдено устройство с подходящими характеристиками поляризации. Обычно доза предварительного облучения составляет 5 Гр.

Природные алмазные детекторы в два-четыре раза более чувствительны, чем диодные детекторы. Однако основным недостатком природных алмазов является их высокая стоимость и ограниченная доступность.

Применение детекторов на основе технологии SCSD (Superconducting Charge Sensor Detector) была успешно решена проблема примесей и обеспечения воспроизводимости поляризации. Детектор SCSD, также известный как детектор с поперечной конфигурацией, представляет собой комбинацию легированной бором пленки р-типа и монокристаллической

алмазной пленки. На поверхности алмазного слоя формируется переход Шоттки посредством термического осаждения алюминиевых контактов. Использование монокристаллического алмазного слоя р-типа и металлического слоя позволяет создавать высококачественные и воспроизводимые устройства для дозиметрии ионизирующего излучения. На алмазном слое р-типа формируются омические серебряные контакты, подверженные отжигу, которые служат в качестве опорного контакта. Встроенный потенциал на границе раздела металл-алмаз обеспечивает функционирование устройства в качестве фотодиода с барьером Шоттки.

Детектор способен функционировать как в режиме обратного смещения, так и в фотоэлектрическом режиме, то есть без необходимости приложения внешнего напряжения смещения. Чувствительный объем детектора, обычно составляющий порядка $4 \cdot 10^{-3}$ мм³, определяется областью обеднения, которая проходит через всю толщину тонкого внутреннего алмазного слоя толщиной порядка 1 мкм. Аналогично природным алмазным детекторам, высокое пространственное разрешение при измерении поглощенной дозы достигается за счет очень малого чувствительного объема детектора.

Одним из недостатков алмазных детекторов является их зависимость от мощности дозы. Согласно модели Фаулера (1966), электропроводность твердотельного детектора связана с мощностью поглощённой дозы следующим соотношением:

$$\eta_c = \dot{D}^{\Delta} \quad (2)$$

где Δ – параметр, учитывающий зависимость от мощности дозы и может принимать значения, близкие к единице (от 0,5 до 1), в зависимости от характеристик материала.

В широком диапазоне энергий фотонов и электронов соотношения коэффициентов массового поглощения энергии и тормозных способностей воды и алмаза остаются практически неизменными. Это обеспечивает энергетическую зависимость чувствительности, не превышающую 1 % для фотонного излучения с энергиями от 1,25 до 25 МэВ. Исследования

показывают, что отношение поглощенной дозы в воде к поглощенной дозе в алмазе остаётся практически неизменным при переходе от малых полей к большим, а также при варьировании энергии. Кроме того, соотношение сохраняется при изменении глубины, несмотря на изменения в энергетическом спектре. Постоянство соотношения при изменении размера поля, а также глубины, делает алмазный детектор эффективным инструментом для измерения распределения дозы по глубине. Анизотропия алмазных детекторов находится на уровне 1,5 %, что позволяет использовать их в водных фантомах в различных ориентациях. Распределение доз вокруг источников брахитерапии характеризуется значительным градиентом, что усложняет его измерение. Благодаря своим характеристикам алмазные детекторы могут эффективно применяться для этой цели и используются в дозиметрии источников ^{60}Co , ^{137}Cs и ^{192}Ir для брахитерапии. Алмазные детекторы пригодны для измерения распределения дозы по глубине в рентгеновских пучках при напряжении на трубке от 45 до 100 кВ, что подтверждается сравнением с плоскопараллельными ионизационными камерами и расчетами методом Монте-Карло.

1.1.2. Термолюминесцентные детекторы

Термолюминесцентные дозиметры предоставляют информацию о поглощённой дозе через термическое высвобождение или фотостимуляцию люминесценции и применяются для разных задач. Сцинтилляционные материалы рожают вспышки света при облучении, которые затем фиксируются высокочувствительными детекторами света.

Чувствительный объём термолюминесцентного дозиметра (ТЛД) представляет собой небольшую массу кристаллического диэлектрического материала, содержащего следовые количества примесей. Эти примеси в кристаллической решётке создают три типа дефектов: центры захвата, центры люминесценции и конкурирующие центры [33–36].

Центры захвата – это метастабильные потенциальные ямы, которые захватывают и удерживают носители заряда, такие как электроны и дырки. Наиболее распространённый центр захвата, известный как F-центр, характеризуется наличием аниона в кристаллической решётке, который захватывает электрон. Аналогичный центр для дырок называется V-центром и характеризуется наличием дырки, захваченной в катионной вакансии. Однако V-центр такого типа никогда не наблюдался. Наиболее распространённый центр дырочной ловушки называется V_k -центром. Он состоит из samozахватывающей дырки, которая возникает, когда положительная дырка удерживается в анионной позиции. Центры люминесценции могут располагаться рядом с электронной или дырочной ловушкой. Как правило, центр люминесценции – это место, где электрон и дырка рекомбинируют в примеси. Конкурентоспособные центры – это потенциальные ямы, которые удерживают носители заряда, но не участвуют в процессе термолюминесценции, а лишь удаляют из него носители заряда. Хотя они изменяют поведение ТЛД, их влияние не учитывается в простой модели термолюминесценции. Однако роль конкурентоспособных центров становится важной в механизме и моделировании сверхлинейности.

При ионизации электрон переходит в зону проводимости, где он перемещается в электронную ловушку, например, в место в кристаллической решётке, где отсутствует отрицательный ион. Оставшаяся дырка перемещается в дырочную ловушку. При температуре, существующей во время облучения, например, при комнатной температуре, эти ловушки должны быть достаточно глубокими с точки зрения потенциальной энергии, чтобы препятствовать выходу электрона или дырки в течение длительного времени, пока их не освободит намеренный нагрев. Можно считать, что сначала освобождается электрон, то есть что электронная ловушка в этом люминофоре «глубже», чем дырочная ловушка. Электрон снова попадает в зону проводимости и перемещается в дырочную ловушку, которая может

действовать как центр люминесценции или быть связанной с ним. В этом случае рекомбинация сопровождается испусканием фотона света.

Выход таких захваченных носителей заряда при температуре T (К) была впервые описана для захваченных электронов Рэндаллом и Уилкинсом (1945) с помощью уравнения:

$$p = \frac{1}{\tau} = \nu e^{-E_{\text{trap}}/k_B T} \quad (3)$$

где p – вероятность выхода за единицу времени (с^{-1}), τ – среднее время жизни в ловушке, ν – коэффициент частоты, описывающий частоту столкновения носителя заряда с барьером выхода, E_{trap} – глубина потенциальной ямы (эВ), k_B – постоянная Больцмана.

Из уравнения следует, что при условии постоянства значений E_{trap} и ν (k_B – универсальная константа), увеличение температуры приводит к увеличению p и уменьшению τ . Таким образом, если температура линейно возрастает со временем, начиная с комнатной температуры, то скорость выхода захваченных электронов будет увеличиваться. Это увеличение достигнет максимума при некоторой температуре, после чего начнёт уменьшаться по мере истощения запаса захваченных электронов.

Если предположить, что интенсивность светового излучения пропорциональна скорости выхода электронов из ловушки, то на кривой свечения также будет наблюдаться соответствующий пик яркости. Это явление называется пиком свечения. Наличие нескольких ловушек приводит к появлению нескольких пиков свечения, которые могут быть неразличимы или частично различимы на кривой высвечивания.

Эффективность использования люминофора (и связанного с ним пика свечения) в дозиметрических измерениях зависит от его устойчивости к воздействию окружающей среды.

Если ловушки нестабильны при комнатной температуре до облучения и перемещаются по кристаллу и объединяются с другими ловушками, образуя различные конфигурации, то это может привести к изменениям в чувствительности к излучению и форме кривой свечения. Для минимизации

дрейфа чувствительности люминофора LiF (ТЛД-100) требуется специальный отжиг, например, в течение одного часа с последующим охлаждением в течение 24 часов. Для оптимальной работы в качестве дозиметров люминофоры должны пройти равномерную, воспроизводимую и оптимальную термическую обработку до и после использования, в зависимости от конкретного типа люминофора.

Утечка ловушек – это неспособность удерживать носители заряда при температуре окружающей среды после облучения. Она усиливается при повышении температуры окружающей среды. В типичных люминофорах ТЛД пик свечения при 200–225 нм обычно имеет достаточно малую утечку для практической дозиметрии при комнатной температуре, а период полураспада захваченных носителей заряда измеряется месяцами или годами. Пик свечения при 150 нм обычно имеет период полураспада порядка нескольких дней, а пик при 200 нм – несколько часов. Хотя краткосрочная дозиметрия возможна при быстрой утечке захваченных носителей заряда, требуется тщательный контроль времени.

Люминофоры с температурой выше 200–225 градусов обычно более стабильны и были бы полезны для дозиметрии, если бы не два конкурирующих эффекта:

1. Тепловой сигнал: по мере повышения температуры люминофора и его нагревательного поддона коротковолновая часть излучения абсолютно чёрного тела начинает проникать в видимую область и вызывать реакцию, не зависящую от дозы, в фотоэлектронном умножителе (ФЭУ), используемом для измерения светового потока с ТЛД.

2. Ложный сигнал термолюминесценции: сочетание эффектов адсорбированных газов, влажности, загрязнений и механического истирания поверхности люминофора приводит к появлению ложной термолюминесценции, которую иногда называют триболюминесценцией. Считается, что этот свет возникает на поверхности люминофора и в

прилегающем газе. Его длина волны обычно составляет 500–600 нм, и он излучается в основном в диапазоне температур 300–400 °С.

Для уменьшения ложных показаний ТЛ часто используется инертный газ без кислорода, например N_2 или Ar, который пропускается через пространство над поддоном нагревателя, окружая люминофор во время считывания показаний ТЛ. Это позволяет высвободить накопленную энергию за счёт поверхностных эффектов без излучения света. Таким образом, поток N_2 часто используется для уменьшения ложных показаний, особенно при измерении малых доз (десятки мкГр).

При нагревании вещества лишь небольшая часть энергии, поглощённой в виде дозы в ТЛД, преобразуется в световое излучение, что позволяет измерить дозу. По отношению энергии света, излучаемой ТЛД на единицу массы, к поглощённой дозе в ТЛД оценивают эффективность ТЛД. Этот показатель для LiF (TLD-100) оценивается в 0,039 %, для $CaF_2:Mn$ – 0,44 %, а для $CaSO_4:Mn$ – 1,2 %. Для получения стабильных результатов ТЛД должны использоваться в контролируемых условиях, учитывая, что такая незначительная часть поглощённой энергии используется в качестве меры всей дозы.

Считывание показаний ТЛД осуществляется с помощью устройства, обеспечивающего нагрев люминофора ТЛД и последующее измерение интенсивности его светового излучения. Образец люминофора ТЛД, подлежащий анализу, размещается в нагревательном элементе считывателя при температуре окружающей среды. Активация люминофора осуществляется путем его нагрева, после чего измеряется интенсивность испускаемого им светового излучения с использованием фотоэлектронного умножителя (ФЭУ).

Для нагрева образца применяются различные методы. Один из них заключается в использовании нагревательной пластины, функционирующей на основе принципа электрического сопротивления. Альтернативный подход включает применение предварительно нагретого газа N_2 . Также возможно использование интенсивного светового излучения, генерируемого

проекционной лампой или лазером. Кроме того, могут быть задействованы другие методы, соответствующие специфическим требованиям эксперимента. Профиль нагрева чаще всего имеет более сложную форму, чем простая линейная зависимость от времени. В считывающих устройствах ТЛД часто применяется методика быстрого нагрева люминофора в нестабильной ловушке без учета светового излучения. Нагрев продолжается до достижения предварительно заданной температуры. После этого люминофор подвергается либо линейному нагреву, либо резкому повышению температуры до уровня, необходимого для получения пика свечения, представляющего интерес с точки зрения дозиметрии. В процессе измеряется общее количество испускаемого излучения (светосумма), которое регистрируется в виде показаний заряда или дозы. Возможен дальнейший нагрев люминофора (до 400 °С). Это позволяет высвободить оставшиеся заряды из глубоких ловушек. При этом игнорируется дополнительное световое излучение, поскольку оно обычно содержит значительный вклад от побочных эффектов.

Воспроизводимость программы нагрева имеет значение для обеспечения достоверности результатов ТЛ дозиметрии. Также необходимо гарантировать постоянство светочувствительности, чтобы светоотдача конкретного ТЛД оставалась неизменной. Для этого требуется стабильная работа ФЭУ, включая стабильность питания и исключение возможности усталости ФЭУ. Кроме того, необходимо поддерживать в чистоте оптическую систему, включающую фильтры, зеркала, линзы, световоды и нагревательную поверхность поддона. Для обеспечения точности измерений ТЛД требуется периодическая проверка качества системы считывания.

Люминофоры ТЛД состоят из кристаллического носителя, содержащего один или несколько активаторов. Активаторы могут быть связаны с ловушками, центрами люминесценции или одновременно с ловушками и центрами люминесценции. Количество активаторов варьируется от нескольких частей на миллион до нескольких процентов в зависимости от конкретного люминофора. Кристалл-носитель оказывает значительное

влияние на взаимодействие с излучением, так как активаторы обычно присутствуют в очень малых концентрациях.

В научной литературе описано множество различных типов ТЛД-люминофоров. Наиболее часто используемым термолюминесцентным соединением является фторид лития (LiF). Этот материал обычно легируется магнием (Mg) и титаном (Ti). Компонент ${}^6\text{Li}$ в ТЛД обладает высоким сечением захвата нейтронов, а ${}^7\text{Li}$ – менее высоким. Таким образом, различные составы LiF:Mg,Ti ТЛД могут быть использованы для обнаружения как нейтронного, так и гамма-излучения.

LiF:Mg,Ti широко применяется для мониторинга персонала, так как его эффективный атомный номер близок к атомному номеру тканей. Для повышения чувствительности иногда используются дополнительные легирующие элементы, такие как медь (Cu) и фосфор (P). Это влияет на режим отжига и пики свечения, но не на дозиметрические характеристики материала.

Термолюминесцентные детекторы выпускаются в различных видах.

Сыпучие гранулы, прошедшие процесс просеивания до размера частиц от 75 до 150 микрон. Обычно их дозируют в специальные капсулы для облучения, например, в фармацевтические гелевые капсулы. После процедуры облучения порошок равномерно распределяют на поверхности нагревателя.

Спрессованные гранулы или «таблетки», имеющие площадь примерно $3,2 \text{ мм}^2$ и толщину от 0,4 до 0,9 миллиметра. Для достижения высокой точности измерений отдельные таблетки должны калиброваться в поле ионизирующего излучения. В случае отсутствия возможности калибровки применяются статистические методы оценки чувствительности партии, где стандартное отклонение составляет около 5 %. Для повышения точности измерений, группы из трех или четырех таблеток часто облучаются совместно.

Тефлоновая матрица, содержащая от 5 до 30 % ТЛ порошка по массе. Матрица производится в форме дисков диаметром 6 или 12 миллиметров и толщиной 0,1 или 0,3 миллиметра.

Гранулы ТЛД, закрепленные на электрическом нагревательном элементе внутри стеклянной колбы, заполненной инертным газом. Колба подключается к специализированному считывающему устройству. Эта форма особенно подходит для персонального мониторинга в неблагоприятных условиях, таких как промышленные предприятия и верфи, а также для экологического мониторинга. Устройство позволяет воспроизводимо измерять очень малые дозы излучения, вплоть до 0,01 мЗв.

Монокристаллические пластины, отделенные от более крупных кристаллов. Данная форма используется исключительно в экспериментальных целях из-за значительных сложностей, высокой стоимости и низкой воспроизводимости результатов между различными образцами.

Порошок, заключенный в пластиковую трубку. Трубка нагревается, и через ее стенки проходит термолюминесцентное излучение, достигающее фотоумножителя (ФЭУ). Эта форма применяется преимущественно в клинических условиях или для дозиметрии при отправке по почте.

Зависимость показаний термолюминесцентных дозиметров от мощности дозы ионизирующего излучения обычно считается незначительной, но в той или иной мере может быть присуща любому материалу термолюминесцентного дозиметра.

Для термолюминесцентных дозиметров на основе фторида лития (LiF) эффект от мощности дозы облучения был обнаружен только при значениях, превышающих $1,5 \cdot 10^9$ Гр/с. Для фотонных и электронных пучков также установлено, что зависимость отклика термолюминесцентного дозиметра от направления облучения является несущественной.

Модель, объясняющая явление сверхлинейности в термолюминесцентных дозиметрах, основывается на концепции конкурирующих центров. Конкурирующие центры осуществляют захват носителей заряда, которые в ином случае могли бы участвовать в процессе термолюминесценции. Сверхлинейность возникает при снижении эффективности этих конкурирующих центров. Уменьшение их

эффективности способствует повышению относительной эффективности процесса рекомбинации в термолюминесценции. Снижение эффективности конкурирующих центров обусловлено двумя факторами, зависящими от увеличения дозы облучения: по мере возрастания дозы облучения термолюминесцентного дозиметра расстояние между соседними центрами захвата и центрами люминесценции уменьшается. Это приводит к уменьшению вероятности захвата носителя заряда конкурирующим центром до его рекомбинации; с увеличением дозы облучения конкурирующие центры заполняются, что уменьшает количество доступных центров для захвата носителей заряда. В области выше области сверхлинейности отклик термолюминесцентного дозиметра выходит на плато при увеличении дозы. Это происходит вследствие заполнения всех ловушек, включая центры ловушек, центры люминесценции и конкурирующие центры. Таким образом, в кристаллической решетке не может быть аккумулировано дополнительное количество энергии, что приводит к достижению сигнала детектора предельного значения и его стабилизации на плато.

Отклик термолюминесцентного детектора на единицу массы пропорционален поглощённой дозе в люминофоре чувствительной области детектора в области, расположенной ниже зоны сверхлинейности, при использовании проверенных протоколов облучения и считывания. Однако в целом, с учетом наличия энергетической зависимости чувствительности, коэффициент пропорциональности зависит от линейной передачи энергии (ЛПЭ) излучения. Обычно считается постоянным для излучения с низкой ЛПЭ.

В клинических пучках высокоэнергетических фотонов ТЛД используется для контроля качества пучков на основе калибровки в пучке фотонов ^{60}Co .

К достоинствам ТЛД можно отнести следующее. Широкий диапазон поглощенных доз - от нескольких мкГр до 10 Гр линейно, а в интервале от 10 Гр до 100 Гр со сверхлинейной зависимостью от дозы. Независимость от

мощности дозы: в определённом диапазоне мощностей доз облучения люминофор демонстрирует независимость от этого параметра. Компактные размеры и пассивное накопление энергии. ТЛД могут использоваться в качестве датчиков дозы без нарушения радиационного поля в окружающей среде (например, в фантомах или *in vivo*). Их можно изготавливать достаточно тонкими для приближения к условиям Брэгга-Грея при высоких энергиях. Коммерческая доступность: ТЛД и считывающие устройства предлагаются различными поставщиками. Возможность многократного использования. При процедуре отжига для освобождения всей накопленной энергии и проверки на возможное изменение чувствительности к радиации, ТЛД обычно могут быть использованы многократно до тех пор, пока не будут окончательно повреждены под воздействием радиации, тепла или окружающей среды. Это позволяет калибровать отдельные дозиметры. Удобство считывания данных. Считывание показаний ТЛД осуществляется быстро и не требует использования химической обработки. Экономическая эффективность. Возможность многократного использования обычно снижает стоимость каждого отдельного считывания. Для крупных операций по персональному мониторингу доступны автоматизированные считывающие устройства, которые могут быть подключены к компьютерной системе. Воспроизводимость показаний. При соблюдении определенных условий воспроизводимость показаний может достигать 1–2 %. Аналогичную точность можно достичь путём индивидуальной калибровки и усреднения показаний нескольких дозиметров в группе, учитывая их небольшой объём.

Однако ТЛД-дозиметры имеют и определённые недостатки. Чувствительность различных дозиметров, изготовленных из одной партии люминофора, может варьироваться, а разные партии люминофора обычно имеют различную среднюю чувствительность. Для обеспечения требуемой на практике точности и надёжности необходима индивидуальная калибровка дозиметров или, по крайней мере, групповая калибровка. Нестабильность при хранении. Чувствительность ТЛД-дозиметров может изменяться со временем

до облучения в некоторых люминофорах из-за постепенной миграции ловушечных центров в кристаллах при комнатной температуре. Контролируемый отжиг ТЛД обычно позволяет восстановить их исходное состояние. Облучённые дозиметры не сохраняют 100% захваченных носителей заряда, что приводит к постепенной потере сигнала ТЛД. Это необходимо учитывать, особенно в случаях, когда требуются длительные периоды накопления дозы (например, для персонального дозиметрического контроля). Чувствительность к свету. Все ТЛД датчики в определённой степени чувствительны к свету, особенно к ультрафиолетовому, солнечному или флуоресцентному свету. Это может привести к ускоренной утечке заполненных ловушек, а также к ионизации и заполнению ловушек, что вызывает ложные показания. Механическое повреждение кристаллов ТЛД (например, при грубом обращении с помощью пинцета) или загрязнение поверхности или наличие влаги могут привести к ложным показаниям. Однако наличие инертного газа без кислорода во время считывания может частично снизить влияние данных факторов. Вследствие наличия так называемого эффекта памяти, чувствительность дозиметров может как повышаться, так и понижаться после облучения большой дозой излучения и считывания. Для восстановления первоначальной чувствительности, если это возможно, требуются дополнительные процедуры отжига. В некоторых случаях может быть экономически целесообразнее заменять люминофор после однократного использования, особенно при высоких дозах. Показания ТЛД зависят от светочувствительности считывающего устройства и скорости нагрева люминофора. Стабильность считывающего устройства в течение длительного времени играет важную роль. Процесс измерения света, исходящего от ТЛД в результате нагревания дозиметра, стирает сохранённую информацию. Если не предусмотрено специальное оборудование (например, запасной ТЛД), то второй попытки получить показания не будет. Неисправность считывающего устройства также может привести к потере показаний.

1.1.3 Ионизационные камеры

1.1.3.1 Принцип действия

Ионизационные камеры применяются для решения широкого круга задач [2, 34, 37–46]. Принцип работы ионизационных камер заключается в следующем. Излучение попадает в камеру, взаимодействует с чувствительным веществом и создает вторичный заряд. Этот заряд перемещается в электрическом поле к собирающему электроду, где он регистрируется в виде электрического тока или заряда. Существует множество типов ионизационных камер, выбор которых определяется различными факторами, включая тип излучения, его энергию, требуемую точность и стабильность измерений, пространственное разрешение, надежность и простоту эксплуатации. Применяются газонаполненные камеры, которые обычно заполняются воздухом и открыты для атмосферной среды. Также существуют жидкостные ионизационные камеры, которые применяются в специфических областях, например, для дозиметрии малых радиационных полей. Для измерения заряда обычно применяется электрометр, тип которого выбирается в зависимости от конкретной области применения. Для наиболее точных измерений производят накопление заряда на конденсаторе. При измерении малых токов (с разрешением до 10^{-15} – 10^{-16} А) важным аспектом является минимизация токов утечки, что влияет на конструктивные особенности ионизационных камер и электрометров. Для камер, открытых в атмосферу, измеряемый ток зависит от плотности воздуха и содержания в нем влаги. Обычно измерения проводятся при стандартных условиях температуры, давления и относительной влажности воздуха. Измеряемый ток должен быть скорректирован с учетом фактической плотности воздуха на момент измерения. Другими параметрами, влияющими на измеряемый ток, являются поляризационный потенциал, используемый для создания необходимого электрического поля, и его полярность (положительная или отрицательная). Корректировка на перечисленные факторы (температуру, давление, влажность воздуха, рекомбинацию ионов и полярность поля) называется поправкой на влияющие факторы. Также на

измеряемый ток влияют такие факторы, как расстояние от источника излучения и площадь поля.

Ионизационные камеры можно разделить на четыре основных типа. Свободно-воздушные камеры предназначены исключительно для воспроизведения воздушной кермы. Полостные камеры могут применяться как в составе эталонных средств измерений, так и в составе рабочих средств измерений. Плоскопараллельные камеры представляют собой разновидность полостных камер, они оснащены тонким входным окном, что позволяет использовать их при более низких энергиях фотонов и в электронных пучках. Проходные камеры, как правило, также имеют конструкцию с параллельными пластинами, но оснащены тонкими входными и выходными окнами, что обеспечивает возможность мониторинга изменений интенсивности источника излучения в процессе прохождения пучка через камеру.

При проектировании полостных ионизационных камер применяются три основные формы стенок детекторов: сферическая камера, цилиндрическая камера и камера-наперсток. Последняя представляет собой цилиндрическую камеру с полусферической вершиной и является наиболее распространенной из всех трех типов. Собирающий электрод напрямую соединен с электрометром, в то время как на стенку камеры или, в некоторых случаях, на ох собирающий электрод подается напряжение в диапазоне от 200 до 400 В. При облучении пучком фотонов вторичные электроны, возникающие в результате взаимодействия фотонов со стенкой или материалом фантома, в котором расположена камера, ионизируют воздух внутри детектора, создавая электрический заряд. Электрическое поле внутри камеры вызывает движение заряда, и измеряемый электрический ток пропорционален объему камеры и интенсивности излучения. При типичной для лучевой терапии мощности дозы в 1 Гр/мин, в воздухе полости камеры объемом $0,5 \text{ см}^3$, измеряемый ток составляет приблизительно 300 пА.

Одним из важных аспектов является ориентация камеры. Все три типа детекторов обладают осевой симметрией относительно оси собирающего

электрода, которая также совпадает с осью стержня, поддерживающего камеру. Однако производственные дефекты и допуски могут привести к тому, что отклик камеры будет зависеть от ее ориентации относительно этой оси. Поэтому рекомендуется использовать камеру в той же ориентации, что и при калибровке. При измерениях в воде с применением водонепроницаемого корпуса следует следовать тому же принципу, то есть использовать тот же корпус в идентичной ориентации, что и при первичной калибровке.

Важным аспектом при проектировании ионизационной камеры является минимизация тока, который возникает при сборе заряда, образующегося в облучаемых воздушных пространствах, не являющихся частью полости камеры, или в результате утечки тока по изоляционным материалам. Это может произойти, например, если незащищенный участок провода от собирающего электрода пересекает облучаемое воздушное пространство внутри стержня. Для предотвращения таких ситуаций используются изоляционные материалы, заполняющие такие пространства. В целом, для полостных камер это менее критично, чем для плоскопараллельных камер.

Толщина стенки камеры проектируется с учетом области применения. Например, при использовании камеры для измерений в фотонном пучке в воздухе, стенка должна иметь достаточную толщину для обеспечения равновесия заряженных частиц (РЗЧ). В данном случае применима теория Брэгга-Грея, по крайней мере, для камер малого объема, и отклик камеры характеризуется отношением электронных тормозных способностей, $S_{стенки, газ}$, где "газ" обозначает материал полости, обычно воздух. Поскольку фотоны взаимодействуют с материалом стенок, а не с воздухом, показания камеры также зависят от соотношения массовых коэффициентов поглощения энергии стенка-воздух.

При использовании камеры в твердом или жидком фантоме на глубине, достаточной для достижения частичного равновесия заряженных частиц в фантоме без камеры, возможны два режима работы. При реализации принципа "толстой стенки" необходимо, чтобы толщина стенки была достаточной для

обеспечения частичного РЗЧ в материале стенки. В этом случае необходимо применять соотношение массовых коэффициентов поглощения энергии и учитывать влияние толстой стенки на поток фотонов. В качестве альтернативы, и чаще всего, используется подход с "тонкой стенкой" в фантоме, при котором стенка должна быть максимально тонкой для минимизации возмущения флюенса и сохранения частичного РЗЧ, обеспечиваемого в фантоме. В этих условиях применяется соотношение $S_{\text{вода,возд}}$, а возмущение флюенса фотонов и электронов учитывается с помощью поправки на возмущение. Практичным и гибким решением является камера с тонкими стенками, обычно выполненными из графита толщиной 0,5 мм, а также использование камеры с колпачками при необходимости более толстой стенки. Для использования камеры в воде она может быть сделана водонепроницаемой с помощью тонкого покрытия или использована в подходящей водонепроницаемой оболочке.

В дозиметрии для изготовления стенок камер часто применяются материалы, такие как графит и специализированные пластики, которые по своим физическим характеристикам эквивалентны воздуху или воде. Эквивалентность для пучков заряженных частиц определяется соответствием средней массовой электронной тормозной способности пластиков и воздуха (или воды) для спектра электронов, присутствующего в интересующей точке. Для пучков фотонов требуется соответствие среднего массового коэффициента поглощения энергии спектра фотонов. Оба условия могут быть удовлетворены, если преобладают комптоновские взаимодействия, что является характерным для материалов с низким атомным номером. При более низких энергиях, когда доминирующим становится фотоэффект, одновременное выполнение обоих условий становится невозможным, и приоритет отдаётся соответствию среднего массового коэффициента поглощения энергии.

На практике в пучках низкоэнергетических фотонов применяется комбинация «компенсирующих» материалов вблизи полости. Это включает

использование стенок с низким атомным номером и центрального электрода с более высоким атомным номером. При заданной энергии фотонов недостаточный отклик детектора, вызванный ослаблением фотонов в стенке с низким атомным номером, компенсируется фотоэлектронами, возникающими в центральном электроде. Эти фотоэлектроны вносят вклад в дозу в объеме газа. Примером применения такого подхода являются камеры Фермеровского типа, которые оснащены графитовой стенкой и алюминиевым центральным электродом. Данная конструкция обеспечивает приблизительную эквивалентность детектора воздуху.

Для функционирования в качестве электрода стенка должна обладать электропроводностью, по крайней мере на своей поверхности. Это достигается путём нанесения проводящего покрытия, такого как раствор коллоидного графита или спрея, обработки тонким слоем графита или придания пластику объёмной электропроводности через добавление графита в процессе производства. Изоляторы играют важную роль в работе ионизационных камер, особенно при низких дозах облучения или малых объёмах камер. В таких условиях токи ионизации могут составлять всего несколько пикоампер, поэтому токи утечки должны быть минимальными. Утечка тока обычно происходит по поверхностям, за исключением случаев объёмной утечки, вызванной радиационным повреждением изолятора. Утечка тока минимальна на чистых, полированных поверхностях при отсутствии влажности. Полистирол, тефлон и полиэтилен хорошо подходят для использования при комнатной температуре (полистирол хуже подходит для использования при температуре выше 80 °C). Тефлон особенно эффективен в условиях повышенной влажности, хотя он менее устойчив к высоким дозам облучения.

В области энергий рентгеновского излучения, где напряжение на трубке опускается ниже 70 кВ, наблюдается значительное ослабление сигнала в стенке цилиндрической «полостной» камеры. Это явление существенно ограничивает практическую применимость данного типа детекторов, поскольку измеряемый ток становится гиперчувствительным к малейшим

флуктуациям энергии излучения. В данном энергетическом диапазоне предпочтительным выбором являются камеры плоскопараллельной конструкции, оснащенные тонким входным окном с радиационной толщиной порядка нескольких мг/см².

Камеры, специально разработанные для работы в диапазоне низких энергий, характеризуются относительно массивным корпусом, который выполняет роль рассеивающего фантома. Это конструктивное решение значительно снижает зависимость измеряемого сигнала от энергии, обеспечивая высокую стабильность и точность измерений. Камеры, оснащенные более прочным входным окном толщиной порядка 0,5 миллиметра и менее массивным корпусом, также находят применение в экспериментах с электронными пучками. Благодаря компактным размерам чувствительного объема, обычно не превышающим нескольких миллиметров в направлении оси пучка, эти детекторы обладают высокой пространственной разрешающей способностью. Это позволяет эффективно измерять распределение дозы по глубине как в фотонных, так и в электронных пучках, включая измерения вблизи поверхности фантома.

Рабочий потенциал прикладывается к входному окну камеры, выполняющему роль высоковольтного электрода; при этом охранный кольцевой электрод заземляется, а собирающий электрод подключается к цепи виртуального заземления электрометра. Охранный электрод играет важную роль в минимизации эффектов возмущения. Если собирающая область имеет форму цилиндра с высотой, не превышающей 2 мм, и диаметром, который как минимум в пять раз больше высоты, а ширина охранного электрода не менее чем в 1,5 раза больше высоты полости, то рассеяние электронов на боковых стенках незначительно, и камера, по сути, регистрирует только поток электронов, поступающих через переднее окно [47, 48]. В этих условиях эффективная точка измерения в камере находится на внутренней поверхности входного окна для всех типов электронных пучков и глубин. Несмотря на свои преимущества, плоскопараллельные ионизационные камеры имеют ряд

недостатков. Из-за тонкого входного окна объём камеры менее стабилен, чем объём «полостной» камеры, поэтому долгосрочная стабильность, как правило, ниже. Для пучков фотонов, в то время как плоскопараллельные камеры подходят в качестве эталонных камер в диапазоне рентгеновского излучения от 10 до 50 кВ, они не используются в качестве альтернативы «полостным» камерам при напряжении выше 100 кВ по причинам стабильности и того факта, что компенсирующий эффект массивного рассеивающего тела перестаёт действовать при более высоких энергиях. Плоскопараллельные камеры также могут быть подвергнуты эффекту полярности в зависимости от толщины собирающего электрода. Это происходит потому, что выбитые из собирающего электрода электроны представляют собой избыточный положительный ток, который добавляется к току ионизации при сборе положительных ионов и вычитается при сборе отрицательных ионов. Этот эффект зависит не только от расстояния между пластинами и толщины собирающего электрода, но и от толщины окна и материала внешнего покрытия; электроны, попадающие в камеру из-за внешнего покрытия, постепенно компенсируют избыточный ток, устанавливая равновесие между входящим и исходящим из собирающего электрода зарядом. Следовательно, при измерении глубинных распределений дозы и в областях неравновесия, таких как область накопления, могут наблюдаться изменения в эффекте полярности. Обычно эффекты полярности составляют порядка нескольких десятых процента.

Интенсивность излучения источников, таких как рентгеновские аппараты и линейные ускорители, может быть подвержена изменениям во времени, например, вследствие колебаний напряжения в электрической сети. Для обеспечения точности дозиметрии необходимо осуществлять мониторинг интенсивности излучения. Показания монитора используются для коррекции данных дозиметра. Для этой цели могут быть использованы различные конструкции, как «полостные», так и плоскопараллельные камеры, размещённые в фиксированном положении в пучке излучения. Однако такие

камеры могут создавать возмущения в пучке и существенно влиять на точность измерений дозы. Преимущество плоскопараллельных камер с тонкими входными и выходными окнами заключается в минимизации возмущений и возможности её постоянного размещения как составной части источника излучения, например, в головке ускорителя или рентгеновского аппарата.

В идеале, для мониторинга всего пучка, камера должна быть расположена после выходного коллиматора, при этом площадь эффективного объема должна превышать площадь самого пучка. В медицинских ускорителях, однако, камера мониторинга обычно устанавливается после первичного коллиматора, но перед компонентами, модифицирующими характеристики пучка. Это позволяет избежать искажений в обратном рассеянии, которые могут быть вызваны этими компонентами.

Для электронных пучков или низкоэнергетического рентгеновского излучения входные и выходные окна могут быть выполнены из натянутой фольги, например, из майлара или каптона. Каждая пластина покрыта раствором, содержащим графит с обеих сторон, а электрические контакты выполнены в виде бронзовых листовых пружин, которые плотно прилегают к внутренним поверхностям пластин при их закреплении. Наружные графитовые покрытия заземляются через контакт с алюминиевым опорным ободом. Электрическая изоляция электродов обеспечивается кольцами из ПММА по краям, которые отделяют графитированные участки от алюминиевого обода.

В простой конструкции мониторной камеры собирающий электрод выполнен в виде простого диска. В более сложных конфигурациях собирающий электрод может быть сегментирован, например, на квадранты, для мониторинга равномерности и выравнивания пучка. В этом случае каждый квадрант требует индивидуальных бронзовых контактов, соединенных с коаксиальным разъемом на ободу. Обычно камера сообщается с атмосферой, однако существуют также герметичные варианты. Герметичная конструкция

особенно важна для тонкопленочных окон, чтобы минимизировать искажения, обусловленные изменениями атмосферного давления.

Ионизационные камеры «полостного» типа, имеющие объём до $0,1 \text{ см}^3$ и применяемые при мощностях доз облучения до $0,1 \text{ Гр/мин}$, генерируют электрические токи величиной порядка нескольких пикоампер. Задача измерительного устройства, предназначенного для регистрации заряда, заключается в обеспечении точности измерений этого тока на уровне не хуже $0,1 \%$. В связи с этим система должна обладать разрешающей способностью на уровне фемтоампер.

Электрометр представляет собой измерительный прибор, обладающий высоким импедансом и высокой чувствительностью для точного измерения тока или заряда, генерируемого ионизационной камерой. В прошлом применялись различные типы электрометров: с золотым покрытием, на кварцевом волокне и электрометры на вакуумных трубках. Высокая чувствительность достигалась с помощью электрометра с вибрирующим язычком, который преобразует постоянный ток в переменный с помощью колебательной емкости и синхронно усиливает сигнал определенной частоты.

Современные электрометры обычно основаны на полупроводниковых операционных усилителях и могут функционировать как в режиме измерения тока, так и в режиме измерения заряда.

Все элементы электрической цепи, подключённые ко входу электрометра, должны быть тщательно изолированы и защищены от электростатического разряда. Предпочтительным является применение триаксиальных кабелей. Недостаточная электрическая изоляция может привести к утечке заряда в систему или из неё, что проявляется в виде фонового тока при отсутствии измеряемого излучения. Утечку тока следует регулярно измерять для контроля состояния изоляции. Недостаточная защита от электростатического разряда делает систему чувствительной к внешним воздействиям, таким как движение рядом с камерой или кабелем. Кабели, подключённые ко входу электрометра, не должны иметь микрофонный

эффект и должны быть без механических повреждений, таких как перекручивания, перегибы, деформации.

Многие ионизационные камеры работают при наличии потенциала на внешней стенке. Для предотвращения поражения электрическим током или короткого замыкания необходимо соблюдать осторожность при работе с такими устройствами. Некоторые коммерческие электрометры, оснащённые встроенным источником напряжения, используют электрометрическую схему с плавающим потенциалом, при котором стенка камеры находится под нулевым потенциалом. В этом случае защитный проводник триаксиального кабеля также будет находиться под напряжением. Хотя такое расположение исключает риск поражения электрическим током, оно может повлиять на работу ионизационной камеры.

Собирающий электрод ионизационной камеры подключается к инвертирующему входу операционного усилителя. При выходе отрицательного заряда из камеры на входе операционного усилителя создается небольшой отрицательный потенциал, а на выходе, в результате действия коэффициента усиления операционного усилителя без обратной связи, формируется значительно больший положительный потенциал. При условии, что камера, предназначенная для конкретного применения, обладает соответствующим объемом, ионизационные токи, как правило, должны находиться в диапазоне от 1 пА до 1 нА.

Учитывая принцип функционирования ионизационной камеры, можно предположить, что величина измеряемого тока не должна зависеть от полярности высокого напряжения, будь то положительная или отрицательная. Однако на практике, даже в тщательно спроектированных устройствах, данное условие соблюдается редко, и отклонения в несколько десятых процента являются распространённым явлением. Существует несколько факторов, которые могут вызывать эффект полярности: небольшая разность потенциалов, включая контактные потенциалы, между собирающим электродом и охранным электродом, может приводить к возникновению

эффекта, зависящего от напряжения; высокоэнергетические вторичные электроны могут создавать избыточный ток между электродами, направление которого не определяется электрическим полем (особенно выражен в плоскопараллельных камерах); электроны с низкой энергией, испускаемые поверхностью электрода, под воздействием электрического поля движутся к противоположному электроду. Асимметрия электродов может вызывать эффект полярности, при низком давлении этот эффект может быть измерим, но при атмосферном давлении он обычно незначителен; в электронных пучках или под воздействием вторичных электронов, рождаемых пучками высокоэнергетических фотонов, торможение падающих электронов в собирающем электроде может не полностью компенсироваться выбросом вторичных электронов; токи, возникающие в частях устройства, отличных от чувствительного объёма (например, в воздушных полостях в штоке или в изоляционных элементах, подверженных радиационной утечке), могут зависеть от полярности.

Поскольку некоторые из вышеуказанных факторов зависят от величины высокого напряжения, общий эффект поляризации также будет варьироваться в зависимости от этого параметра. Например, эффект поляризации при потенциале в ± 100 В может быть более значительным, чем при ± 300 В.

Для ионизационных камер, используемых в составе эталонов, необходимо учитывать данный эффект. Обычно это достигается путём усреднения результатов измерений, проведённых при обеих полярностях. Однако строго говоря, такой метод может быть некорректен для всех условий, которые могут влиять на истинный ток одинаково независимо от полярности.

Показания ионизационных камер необходимо корректировать на рекомбинацию ионную, и, следовательно, измерения, проведённые при различных значениях высокого напряжения, также должны выполняться при обеих полярностях. Следует отметить, что время, необходимое для стабилизации камеры после изменения величины и/или знака высокого

напряжения, может варьироваться и составлять до 30 минут и более. Это время должно быть определено экспериментально для конкретной камеры.

Для камер, откалиброванных на эталоне, принимаются определенное значение величины и знака высокого напряжения и в дальнейшем измерения проводятся именно с этим напряжением. Например, по запросу пользователя камера может быть откалибрована на +300 В, и при условии использования этого значения для всех последующих измерений с помощью данной камеры существенной погрешности не должно возникать. Эффект полярности относительно нечувствителен к типу пучка и мощности дозы. Принятое значение высокого напряжения может определяться ограничениями, связанными с электрометром. Это может стать проблемой, поскольку неопытный пользователь может не знать точно, как конкретный электрометр подаёт потенциал на камеру. В простейшем случае схема электрометра работает вблизи потенциала земли, а высокое напряжение подаётся на стенку камеры. Однако в качестве альтернативы часто используется схема электрометра, смещённая в сторону высокого напряжения, при этом стенка камеры остаётся под потенциалом земли. Это исключает возможность поражения электрическим током или короткого замыкания при прикосновении к стенке камеры и/или стержню, а также их заземлении. Однако это влияет на отклик камеры, если эффект полярности является значительным.

Может показаться, что режим работы электрометра должен быть понятен по знаку измеряемого тока. Например, положительный потенциал, подаваемый на стенку, должен приводить к положительному току. Однако операционные усилители могут инвертировать сигнал, а последующая электроника может инвертировать его ещё раз или два. Кроме того, если на стенке камеры потенциал земли, нельзя быть уверенным в полярности и потенциале, подаваемом на собирающий электрод. Измерения в обеих полярностях могут помочь решить эту проблему, но с некоторыми электрометрами это может быть невозможно.

1.1.3.2 Клиническая дозиметрия

Для обеспечения стабильных высоких результатов лучевой терапии необходимо внедрить стандартизацию на всех этапах лечения, начиная с планирования и заканчивая проведением. В различных отчётах Международной комиссии по радиационной защите (ICRU) были рассмотрены требования к стандартизации для большинства типов пучков излучения, используемых в клинической практике (ICRU, 1993a, 2004, 2007b, 2010). Одна из важнейших задач в процессе лучевой терапии – обеспечить высокоточную эталонную дозиметрию. Что подразумевает под собой определение поглощённой дозы, создаваемой пучком излучения определённого качества Q в референсной точке внутри среды при определённых условиях облучения. Референсная точка находится на центральной оси пучка на заданной глубине в среде. Другими стандартизируемыми условиями являются размер пучка или поля, расстояние до источника. Поскольку вода является основным компонентом тканей человека, она наиболее часто используется в качестве эталонной среды (фантома), заменяющей человеческое тело. Иногда используются эквивалентные твёрдые заменители (некоторые виды пластика).

Для обеспечения достоверных результатов сличений дозиметрических показателей при эталонной дозиметрии необходимо следовать общепринятым процедурам, которые описываются в дозиметрических протоколах или сводах правил. Протоколы издаются национальными, региональными или международными организациями, и все они в настоящее время основаны на использовании ионизационной камеры как предпочтительного детектора излучения. Эталонная дозиметрия в протоколах базируется на первичных эталонах воздушной кермы и поглощённой дозы в воде и описывается набором необходимых шагов для преобразования показаний ионизационных камер в поглощённую дозу, называемым формализмом в дозиметрии.

Калибровочный коэффициент ионизационной камеры представляет собой множитель, на который умножаются показания электрометра в токовых

величинах от ионизационной камеры для получения показаний в дозиметрических величинах. Калибровочный коэффициент обычно выражается в единицах Грей на кулон (Гр/Кл) или в долях этой единицы, таких как мГр/нКл. Потребность в калибровке обусловлена тем, что, в отличие от ионизационных камер, исследованных для применения в составе эталона, объёмы коммерческих ионизационных камер, указанные производителями, не могут быть точно определены. Они соответствуют номинальным значениям, но производственные допуски вызывают небольшие, но существенные отклонения в размерах камер, а также в материалах и некоторых конструктивных элементах, что приводит к вариациям в отклике камер.

Калибровочный коэффициент детектора определяется посредством сравнения показаний детектора в эталонном пучке излучения с известной эталонной величиной.

Протоколы дозиметрии и практические рекомендации базируются на двух типах формализмов: через калибровочные коэффициенты для воздушной кермы или поглощённой дозы в воде, обозначаемые как K или D_w , соответственно. Протоколы, использующие воздушную керму, представляют собой классический подход, широко применяемый для большинства пучков ионизирующего излучения, и до сих пор остаются наиболее распространённым методом для рентгеновских лучей с энергией до 100 кэВ.

Применение калибровочных коэффициентов по поглощённой дозе в воде представляет собой более современный подход. Практические рекомендации, основанные на поглощенной дозе в воде, применимы к широкому спектру ионизирующих излучений, от рентгеновского излучения с энергией от единиц киловольт до пучков тяжёлых заряженных частиц. Практические рекомендации, базирующиеся на указанных принципах, отличаются простотой использования, включают меньшее количество этапов по сравнению с протоколами на основе кермы и, следовательно, менее подвержены ошибкам пользователя.

В Таблице 1.1 приведены протоколы и практические рекомендации, применяемые в различных странах.

Таблица 1.1 – Практические рекомендации по определению поглощенной дозы

Протоколы и практические рекомендации	Страна
В единицах кермы	
Рентгеновское излучение	
DIN 6809-4 and 6809-5	Германия
IPEM/IPSM	Великобритания
AAPM TG-61	США
NCS-10	Нидерланды и Бельгия
IAEA TRS-277	Международный документ
Фотонное и электронное излучение	
NACP	Страны Северной Европы
DIN 6800-2	Германия
IPEM/IPSM	Великобритания
AAPM TG-21 and TG39	США
NCS-2 and NCS-5	Нидерланды и Бельгия
IAEA TRS-277 and TRS381	Международный документ
Протоны и более тяжелые заряженные частицы	
AAPM TG-20	США
ECHED	Европейские государства
В единицах поглощенной дозы в воде	
Рентгеновское излучение	
DIN 6809-4 and 6809-5	Германия
IAEA TRS-398	Международный документ
Фотонное и электронное излучение	
DIN 6800-2	Германия
IPEM/IPSM	Великобритания
AAPM TG-51	США
NCS-18	Нидерланды и Бельгия
JSMP	Япония
IAEA TRS-398	Международный документ
Протоны и более тяжелые заряженные частицы	
IAEA TRS-398	Международный документ

1.1.4 Калориметрия

Калориметрия представляет собой метод, широко используемый для определения поглощённой дозы ионизирующих излучений [49–54]. Данный метод считается наиболее близким к определению единицы, поскольку для большинства исследуемых материалов практически вся поглощённая энергия преобразуется в тепловую. В простейшей конфигурации средняя поглощённая доза в материале поглотителя калориметра «м» может быть рассчитана с использованием следующей формулы:

$$D_m = c_m \Delta T \quad (4)$$

где ΔT обозначает изменение температуры поглотителя калориметра (К), c_m – удельная теплоёмкость материала (Дж/(кг·К)).

Однако на практике применение данного метода усложняется рядом факторов. Необходимо принимать во внимание теплообмен между облучаемым объектом и окружающей средой в процессе измерения. Это требует применения высокоэффективных теплоизоляционных материалов для минимизации тепловых потерь. Следует учитывать возможные искажения сигнала, вызванные температурным датчиком и присутствием примесей в исследуемом образце. Удельная теплоёмкость материала может быть определена с недостаточной точностью, что требует проведения электрической калибровки температурного датчика. Часть поглощённой энергии может быть утрачена в процессах, не связанных с выделением тепла. Это приводит к возникновению так называемого теплового дефекта. Относительная значимость этих факторов и методы их компенсации зависят от типа используемого калориметра. Наиболее широко применяемыми материалами для изготовления калориметров в области радиационной дозиметрии являются графит и вода. Эти материалы используются исключительно для создания первичных эталонов.

Применение графита обусловлено тем, что его физико-химические характеристики аналогичны свойствам воды при взаимодействии с излучением. Графит представляет собой твёрдое вещество, обладающее

высокой механической прочностью и удобством обработки, что позволяет формировать поглотитель с чёткими геометрическими параметрами. Конструкция калориметра включает в себя вакуумные зазоры и отражающие поверхности, что минимизирует теплообмен с окружающей средой. В графит могут быть интегрированы миниатюрные термисторы, практически не влияющие на температурные характеристики. Несмотря на ограниченное количество экспериментальных данных о тепловом дефекте в графите, существуют косвенные доказательства, позволяющие предположить, что его вклад в общий тепловой баланс можно считать пренебрежимо малым, не превышающим 0,1 %.

В поглотителе обычно предусматривается электрический нагрев с целью калибровки температурных датчиков при выделении в поглотителе известной электрической энергии.

Многие графитовые калориметры функционируют в квазиadiaбатическом режиме, при котором внешняя оболочка активно нагревается и нагрев следует за изменениями температуры поглотителя, повышающейся в процессе облучения. В изотермическом режиме работы графитового калориметра для достижения теплового равновесия во всем устройстве используется постоянный электрический нагрев. Во время облучения мощность электрического нагрева снижается на величину, которая регулируется с высокой точностью для поддержания изотермических условий. Уменьшение мощности нагрева можно рассматривать как меру поглощенной энергии пучка излучения.

Графитовый калориметр, разработанный для лучевой терапии, позволяет обеспечить определение поглощенной дозы в графитовом поглотителе со стандартной неопределенностью менее 0,2 %. Однако основным недостатком графитовой калориметрии является необходимость преобразования полученных данных для определения поглощенной дозы в воде, что может вносить дополнительные погрешности. Для этой цели обычно

применяются ионизационные камеры и методы Монте-Карло. Поглощенная доза в воде определяется в данном случае по следующему соотношению:

$$D_B = I_B N_{D,\Gamma} k_{B,\Gamma} \quad (5)$$

где I_B – ионизационный ток, измеренный с помощью ионизационной камеры в определенной точке в воде, чувствительность которой по поглощенной дозе в графите определяется как отношение поглощенной дозы в графите, определенной с помощью калориметра к ионизационному току, измеренному с помощью ионизационной камеры в определенной точке в графите:

$$N_{D,\Gamma} = D_\Gamma / I_\Gamma \quad (6)$$

Коэффициент перехода $k_{B,\Gamma}$ может быть определен несколькими методами. В настоящее время чаще рассчитывается с использованием метода Монте-Карло, позволяющего моделировать экспериментальную геометрию, а также посредством экспериментальных и теоретических подходов. Коэффициент учитывает поправки на различные эффекты, включая влияние вакуумных зазоров калориметра и искажения, вызванные графитовыми и водяными фантомами в ионизационной камере.

В некоторых калориметрах для пересчета дозы, полученной в графите, в дозу, измеренную в воде, применяется теорема о масштабировании потока фотонов. Этот метод был широко распространен до разработки универсальных алгоритмов, основанных на методе Монте-Карло. Для применения теоремы размеры графитового фантома, глубина измерений в графите, расстояние от источника до центра детектора и размеры поля подбираются обратно пропорционально плотности электронов в графите и воде (например, отношение 1,5326 для графита с объемной плотностью 1,7 г/см³). Поскольку плотность электронов в графите выше, графитовый фантом должен быть меньшего размера и располагаться ближе к источнику. В таких условиях и при энергиях фотонов, где преобладает комптоновское рассеяние, характерное для гамма-излучения ⁶⁰Со, отношение потоков энергии фотонов в графите и воде описывается законом обратных квадратов.

В таком случае поглощенную дозу в воде можно выразить следующим образом:

$$D_{\text{в}} = D_{\text{г}}(\mu_{\text{en}}/\rho)_{\text{в,г}}\beta_{\text{в,г}}(d_{\text{г}}/d_{\text{в}})^2 \quad (7)$$

где $d_{\text{г}}$ и $d_{\text{в}}$ представляют собой соответствующие расстояния в графите и воде (для упомянутого выше случая $d_{\text{г}}/d_{\text{в}} = 0,6524$). Важно отметить, что теорема масштабирования носит приближенный характер и требует поправок для взаимодействий, отличающихся от комптоновских, а также для учета того, что источник излучения не является точечным. Стандартная неопределенность, присущая определению поглощенной дозы в воде с использованием графитовых калориметров, обычно варьируется в пределах от 0,3% до 0,5%.

С целью исключения неопределенности, обусловленной необходимостью преобразования дозы в графите в дозу в воде, разрабатываются водные калориметры. Однако данный подход обладает рядом технических проблем, связанных не только с тем, что вода является жидкостью при интересующих температурах, но и с её низкой чувствительностью, которая в шесть раз ниже, чем у графитового калориметра. Кроме того, поддержание чистоты воды представляет значительную сложность, что приводит к возникновению химических эффектов, требующих оценки и учета.

Одним из важных с точки зрения калориметрии свойств воды является её относительно низкая теплопроводность. Это изменяет принцип конструкции калориметров: в графитовых калориметрах среднее повышение температуры в изолированном графитовом поглотителе измеряется относительно просто, тогда как в водных калориметрах повышение температуры в точке определяется с помощью миниатюрного температурного датчика, расположенного вблизи этой точки, учитывая теплопроводность воды. Важно учитывать влияние искажений, вносимых самим датчиком, а также герметичного контейнера, который нагревается после начала облучения. В связи с этим, особое внимание уделяется моделированию тепловых потоков и методам минимизации использования неводных

материалов. Особое требование предъявляется к температурным датчикам, которые должны быть изготовлены из минимального количества материала, при этом обладая высокой жёсткостью и водонепроницаемостью.

Калориметр обычно функционирует при температуре в 4 °С, при которой достигается максимальная плотность воды, что эффективно устраняет конвекционные движения воды, которые в противном случае могли бы существенно нарушить повышение температуры в контрольной точке. Важной частью разработки водных калориметров является исследование химических реакций, индуцированных радиацией в воде, и контроль возникающего теплового дефекта путём насыщения герметичного контейнера с водой чистыми газами.

Уравнение измерения, включающее наиболее важные поправочные коэффициенты, выглядит следующим образом:

$$D_B = c_B \Delta T k_{TD} k_{PT} k_{ISC} \quad (8)$$

где k_{TD} вносит поправку на тепловой дефект воды (насыщенной подходящим газом), k_{PT} – это поправка на теплообмен, учитывающая возмущение, возникающее из-за избыточного тепла, выделяемого неводными материалами, а k_{ISC} – это поправка на возмущение излучением, учитывающая возмущение в точке из-за присутствия неводных материалов. Удельная теплоёмкость c_B составляет 4182 Дж·кг⁻¹·К⁻¹, что в шесть раз меньше, чем у графита, и повышается до 4205 Дж·кг⁻¹·К⁻¹ при обычной рабочей температуре в 4 °С.

Современные водные калориметры способны определять поглощённую дозу в воде в определенных условиях со стандартной неопределенностью менее 0,5 %.

1.2. Энергия частиц

Энергия пучка является одним из важнейших параметров в адронной лучевой терапии, необходимым для эффективного воздействия на опухолевые образования, расположенные на различной глубине в теле пациента (до 30 см), при этом точность значений пробега частиц должна укладываться в 1 мм. Отклонения в значении пробега могут привести к изменению распределения

дозы, что, в свою очередь, может вызвать избыточное локальное облучение опухоли или повреждение нормальных тканей. Клинический эффект значительно усиливается при использовании технологии Pencil Beam Scanning (PBS), характеризуемой высокими градиентами дозы. Эта технология особенно чувствительна к позиционированию пучка, его энергетическому диапазону и возможным смещениям мишени. В связи с этим, проведение плановых проверок качества, направленных на определение значений пробегов частиц, имеет первостепенное значение. В настоящее время такие проверки осуществляются путем измерения дозовых профилей по глубине в водных фантомах с использованием перемещаемых детекторов большой площади или многослойных ионизационных камер.

Ведутся исследования для снижения неопределенностей, связанных с определением пробегов. Это достигается за счет разработки приборов и методов мониторинга пробегов заряженных частиц в теле пациента, которые могут применяться во время или сразу после терапевтического сеанса. Поперечное позиционирование пучка в реальном времени эффективно контролируется с помощью быстродействующих магнитов и усовершенствованных систем подачи пучка, позволяющих корректировать боковые отклонения, измерение энергии пучка и продольная коррекция остаются нерешенными задачами. Существующие детекторы не обеспечивают измерение энергии пучка в процессе облучения, и точность извлекаемых данных зависит от надежных проверок настроек ускорителя и контроля качества пучка.

Устройства для прямого и быстрого измерения энергии пучка в режиме реального времени могут значительно улучшить качество контроля, позволяя регулярно проверять энергетические параметры, а также адаптировать настройки для новых пациентов и разрабатывать новые системы мониторинга энергии для будущих методов доставки, включая технологии быстрой модуляции энергии.

Метод контроля пучка, применяемый для компенсации движения органов в традиционной лучевой терапии, направлен на адаптацию направления пучка в ответ на изменения положения органов во время облучения. В адронной терапии аналогичные изменения траектории пучка могут быть компенсированы путем быстрого изменения его энергии. Однако внедрение таких методов в терапии заряженными частицами сталкивается с серьезными техническими вызовами, требующими разработки систем быстрой модуляции энергии и высокоточного контроля энергетических параметров.

Измерения значений энергии тяжелых заряженных частиц на практике осуществляется различными методами [20–22, 25–27, 55–59]. Для эти целей применяются устройства, основанные на времяпролетном методе [20, 20, 59–62], цилиндры Фарадея, а также калориметрический метод [22, 57, 63].

1.2.1. Определение энергии через измерения пробегов

Метод определения энергии ТЗЧ, основанный на измерении пробега ТЗЧ может быть реализован различными способами.

Например, с помощью «пиксельного детектора» [21]. Детектор измеряет энергию, накопленную в датчике для отдельных протонов. На детектор устанавливается «лестничный» фантом для выполнения калибровки по энергии, основанной на применении базы данных тормозных способностей NIST PSTAR.

1.2.2 Активационный метод

Для относительно быстрой и несложной оценки энергии применяется активационный метод [27]. Этот метод основывается на облучении медной фольги толщиной в 0,1 мм в пучке протонов и последующем измерении активности нуклида ^{65}Zn , образующегося при активации меди в результате облучения потоком протонов. Данный метод имеет различные реализации. В одной из модификаций данного метода для определения энергетического спектра протонов, генерируемых при интенсивном лазерном облучении твердых мишеней, применялись измеренные значения активности в фольге,

наведенной в результате реакции $^{63}\text{Cu}(p,n)^{63}\text{Zn}$, в сочетании с применением информации о сечении этой реакции и тормозных способностях протонов. Одной из основных проблем данного подхода является зависимость чувствительности детектора гамма-излучения от энергии регистрируемых фотонов, что требует коррекции скорости счета при различных энергетических уровнях.

Для определения энергии пучка может быть применена расчетная модель, позволяющая прогнозировать относительную активность ^{65}Zn в каждом слое фольги в стопке в зависимости от энергии облучения. Полученное расчетное распределение активностей может быть сопоставлено с экспериментальными данными, и на основании этого сравнения осуществляется корректировка до достижения оптимального соответствия. В качестве варьируемого параметра в данном процессе выступает энергия падающего протонного пучка. На основе значений тормозных способностей, полученных Национальным институтом стандартов и технологий (NIST), рассчитываются тормозные способности протонов в меди (69,15% ^{63}Cu , 30,85% ^{65}Cu) в диапазоне энергий от 10^{-3} МэВ до $5 \cdot 10^2$ МэВ. На основе этих данных подобраны аппроксимирующие функции, позволяющие выразить тормозную способность как непрерывную функцию энергии протона. Для реакции $^{65}\text{Cu}(p,n)^{65}\text{Zn}$ подбираются кривые, описывающие зависимость сечения реакции от энергии протона. Эти кривые включают экспоненциальную функцию (в диапазоне от 0 до 5 МэВ), полином четвертой степени (от 5 до 11 МэВ) и функцию Вейбулла (от 15 МэВ и выше). Подбор осуществлялся на основе объединенных данных о сечении реакции, представленных в ряде работ. Этот подход позволил получить непрерывную функцию сечения реакции $^{65}\text{Cu}(p,n)^{65}\text{Zn}$ в зависимости от энергии протона.

Объект, состоящий из восьми слоев Cu общей толщиной 0,8 мм, разделенных на промежутки толщиной 0,001 мм, размещается на оси пучка. Активность ^{65}Zn , образовавшаяся в каждом промежутке, была рассчитана и затем суммирована по участкам, соответствующим каждой фольге в стопке,

что позволило определить общую активность ^{65}Zn для каждого слоя фольги. Моноэнергетический пучок падает перпендикулярно на переднюю поверхность первой фольги, имеется предварительная оценка энергии первичного пучка. Энергия протона на входе и выходе из каждого участка определяется с использованием подобранной кривой тормозных способностей, при этом энергия на выходе из одного слоя принималась за энергию на входе в следующий слой. Средняя энергия пучка, соответствующая приращению расстояния, рассчитывается как среднее значение энергий на входе и выходе.

При прохождении протонного пучка в материале на любой глубине проникновения значение энергии не является постоянной величиной, а имеет распределение, известное как "энергетический страгглинг" (в дальнейшем – просто страгглинг). Это распределение определяется начальным распределением энергии на входе в материал, элементным составом и плотностью материала, а также глубиной проникновения. Распределение энергии может быть рассчитано с использованием кода SRIM-2008 для моделирования переноса ионов. На основе рассчитанных траекторий ионов на выбранных глубинах установлено, что каждое распределение энергии имеет форму, близкую к гауссовой. Применение SRIM-2008 для каждого интервала расстояния нецелесообразно из-за большого количества вычислений. Поэтому код применяется с шагом 0,05 мм до полного поглощения пучка материалом. Для каждого из рассчитанных распределений энергии на различных глубинах проникновения подбирается кривая Гаусса. Параметры, описывающие форму гауссиана, плавно изменяются в зависимости от глубины проникновения, что позволяет вывести непрерывные функции этих параметров в зависимости от глубины.

Площадь под каждой кривой страгглинга пропорциональна количеству протонов, проникающих на данную глубину. На основании результатов моделирования SRIM установлено, что потеря пучка в прямом направлении не превышает 1 % вплоть до энергий, которые можно не учитывать при расчетах.

Поэтому для вычислительных целей распределение энергии на определенном промежутке представляется в виде гистограммы, на основании которой определяется количество активированных атомов ^{65}Zn , возникших в результате переноса пучка протонов на данном промежутке. Предполагается, что количество ядер ^{65}Cu , способных к активации, остаётся практически постоянным в течение облучения и что время облучения значительно меньше периода полураспада активированного изотопа. Однако значительная часть активированных ядер может распасться в течение времени облучения, если материал имеет короткий период полураспада. Это можно учесть с помощью поправок на распад.

При непрерывном облучении образец со временем выходит на стадию насыщения: скорость образования радионуклида становится равной скорости его радиоактивного распада. В этот момент насыщающая активность достигает постоянного максимума и численно равна скорости образования радионуклида, что позволяет определить насыщающий выход - отношение активности к току частиц. В качестве одной из входных переменных для моделирования скорости образования радионуклида используется сечение реакции. Однако данные о сечении реакции $^{65}\text{Cu}(p,n)^{65}\text{Zn}$, опубликованные в различных источниках, противоречивы.

Для оценки энергии пучка измеренная относительная активность каждого слоя фольги (отношение активности к максимальной активности, зафиксированной во всех слоях фольги) сопоставляется с прогнозируемой относительной активностью, рассчитанной с использованием вычислительной модели. Энергетическое разрешение всех гистограмм распределения энергий устанавливается на уровне 0,01 МэВ. Для каждого слоя фольги вычисляется разница (остаток) между измеренной и рассчитанной относительной активностью. Затем остатки возводятся в квадрат и суммировались для всех восьми фольг. Энергия первичного пучка, задаваемая в модели, корректируется до достижения минимальной суммы квадратов невязок.

Несмотря на то, что снижение энергии, обусловленное взаимодействием с однородной фольгой известной толщины и известного атомного состава, может быть легко рассчитано, невозможно точно определить первичную энергию пучка, взаимодействующего с материалом, на основе конструктивных параметров и характеристик циклотрона, таких как геометрия дипольного магнита, форма магнитных полюсов и распределение магнитного поля. Это частично связано со сложностью траектории пучка, возникающей из-за вариаций в изготовлении и расположении полюсов магнита и рядом других факторов. Методы, использующие активацию медной фольги для оценки энергии пучка протонов, применяются в диапазоне энергий от 4 до 35 МэВ, основываются на анализе набора реакций $\text{Cu}(p, xn)^{62,63,65}\text{Zn}$. Этот подход реализуется различными путями. Например, для моноэнергетических пучков измеряется соотношение активностей ^{62}Zn и ^{65}Zn в стопках из пяти медных пластин толщиной 0,1 мм. В другом варианте измеряется активность ^{63}Zn в медных фольгах исходя из интенсивности аннигиляционных гамма-квантов и сопоставляется с сечением реакции и тормозными способностями протонов.

Все эти методы требуют измерения абсолютной активности активированных изотопов, точного знания тока пучка или обоих параметров. В частности, гамма-спектрометр должен быть точно откалиброван по эффективности для каждого соответствующего фотопика, что требует наличия соответствующего эталонного источника для каждого пика. Если требуется «простое» измерение энергии моноэнергетического пучка протонов, применяемый метод с использованием многослойной медной фольги не требует знания тока пучка, продолжительности облучения или калибровки гамма-спектрометра. Необходимо лишь, чтобы измерение одного фотопика было стабильным в течение всего эксперимента.

1.2.3 Времяпролетные датчики

Времяпролетный метод основан на измерении времени, за которое частица проходит определенное расстояние, позволяющем определить

кинетическую энергию частиц. Детектор, применяемый в условиях клинических режимов ускорителя, должен быть в достаточной степени радиационно-устойчивым и иметь достаточно высокое временное разрешение [20, 62].

Метод измерения энергии частиц моноэнергетического пучка в данном случае основан на измерении среднего времени пролета между двумя детекторами, расположенными на известном расстоянии друг от друга. Этот метод позволяет определить среднюю скорость частиц и, следовательно, их кинетическую энергию. Однако для применения данного метода в клинических условиях при работе с протонными пучками необходимо учитывать ряд специфических требований. Во-первых, детектор должен обладать высоким временным разрешением, чтобы обеспечить точность измерения энергии. Погрешность в определении расстояния между датчиками, которая обычно не превышает 1 мм, требует точности измерения времени пролета в пределах от 90 пс при энергии протонов 60 МэВ до 4 пс при энергии 230 МэВ для расстояния между датчиками 1 метр. Эти требования становятся ещё более строгими при уменьшении расстояния пролета. Во-вторых, конструкция и технология датчиков должны обеспечивать их радиационную стойкость, поскольку клинические протонное облучение может достигать значительных уровней. Один год клинического протонного облучения эквивалентен воздействию флюенса примерно 10^{15} см⁻². Кроме того, датчики должны быть минимально инвазивными для пучка, чтобы не искажать его характеристики. Наконец, датчики должны обеспечивать возможность измерения энергии в течение долей секунды, что позволяет проводить контроль пучка в реальном времени. Это требование особенно важно для обеспечения точности и стабильности процесса облучения пациентов.

Для реализации времяпролетного метода детектор для высокоточного измерения времени пролета тяжелых заряженных частиц включает в себя конструкцию, состоящую из двух высокоскоростных кремниевых детекторов,

расположенных на фиксированном расстоянии друг от друга и ориентированных в направлении пучка. Детекторы представляют собой кремниевые датчики $n\text{-}in\text{-}p$, созданные на основе технологии лавинного диода с низким коэффициентом усиления. Это достигается за счет наличия тонкого дополнительного p^+ -слоя под n^{++} -электродом сильно легированного перехода. Профиль легирования характеризуется резким увеличением концентрации легирующих примесей вблизи перехода, что приводит к локальному повышению электрического поля. Электроны, генерируемые под воздействием входящего ионизирующего излучения, дрейфуют в направлении n^{++} -электрода и ускоряются в области повышенного электрического поля, что способствует образованию дополнительных электронно-дырочных пар. Механизм умножения заряда обеспечивает усиление сигнала с контролируемым коэффициентом усиления, находящимся в диапазоне $10\div 20$. Это позволяет сохранить линейность сигнала, генерируемого в обедненной области, и минимизировать время отклика детектора. Соотношение сигнал/шум может быть отрегулировано путем изменения напряжения смещения, что позволяет оптимизировать отделение полезного сигнала от фонового шума и компенсировать снижение коэффициента усиления, вызванное радиационным повреждением.

Основное преимущество технологии высокоскоростных кремниевых детекторов заключается в её способности генерировать усиленный сигнал с высокой скоростью нарастания в тонких детекторах. Это обеспечивает временное разрешение около 30 пикосекунд при активной толщине материала в 50 микрон. Технология позволяет одновременно точно измерять временные и пространственные параметры в сегментированных датчиках, минимизируя возмущение пучка благодаря оптимизации толщины материала, что снижает эффект многократного рассеяния.

Точность измерения времени пролета в значительной степени зависит от времени облучения, требуемого для получения достаточной статистической базы, а также от потенциальных источников неопределенности при

идентификации последовательных сигналов в двух детекторах. В контексте клинического применения детектора для определения энергии пучка точность измерения времени пролета ограничивается требуемым энергетическим разрешением, которое варьируется от 0,5 МэВ для протонов с энергией 230 МэВ до 1 МэВ для протонов с энергией 60 МэВ. Эти параметры соответствуют клинически допустимой погрешности значений пробега частиц менее 1 мм в воде для энергий протонов от 60 до 230 МэВ.

Для достижения этой цели максимальная погрешность времени пролета варьируется в зависимости от расстояния между детекторами и уменьшается с увеличением кинетической энергии частиц. К примеру, при расстоянии между детекторами 1 м, максимальная допустимая погрешность измерения времени пролета составляет до 90 пс для протонов с энергией 60 МэВ до 4 пс для протонов с энергией 230 МэВ. Эти ограничения становятся более строгими при уменьшении расстояния пролета частиц.

Статистическая погрешность зависит от продолжительности облучения, количества совпадающих сигналов, зарегистрированных двумя датчиками, и разрешения по времени пролета.

Времяпролетный метод основывается на идентификации последовательных сигналов от протонов, зарегистрированных двумя датчиками. Основными источниками неопределенности в данном случае являются ошибки, возникающие вследствие одновременного прохождения нескольких протонов через оба датчика в пределах одного измерения, а также попадания протонов только в один из датчиков из-за расходимости пучка, многократного рассеяния и возможного смещения датчиков относительно оси пучка. Для оптимизации работы системы необходимо определять оптимальный баланс между размерами датчиков и расстоянием между ними, а также разрабатывать эффективную систему выравнивания, направленную на максимизацию числа совпадений и минимизацию погрешностей. Эффективность системы, определяемую как вероятность попадания протона, прошедшего через первый датчик, во второй датчик на определенном

расстоянии вдоль траектории пучка, можно оценить с использованием моделирования методом Монте-Карло. Результаты моделирования показывают снижение эффективности при уменьшении площади детектора и увеличении расстояния между датчиками, что обусловлено эффектом многократного рассеяния, приводящим к отклонению частиц пучка от первоначальной траектории после прохождения через первый датчик. При увеличении энергии протонов снижение эффективности с увеличением расстояния между датчиками происходит менее резко. Для проведения измерений на максимальном расстоянии с минимальной эффективностью 10% необходима минимальная площадь датчиков $3 \times 3 \text{ мм}^2$.

1.3 Флюенс и плотность потока

Флюенс частиц Φ (см^{-2}) определяется как отношение числа частиц dN , проникающих в элементарный объем сферы, к площади центрального сечения этой сферы dS : $\Phi = dN/dS$. Плотность потока частиц ϕ определяется как отношение числа частиц dN , проникающих в элементарную сферу с площадью центрального сечения dS за интервал времени dt , к произведению этой площади на интервал времени: $\phi = dN/(dS \cdot dt)$. Эти параметры применяются для количественной оценки воздействия излучения: флюенс определяет суммарное воздействие, а плотность потока — мгновенную интенсивность воздействия.

Лучевая терапия. В протонной и ионной терапии точное измерение флюенса и плотности потока ТЗЧ необходимо для обеспечения требуемой дозы в мишени и безопасности пациента. Доза, доставляемая пучком, прямо пропорциональна числу частиц (флюенсу) и их тормозной способности в ткани; поэтому отклонения во флюенсе приводят к недо- или переоблучению. Современные протонные ускорители для терапии оснащены мониторными ионизационными камерами, которые в реальном времени измеряют собранный заряд и позволяют остановить пучок по достижении заданного флюенса. Требуемые уровни точности в лучевой терапии накладывает строгие требования на точность измерения флюенса частиц. Кроме того, новые

методики, такие как FLASH-терапия ультравысокими дозами (средние дозовые мощности более 40 Гр/с), требуют измерения экстремально высокой плотности потока за очень короткие импульсы [64–68]. Традиционные ионизационные камеры при таких интенсивностях сталкиваются с эффектами рекомбинации и насыщения, что приводит к недооценке дозы. Поэтому актуальны разработки новых методов мониторинга пучка: например, многоцелевые ионизационные камеры с коррекцией на рекомбинацию или использование калориметрических и электрических методов калибровки. Исследования показывают, что при токах пучка до сотен нА (эквивалентно 10^3 Гр/с) некоторые детекторы сохраняют линейность отклика. Так, цилиндр Фарадея продемонстрировал независимость отклика вплоть до 1000 Гр/с и использовался для калибровки стандартных мониторинговых детекторов пучка в режиме FLASH [66]. Это подтверждает необходимость точных методов измерения флюенса и плотности потока при внедрении новых высокоинтенсивных режимов терапии.

Испытание электронной компонентной базы. В испытаниях электронной аппаратуры на радиационную стойкость (например, имитация космических лучей с помощью ускорителей) также критически важно измерять флюенс ТЗЧ. Достоверность полученных характеристик (например, сечения эффектов единичных сбоев) напрямую зависит от точности знания числа частиц, воздействовавших на образец. В ускорителях для тестирования микросхем используются пучки протонов или тяжелых ионов с относительно низкой интенсивностью, чтобы имитировать редкие космические события. Однако низкие плотности потока (пикоамперные токи) труднее точно измерить из-за шумов и фоновых токов. В различных источниках сообщается, что для испытаний требуются токи порядка 10–100 пА (что соответствует 10^7 – 10^8 протонов/с) на фоне шумовых значений [19, 69]. При таких сверхмалых токах даже измерение с помощью цилиндра Фарадея затруднено, поскольку ионизация остаточного воздуха и дрейф заряда могут создавать фоновые токи порядка 50–200 пА. Тем не менее, именно цилиндр Фарадея часто применяется

в этих работах для калибровки пучка в открытой среде, поскольку является прямым методом подсчета заряженных частиц. Точное знание флюенса позволяет корректно определить пороги сбой электроники и обеспечить воспроизводимость испытаний. Для сопоставимости результатов между разными установками требуется прослеживаемость измерений флюенса к единицам СИ (через ток, ампер). Практически это достигается калибровкой детекторов по эталонному цилиндру Фарадея с заданным отверстием.

1.3.1 Расчетные методы определения флюенса и плотности потока

Расчетные (аналитические) методы основаны на косвенном определении флюенса/потока из измерений связанных величин или из априорных данных об ускорителе, с использованием известных физических соотношений. К таким методам относятся:

1.3.1.1 На основании известных параметров ускорителя.

В некоторых случаях флюенс оценивают исходя из номинальных характеристик и режимов работы ускорителя. Например, зная ток пучка на выходе циклотронного ускорителя и коэффициент передачи на мишень, можно грубо оценить флюенс в облучаемой мишени. Флюенс ионного пучка можно оценить на основе номинальной энергии и параметров ускорения циклотрона, сравнивая затем с прямыми измерениями [70]. Такой подход полезен для предварительных расчетов, однако для высокой точности требует учета множества факторов (потери на коллиматорах, расфокусировка, неравномерность профиля и т.д.). Обычно расчет по параметрам установки комбинируется с калибровкой по прямым измерениям.

1.3.1.2 Численные методы (моделирование).

Современные программные комплексы, основанные на применении метода Монте-Карло (FLUKA, GEANT4 и др.) позволяют вычислять распределения флюенса и дозы на основе моделирования транспорта частиц. Эти инструменты используются на этапе проектирования эксперимента или планирования терапии. Например, в планирующей системе протонной терапии рассчитывается карта дозы, эквивалентная распределению флюенса

пучка по полю. Однако такие численные оценки зависят от достоверности имплементации модели в реальных условиях. В контексте определения флюенса расчетные модели служат вспомогательную роль для априорного прогнозирования или апостериорного анализа, но не могут заменить экспериментальных измерений для отчетности и контроля.

Расчетные методы наиболее эффективны при наличии надежной калибровки и априорной информации. В идеале они обеспечивают непрерывный контроль (например, онлайн-контроль флюенса по измеряемому току или дозе). Однако для уверенности в их правильности требуется регулярная верификация экспериментальными методами, описанными далее.

1.3.2 Экспериментальные методы измерения флюенса и плотности потока

Экспериментальные методы основаны на непосредственном измерении характеристик пучка с помощью датчиков и детекторов. Ниже приведен обзор основных методов и устройств, применяемых для измерения флюенса и плотности потока ТЗЧ.

1.3.2.1 По электрическому току пучка.

Если пучок заряженных частиц полностью поглощается или фиксируется детектором, можно рассчитать число частиц N через измеренный электрический заряд Q : $N = Q/q$ где q – заряд одной частицы (например, $q = 1,602 \cdot 10^{-19}$ Кл для протона). Соответственно, зная время t экспозиции и площадь сечения пучка A , можно определить плотность потока: $\varphi = \frac{dN}{dA dt}$. Такой подход реализуется, например, при использовании цилиндра Фарадея: измеренный ток позволяет фактически подсчитать количество частиц (протонов) при известной площади пучка. Следует отметить, что для правильного расчета необходимо учесть зарядовое состояние ионов (для многозарядных ионов $q = Z \cdot e$) и обеспечить полное собирание заряда (отсутствие утечек заряда). При соблюдении этих условий метод интеграции тока дает прямое определение флюенса.

1.3.2.2 По дозиметрическим измерениям.

Флюенс может быть определен через измерение поглощенной дозы в материале и знание удельных потерь энергии. Доза D , Гр связана с флюенсом частиц со средней энергией E соотношением: $D = \frac{\Phi \cdot S}{\rho}$, где S – массовая тормозная способность частиц в данном материале (энергия, теряемая частицей на единицу пути в Дж/м), ρ – плотность материала. Отсюда $\Phi = \frac{D \cdot \rho}{S}$. Таким образом, измерив дозу (например, ионизационной камерой или калориметром) и зная энергию пучка (определяемую настройками ускорителя), можно рассчитать эквивалентный флюенс.

При измерениях ионизационными камерами, ток ионизации пропорционален плотности потока частиц и их средней передаваемой энергии в газе. Мониторные камеры, устанавливаемые в выходном окне протонных терапевтических установок, обеспечивают непрерывный контроль дозы: два последовательно включенных ионизационных датчика измеряют количество поступивших частиц (через заряд) и могут прервать пучок при отклонении показаний. Преимуществом определенного типа ионизационных камер является то, что они практически прозрачны для пучка (тонкие окна и небольшая толщина газового слоя с давлением близким к атмосферному дают минимальное ослабление, обычно доли процента), поэтому они подходят для онлайн-мониторинга во время облучения пациента. Они обладают высокой чувствительностью и стабильностью калибровки: например, воздушная камера при напряжении порядка 500–1000 В способна измерять плотность пучка до 10^5 – 10^6 частиц/см²·с с хорошей линейностью [19, 55]. При высоких интенсивностях из-за рекомбинации ионов появляется нелинейность. При увеличении плотности потока зарядовые носители не успевают полностью собираться, рекомбинируя друг с другом, что ведет к занижению тока. Для коррекции этого эффекта применяют эмпирические поправки. Один из подходов – многослойные (многоцелевые) камеры: параллельно расположенные несколько камер с разными зазорами позволяют оценивать

степень рекомбинации и корректировать сигнал [67]. Такие системы успешно протестированы на пучках углеродных ионов при FLASH-интенсивностях. Ещё один недостаток – ионизационные камеры измеряют в первую очередь дозу (через энергию, переданную газу). Чтобы получить из их показаний флюенс, нужна калибровка.

1.3.2.3 Полупроводниковые детекторы.

Различные твердотельные датчики применяются для измерения флюенса ТЗЧ, особенно когда требуются компактность или высокое пространственное разрешение. Кремниевые диоды, работающие в режиме счетчика или измерения тока, способны напрямую регистрировать заряженные частицы. Например, планарные кремниевые диоды, используемые в детекторах высоких энергий, при облучении генерируют ток утечки, рост которого линеен флюенсу при заданном режиме смещения. На этом принципе основаны кремниевые мониторы пучка: набор диодов на печатной плате, расположенной в пучке, позволяет измерять параметры пучка в режиме реального времени. В публикациях утверждается, что комбинация планарных и 3D-кремниевых диодов может измерять профиль и флюенс протонного пучка вплоть до уровней 10^{15} нейтрон-экв./см² с требуемой точностью [71]. Преимуществом такого подхода является высокое быстродействие (наносекундный отклик), малые размеры, возможность создания массивов для получения 2D-распределения флюенса. Многие полупроводниковые датчики способны работать в вакууме и в воздухе, их легко интегрировать в эксперименты. Например, алмазные детекторы (синтетические бриллианты) зарекомендовали себя для измерения импульсных пучков с экстремально высокой скважностью: из-за высокой подвижности носителей заряда и радиационной стойкости они выдерживают мощности доз до 10^{12} Гр/с без насыщения. В опубликованных исследованиях отмечается, что фотопроводящие алмазные детекторы остаются линейными при колоссальных мгновенных дозах и обеспечивают отличное временное разрешение, что делает полезными для диагностики импульсных мощных

пучков [72]. К недостаткам полупроводниковых детекторов можно отнести то, что они подвержены радиационному повреждению – при накопленной дозе их характеристики (ток утечки, чувствительность) могут меняться, требуя периодической перекалибровки или замены. Диоды имеют ограниченный динамический диапазон по интенсивности: при слишком больших флюенсах за короткое время они могут насыщаться или даже выходить из строя. Кроме того, их отклик зависит от энергии частиц (не все энергии равномерно регистрируются). Поэтому полупроводниковые датчики часто калибруются для конкретного типа излучения и условий эксперимента. Тем не менее, для мониторинга стабильности пучка, измерения относительных профилей и быстрого счета частиц (при умеренных нагрузках) они чрезвычайно удобны и активно применяются.

1.3.2.4 Пассивные интегральные методы.

К ним относятся детекторы, которые накапливают информацию о флюенсе в ходе облучения, а считываются и анализируются после экспозиции, например – радиохромные плёнки [19]. Они представляют собой тонкие полимерные плёнки, изменяющие оптическую плотность под действием ионизирующего излучения. По потемнению пленки (оцененному денситометрически или сканером) можно определить поглощенную дозу, а зная условия облучения – вывести флюенс. Радиохромные пленки широко используются в радиотерапии для визуализации дозового распределения, в том числе и для протонных и ионных пучков. Они обладают высоким пространственным разрешением (до десятков мкм) и относительной простотой использования. Для тяжелых частиц их калибровка сложнее, чем для фотонов, но существуют методики калибровки плёнок на пучках протонов, электронов, ионов углерода и др.. Похожими свойствами обладают аланиновые дозиметры и другие твердотельные детекторы – они измеряют интегральную дозу, из которой можно рассчитать флюенс. Ещё один пример пассивного метода – трековые детекторы (диэлектрические трек-регистраторы, такие как CR-39, или современные флуоресцентные трек-

детекторы). Когда тяжелые заряженные частицы проходят через такой материал, вдоль их трека остаются повреждения. Химическое травление (для CR-39) или специальное считывание позволяет визуализировать треки и подсчитать их количество и распределение. Таким образом определяется флюенс и даже спектр линейной передачи энергии (ЛПЭ). Преимущество трековых детекторов – возможность индивидуального подсчета тяжелых ионов, отличное разрешение для плотно ионизирующих частиц. Они применяются, например, для мониторинга космических тяжелых ионов или при калибровке нейтронных полей через конверсию в заряженные частицы. Недостатком является трудоемкость процедуры считывания (микроскопия и подсчет тысяч треков) и то, что метод – неоперативный.

С помощью активационных мишеней флюенс определяется постфактум через измерение активности. Их сильная сторона – возможность измерения очень большого флюенса (когда другие детекторы насыщаются). Например, алюминиевые фольги использовались для измерения высоких значений флюенса вплоть до 10^{15} част/см² [71].

Каждый из перечисленных методов имеет свои области и специфику применения. Для обеспечения надежности часто используют несколько методов параллельно.

В таблице 1.2 приведено сравнение методов измерения флюенса/потока: представлены оценки диапазонов и погрешностей для протонных пучков (частиц/см²·с – для плотности потока, част/см² – для интегрального флюенса).

Таблица 1.2 – Сравнение методов измерения флюенса/потока ТЗЧ

Метод	Диапазон интенсивностей	Влияние на пучок	Оценка погрешности, %
Цилиндр Фарадея	10^{-12} – 10^{-4} А (10^5 – 10^{11} част/см ² ·с)	Полное поглощение	3–5
Ионизационная камера	10^{-11} – 10^{-7} А (10^4 – 10^8 част/см ² ·с)	Минимальное	3–5
Полупроводниковые диоды	10^{-12} – 10^{-6} А (в зависимости от площади диода)	Частичное поглощение	5–10

Радиохромные пленки	10^5 – 10^{10} част/см ² (интегрально)	Минимальное	5–10
Трековые детекторы	10^3 – 10^8 част/см ² (интегрально)	Минимальное	5
Активационные фольги	Более 10^7 част/см ² (интегрально)	Минимальное	5–15

Из таблицы видно, что нет универсального метода, идеально покрывающего все случаи. Выбор метода определяется задачей. Непрерывное совершенствование методов измерения флюенса остаётся актуальным. Требования к точности и диапазону растут: от обеспечения однородности дозы с точностью до нескольких процентов в онкологии до регистрации единичных частиц в космических экспериментах.

1.4 Пробег тяжелых заряженных частиц

Одним из основных преимуществ протонной и ионной лучевой терапии является наличие у пучка заряженных частиц конечной длины пробега в ткани – так называемого пика Брэгга, на глубине которого сосредоточена основная доза. Это позволяет резко уменьшить нагрузку за пределами мишени по сравнению с фотонным облучением. Однако это преимущество реализуется лишь при условии точного знания и реализации точного значения пробега частиц в теле пациента. На практике пробег протонов и тяжелых ионов в тканях определяется с заметной неопределенностью из-за погрешностей визуализации, вариабельности положения и состояния органов, неточностей дозных расчетов и других факторов. Чтобы компенсировать эти неопределенности, в клинике применяются дополнительные «запасы» по глубине: типично к расчётной глубине добавляют порядка 2,5–3,5 % от пробега плюс 1–3 мм. Например, при запасе в 3,5 % + 1 мм, что при пробеге в 20 см эквивалентно намеренному «перелёту» порядка 8 мм за мишень. С одной стороны, такой консерватизм предотвращает недооблучение опухоли при возможном уменьшении пробега, но с другой – частично нивелирует дозовые преимущества, поскольку здоровые ткани за мишенью могут получить дозу из-за избыточного количества частиц. Следовательно,

снижение неопределенностей пробега способно повысить эффективность и безопасность терапии за счёт сокращения побочных негативных эффектов. [73]. Протонные и особенно углеродные установки значительно более чувствительны к таким неопределённостям по сравнению с фотонными, из-за крутого спада дозы за пиком Брэгга [74]. Для минимизации рисков разрабатываются как новые методы планирования, так и методы верификации пробега *in vivo*. В случае тяжёлых ионов (углерода и тяжелее) прибавляется сложность ядерной фрагментации: часть ядра распадается на более лёгкие фрагменты, которые летят дальше, создавая «хвост» дозы за основным пиком. Неопределённость в сечениях этих ядерных взаимодействий также влияет на точность расчётов глубины распространения дозы. Поэтому измерение реальных пробегов тяжёлых ионов в средах (воде, тканевых эквивалентах) необходимо для обеспечения высокого качества адронной терапии.

Вторая область, где крайне важно знать пробег тяжелых заряженных частиц, – это радиационные испытания электроники на эффекты одиночных сбоев и отказов. В космических условиях ионные компоненты галактических космических лучей способны проникать сквозь экранирование спутников и вызывать сбои в микроэлектронике. Для имитации таких воздействий на Земле используются ускорители тяжёлых ионов, облучающие микросхемы. Критичным является выбор энергии иона: его пробег в кремнии должен превышать глубину залегания чувствительных слоёв схемы, иначе тяжёлые ионы могут полностью не достигать активно работающих транзисторов. На практике требуется, чтобы пробег ионов был не менее 30 мкм в кремнии, что обычно обеспечивает проникновение через защитные слои к чувствительным областям микросхемы. С развитием технологии трёхмерных (многослойных) интегральных схем этот критерий ужесточается: в устройствах с многослойной компоновкой толщина кристалла может достигать сотен микрометров, и ионы с пробегом 30 мкм способны повредить только верхние слои. Недавние исследования показывают необходимость увеличения энергии испытательных ионов: например, для полномасштабного охвата трёхслойной

SRAM-памяти требуется пробег порядка 90 мкм. Высокоэнергетичные тяжёлые ионы (с энергией порядка сотен МэВ/нуклон) позволяют достичь чувствительных элементов без разборки корпуса и равномернее распределить ЛПЭ по глубине структуры [75]. С точки зрения методики испытаний, знание пробега подтверждается либо расчетом по программам типа SRIM, либо предварительной калибровкой на образцах известной толщины. Если энергия ионов слишком мала – они затормозятся в корпусе или верхних слоях и не вызовут событие в целевой области, а если избыточна – ионы пройдут сквозь кристалл, теряя лишь часть энергии внутри, что тоже усложняет интерпретацию результатов. Таким образом, для правильной квалификации радиационной стойкости компонентов необходимо точно оценивать и контролировать пробег тяжелых ионов. Достоверные данные о длине пробега ионов важны не только в медицине и испытаниях ЭКБ, но и в ряде других областей: при ионной имплантации и модификации материалов, в методах ионно-лучевого анализа (RBS, ERDA и др.), ядерной физике и астрофизике, – везде, где изучается прохождение частиц через вещество. Несмотря на десятилетия исследований, до сих пор отмечаются расхождения между расчётными моделями и экспериментальными значениями пробегов для разных комбинаций ионов и материалов [76–80]. Это подчёркивает необходимость всестороннего подхода к оценке пробега – с использованием как вычислительных, так и экспериментальных методов, а также взаимной верификации этих подходов.

1.4.1 Расчетные методы определения пробега ТЗЧ

1.4.1.1 Аналитические и табличные модели.

Классическим подходом к оценке пробега ТЗЧ является интегрирование её удельных потерь энергии (тормозных способностей) по пробегу в среде. Модель Бете–Блоха описывает удельные потери энергии иона в веществе на основном участке траектории (за исключением очень низких скоростей) и служит основой для большинства расчётов. Формула Бете–Блоха устанавливает зависимость тормозной способности dE/dx от скорости

частицы, её заряда Z , а также свойств мишени (плотности, атомного номера и среднего потенциала ионизации). В неё включаются поправки на плотностное торможение (при релятивистских скоростях), эффекты оболочек, поляризации среды и др. Важнейшим параметром модели является средний потенциал ионизации атомов среды. Для воды, принятой в качестве эквивалента мягких тканей, этот параметр долгое время имел неопределённость порядка нескольких процентов, что приводило к погрешности в значении пробега. Современное усреднённое значение в 79 эВ было получено из совокупности последних экспериментов. На основе теории Бете–Блоха для расчёта пробега применяются методы непрерывного замедления (CSDA) – т.е. интегрирование энергии до нуля с использованием табулированных или параметризованных значений dE/dx . Широко известны таблицы и эмпирические формулы, рекомендованные Международной комиссией по радиационным единицам (ICRU): в отчётах ICRU № 49 и 73 приведены данные по пробегам протонов, альфа-частиц и более тяжёлых ионов до Ag включительно в различных средах. Также доступны базы данных NIST (серия PSTAR/ASTAR/MSTAR) для тормозных способностей протонов, альфа-частиц и ионов с $Z > 2$. Эти табличные данные основаны на обобщении многочисленных измерений и теоретических расчетов и обычно служат эталоном для верификации других методов расчёта. Популярна программа SRIM (Stopping Range of Ions in Matter (Ziegler et al.)), позволяющая вычислять пробег и полный профиль торможения для произвольных ионов в широком диапазоне энергий и материалов. SRIM использует модифицированную модель Бете–Блоха с учётом эмпирических поправок и, как показал статистический анализ. SRIM покрывает большее число комбинаций ион/вещество, чем отдельные таблицы ICRU. Другие программы – например, ATIMA (GSI, Германия), LISE++ (GANIL, Франция) и пр. – используются в узких областях, включая расчёт пробегов продуктов ядерных реакций и оценку страгглинга (статистического разброса пробегов). Для смесей и соединений часто используется правило аддитивности Брэгга, согласно которому массовые потери энергии в смеси – это взвешенная сумма

по элементному составу. В ряде случаев наблюдаются отклонения от правила Брэгга (особенно для плотных молекулярных соединений), которые учитываются эмпирически – например, в SRIM встроена коррекция на твердотельные эффекты для различных материалов [11, 77, 78, 81, 82]. Существуют точные параметрические модели, где непрерывная кривая зависимости глубины пробега от энергии аппроксимируется по точкам таблиц. Например, в работе [83] сравнивались четыре параметризации зависимости «энергия/пробег» для протонов: показано, что сплайн-интерполяция табличных данных даёт наименьшую погрешность реконструкции пробега, тогда как аналитическая дифференцируемая функция на основе уравнения Бете–Брэгга–Климена лучше воспроизводит форму кривой потерь энергии.

1.4.1.2 Моделирование методом Монте-Карло.

Другим мощным инструментом является моделирование пробега методом Монте-Карло. Программы типа Geant4, FLUKA, PHITS, SHIELD-HIT, MCNP и др. выполняют статистическое отслеживание большого числа частиц, детально симулируя их взаимодействия с атомами среды [73, 81, 84–86]. В таких симуляциях помимо постепенной потери энергии (ионизационного торможения) естественным образом учитываются стохастические процессы: ядерное рассеяние, образование фрагментов, отклонения траектории за счёт множественной кулоновской рассеяния и пр. Это позволяет получать распределение пробегов (среднее значение и стратглинг), а также распределения доз в сложной геометрической обстановке, приближенной к реальной задаче (пациент, электронный компонент и т.п.). К преимуществам методов Монте-Карло относят то, что они опираются не на усреднённые таблицы, а на микрофизику треков. Следует отметить, что их применение долгое время было ограничено большими вычислительными затратами. В последнее десятилетие, благодаря развитию вычислительной техники, методы Монте-Карло всё шире применяются на практике: используются для независимого пересчёта плана облучения и проверки точности более простых алгоритмов в системе планирования. Методы Монте-

Карло учитывают эффекты многократного рассеяния, из-за которых в аналитическом приближении могут возникать локальные «хвосты» дозы за расчётной границей поля [73]. При этом необходимо отметить, что достоверность моделирования пробега зависит от качества заложенных в код физических моделей. Например, для корректного предсказания вторичного излучения (γ -квантов, позитрон-активных нуклидов, выбитых нейтронов) требуется точная модель ядерных взаимодействий, что является нетривиальной задачей [74].

1.4.1.3 Сравнение и границы применения расчетных методов.

В условиях хорошо определённой однородной среды (например, пучок в воде или кремнии) различные расчётные методы, как правило, дают близкие результаты. Так, при энергиях протонов порядка десятков МэВ расхождения между таблицами ICRU, кодом SRIM и экспериментальными измерениями составляют доли процента [81]. Для более тяжёлых ионов погрешности могут быть несколько выше из-за большего вклада ядерных эффектов и неопределённости потенциала ионизации. Существенные расхождения между моделями и экспериментальными данными возникают в сложных случаях: при сложном составе среды (например, человеческое тело, содержащее кости, воздух в лёгких и прочие неоднородности), где алгоритмы планирования могут давать систематическую ошибку. Измерения показывают, что в лёгочной ткани система планирования может заметно переоценивать глубину проникновения пучка: при сравнении с измерением для фантома лёгкого расчётная доза не прошла критерий 3 %/3 мм более чем в 50 % точек, тогда как метод Монте-Карло для тех же условий укладывался в допуск в 85 % точек [85]. Для частиц с большими атомными номерами и энергиями – т.е. для особо тяжёлых ионов (типа Fe, Bi) – точность применяемой теории снижается, и повышается роль эмпирических подгонок. Например, для ионов Bi в кремнии расчёты по разным моделям показывали разброс, требующий сопоставления с экспериментом [76]. Для составных мишеней и композитных материалов применение правила Брэгга–Клеймена без поправок может приводить к

ошибкам: в таких случаях рекомендуется использовать либо специализированные коды (SRIM с опцией compound correction, PSTAR для пластических материалов и др.), либо проводить опытную калибровку (например, измерять эквивалентную по пробегу толщину материала на установке).

1.4.2 Экспериментальные методы измерения пробега ТЗЧ

1.4.2.1 Прямое измерение глубины пробега в однородном поглотителе.

Базовым экспериментальным методом является измерение распределения дозы (или интенсивности пучка) по глубине с помощью поглотителей или детекторов с возможностью менять толщину материала перед детектором. В контексте медицинских пучков стандартом является водный фантом с передвигаемой ионизационной камерой: регистрируется глубинно-дозовое распределение и положение пика Брэгга принимается за пробег пучка в воде. Такой подход используется при вводе установки в эксплуатацию и регулярном контроле энергии пучка. Недостатком такого метода является трудоёмкость, необходимость специального оборудования (большой резервуар, прецизионный движок), а также сложность транспортировки (водные фантомы стационарны). В качестве мобильной альтернативы разработаны многослойные детекторы, в которых пучок поэтапно замедляется и регистрируется. Пример – многослойный цилиндр Фарадея (МСЦФ). Это устройство представляет собой набор из десятков чередующихся поглощающих пластин и датчиков заряда: по мере прохождения ионы полностью останавливаются на разных слоях в зависимости от их начальной энергии, и суммарный заряд на каждом слое фиксируется. В результате МСЦФ предоставляет функцию распределения числа частиц по глубине (фактически – интегральную кривую Брэгга, но по заряду, а не по дозе). Положение пика этой кривой однозначно связано с пробегом частиц в эквиваленте воды (после соответствующей калибровки на известной энергии). МСЦФ компактны, портативны и требуют

кратковременной экспозиции для оценки параметров пучка, поэтому считаются подходящими для долговременного мониторинга параметров ускорителя [22, 87]. Другой вариант послойного детектирования – многослойная ионизационная камера: набор тонких параллельных ионизационных камер или сцинтилляционных детекторов, разделённых прослойками материала. Аналогично МСЦФ, такой детектор регистрирует профиль потерь энергии частицы по глубине и позволяет определить точку остановки. Разрешение метода определяется шагом между слоями (порядка 1–2 мм), зато измерение выполняется за один выпуск пучка без механического сканирования. Коммерчески доступны системы для быстрой верификации энергии пучка при настройке режимов облучения. В лабораторной практике иногда применяются твердотельные трековые детекторы (например, пластик CR-39): пластинки материала размещаются серией по глубине, и после облучения химическим травлением проявляются треки ионов. По максимальной длине треков в каждом пластике можно определить, до какого слоя долетели частицы заданной энергии. Этот метод не требует электроники и может фиксировать единичные треки (например, от космических частиц или пучков малой интенсивности), однако он трудоёмкий и даёт результат с задержкой (после проявки).

Помимо определения полной длины пробега, важна задача прецизионного измерения удельных потерь энергии – для пополнения справочных таблиц и проверки моделей. Здесь применяются методы ядерной физики: например, метод обратного рассеяния и метод просвечивания тонкой фольги. В первом случае моноэнергетический пучок лёгких ионов (например, α) направляют на исследуемый материал, и измеряют спектр энергий ионов, рассеянных обратно – по нему восстанавливают тормозную способность в данном веществе. Во втором случае используют тонкую (микронной толщины) мишень, через которую пролетают ионы: измерив их энергию до и после прохождения (например, с помощью детекторов и метода времени пролёта), вычисляют потерю энергии в слое, т.е. dE , откуда зная толщину

получают dE/dx . Стоит отметить, что для реализации данного подхода требуются специальные условия (высокий вакуум, тончайшие однородные пленки вещества, прецизионные спектрометрические детекторы). Новые данные о тормозных способностях, полученные подобным образом, регулярно уточняют таблицы для расчётов пробега. К примеру, в работе [80] были приведены новые измерения тормозной способности ионов O, Si, Ti, Au в тонких плёнках SiO_2 , Nb_2O_5 и Ta_2O_5 время-пролетным методом, подтвердившие ранее заявленные значения и давшие дополнительный материал для сравнения моделей.

1.4.2.2 Методы *in vivo* и специализированные методы.

Наибольший практический интерес представляют методы контроля пробега непосредственно в объекте облучения – например, внутри пациента во время терапии. Прямое размещение датчиков в теле обычно невозможно, поэтому разрабатываются неинвазивные методы контроля на основе регистрации излучений, сопутствующих торможению пучка. Заряженные частицы при взаимодействиях с ядрами среды вызывают возникновение вторичных квантов и частиц, которые могут выходить из объекта и нести информацию о том, где произошла основная остановка пучка [74]. К таким подходам относятся прежде всего: позитрон-эмиссионная томография (ПЭТ) после облучения, детектирование "промт- γ " квантов (мгновенно испускаемых гамма-квантов) в реальном времени.

При облучении протонами или ионами углерода в облучаемой среде индуцируются бета-плюс активные изотопы (например, ^{15}O , ^{11}C в случае углерода), которые затем распадаются с испусканием позитронов. ПЭТ-сканирование облученной области (либо непосредственно в терапевтическом зале портативными детекторами, либо в течение нескольких минут после сеанса на штатном ПЭТ-томографе) позволяет построить трёхмерную картину распределения наведенной активности. Поскольку образовавшиеся нуклиды преимущественно возникают вдоль трека пучка, их распределение коррелирует с полем дозы и, в частности, дальность их накопления

приблизительно соответствует глубине пробега частиц. Однако разрешение ПЭТ ограничено диффузией позитронных эмиттеров в биотканях (время жизни изотопов – секунды, за которые они могут сместиться до нескольких миллиметров кровотоком), а также статистическим шумом при низкой активности. Тем не менее ПЭТ остаётся ценным инструментом верификации: расхождение между предсказанным и измеренным распределением активации указывает на ошибку в пробеге, что может служить поводом для коррекции планирования последующих фракций облучения.

Гораздо более оперативный способ – регистрировать γ -кванты, испускаемые практически мгновенно при неупругих ядерных взаимодействиях частиц (детекторы промт- γ). Такие гамма-кванты (с энергиями от сотен кэВ до десятков МэВ) испускаются вдоль трека, и особенно интенсивно – при остановке пучка, где сечение ядерных реакций максимально. Регистрируя их вне пациента с помощью коллимированных камер или по времени пролёта, можно определить положение дистального фронта дозы. Разработаны несколько типов детекторов: коллимированная камера (камера Энгера) со щелевой коллиматорной прорезью, направленной на глубину пика – даёт проекционное изображение эмиссии и позволяет заметить смещение пика на 1–2 мм; время-пролетный датчик без коллиматора, определяющий глубину по времени вылета γ (метод требует пучка с субнаносекундной структурой и очень быстрых детекторов). Созданы прототипы таких систем, проходящие клинические испытания (например, система Prompt Gamma Camera компании IBA для протонных пучков). Преимущество метода – в непрерывном контроле: сигнал обрабатывается во время облучения, и при значимом отклонении показаний от предполагаемых можно прервать сеанс, не дожидаясь нежелательных последствий. К недостаткам метода можно отнести чрезвычайно низкий сигнал на фоне интенсивного нейтронного излучения, требующий сложной защиты и высокой чувствительности детекторов; необходимость калибровки под каждую конфигурацию пучка; ограниченная точность (порядка нескольких

миллиметров), достаточная для обнаружения грубой ошибки, но пока недостаточная для полного отказа от других методов.

Как видно, вычислительные и экспериментальные подходы к определению пробега ТЗЧ дополняют друг друга. Расчётные методы позволяют сэкономить время и ресурсы, предсказывая пробег частицы еще до эксперимента или лечения. Они особенно эффективны в условиях, где накоплен значительный эмпирический материал (протоны, альфа-частицы, лёгкие ионы в простых средах): здесь лучшие из кодов (SRIM, ICRU) обеспечивают точность, сравнимую с разбросом самих экспериментальных данных. Однако при отклонении от «типовых» условий (новые материалы, очень тяжёлые ионы, сложная геометрия) расчёты требуют осторожной интерпретации. Модели Монте-Карло дают более полную картину (включая дозовое распределение и страгглинг пробега), но их надёжность зависит от качества заложенных ядерно-физических моделей; кроме того, они требуют больших вычислительных мощностей. В медицине методы Монте-Карло постепенно интегрируются в практику для особых случаев, тогда как планирование большинства обычных полей всё ещё базируется на проверенных параметризованных алгоритмах – с введением консервативных допусков на случай ошибочной оценки пробега. В клинической практике экспериментальные данные (кривая Брэгга в воде, пробеги в фантомах разной плотности) лежат в основе настройки системы планирования и процедур обеспечения качества. В радиационном материаловедении и тестировании электроники экспериментальные измерения пробегов (через плёнки, датчики и пр.) необходимы для верификации того, что испытательный пучок действительно имитирует требуемые космические условия. Без такой проверки существует риск либо создать недостаточные для испытаний прибора условия (ион не дошел до нужного слоя микросхемы), либо наоборот создать неоправданно тяжёлые условия (ион прошёл насквозь, создав меньшую линейную передачу энергии в чувствительном слое, чем в реальности в условиях космоса).

Развитие технических средств требует повышения точности определения пробега заряженных частиц. В протонной лучевой терапии снижение погрешности определения этого параметра обеспечивается за счет совершенствования методов визуализации (протонной и двухэнергетической компьютерной томографии для уточнения состава тканей), а также контроля глубины проникновения пучка непосредственно в процессе облучения пациента. Первые системы клинического контроля (промт-γ камеры) уже показали принципиальную работоспособность, хотя пока и не избавили полностью от необходимости дополнительных мер. В сфере испытаний ЭКБ тенденция также идёт к увеличению энергии ионов: появляются установки, способные ускорять тяжёлые ядра до сотен МэВ/нуклон (GANIL, GSI, CERN), чтобы пробеги покрывали самые толстые многослойные микросхемы [75]. Это требует пересмотра некоторых методик, поскольку при таких энергиях ионы могут генерировать дополнительные эффекты (проходя объект насквозь, создавать вторичные частицы и т.д.). Тем не менее повышение энергий открывает возможность испытаний без разборки приборов, что экономически и практически выгодно.

Точное определение пробега тяжелых заряженных частиц является важным как для успешной реализации преимуществ дозового распределения в адронной терапии, так и для достоверной оценки радиационной стойкости электронной аппаратуры. Сравнение методов показывает, что ни один из них не является универсально достаточным: расчетные модели обеспечивают основу и прогноз, но должны корректироваться на основе экспериментальных данных, особенно в новых условиях. В то же время сами эксперименты часто ограничены набором базовых материалов и фиксированными условиями облучения, из-за чего для интерполяции и экстраполяции результатов приходится опираться на расчеты. В совокупности применение комплекса методов – сочетание проверенных аналитических моделей, моделирования методом Монте-Карло и прямых измерений пробега – позволяет достичь наилучшей точности и надёжности.

1.5 Вывод

Анализ современных методов и средств измерений характеристик фотонного, рентгеновского излучения, источников для брахитерапии, а также пучков протонов и тяжелых заряженных частиц показывает, что высокотехнологичные прикладные задачи требуют высокой точности определения радиационных параметров с погрешностью в пределах единиц процентов. Применяемые сегодня рабочие измерительные средства и расчетно-теоретические модели обладают выраженной энергетической зависимостью, подвержены радиационной деградации, требуют введения многочисленных эмпирических поправок и рядом других ограничений, что приводит к накоплению систематических погрешностей.

Научно обоснованным путем преодоления этих ограничений представляется создание системы метрологической прослеживаемости для ряда рассматриваемых величин: поглощенной дозы, флюенса, плотности потока и энергии частиц. Фундаментом этой системы должно стать создание верхних звеньев поверочной схемы, реализованных с помощью принципов, основанных на абсолютных методах измерений, максимально приближенных к физическим определениям данных величин. Реализация данной концепции позволит связать рабочие средства измерений с единицами СИ через непрерывную цепь поверок и калибровок, снизить зависимость от справочных расчетных данных и обеспечить единство измерений в сфере передовых радиационных технологий.

ГЛАВА 2. Разработка методов и средств воспроизведения единицы поглощенной дозы низкоэнергетического фотонного излучения.

Фотонное излучение низких энергий широко востребовано в современной медицинской физике и радиобиологии, находя применение в маммографии [88], брахитерапии [7], общей дерматологической лучевой терапии [89], лечении поверхностных новообразований кожи с помощью пограничных лучей (Grenz-ray therapy) [90], а также в передовых методах таргетного усиления дозы с использованием металлических наночастиц [91].

Особенность взаимодействия низкоэнергетического фотонного излучения с биологической тканью заключается в том, что при поглощении таких фотонов генерируется каскад вторичных низкоэнергетических и оже-электронов с нанометровым пробегом, что сопоставимо с диаметром спирали ДНК. Это приводит к резкому росту относительной биологической эффективности (ОБЭ) и формированию сложных, практически не поддающихся репарации двунитевых разрывов ДНК. Для лучевой терапии это свойство позволяет эффективно и локально уничтожать опухолевые клетки при минимальном повреждении окружающих здоровых тканей. В частности, высокая ОБЭ позволяет преодолевать радиорезистентность гипоксических опухолей, снижая требуемую терапевтическую дозу вдвое по сравнению со стандартным рентгеновским излучением. Кроме того, данный эффект лежит в основе передовых методов лечения, где локальная доза может быть усилена за счет доставки в опухоль металлических наночастиц.

Для обеспечения эффективности и безопасности лечения критически важно определять поглощенную дозу с высокой точностью. Согласно накопленным клиническим данным, отклонение полученной пациентом дозы от заданной не должно превышать 5 %, что устанавливает предел неопределенности дозиметрических измерений на уровне 3 % и обуславливает необходимость строгого методического обеспечения процесса передачи единицы поглощенной дозы в воде от первичного эталона рабочим клиническим дозиметрам [92].

В области обеспечения единства измерений существует потребность в поверке средств измерений, нижнее значение энергетического диапазона которых составляет 5 кэВ (в частности дозиметров рентгеновского излучения ДКР-АТ1103М, применяемых для целей обеспечения радиационной безопасности).

Государственный первичный эталон ГЭТ 38-2024 осуществляет воспроизведение единиц поглощенной дозы и мощности поглощенной дозы фотонного излучения в диапазоне энергий от 15 кэВ до 50 МэВ [93]. В рентгеновском диапазоне выше 15 кэВ измерения проводятся посредством калориметра в комплексе с графитовой экстраполяционной камерой, интегрированной в графитовый фантом. Основным элементом данных первичных преобразователей служит инновационный материал графлекс, представляющий собой тонкую пленку из высокочистого графита толщиной 0,12 мм. Он применяется в качестве поглотителя в калориметре и входного окна экстраполяционной камеры.

Воспроизведение единицы поглощенной дозы в диапазоне низкоэнергетического фотонного излучения (5–15 кэВ) представляет значительные метрологические сложности. При снижении энергии ниже 15 кэВ прямые калориметрические методы практически неприменимы из-за крайне малого пробега низкоэнергетических фотонов, не позволяющего зафиксировать микроскопическое повышение температуры в тонком слое воды или графита что делает необходимым применение иных подходов.

Для решения данной задачи предложена и реализована разработка специализированной экстраполяционной ионизационной камеры с фантомом из тканеэквивалентного материала. Применение плоскопараллельной камеры с изменяемым расстоянием между электродами позволяет реализовать метод экстраполяции для приведения измерений к нулевой толщине воздушного зазора. Конструкция, позволяющая монтировать входные окна из графитизированных ПЭТ пленок разной толщины, минимизирует поглощение

и рассеяние фотонов в рассматриваемом диапазоне энергий, обеспечивая возможность измерения дозы на требуемой малой глубине в воде.

2.1 Обоснование предложенного подхода к решению научной задачи.

При выборе наиболее высокоточного метода был проведен анализ работ наиболее авторитетных авторов [94–108].

Для диапазона низкоэнергетического фотонного (рентгеновского) излучения (5–15 кэВ) воспроизведение единицы поглощённой дозы в воде представляет значительные сложности [109–115]. Прямые калориметрические методы в этом диапазоне практически неприменимы – из-за крайне малого пробега таких фотонов в воде трудно зафиксировать микроскопическое повышение температуры в тонком слое воды (в случае применения водного калориметра). В результате основными становятся ионизационные методы измерения дозы. Однако методы, чаще всего применяемые в зарубежных лабораториях, основанные на применении стандартных ионизационных камер и калибровки по воздушной керме с последующим переходом к дозе вызывают большие неопределённости на низких энергиях [116]. Это обусловлено резким изменением коэффициентов массового поглощения энергии в области 5–15 кэВ и высокой чувствительностью результатов к точному знанию энергетического спектра излучения. Энергетическое и угловое распределение излучения в воздухе и в воде существенно отличаются [117]. Такой подход требует точных коэффициентов пересчёта, учета спектрального состава и множества поправок, что затрудняет достижение высокой точности. Так, например, в соответствии с протоколом Американской ассоциации медицинских физиков AAPM TG-61 (Protocol for kilovoltage x-ray beam dosimetry) относительная стандартная неопределенность (1σ) определения поглощенной дозы в воде с использованием ионизационной камеры прокалиброванной в единицах кермы в воздухе может достигать 4,7 % (для диапазона высоких напряжений 40 – 300 кВ, для более низких напряжений значение неопределенности будет выше) [118].

Для решения данной задачи предложено разработать экстраполяционную ионизационную камеру, позволяющую преодолеть указанные недостатки и обеспечить измерение дозы в воде с высокой точностью. Она представляет собой плоскопараллельную камеру с изменяемым расстоянием между электродами, помещённую в фантом из тканеэквивалентного материала [119]. Метод экстраполяции позволяет привести измерения к нулевой толщине воздушного зазора [12]. В конструкции камеры реализовано сверхтонкое входное окно из графитизированной плёнки, толщиной порядка единиц мг/см^2 (вариативно заменяемое под энергию излучения). Это минимизирует поглощение и рассеяние фотонов на входе, позволяя проводить измерения дозы на требуемой малой глубине в эквиваленте воды.

В высокоэнергетической дозиметрии фотонного излучения в качестве первичных преобразователей применяются графитовые или водные калориметры, напрямую измеряющий повышение температуры воды. Но в диапазоне 5–15 кэВ толщина слоя, в котором поглощается доза, составляет доли миллиметра, и реализовать калориметр с достаточным пространственным разрешением практически невозможно. Предлагаемая конструкция экстраполяционной камеры позволяет измерять ионизацию в воздушной полости камеры внутри тканеэквивалентного фантома, что позволяет определять поглощенную дозу в воде. Кроме того, предлагаемая конструкция камеры предусматривает специальное сменное окно и конфигурацию, позволяющую провести сличение (калибровку) с калориметром из состава первичного эталона ГЭТ 38-2024 при энергии фотонов более 15 кэВ. Эта особенность даёт возможность привязать показания камеры к абсолютному измерению поглощенной дозы, сравнив результаты измерений поглощенной дозы с помощью калориметра и экстраполяционной ионизационной камеры.

Для стандартной камеры минимальная физическая глубина, на которой она может оценить дозу, ограничена толщиной входного окна/стенки.

Например, даже специальные плоскопараллельные камеры для низких энергий имеют окно порядка десятков мг/см^2 , в то время как задача – оценка дозы на поверхности фантома. Экстраполяционная камера с пленочным окном (несколько мг/см^2) и регулируемым воздушным зазором позволяет измерять дозу практически у самой поверхности фантома.

Стандартные камеры обычно изготавливаются с графитовыми или алюминиевыми стенками и электродами [120]. У материалов с большим атомным номером при низких энергиях возрастает вероятность фотоэлектрического эффекта, что приводит к дополнительному поглощению и торможению электронов не так, как в воде. Камера предлагаемой конструкции выполнена из тканеэквивалентных материалов для электродов и корпуса. Благодаря этому спектральное и угловое распределение вторичного излучения в объёме камеры близко к таковому в воде, снижаются поправки на неэквивалентность среды, тогда как стандартные камеры требуют вычисления коэффициентов для перевода дозы в воздухе или в графите к дозе в воде.

Альтернативные методы дозиметрии низкоэнергетического излучения (термолюминесцентные дозиметры, плёнки [95], диодные датчики и прочие методы [121, 122]) не могут служить первичными эталонами и уступают по точности. Они требуют предварительной калибровки на известных дозах и сильно зависят от энергии излучения. Например, кремниевые диоды и ТЛД демонстрируют выраженную энергетическую зависимость чувствительности при низких энергиях излучения; без точной градуировки под конкретный спектр их показания ненадёжны. Химическая дозиметрия (ферросульфатный метод Фрикке [121, 123–125]) способна определить поглощённую энергию через выход продукта реакции, на практике в диапазоне 5–15 кэВ её применение затруднено: необходимо обеспечить равномерное облучение очень тонкого слоя раствора, учитывать повышенный выход химических продуктов при низких энергиях и пр. Даже если реализовать такой опыт, для интерпретации результатов всё равно потребуются данные о спектре и энергоотдаче в растворе, что возвращает проблему неопределённостей. В

итоге ни один из этих методов не достигает той степени точности и прямой прослеживаемости, которая нужна для воспроизведения единицы дозы.

Предлагаемая конструкция экстраполяционной ионизационной камеры с конструктивными улучшениями, подробно рассматриваемыми далее является оптимальным выбором для диапазона 5–15 кэВ. Она совмещает в себе преимущества первичного эталона (прямое измерение дозы в эквиваленте воды) и практическую реализуемость в условиях слабопроникающего излучения.

2.2 Разработка первичного преобразователя

Экстраполяционная ионизационная камера (ЭИК) представляет собой специальную плоскопараллельную ионизационную камеру, особенно рекомендуемую для дозиметрии слабо проникающего излучения, чувствительный объем которой можно изменять за счет регулировки расстояния между электродами, что позволяет проводить измерения при разных толщинах воздушного зазора и по методу экстраполяции получить дозу в пределе при нулевой толщине воздуха. Такой подход удовлетворяет условиям теории Брэгга-Грея, при которых малая газовая полость не вносит возмущений в поле излучения и ионизация в ней пропорциональна дозе в окружающем эквивалентно-тканевом материале [126, 127]. Ниже подробно описаны этапы моделирования и анализа при разработке конструкции ЭИК, выбора материалов для её элементов, а также процесс изготовления камеры.

2.2.1 Моделирование и анализ при проектировании ЭИК

Разработанная ЭИК [127] предназначена для прецизионного измерения поглощенной дозы фотонного излучения (рентгеновского диапазона) с энергиями от 5 кэВ в точке на поверхности фантома. Поэтому основными целями при проектировании были: минимизация поглощения и рассеяния излучения во входном окне камеры, обеспечение эквивалентности окружения камеры мягкой ткани или воде, и возможность точного определения расстояния между электродами (и соответственно чувствительного объема) для экстраполяции к нулевому зазору между электродами. Возможность

заменять съемные входные окна разной толщины предусмотрена для оптимизации под конкретный диапазон энергий.

Разработанная ЭИК имеет параллельные электроды, образующие переменный воздушный зазор (чувствительный объем). Один из электродов – входное окно – выполнен из тонкой графитизированной пленки, через которую в камеру поступает излучение. Второй – собирающий электрод – расположен параллельно окну внутри твердотельного фантома. Схематический вид ЭИК приведен на рисунке 2.1.

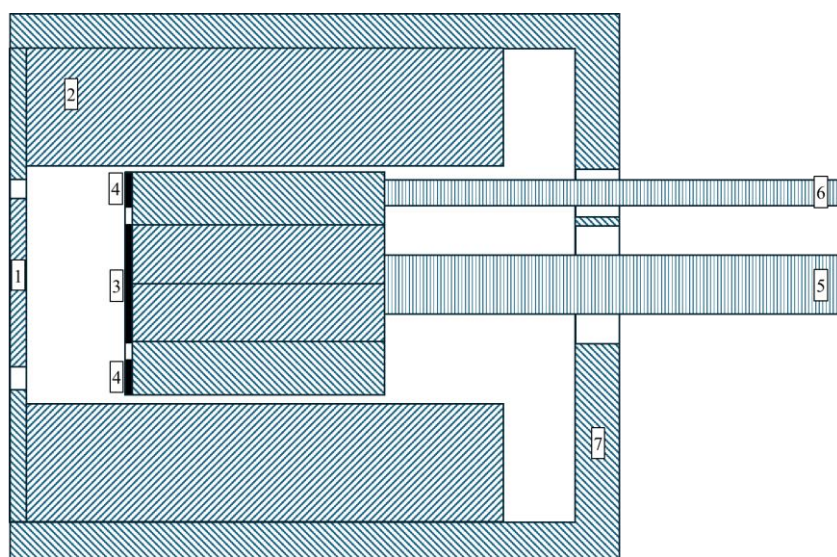


Рисунок 2.1 – Схематический вид ЭИК:

- 1 – входное окно из графитизированной пленки (потенциальный электрод);
- 2 – фантом; 3 – собирающий электрод; 4 – охранный электрод;
- 5 – микрометрическая головка; 6 – электронный индикатор часового типа

Основные параметры конструкции, обоснованные моделированием, следующие.

Толщина и материал входного окна: входное окно должно быть достаточно тонким, чтобы слабо задерживать низкоэнергетические фотонные лучи, но при этом обеспечивать измерение дозы на требуемой глубине. Были выбраны сменяемые входные окна из полиэтилентерефталатной (ПЭТ) пленки различной толщины с графитовым покрытием (600 нм, 0,12 мг/см²): для диапазона энергий 5-9 кэВ – 4 мкм (0,556 мг/см²), для 9-5 кэВ – 10 мкм (1,39 мг/см²). Для сравнительных измерений при 15 кэВ

используется окно 350 мкм. Эта пластина создает необходимую геометрию, при которой может проводиться сравнение показаний ЭИК с показаниями графитового калориметра при той же энергии.

Геометрия электродов и воздушного зазора: собирающий электрод изготовлен диаметром 30 мм, а вокруг него предусмотрен охранный электрод шириной 15 мм. Такое соотношение принято на основе расчетов поля для обеспечения однородности поля в чувствительной области. На рисунке 2.2 представлен расчет зависимости неравномерности поля от радиуса собирающего электрода.

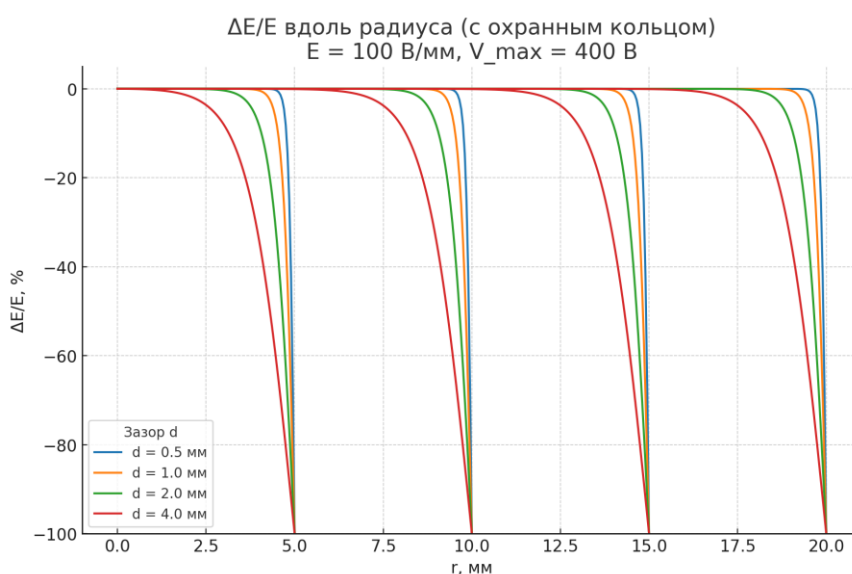


Рисунок 2.2 – Расчет зависимости неравномерности поля от радиуса собирающего электрода

Для выбора оптимального радиуса собирающего электрода было решено исходить из двух предпосылок: минимизация доли объема с неравномерностью более 1 % (что является общепринятым стандартом для дозиметрии с ионизационными камерами [2]) и минимизации емкости. Последняя предпосылка обусловлена тем, что чем меньше собственная ёмкость камеры быстрее устанавливается показание после изменения зазора, одновременно снижаются шумовой ток и зарядовые «скачки» при переключении полярности, упрощая требуемую фильтрацию и стабилизацию высоковольтного источника. Большая же ёмкость ухудшает отношение

сигнал/шум, повышает требования к усилителю и источнику высокого напряжения и увеличивает риск микропробоев, поэтому её минимизация критична для точности и оперативности дозиметрии.

На рисунке 2.3 представлен график зависимости процентного отношения зоны с неравномерностью в зависимости от диаметра собирающего электрода и величины зазора.

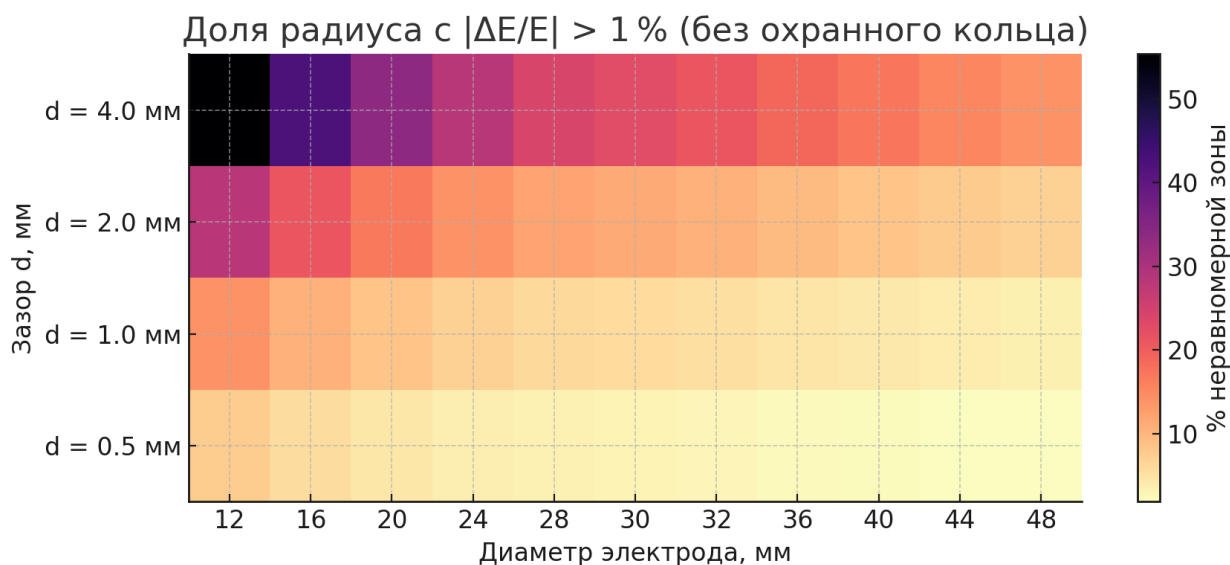


Рисунок 2.3 – График зависимости процентного отношения зоны с неравномерностью в зависимости от диаметра собирающего электрода и величины зазора.

Чем меньше процент, тем меньше «краевая» зона и тем однороднее поле. При рабочем критерии $\Delta E/E \leq 1\%$, диаметр 30 мм ($R = 15$ мм) даёт: $< 5\%$ неравномерной зоны для $d \leq 1$ мм; 10% для $d = 2$ мм; 20% для самого большого $d = 4$ мм (что можно компенсировать охранным кольцом). Увеличивать диаметр дальше 36–40 мм даёт лишь небольшое улучшение ($< 1\%$ зоны при $d = 0,5$ мм), но сильно увеличивает ёмкость.

Электроды разделены узким изолирующим кольцом; поле между ними при подводе высокого напряжения практически однородное в центральной области благодаря наличию охранного электрода. Расчеты подтвердили, что при выбранной конструкции напряженность поля в центральной части отклоняется менее чем на 2% вплоть до самого края электрода, а линии поля в чувствительном объеме параллельны, что важно для сбора ионов без потерь

на стенки. Охранный электрод на том же потенциале, что и собирающий электрод, эффективно устраняет краевые эффекты и утечки тока по изолятору. Таким образом, размер и конфигурация электродов были выбраны на основе моделирования параметров, направленного на достижение компромисса между чувствительностью (большая площадь дает больший ток) и требованиями однородности поля и минимизации краевых эффектов.

Диапазон регулировки расстояния между электродами: конструкция предусматривает изменяемый воздушный зазор от 0,5 мм до 25 мм с помощью микрометрического винта. Нижний предел 0,5 мм выбран исходя из практических ограничений выравнивания пластин и предотвращения электрического пробоя. Верхний предел 25 мм позволяет существенно увеличивать чувствительный объем при калибровке или измерении очень слабых пучков – большой объем дает больший ионизационный ток. Механизм микрометра обеспечивает шаг перемещения узла порядка 0,01 мм, что достаточно для плавной экстраполяции. Анализ линейности перемещения и параллельности электродов при разных позициях проводился с помощью 3D-модели в CAD и методом конечных элементов: в конструкцию добавлены три направляющих стержня из диэлектрика, обеспечивающих параллельность пластин при движении, и пружинный элемент, устраняющий люфт в паре «винт-гайка».

Рабочее напряжение выбирается таким образом, чтобы гарантированно обеспечивать сбор всех ионов (исключения рекомбинации). Было выбрано напряжение в 400 В при зазоре 10 мм (для других зазоров напряжение устанавливалось таким образом, чтобы обеспечить постоянство напряженности поля). Это создает напряженность поля в 40 В/мм, достаточное для насыщения тока ионизации даже при наибольшей плотности ионов. При меньших расстояниях напряжение может понижаться. Моделирование ионизационных потерь с помощью метода Монте-Карло (Geant4, физика PENELOPE) показало, что коэффициент рекомбинации при 400 В и зазоре 10 мм пренебрежимо малый ($<0,1\%$), а при 25 мм не превышает 0,5 % даже в

случае высокой интенсивности излучения. Таким образом, выбранные параметры гарантируют работу камеры в режиме насыщения. Входное окно подключается к высокому напряжению (оно играет роль анода), а собирательный электрод заземлен через электрометр. Полярность поля можно менять; при смене полярности контролируется уровень фонового тока. Однако для рассматриваемого диапазона 5–15 кэВ фотоны не вызывают значимых потоков δ -электронов, и отличие токов при смене полярности не превышает 1–2 %, что подтверждено тестами.

В процессе проектирования был использован комплексный подход, сочетающий несколько методов анализа и симуляций:

С применением Geant4 и MCNP были созданы детальные модели камеры в фантоме для исследования взаимодействия фотонов 5–15 кэВ с конструкцией. В частности, моделировалось прохождение рентгеновского излучения через входное окно и вычислялось глубинное распределение поглощенной дозы в области чувствительного объема и вокруг него.

Также было изучено влияние материала стенок и фантома: вычислялись степень эквивалентности на основании анализа отношений массовых коэффициентов поглощения энергии μ_{en}/ρ для воды и выбранных материалов. Результаты моделирования подтвердили, что при предложенной конструкции поправочные коэффициенты близки к единице, то есть камера практически не вносит возмущения в поле излучения, а показания пропорциональны дозе в эквиваленте воды. При выборе материалов была проведена оценка эффективного атомного номера ($Z_{\text{эфф}}$) и электронной плотности (Z/A) материалов, рассматриваемых для создания фантома (графит, PMMA (оргстекло), POM), относительно воды. Для воды $Z_{\text{эфф}} \approx 7,4$, у PMMA ($\text{C}_5\text{H}_8\text{O}_2$) он около 6,3–6,6, у POM (CH_2O) 6,8, у графита (C) ровно 6. Таким образом, органические пластики ближе к воде по $Z_{\text{эфф}}$, тогда как чистый углерод чуть сильнее отличается. ПЭТ-пленка с напылением графита (например, майлар) обладает низким Z (состав $\text{C}_{10}\text{H}_8\text{O}_4$, $Z_{\text{эфф}}$ 6,9) и высокой прочностью при малой толщине, а графитовое покрытие придает проводимость. Графит (углерод)

имеет Z ниже эффективного номера воды, но учитывая мизерную массу слоя (микрограммы на см^2), его влияние на спектр минимально. Аналогии такой конструкции широко применяются: например, в эталонной камере Böhmer фирмы PTW входное окно – это графитизированная ПЭТ-пленка [120]. Однако за счет более высокой плотности графита требуемая толщина для эквивалентности воды уменьшается. По данным NIST массовые коэффициенты поглощения энергии μ_{en}/ρ для этих материалов при 15 кэВ для воды $\approx 1,374 \text{ см}^2/\text{г}$, для PMMA $\approx 0,832 \text{ см}^2/\text{г}$, для POM $\approx 0,9 \text{ см}^2/\text{г}$ (оценочно), для углерода $\approx 0,563 \text{ см}^2/\text{г}$ [128]. Это значит, что для достижения одинакового поглощения для данной энергии слой PMMA должен быть толще водного примерно в 1,65 раза, а слой графита – в 2,4 раза. Эти расчеты использовались при проектировании толщины стенок и входных окон: так, $7,5 \text{ мг}/\text{см}^2$ ПЭТ пленки соответствует по ослаблению примерно $7,03 \text{ мг}/\text{см}^2$ воды. Учитывая подобные соотношения, были обеспечены условия, при которых суммарная эквивалентная глубина «входное окно + воздух до собирающего электрода» соответствовала требуемым $7 \text{ мг}/\text{см}^2$ в воде для всех используемых материалов с учетом энергии излучения. Предложенная в данной работе конструкция камеры подразумевает использование сменных окон подобного типа разных толщин, что позволяет подстроиться под энергию излучения: от $0,5 \text{ мг}/\text{см}^2$ для 5–8 кэВ и до $7 \text{ мг}/\text{см}^2$ для 15 кэВ.

С помощью электростатического моделирования (COMSOL) было смоделировано распределение электрического поля внутри камеры. Помимо этого, посредством COMSOL проведен анализ на пробой и утечки: рассчитано распределение потенциала на изолирующем кольце и определены оптимальные места для установки охранного электрода и выводов. Конструкция обеспечивает условия, при которых напряженность поля на острых кромках деталей не превышает критических значений, а ток утечки по поверхности диэлектрика (например, при влажности до 80 %) минимален. Минимизации утечек удалось достичь за счет использования качественных изоляторов (тефлон, полиимид) и применения охранного электрода.

Таким образом, на этапе моделирования была полностью отработана конструкция ЭИК: от геометрии и материалов до электрических параметров. Все критические параметры (толщина окна, размер и расстояние электродов, материал фантома) были выбраны на основании результатов этих анализов и оптимизированы для обеспечения высокой точности измерений дозы на глубине 7 мг/см^2 в воде при энергиях 5–15 кэВ.

Собирающий электрод и охрannое кольцо выполнены из графитизированной ПЭТ-пленки (лавсана). Рассматривались два варианта – либо чисто графитовые пластины, либо из ПЭТ-пленки с покрытием. Полностью графитовые электроды имеют преимущество низкого тока утечки (нет диэлектрика, требующего покрытий), однако они хрупки и труднее в обработке. Был выбран компромисс: основа собирающего электрода – диск из лавсана, на рабочие поверхности которого нанесен тонкий слой графитовой смеси. То же касается и охрannого кольца. В результате получился жесткий устойчивый к механическим воздействиям электрод с проводящим слоем. Покрытие графитом обеспечивает равномерный электрический потенциал по всей площади. Для контроля качества покрытия измерялось поверхностное сопротивление с целью обеспечения быстрой утечки заряда и исключения эффекта накопления заряда на диэлектрике.

При проектировании корпуса камеры с интегрированным фантомом были применены три материала: графит, полиметилметакрилат (ПММА) и полиоксиметилен (ПОМ). ПММА ($\text{C}_5\text{H}_8\text{O}_2$, плотность $1,18 \text{ г/см}^3$) и ПОМ $(\text{CH}_2\text{O})_n$ (плотность $1,42 \text{ г/см}^3$) – широко используемые в дозиметрии эквивалентные воде материалы. Они близки к воде по элементному составу (состоят только из Н, С, О, без примесей с высоким Z) и по электронной плотности. В литературе отмечено, что ПММА является одной из лучших имитаций мягкой ткани для рентгеновских пучков до сотен кэВ [129]. Графит традиционно используется в первичных эталонах – например, графитовые фантомы и калориметры применяются в национальных лабораториях для воспроизведения единицы поглощенной дозы [2, 130]. Хотя по химическому

составу графит отличается от воды (отсутствует водород, Z_{eff} ниже), его однородность и стабильность дают преимущества. Под эквивалентностью воде понимается, что материал в заданной геометрии ослабляет и рассеивает излучение почти так же, как вода, и для заряженных частиц обладает той же тормозной способностью. Практически, это означает близость массового коэффициента ослабления μ/ρ , массовой тормозной способности S/ρ и массового коэффициента поглощения энергии μ_{en}/ρ к соответствующим значениям для воды.

Анализ литературы показал, что в низкоэнергетическом диапазоне от 5 до 15 кэВ наблюдаются умеренные расхождения в дозиметрических характеристиках материалов фантома и воды. Так, для фотонов с энергией 10 кэВ массовый коэффициент поглощения энергии μ_{en}/ρ для ПММА составляет 3,03 см²/г, что на 39 % ниже значения для воды (4,94 см²/г). Данное различие обусловлено высокой массовой долей кислорода в воде (88,8 %) по сравнению с ПММА (32 %). У полиоксиметилена (ПОМ) за счет более высокого содержания кислорода (53,3 %) показатели первичного взаимодействия ближе к водной среде. При энергиях 10–15 кэВ вклад комптоновского рассеяния в полное ослабление мал (менее 10 %), и определяющее значение приобретает фотоэлектрическое поглощение, зависящее от эффективного атомного номера материала (Z_{eff}). По массовой электронной плотности ПММА близок к воде (различие около 2,8 %), однако из-за разницы в физической плотности объемная электронная плотность ПММА выше, чем у воды на 14,5 %, а у ПОМ – на 36 %, что необходимо учитывать при оценке комптоновского рассеяния. С точки зрения переноса заряженных частиц важными параметрами являются физическая плотность среды и ее средний потенциал ионизации (I). По массовой тормозной способности ПММА близок к воде во всем диапазоне энергий вторичных электронов. Так, по данным ICRU, полная массовая тормозная способность S/ρ для электронов с энергией 0,2 МэВ в воде составляет 2,47 МэВ·см²/г, а в ПММА – 2,34 МэВ·см²/г (разница около 5 %). Таким образом, несмотря на

существенные различия в сечении первичного фотоэлектрического взаимодействия фотонов низких энергий, дальнейший радиационный пробег и массовые потери энергии сформированных вторичных электронов в ПММА протекают практически так же, как в водной среде [131–135].

Кроме того, были учтены практические соображения: ПММА и ПОМ легко обрабатывать (точить, сверлить), они устойчивы к старению и доступны в чистом виде без примесей. Все материалы сухие и радиационно стойкие, не выделяют летучих примесей, что снижает токи утечки. Перед сборкой все пластиковые детали были прогреты при 50 °С в вакууме для дегазации, эти меры приняты, чтобы минимизировать дрейф нулевого тока и повышенную ионизацию от примесей воздуха.

Чтобы выбранный материал действительно вел себя аналогично водному фантому, размеры твердотельного фантома должны быть достаточными. Фантомы, разработанные для ЭИК выполнены в форме цилиндрических блоков диаметром 150 мм и толщиной 50 мм. Камера устанавливается заподлицо с одной из плоских поверхностей цилиндра (та, что обращена к источнику излучения). Диаметр 150 мм соответствует требованию, по которому размер фантома должен быть больше ширины поля при стандартном диаметре пучка до 5 см, запас от края гарантирует полное боковое рассеяние. Толщина 50 мм многократно превосходит рассматриваемую глубину 7 мг/см² (0,07 мм) и даже глубину проникновения фотонов с энергией 15 кэВ. Таким образом, с тыльной стороны имеется достаточная масса материала для появления полного энергетического равновесия. В ходе моделирования выявлено, что увеличение диаметра фантома с 100 мм до 150 мм меняет показания камеры менее чем на 0,5% при 15 кэВ, а толщина свыше 20 мм практически не влияет (50 мм выбрано с запасом).

В итоге, выбранные материалы и их размеры обеспечивают выполнение критерия эквивалентности: камера, смонтированная в такой среде, измеряет поглощенную дозу, практически идентичную дозе в воде на той же глубине.

Все расчеты эквивалентности, сделанные на этапе проектирования, впоследствии были уточнены экспериментально при калибровке устройства, но уже на этапе моделирования было ясно, что использование графита, ПММА и ПОМ вполне обоснованно.

Разработанная конструкция ЭИК позволяет сопрягать саму камеру с различными устройствами для задания и контроля перемещения электродного блока. Сборочные чертежи (варианты компоновки) ЭИК с различными микрометрическими устройствами представлены на рисунке 2.4, рисунке 2.5 и рисунке 2.6. На рисунке 2.7 представлена трехмерная модель ЭИК.

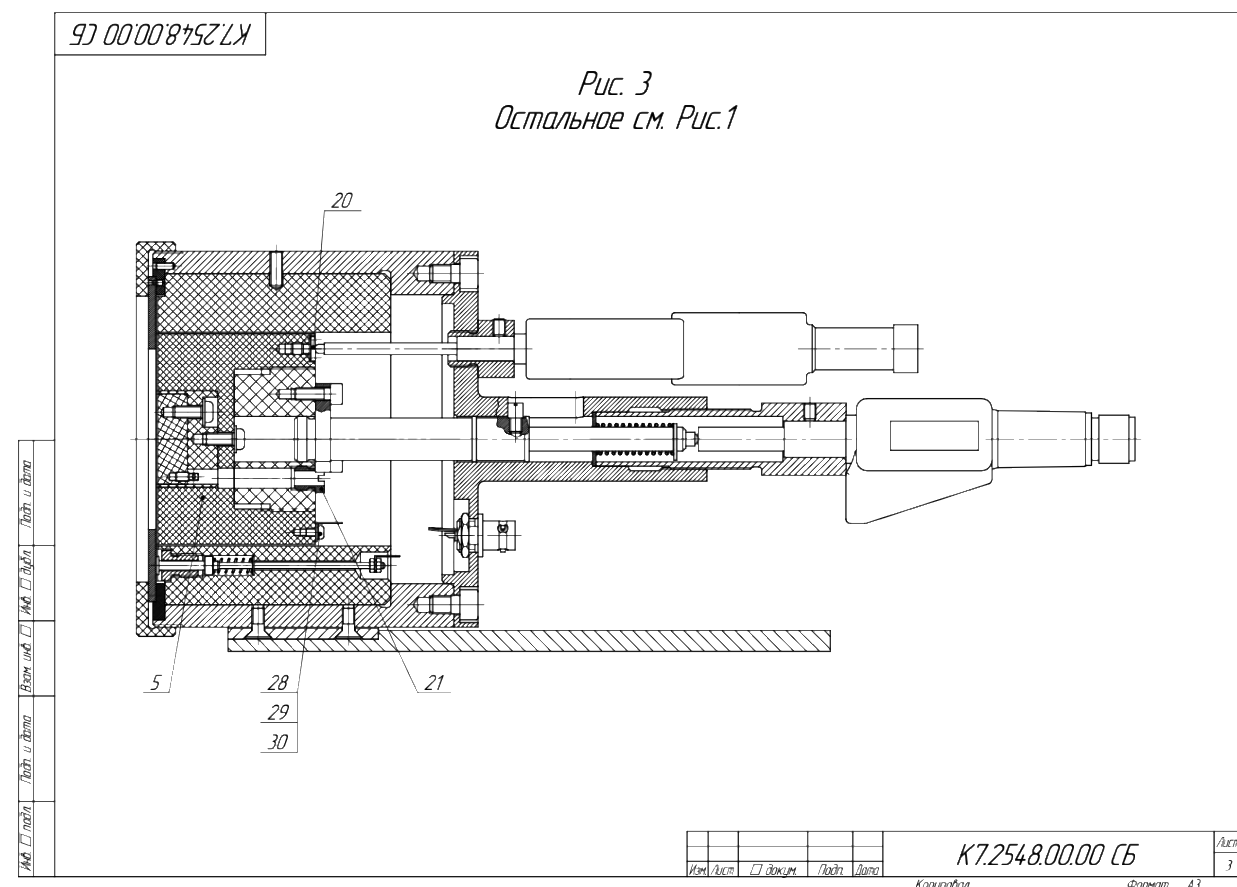


Рисунок 2.4 – Сборочный чертеж (вариант компоновки) ЭИК

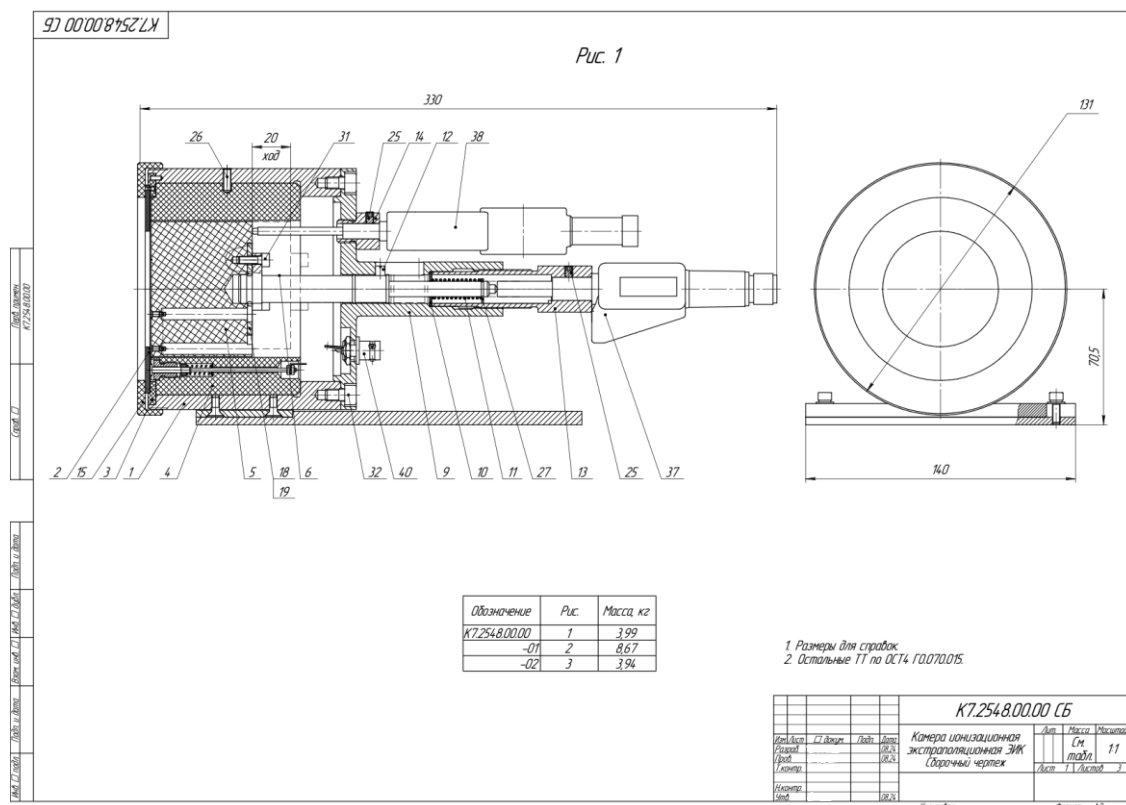


Рисунок 2.5 – Сборочный чертеж (вариант компоновки) ЭИК

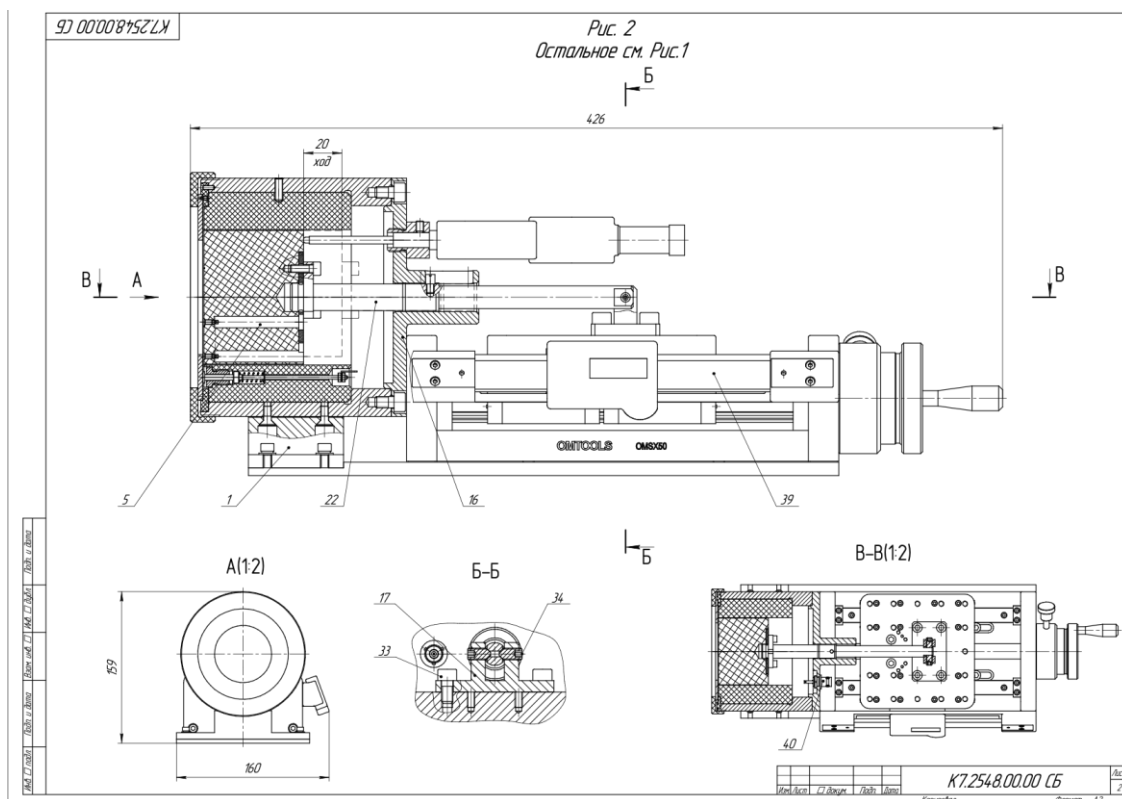


Рисунок 2.6 – Сборочный чертеж (вариант компоновки) ЭИК

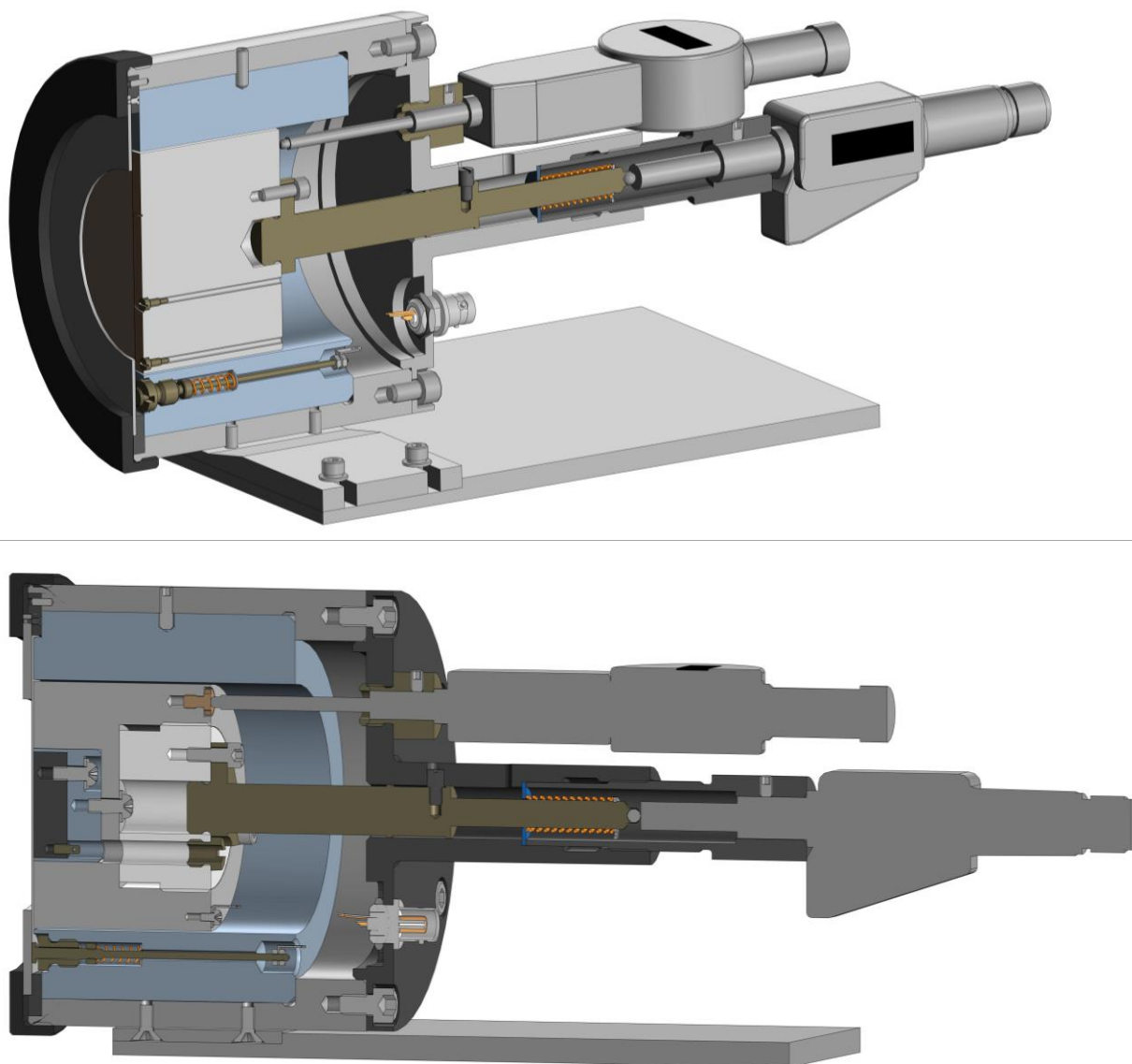


Рисунок 2.7 – Трехмерная модель ЭИК

2.2.2 Изготовление и сборка ЭИК

Составные части ЭИК (корпус, блок электродов, потенциальный электрод, центровочное кольцо, фантом, шток-перемещатель и пр.) были изготовлены на участке опытного производства института. Для большинства позиционных деталей применялись стандартные конструкционные материалы: нержавеющая сталь 12Х18Н10Т и 35, латунь ЛС59-1, капролон В и проволока Б-2-1 для упругих элементов, что обеспечило стойкость к коррозии и стабильность электрических свойств. Критические токопроводящие поверхности (рабочие плоскости электродов, внутренний

цилиндр корпуса) после механической обработки подвергались струйно-абразивной полировке и покрытию графитом толщиной 600 нм, что позволяет снижать поверхностные токи и обеспечивает быстрое установление потенциала.

Для мембраны собирающего электрода использована лавсановая пленка LS-1 толщиной 0,05 мм с графитовым напылением 600 нм: сочетание высокой прочности, устойчивости к влажности и стабильного поверхностного сопротивления гарантирует воспроизводимость чувствительного зазора. Поскольку изготовление не является основным предметом главы, ниже подробно описаны только контрольные операции, оказывающие влияние на метрологические характеристики камеры.

Контроль геометрии: каждая деталь проходила 100 % измерительный контроль с точностью до ± 2 мкм. Для втулок, задающих соосность, дополнительно проверялся радиальный зазор «деталь-посадочное место» 0-50 мкм индикатором ИЦ-25.

Очистка и дегазация. Перед сборкой все элементы подвергались многоступенчатой ультразвуковой очистке в спирто-ацетоновой ванне, затем сушились азотом при 50 °С. Мелкие детали (винты, шайбы, пружины) дополнительно отжигались в вакуумной печи (10^{-3} Па, 120 °С, 2 ч), что снизило остаточное газовыделение внутри объёма камеры.

Сборка выполнялась по следующей последовательности: внутренние поверхности корпуса окончательно протирались изопропиловым спиртом, затем в шаблонах производилась проверка цилиндричности; корпус временно фиксировался на поворотном столе; центровочное кольцо обеспечивает соосность потенциального электрода и блока электродов; сборка блока электродов: в стакан поочерёдно закладывались рабочие электроды и изоляционные втулки согласно спецификации, стек стягивался тремя стержнями до момента, когда контрольные шайбы давали равномерный зазор $0,10 \pm 0,02$ мм, что гарантирует параллельность электродов, графитовое покрытие контактировалось термическим циклом при 60 °С (2 ч) для

стабилизации удельного сопротивления; собирающий электрод натягивался на оправке до остаточного прогиба $0,002\ d$, проклеивалась К-400, выдерживалась 24 ч и устанавливалась в диск-держатель; монтаж пружинного узла - радиальная упругая центрирующая пружина вместе с упорной шайбой устанавливалась под гайку из капролона. Работа пружины обеспечивает постоянное осевое усилие $30 \pm 3\ \text{Н}$ и компенсирует температурные деформации; фланец притягивался шестью болтами М12; шток с прецизионной резьбой 0,5 мм/оборот выводит блок электродов на заданный зазор; микрометрическая головка обладает погрешностью 1 мкм/дел.

Внешний вид изготовленной ЭИК представлен на рисунке 2.8.



Рисунок 2.8 – Внешний вид изготовленной ЭИК

2.3 Исследование метрологических характеристик

2.3.1 Определение измерительного объема.

Измерительный объем ЭИК определяется расстоянием между электродами x и эффективной площадью собирающего электрода. Расстояние

x измеряется с помощью электронного микрометра типа МГЦ-25, имеющего разрешение 1 мкм. Для учета возможного «гистерезиса», возникающего при движении микрометрического винта в прямом и обратном направлении используется дополнительный микрометр часового типа ИЦ-25 с разрешением 1 мкм. Расстояние между электродами может меняться с помощью микрометрической головки в диапазоне от 0,5 до 25 мм. При этом необходимо определить, насколько показания микрометрической головки соответствуют действительному расстоянию между электродами, т.е. каково действительное нулевое расстояние между электродами. Для этого были проведены измерения ионизационного тока камеры для рентгеновского излучения разного качества при расстояниях между электродами x , мм (по показаниям микрометрической головки) от 0,5 до 4 мм [127]. Измерение ионизационного тока осуществляется с помощью прецизионного дозиметра UNIDOSwebline (PTW). Разность потенциалов между собирающим и потенциальным электродами менялась при изменении расстояния между электродами, так чтобы напряженность поля оставалась постоянной (рисунок 2.9). Это достигается пропорциональным увеличением прикладываемого напряжения при увеличении зазора. Поддержание постоянной напряженности поля важно для обеспечения одинаковых условий сбора заряда (исключения влияния рекомбинации и объемного заряда при разных значениях зазора) и, следовательно, для корректности сравнения измеренных токов при разных зазорах.

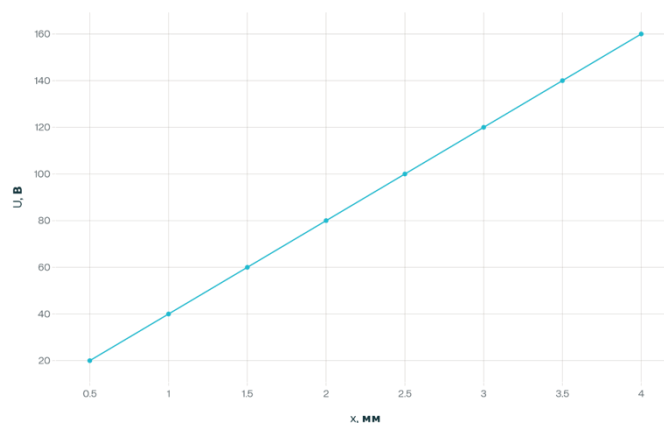


Рисунок 2.9 – Значения применяемого высокого напряжения для обеспечения постоянства напряженности в 40 В/мм

Результаты измерений приведены на рисунке 2.10.

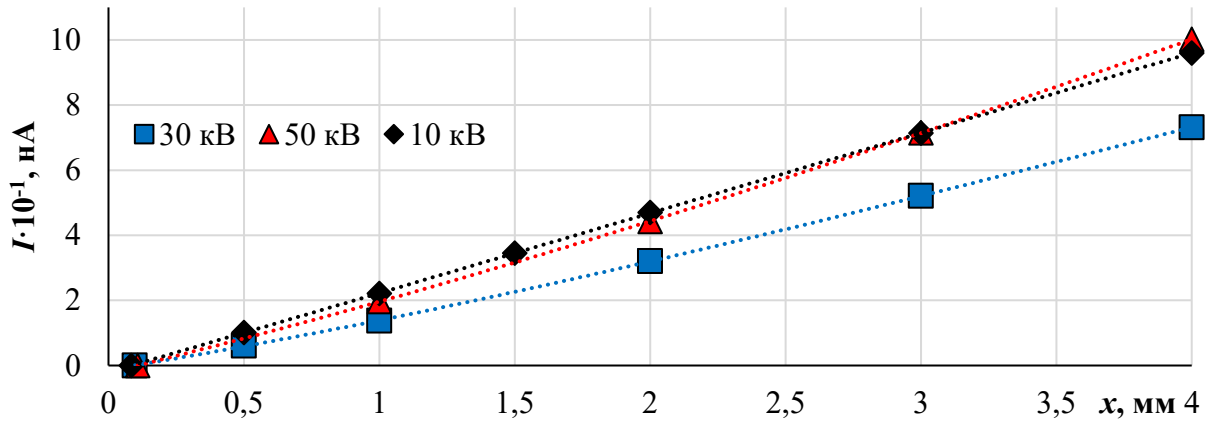


Рисунок 2.10 – Результаты измерений

В результате экстраполяции результатов измерений было установлено, что действительное значение нулевого зазора составляет $x_0 = 0,096$ мм. Таким образом, действительное значение расстояния между электродами $x_d = (x - 0,096)$ мм.

2.3.2 Определение эффективной площади собирающего электрода.

Эффективная площадь собирающего электрода в точности не совпадает с площадью электрода, определенной исходя из его геометрических размеров, вследствие краевых эффектов поля и конструкции камеры. В разработанной камере собирающий электрод имеет форму круглой пластины, окруженной защитным кольцом, что обеспечивает однородность поля в центральной области. Тем не менее, для точного определения эффективной площади был проведен отдельный измерительный эксперимент, основанный на электрическом методе. Поскольку ЭИК фактически представляет собой плоский конденсатор, то эффективная площадь собирающего электрода была определена по результатам измерений емкости камеры C при разных расстояниях между электродами [136–139] исходя из соотношения:

$$C = \varepsilon_0 \varepsilon_{\text{возд}} \frac{S_{\text{эфф}}}{x_d}, \quad (9)$$

где ε_0 и $\varepsilon_{\text{возд}}$ — абсолютное и относительные значения диэлектрической проницаемости для воздуха ($\varepsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$ Ф·м⁻¹, для сухого воздуха при

20 °С и 101 кПа, $\varepsilon_{\text{возд}} = 1,00054 - 1,00065$ (чаще применяется 1,0006)). Значение эффективной площади было принято равным 7,163 см².

2.3.3 Определение значения ионизационного тока у поверхности входного окна.

Мощность поглощенной дозы в воздухе в бесконечно тонком слое рассчитывается исходя из измеренного ионизационного тока I в чувствительном объеме камеры и его геометрических параметров по формуле:

$$\dot{D}_{\text{возд}} = \frac{W}{e} \frac{1}{\rho S_{\text{эф}}} \frac{dI}{dx}, \quad (10)$$

где W/e – средняя энергия, затрачиваемая на образование единичного заряда ионизации в воздухе (для сухого воздуха $W/e = 33,97$ Дж/Кл), ρ – плотность воздуха, $S_{\text{эф}}$ – эффективная площадь собирающего электрода, x – расстояние между входным окном камеры и собирающим электродом. Данная формула справедлива для бесконечно тонкого слоя воздуха, т.е. при экстраполяции расстояния x к нулю. В эксперименте же измерения проводятся при малых, но конечных значениях x , а затем на основе результатов вычисляется предел при x , стремящемся к 0. Метод экстраполяции реализуется следующим образом: ионизационный ток регистрируется при нескольких значениях расстояния между электродами, после чего зависимость нормируется на толщину слоя и экстраполируется к нулевому зазору.

Исследования метрологических характеристик разработанной экстраполяционной камеры проводились на рентгеновском аппарате при значениях напряжения на трубке 7, 8, 9, 10, 30 и 50 кВ. На рисунке 2.11 Представлены спектры излучения для напряжений 7, 8, 9 и 10 кВ. Значения эффективной энергии определялись путем расчет средневзвешенного по спектру коэффициента массового поглощения энергии и сопоставления его со справочными данными [140]:

$$\left(\frac{\mu_{\text{en}}}{\rho} \right)_{\text{возд}} = \frac{\sum_i N_i E_i \left(\frac{\mu_{\text{en}}(E_i)}{\rho} \right)_{\text{возд}}}{\sum_i N_i E_i} \quad (11)$$

Значения эффективной энергии для напряжений 7, 8, 9 и 10 кВ составили 5,06, 5,50, 5,82 и 6,16 кэВ соответственно.

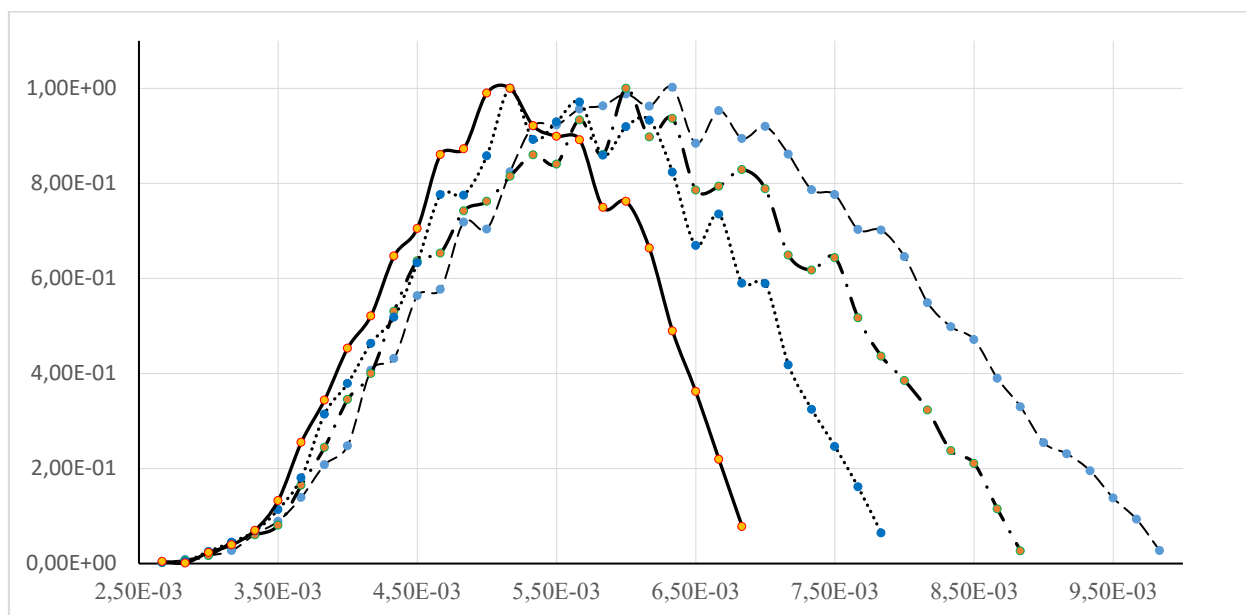


Рисунок 2.11 – Нормированные спектры излучения при напряжениях на трубке рентгеновского аппарата 7, 8, 9, 10 кВ

На рисунке 2.12 приведено сопоставление дифференциальных экстраполяционных кривых отношения ионизационного тока к расстоянию между электродами при разных напряжениях на трубке рентгеновского аппарата: 10, 30 и 50 кВ.

Результаты измерений зарядов (накопленных за 100 с) с помощью экстраполяционной камеры при разных значениях зазора между электродами и отношения зарядов к ширине зазора, а также отношения приращений зарядов к приращению зазоров, приведены в таблицах 2.1 – 2.4.

На рисунках 2.13, 2.15, 2.17 и 2.19 представлены кривые зависимости отношения зарядов к ширине зазора от ширины зазора для напряжений 30, 10, 9 и 7 кВ соответственно. На рисунках 2.14, 2.16, 2.18 и 2.20 представлены кривые зависимости отношения приращений зарядов к приращению зазоров от ширины зазора для напряжений 30, 10, 9 и 7 кВ соответственно.

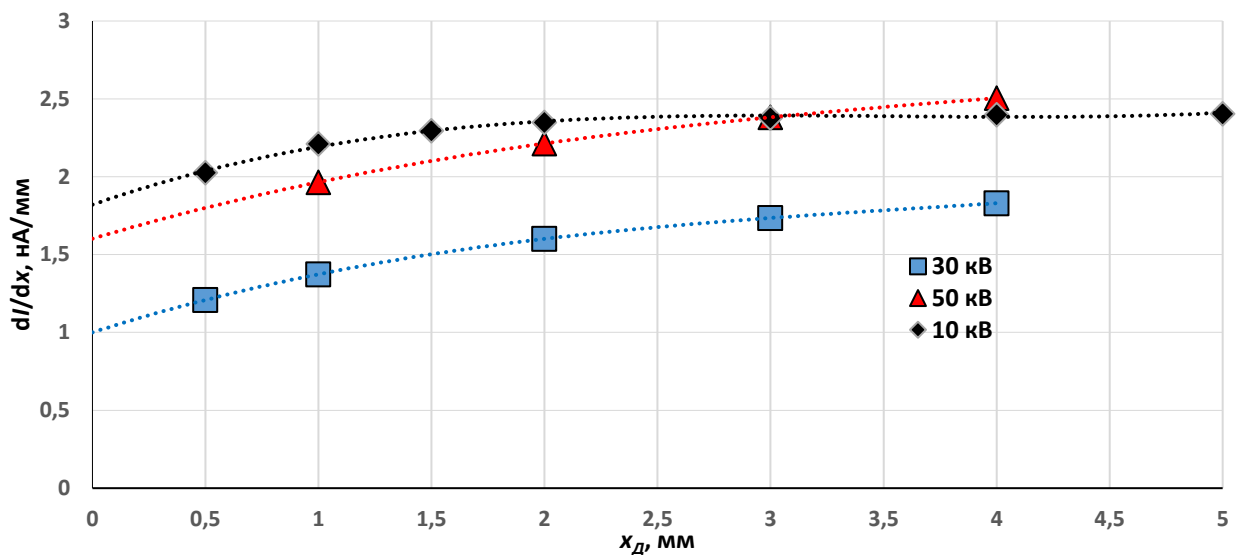


Рисунок 2.12 – Дифференциальные экстраполяционные кривые отношения ионизационного тока к расстоянию между электродами

Таблица 2.1 – Результаты измерений экстраполяционной камерой при напряжении на трубке рентгеновского аппарата 30 кВ

x , мм	Q , пКл	Q/x , пКл/мм	$\Delta Q/\Delta x$, пКл/мм
0,5	604	1208	1540
1,0	1374	1374	1826
2,0	3200	1600	2005
3,0	5205	1735	2111
4,0	7316	1829	

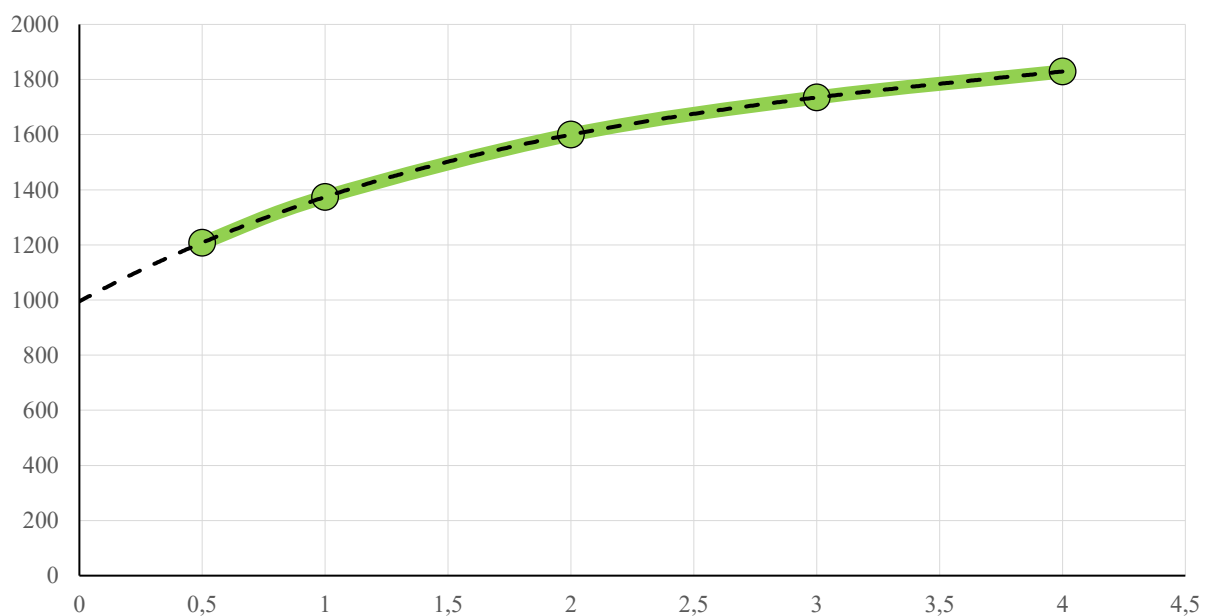


Рисунок 2.13 – Зависимость отношения зарядов к ширине зазора от ширины зазора для напряжения 30 кВ

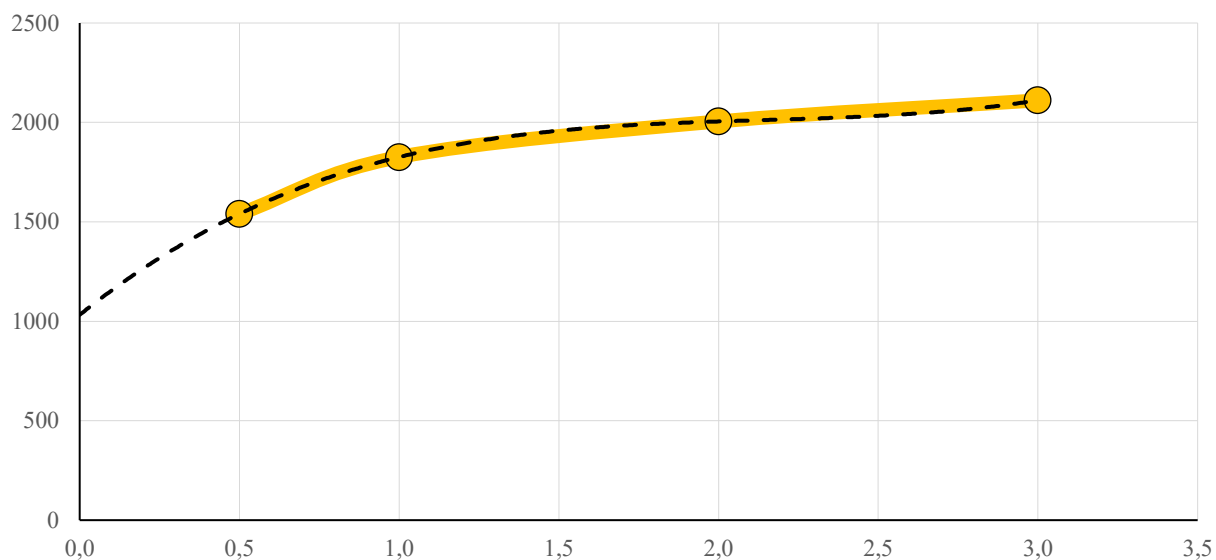


Рисунок 2.14 – зависимость отношения приращений зарядов к приращению зазоров от ширины зазора для напряжений 30 кВ

Таблица 2.2 – Результаты измерений экстраполяционной камерой при напряжении на трубке рентгеновского аппарата 10 кВ

x , мм	Q , пКл	Q/x , пКл/мм	$\Delta Q/\Delta x$, пКл/мм
0,5	314	623	1165,4
1,0	896,7	896,7	1226,6
1,5	1510	1006,7	1264
2,0	2142	1071	1244
2,5	2764	1104	1242
3,0	3385	1128	1254
3,5	4012	1146	1248
4,0	4636	1159	1240
4,5	5256	1168	1262
5,0	5887	1176	

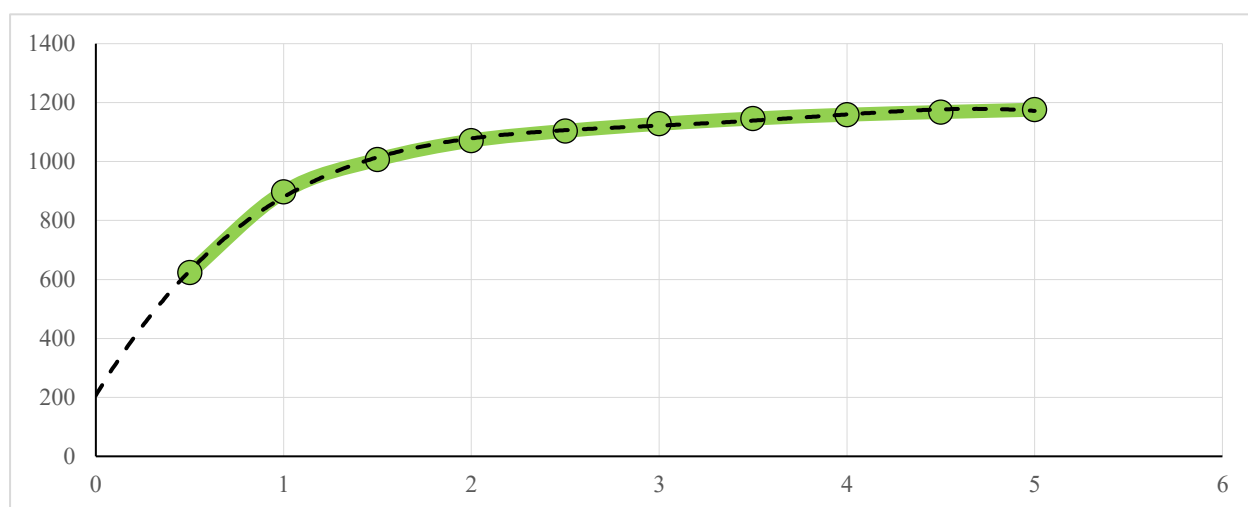


Рисунок 2.15 – Зависимость отношения зарядов к ширине зазора от ширины зазора для напряжения 10 кВ

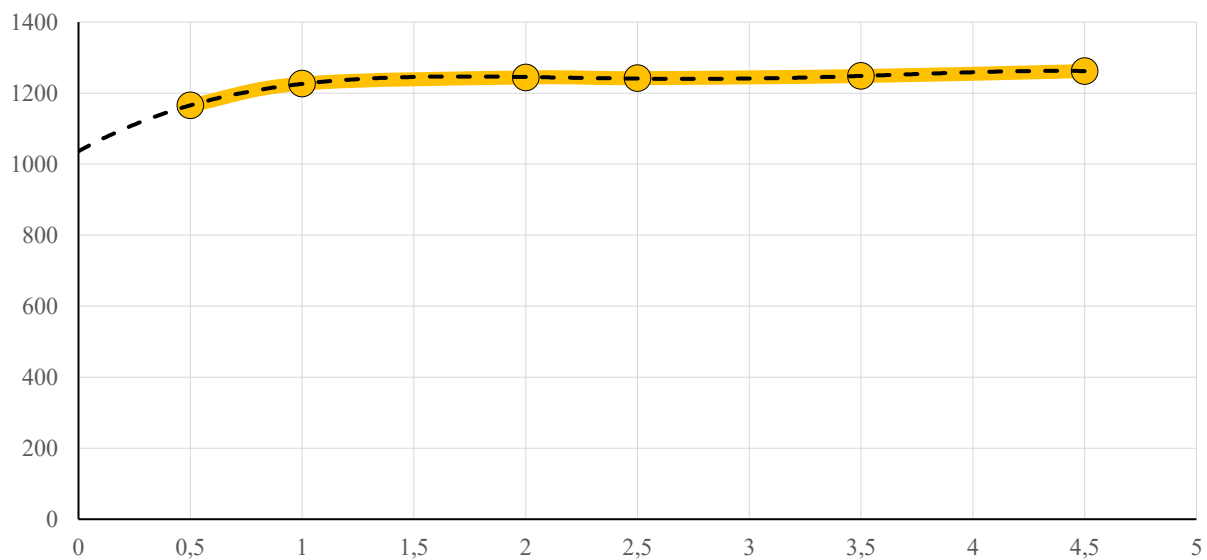


Рисунок 2.16 – зависимость отношения приращений зарядов к приращению зазоров от ширины зазора для напряжений 10 кВ

Таблица 2.3 – Результаты измерений экстраполяционной камерой при напряжении на трубке рентгеновского аппарата 9 кВ

x , мм	Q , пКл		Q/x , пКл/мм	$\Delta Q/\Delta x$, пКл/мм
0,5	670,8		1341,6	2152
0,6	886,0		1476,7	2240
0,7	1110		1585,7	2330
0,8	1343		1678,7	2190
0,9	1562		1735,5	2270
1,0	1789		1789,0	2290
1,2	2247		1872,5	2170
1,4	2681	1915,0	2345	
1,6	3150	1968,7	2325	
1,8	3615	2008,3	2275	
2,0	4070	2035,0	1715	
2,2	4413	2006,0	2297	
2,5	5102	2040,1	2516	
3,0	6360	2120,0	2232	
3,5	7476	2136,0		

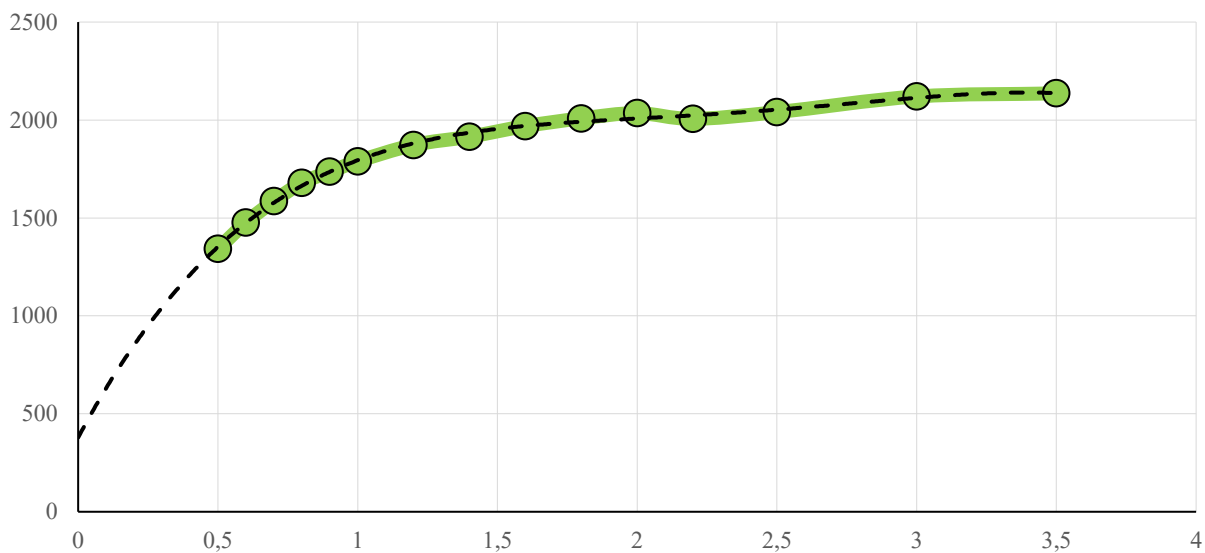


Рисунок 2.17 – Зависимость отношения зарядов к ширине зазора от ширины зазора для напряжения 9 кВ

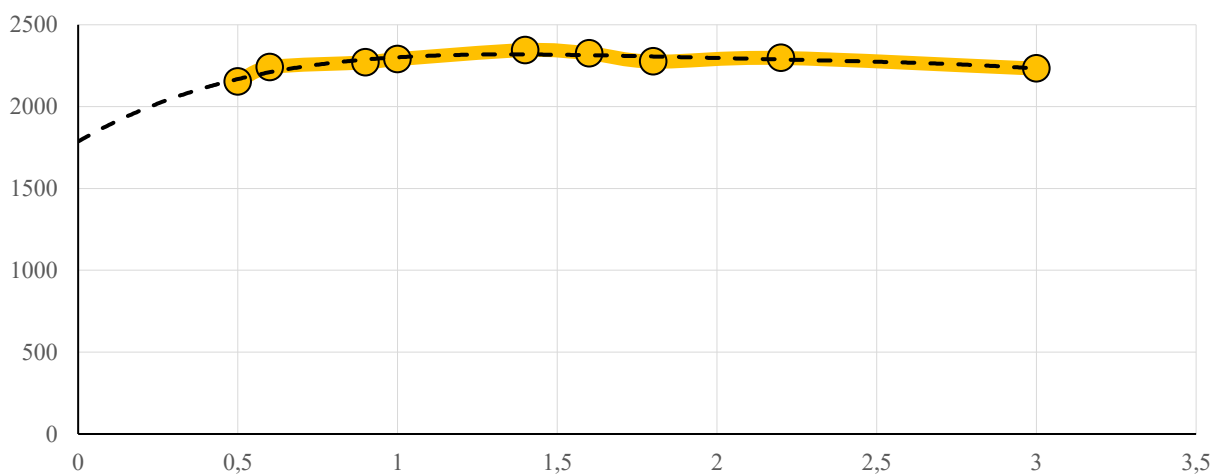


Рисунок 2.18 – зависимость отношения приращений зарядов к приращению зазоров от ширины зазора для напряжений 9 кВ

Таблица 2.4 – Результаты измерений экстраполяционной камерой при напряжении на трубке рентгеновского аппарата 7 кВ

x , мм	Q , пКл	Q/x , пКл/мм	$\Delta Q/\Delta x$, пКл/мм
0,50	705,4	1411	1600
0,60	863,7	1439	1925
0,70	1062	1517	1950
0,80	1253	1566	1790
0,90	1437	1597	1650
1,00	1610	1610	1920
1,20	1983	1652	1875
1,40	2358	1684	1790
1,60	2711	1694	1645
1,80	3025	1681	1480
2,00	3355	1677	1865
2,20	3732	1696	1700
2,40	4050	1687	1730
2,60	4398	1692	1740
2,80	4748	1696	1750
3,00	5096	1699	2230
3,20	5537	1730	1727
3,50	6058	1731	

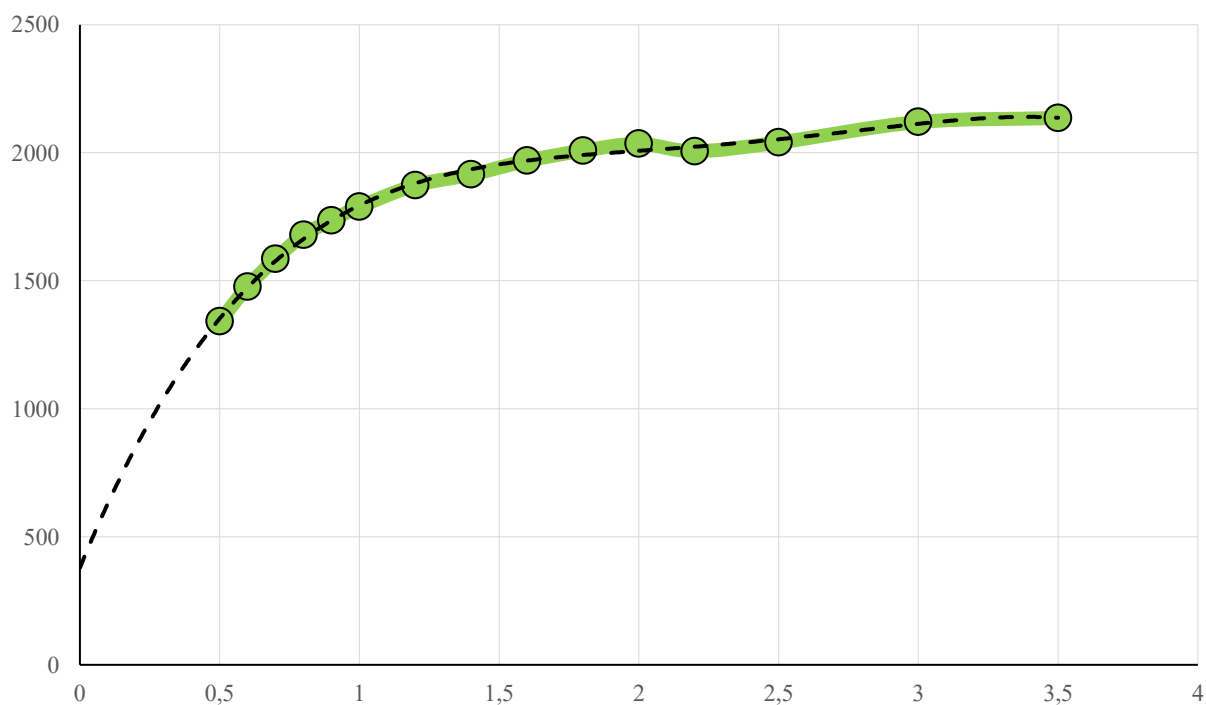


Рисунок 2.19 – Зависимость отношения зарядов к ширине зазора от ширины зазора для напряжения 7 кВ

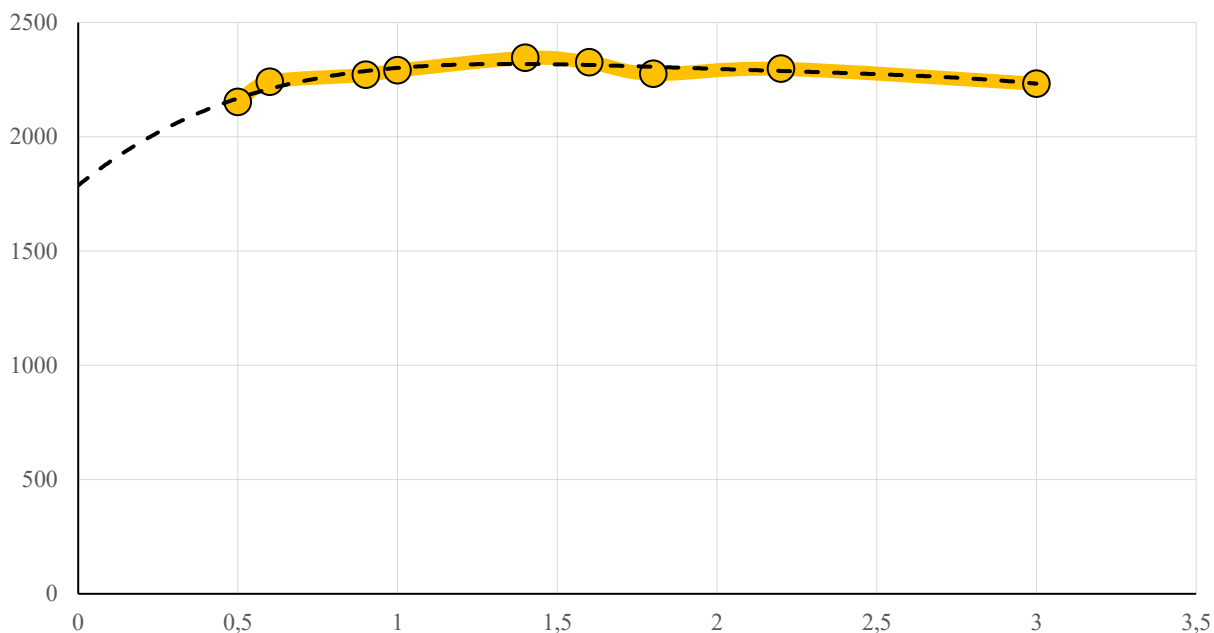


Рисунок 2.20 – зависимость отношения приращений зарядов к приращению зазоров от ширины зазора для напряжений 7 кВ

2.3.4 Переход от дозы в воздухе к дозе в воде

Описанный метод с применением экстраполяционной камеры дает величину мощности поглощенной дозы в воздухе (в тонком слое воздуха на границе фантома). Однако практический интерес представляет мощность дозы, поглощенной в воде (или тканеэквивалентном материале фантома) на той же границе. Для пересчета дозы из воздуха в воду обычно используется теория эквивалентности дозы в полости, в частности приближение Брэгга–Грея со внесенными Спенсером–Аттиксом уточнениями для непрерывного спектра электронов. Согласно теореме Брэгга–Грея, если размер полости (в нашем случае – воздушного промежутка камеры) достаточно мал, чтобы не искажать поле вторичных электронов, то поглощенная доза в веществе полости пропорциональна дозе в окружающем веществе, причем коэффициент пропорциональности определяется относительными способностями материалов к торможению или поглощению энергии излучения. В модификации Спенсера–Аттикса эта теория учитывает спектр вторичных электронов. Для корректного применения данного принципа в условиях экстраполяционной камеры необходимо, чтобы спектральное распределение и

флюенс (поток) вторичных электронов в воздухе внутри камеры при зазоре, стремящемся к 0, был эквивалентен таковому в тонком слое воды на поверхности фантома. Иными словами, воздух в полости должен не влиять на процессы замедления электронов – тогда доза в воздухе и доза в воде будут связаны простым коэффициентом.

На практике условие Брэгга–Грея для низкоэнергетического рентгеновского излучения выполняется не всегда. При очень низких энергиях первичных фотонов (< 10 кэВ) возникающие в воде вторичные электронные фотоэлектроны имеют малые пробеги (порядка микрометров), и даже при бесконечно малой толщине воздушной полости полное равенство спектров электронов нарушается. Кроме того, отсутствие равновесия вторичных заряженных частиц в тонких слоях приводит к тому, что измеренная в воздухе доза не эквивалентна дозе в слое воды. В таких условиях принцип Брэгга–Грея неприменим и требуется специальная методика пересчета дозы, учитывающая различия в поглощении энергии в воздухе и воде.

В таком случае для перехода от дозы в воздухе к дозе в воде может быть использована методика, подробно изложенная в работе [117]. Суть её заключается в вычислении коэффициента перехода на основе энергетического спектра рентгеновского излучения и известных массовых коэффициентов поглощения энергии в двух средах. Поскольку для заданного пучка рентгеновского излучения с определенным спектром фотонов поглощенная доза в тонком слое пропорциональна керме (энергии, переданной заряженным частицам), можно записать:

$$D_{\text{вода}} = D_{\text{возд}} \frac{(\mu_{\text{en}}/\rho)_{\text{вода}}}{(\mu_{\text{en}}/\rho)_{\text{возд}}} \quad (12)$$

где μ_{en}/ρ – массовые коэффициенты поглощения энергии фотонного излучения для воды и воздуха, усредненные по спектру данного рентгеновского пучка. Данная формула справедлива при условии, что вторичные электроны полностью задерживаются в рассматриваемом объеме (или поправки на вылетающие электроны учтены отдельно). Для вычисления

средних значений μ_{en}/ρ требуются данные о спектральном распределении рентгеновского излучения.

Спектры рентгеновского излучения для конкретных условий эксперимента были получены двумя путями: рассчитаны с использованием специализированной программы SpekPy версии 2.0.8 (позволяет получить распределение спектра на выходе рентгеновской трубки (в частности, использовался рентгенаппарат Isovolt Titan E) с заданными параметрами: напряжение на аноде, анодный материал, фильтрация, дистанция и др. [141, 142]) и получены путем применения усовершенствованного метода восстановления реального спектра рентгеновского излучения, основанного на методе, разработанном в кандидатской диссертации автора.

Совершенствование метода восстановления реального спектра рентгеновского излучения.

Суть разработанного автором в кандидатской диссертации метода заключается в последовательном внесении поправок на все основные эффекты, искажающие форму спектра за счет взаимодействия с элементами детектора. Цель метода – из аппаратурного спектра $\Psi_{\text{апп}}(E)$ получить оценку истинного спектра $\Psi_E(E)$. Подход основывается на калибровке на моноэнергетических линиях. С помощью наборов эталонных γ -источников (^{55}Fe , ^{57}Co , ^{109}Cd , ^{241}Am и др.) измерялись аппаратурные спектры для известных монолиний. Каждый такой спектр включает пик полного поглощения (фотопик) на энергии E_γ и комптоновскую распределённую составляющую ниже E_γ , а при E_γ выше граничной энергии $K_{\text{гр}}$ – ещё и escape-пики Cd/Te около $E_\gamma = 23$ кэВ. Для каждой энергии выделялась область пика полного поглощения и определяли полное число импульсов в нём $\sum N_{\text{апп}}(E)$, а также максимальное значение $N_{\text{макс}}$ (в вершине пика поглощения). Отношение этих величин $k(E) = \sum N_{\text{апп}}(E)/N_{\text{макс}}$ характеризует степень «размазывания» моноэнергетической линии при регистрации. Для всех калибровочных энергий получены значения $k(E)$ и профили $N_{\text{апп}}(E)$ (форма пика) и форма комптоновской «подложки». Затем эти наборы данных

аппроксимированы на непрерывный диапазон энергий вплоть до 250 кэВ, чтобы иметь возможность вычислять коррекции для промежуточных значений.

Основные этапы метода восстановления спектра:

1) Коррекция уширения пика (восстановление фотопика). Поскольку все события, относящиеся к фотопику, порождены квантами одной энергии, суммарное число импульсов под гауссовым пиком в аппаратном спектре эквивалентно числу квантов данной энергии, упавших на детектор. Чтобы восстановить из них истинную монолинию, алгоритм масштабирует максимальную высоту пика на коэффициент $k(E)$ и тем самым вычисляет, сколько импульсов пришлось бы на пик, если бы он не имел ширины. Далее из исходного спектра вычитается распределение $N_{\text{апп}}(E)$ – все каналы, принадлежащие уширенному пику, – заменяя его на один узкий “ δ -пик” (монолинию) с полной статистикой этого пика. В результате коррекции ширины пиков каждый моноэнергетический вклад в спектре переходит в один канал (условно).

2) Коррекция комптоновского рассеяния. Из-за малых размеров кристалла вероятность двойного рассеяния невелика, поэтому практически каждый фотон либо полностью поглощается (давая вклад в фотопик), либо рассеивается, оставляя лишь часть энергии в детекторе. Следовательно, количество импульсов в комптоновской области спектра равно числу квантов, не попавших в фотопик. Алгоритм учитывает это следующим образом: для каждого калибровочного источника определяется, сколько фотонов данной энергии ушли в комптоновское рассеяние, и эта потерянная доля статистики добавляется обратно к числу фотонов, ассоциированных с данной линией. Тем самым скорректированная сумма $\sum N_{\text{апп}}(E)$ начинает отражать полное число падающих фотонов данной энергии. Исходя из обновленной $\sum N_{\text{апп}}(E)$ пересчитывается поправочный коэффициент $K(E)$ для пика полного поглощения с учётом ушедших на комптон-эффект фотонов. По сути, $K(E)$ – это скорректированное $k(E)$, отражающее долю фотонов, давших полный

отклик, относительно общего числа фотонов энергии E . Далее в процедуре восстановления каждого спектра именно скорректированные коэффициенты используются для перерасчёта пиков. Таким образом, каждому возможному значению энергии сопоставлен набор данных: поправка k на уширение пика, нормированный профиль гауссова пика $N_{\text{апп}}(E)$ и профиль комптоновского рассеяния $N_{\text{комп}}(E)$. При обработке произвольного спектра алгоритм распознаёт в нём линии (энергетические компоненты) и для каждой применяет соответствующий набор поправок: масштабирует пик на $k(E)$ и вычитает из спектра распределения $N_{\text{апп}}(E)$ и $N_{\text{комп}}(E)$, характерные для этой энергии. В результате из аппаратного спектра поочерёдно “вычленяются” все искажения, связанные с конечным разрешением и комптоновским эффектом, возвращая спектру вид набора узких пиков с правильной площадью (числом фотонов).

3) Коррекция escape-пиков Cd/Te. Для энергий выше $K_{\text{гр}}$ алгоритм дополнительно учитывает наличие в спектре паразитных пиковых линий, вызванных собственным K -излучением материалов детектора. Экспериментально установлено соотношение между интенсивностью фотопика и суммарной интенсивностью K_{α} и K_{β} Cd и Te для разных энергий источников. Эта зависимость экстраполирована на весь диапазон; при восстановлении спектра программа вычисляет, какой вклад должны были бы дать escape-пики при данном распределении фотопиков, и вычитает соответствующее количество импульсов из низкоэнергетической области спектра. Тем самым устраняется завышение низкоэнергетической части, обусловленное выходом K -квантов из кристалла.

4) Коррекция рассеяния на коллиматоре. Для перехода к режиму измерения большой интенсивности излучения (геометрия измерений с ионизационной камерой) для уменьшения интенсивности падающего на детектор спектрометра излучения применяется набор коллиматоров. Поскольку при дозиметрии коллиматоры не используются (пучок направляется непосредственно в ионизационную камеру), спектр, полученный

с коллиматором, требует очистки от вклада излучения, рассеянного на коллиматоре. В методе это реализовано на основе дополнительных калибровок: были измерены спектры рассеянного излучения для каждого коллиматора на ряде моноэнергетических источников. Для выбранного оптимального коллиматора получены зависимости спектрального распределения рассеянных фотонов от энергии падающего излучения. Аппаратурные спектры этих рассеянных компонент привязаны к интенсивности основного фотопика соответствующей моноэнергетической линии. Затем полученный спектр рассеяния для условий реального эксперимента вычитается из измеренного спектра рентгеновского аппарата, устраняя данный вид искажения.

5) Коррекция обратного рассеяния от фантома. Последним учитывается эффект рассеяния части пучка в материале графитового фантома. В лабораторных условиях это реализовано экспериментально: аналог фантома (графитовый блок) помещался позади источника, и для каждого эталонного γ -источника снимался спектр, включающий как прямое, так и рассеянное фантомом излучение. Путём вычитания спектра «без фантома» из спектра «с фантомом» получен чистый спектр обратного рассеяния для нескольких энергий. Эти разностные спектры, нормированные на величину фотопика, характеризуют долю излучения, возвращённую фантомом, в зависимости от энергии фотонов. Экстраполяция на весь диапазон даёт оценку добавочной компоненты, накладывающейся на спектр рентгеновского аппарата в реальной геометрии измерений. Алгоритм вычитает рассчитанный спектр обратного рассеяния, тем самым приводя спектр к условию измерения «в воздухе».

После внесения всех поправок – на ширину пиков, комптоновский континуум, пики выхода, компоненты коллиматора и фантома – формируется итоговый скорректированный спектр $\Psi_E(E)$, максимально приближенный к истинному распределению энергий падающих квантов. Все описанные этапы реализованы в виде программного обеспечения «Спектр». На вход программа принимает измеренный спектр рентгеновского аппарата, на выходе выдаёт

восстановленный энергетический спектр, очищенный от искажений приборного отклика.

В рамках докторской диссертации разработанный в кандидатской диссертации метод был подвергнут анализу и сравнению с современными подходами.

Моделирование методом Монте-Карло (MCNP, Geant4, EGSnrc и др.) [143–145] применяется для полного моделирования прохождения излучения через среду детектора и окружающие материалы, что позволяет рассчитать матрицу отклика $R(E_{\text{истинн}} \rightarrow E_{\text{изм}})$, с последующим определением спектра, лучшим образом согласующегося с экспериментальными данными.

Преимущества метода заключается в физической достоверности, учёте известных процессов взаимодействия и возможности моделировать произвольные спектры и геометрии.

К ограничениям метода можно отнести высокую вычислительную трудоёмкость, требования к точности исходных данных о геометрии, составе, настройках моделируемого прибора, чувствительность результатов к качеству модели. Без использования экспериментальных данных возможны систематические ошибки.

Развёртка через матрицу отклика («детекторная деконволюция») [146, 147] основывается на использовании заранее известной функции отклика детектора (матрицы R), полученной экспериментально или расчётным путем. Восстановление истинного спектра x_i достигается решением системы $y_j = \sum_i R_{ji} x_i$ (где y_j – измеренный спектр) методами инверсии матриц или регуляризованного решения.

К преимуществам данного подхода можно отнести высокую скорость получения результата при заданной матрице отклика.

Ограничением метода можно назвать тот факт, что прямое решение задачи некорректно – оно выдает колеблющиеся и не являющиеся физически обоснованными спектры. Чтобы получить стабильный и физически верный результат, необходимо применение сглаживания (например, метод

регуляризации Тихонова). Для расчета нужно с высокой точностью знать матрицу отклика, а её построение само по себе является сложной задачей, обычно требующей моделирования методами Монте-Карло.

Данный метод широко применяется в нейтронной и гамма-спектрометрии, когда детектор предварительно откалиброван; может использоваться и для рентгеновских спектров при наличии надежного отклика. Подходит для автоматизированного анализа серий измерений, где модель детектора не меняется.

Итеративные методы (MLEM, итерация по Ричардсону–Люси и др.) [148] представляют из себя статистические алгоритмы, поэтапно улучшающие оценку спектра. Например, метод максимального правдоподобия (Maximum Likelihood – Expectation Maximization, MLEM) начинает с приближенного спектра и итеративно корректирует его, максимизируя вероятность получить спектр, близкий к реальному.

Главное преимущество этих методов заключается в гарантированном получении физически корректных, неотрицательных значений. Благодаря отсутствию операции прямого обращения матриц, данные методы обладают высокой устойчивостью к экспериментальным искажениям, поскольку раннее прекращение вычислений работает как естественное сглаживание. Кроме того, они позволяют эффективно учитывать известную информацию о свойствах регистрируемого излучения и статистическую модель помех. При оптимальном количестве шагов расчеты строго сходятся к наиболее вероятному физическому распределению.

Ограничение метода выражается в высокой вычислительной трудоемкости и замедлении расчетов при увеличении числа определяемых параметров. Получаемый результат не является единственным и критически зависит от выбора момента остановки вычислений, так как избыточное число итераций приводит к нежелательной подгонке под случайные флуктуации сигнала. Алгоритм также нуждается в точной модели отклика регистрирующего устройства и качественном стартовом приближении

спектра. Наконец, математическая специфика подхода крайне затрудняет прямую оценку итоговой погрешности, что вынуждает исследователей сопоставлять результаты работы нескольких различных программ.

Методы машинного обучения (глубокие нейросети и др.) [149–151] основываются на применении искусственных нейронных сетей для предварительного обучения моделей на большом массиве данных, содержащем пары экспериментальных и соответствующих им истинных спектров. После завершения обучения нейросеть выполняет нелинейную аппроксимацию обратной функции и непосредственно восстанавливает исходное энергетическое распределение по показаниям детектора.

Преимуществом данного метода является высокая скорость обработки информации, сопоставимая с прямым вычислением функции по аналитической формуле. Метод также обладает способностью учитывать сложные нелинейные и случайные искажения, такие как эффекты наложения импульсов или потери заряда, которые крайне трудно описать теоретически.

Основное ограничение метода связано с необходимостью использования значительного объема данных для обучения, охватывающего все возможные формы спектров. Как правило, такие выборки создаются путем статистического моделирования, что, в свою очередь, приводит к проблеме адекватности реальным условиям используемой расчетной модели. Кроме того, нейросеть функционирует по принципу скрытого алгоритма, не предполагающего явной физической интерпретации вносимых корректировок, что существенно затрудняет метрологическую аттестацию методики. Наконец, существует риск ошибок обобщения, когда при подаче на вход спектра, существенно отличающегося от примеров из обучающей выборки, система выдает некорректный и непредсказуемый результат.

На основании результатов анализа для усовершенствования метода было выбрано два пути.

Путь А. Гибридное моделирование на основе методов Монте-Карло и регуляризованной развёртки (устойчивой развёртки).

Целью является формирование непрерывной, физически обоснованной матрицы отклика $R_{\text{гбр}}$, соединяющую моделирование взаимодействия излучения с конструкцией детектора и накопленные экспериментальные калибровки, необходимой для решения обратной задачи.

Реализация этого пути заключается в следующей последовательности действий:

1) Построение геометрической модели. В среде Geant4 (либо MCNP) описывается точная трёхмерная геометрия: анод рентгеновской трубки, система фильтров/коллиматоров, бериллиевое окно 12,5 мкм, кристалл CdTe 500 мкм. Физические процессы: фотоэффект, комптоновское рассеяние, образование пар, транспорт заряда (для CdTe включается процесс частичной потери заряда).

2) Сшивка с экспериментом. Для контрольных линий (^{55}Fe , ^{109}Cd , ^{241}Am , ^{57}Co , ^{207}Bi , характеристические K -линии анода) сравнивается модельный отклик с измеренными спектрами. Вводятся корректирующие коэффициенты (масштаб пика поглощения, доля escape-пиков, отношение сигнал/фон), минимизирующие отклонение. Результатом является гибридная матрица отклика $R_{\text{гбр}}(E_{\text{ист}}, E_{\text{измер}})$, непрерывная по всему диапазону энергий.

3) Формулировка прямой задачи - спектр измерений представляется в векторной форме: $m = R_{\text{гбр}}s + b$, где s – истинное распределение фотонов, b – «подложка»

4) Математическая обработка обратной задачи спектрометрии для восстановления истинного распределения фотонов может быть реализована с использованием как прямых регуляризованных методов, так и итерационных статистических алгоритмов. При использовании классического метода регуляризации Тихонова некорректно поставленная обратная задача сводится к минимизации параметрического сглаживающего функционала вида:

$\|R_{\text{гбр}}s - m\|^2 + \lambda \|Ls\|^2$, где L – оператор сглаживания, в качестве которого обычно выступает вторая разностная матрица, а λ – параметр регуляризации. Оптимальное значение параметра λ находится с помощью метода L -кривой.

Точка излома (максимальной кривизны) полученного графика определяет наилучший компромисс между точностью аппроксимации экспериментального спектра (невязкой решения) и гладкостью восстанавливаемого энергетического распределения. В качестве альтернативного подхода для восстановления реальных спектров из приборных применяется итерационный алгоритм максимизации правдоподобия (MLEM) или метод Ричардсона–Люси. На нулевой итерации начальное приближение задается в виде равномерного распределения либо параметризованной функции спектра испускания анода рентгеновской трубки. Итерационный процесс продолжается до выполнения критерия согласия, когда нормированное значение χ^2 достигает единицы: $\chi^2/N_{\text{dof}} \approx 1$ где N_{dof} – число степеней свободы. Дополнительным критерием останова вычислений служит момент фиксации роста дисперсии высокочастотных флуктуаций, который указывает на появление численной неустойчивости и ложных осцилляций в восстанавливаемом спектре из-за усиления статистического шума.

5) Метрологическая верификация. Генерируются виртуальные спектры с известным s_0 , после развёртки сравнивают полученное s с s_0 ; критерий: среднее квадратичное отклонение $< 3 \%$.

Оценка неопределённости. Вычисляется ковариационная матрица решения (через линейное приближение Тихонова либо через бутстрэп-репликации (псевдовыборка (методом бутстрэп)) при MLEM).

Путь В. Интегральная итеративная развёртка на базе экспериментальной функции отклика.

Суть похода заключается в объединении основных аппаратурных эффектов и эмпирических поправок в единое интегральное ядро отклика $K(E, E')$. Данный подход позволяет одновременно учесть аппаратурное уширение пика полного поглощения, комптоновское рассеяние и пики вылета (escape-пики). Применение итерационной безинверсной схемы обеспечивает комплексную корректировку зарегистрированного спектра без

необходимости последовательного пошагового вычитания отдельных аппаратурных составляющих.

Реализация указанного направления включает в себя несколько последовательных этапов.

1) Сначала осуществляется синтез интегрального ядра отклика $K(E, E')$. Для каждой опорной энергии моноэнергетического излучения E' выполняется нормировка экспериментально полученного профиля аппаратурного спектра: $K(E, E') = \frac{N_{\text{Гauss}} + N_{\text{Компт}} + N_{\text{escape}} + N_{\text{кол}}}{\Phi(E')}$, где $N_{\text{Гauss}}$, $N_{\text{Компт}}$, N_{escape} , $N_{\text{кол}}$ – вклады пика полного поглощения, комптоновского распределения, пиков вылета и квантов первичного пучка, которые рассеялись на элементах конструкционного окружения детектора: в коллиматорах, фильтрах, воздухе и т.д. соответственно, а $\Phi(E')$ – интегральный поток падающих фотонов. Непрерывная матрица ядра отклика размерностью $N_E \cdot N_E$ формируется путем двумерной интерполяции расчетных профилей по всему рабочему диапазону энергий с использованием кубических В-сплайнов.

2) Математическая модель измерительного процесса формализуется в виде интегрального уравнения Фредгольма первого рода: $M(E) = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} K(E, E') S(E') dE' + \eta(E)$, где $M(E)$ – зарегистрированное аппаратурное распределение, $S(E')$ – восстанавливаемый истинный спектр излучения пучка, а $\eta(E)$ – стохастическая составляющая (шум измерения).

3) Для численного решения полученного уравнения применяется метод некогерентной итерационной реконструкции на основе алгоритма Ричардсона–Люси: $S_{n+1}(E') = S_n(E') \sum_E \frac{K(E, E') M(E)}{K S_n}$.

Для подавления численной неустойчивости и высокочастотных шумовых осцилляций в вычислительную схему вводится мультипликативный оператор сглаживания. С этой целью после каждых 4 итераций осуществляется регуляризация решения по принципу минимизации полной вариации (Total Variation).

4) Контроль сходимости итерационного процесса выполняется путем отслеживания функционала логарифмического правдоподобия: $L = -\sum_E M(E) \ln[KS_n(E)]$. Вычисления прекращаются при выполнении условия стабилизации относительного изменения функционала $\Delta L/L < 10^{-4}$. Дополнительным критерием останова, предотвращающим снижение качества решения, служит ограничение на рост дисперсии высокочастотного шума в спектре: итерации прерываются, если прирост данной составляющей превышает 5 % за один шаг.

5) На заключительном этапе оценка неопределенности восстановленных данных выполняется методом непараметрического бутстрэпа. Путем генерации 1000 пуассоновских реплик исходного аппаратурного спектра рассчитывается распределение возможных решений обратной задачи, на основе которого для каждого энергетического канала определяется 95%-й доверительный интервал неопределенности.

Для стационарных условий, когда детектор и геометрия фиксированы, целесообразен интегральный итеративный подход В, при перспективе модернизации установки (изменение коллиматоров, переход на Si/HPGe-детекторы) предпочтителен гибридный подход А благодаря его универсальности.

Оба направления сохраняют преимущество с базовым методом: экспериментально подтверждённая функция отклика CdTe-спектрометра остаётся фундаментальным элементом, но переносится из «поэлементной» схемы в строго формулируемую обратную задачу, что обеспечивает корректировку всего спектра единым вычислительным процессом и снижает суммарную методическую неопределённость.

Для каждого исследованного качества излучения по полученному спектру вычислялись средние по спектру значения массового коэффициента поглощения энергии μ_{en}/ρ для воздуха и для воды. Эти величины определялись интегрированием спектрального распределения с весом, пропорциональным энерговыделению в единице массы. По найденным

средним значениям рассчитывали отношение $\frac{(\mu_{\text{en}}/\rho)_{\text{вода}}}{(\mu_{\text{en}}/\rho)_{\text{возд}}}$, которое и применялось для пересчета дозы.

Важно отметить, что используемые библиотеки данных для μ_{en}/ρ обладают неопределенностью. Согласно оценкам для материалов из легких элементов (таких как вода, органические пластики, воздух) неопределенность табличных значений массового коэффициента поглощения оценивается в 2 % в диапазоне энергий фотонов менее 10 кэВ и в 1 % в диапазоне 10–100 кэВ. Однако при взятии отношения коэффициентов для воды и воздуха значительная доля систематической ошибки компенсируется, и относительная неопределенность такого отношения не превышает 0,5 % для энергий 10–100 кэВ и 1 % для энергий <10 кэВ. Таким образом, дополнительная неопределенность, вносимая процедурой пересчета дозы из воздуха в воду, невелика по сравнению с другими источниками погрешности эксперимента.

Следует подчеркнуть, что методика пересчета через массовые коэффициенты поглощения энергии эквивалентна модели Брэгга–Грея при выполнении условий электронного равновесия. В случаях же, когда энергия излучения достаточно велика, чтобы в тонком слое установить равновесие вторичных частиц, пересчет упрощается. Для пучков с эффективной энергией выше 25 кэВ целесообразно использовать дополнительный фильтр на поверхности, что обеспечивает достижение электронного равновесия перед камерой. Для этого ко входному окну дополнительно добавлялся тонкий слой тканеэквивалентного материала (например, пластика, эквивалентного воде) заданной толщины, достаточной для остановки наиболее энергичных вторичных электронов.

2.3.5 Оценка неопределённостей и результаты

2.3.5.1 Определение поглощенной дозы в воздухе

В Таблице 2.5 приведены основные составляющие неопределённостей при определении мощности поглощённой дозы в воздухе.

Таблица 2.5 – составляющие неопределённости при определении мощности поглощённой дозы в воздухе

Источник неопределённости	u_A , %	u_B , %
Средняя энергия на ионизацию W/e		0,9
Плотность воздуха (ρ)		0,1
Эффективная площадь собирающего электрода $S_{эф}$		0,3
Производная тока по зазору (полнота сбора заряда) $\frac{dI}{dx}$	0,1	
Прочие (влажность, рекомбинация, др.)		0,2
Суммарная неопределенность	0,98	
Расширенная неопределенность ($k = 2$)	1,96	

W/e (средняя энергия, затрачиваемая на пар ионизации воздуха) характеризует количество энергии, необходимое для образования единичного ионного заряда в сухом воздухе. Её точное значение получено из экспериментов (например, бета- и рентгеновского облучения в условиях равновесия) и принято равным 33,97 Дж/Кл [152]. Для расчёта поглощённой дозы в воздухе эта величина используется совместно с измеренным зарядом. Значение параметра для рассматриваемого диапазона энергий имеет относительную неопределённость, не превышающую 0,9 % [153–156]. Методы оценки включают анализ результатов нескольких независимых измерений W/e (например, с различными детекторами и источниками) и статистическую обработку, а также учет разброса данных между различными публикациями.

ρ , плотность воздуха. Для определения массы воздуха в объёме ионизационной камеры необходимо знать плотность воздуха в условиях измерения. Обычно масса воздуха вычисляется из объёма камеры и плотности, которая определяется по температуре, давлению и влажности воздуха (с приведением к сухому воздуху). Применяется уравнение состояния идеального газа с поправкой на влажность. Неопределённость в плотности воздуха обусловлена погрешностями измерения температуры и давления: высокоточные термометры и барометры позволяют обеспечить неопределённость порядка десятых долей процента. Например, при типичных условиях (около 293 К и 101,3 кПа) и точности измерений $\pm 0,1$ К и $\pm 0,1$ кПа, плотность воздуха известна с неопределенностью не хуже 0,03–0,05 %. Метод

оценки включает калибровку датчиков температуры и давления по государственным эталонам и статистическую неопределённость их показаний. Дополнительно учитывается, что используется значение для сухого воздуха: если воздух не полностью сухой, вводится поправка на влажность (0,3 % на сам результат измерения), однако неопределённость этой поправки мала (в пределах 0,03%) благодаря точному контролю относительной влажности.

Определение эффективной площади собирающего электрода было описано в п. 2.3.2. Далее в таблице 2.6 приведены составляющие неопределенности, оцененные для этого параметра по результатам измерений и анализа ряда материалов [136–139, 157–169].

Таблица 2.6 – Составляющие неопределенности эффективной площади собирающего электрода

Составляющая	u_i
Калибровка моста ёмкости	0,20 %
Повторяемость измерения C	0,10 %
Паразитная ёмкость $C_{\text{пар}}$	0,05 %
Толщина зазора x	0,12 %
Непараллельность пластин	0,20 %
Краевые эффекты (фринг-эффект)	0,15 %
Температурная зависимость ε_r	0,03 %
Постоянная ε_0	0,005 %

Составляющая неопределенности dI/di определена на основе метрологических характеристик применяемых средств измерений.

Прочие факторы (влажность, рекомбинация, электроды и др.). К категории прочих относятся все оставшиеся составляющие, вносящие небольшой вклад в общий бюджет неопределённости при измерении дозы в воздухе. К ним относится рекомбинация ионов. Хотя камера обычно работает при напряжении, достаточном для сбора практически всех пар ионов до рекомбинации, для очень высокой мощности дозы или больших размеров камеры некоторая доля ионов может рекомбинировать до сбора. Вводится поправочный коэффициент k_s , близкий к 1 (например, 1,001–1,002), оцененный по двухточечному методу (измерения тока при разном напряжении). Неопределённость остаточной рекомбинации оценивается в

0,01 %) [153], поскольку метод измерения позволяет учесть эффект с высокой точностью. Суммарная неопределённость от прочих эффектов находится на уровне 0,1 % или ниже.

2.3.5.2 Переход к поглощенной дозе в воде.

В таблице 2.7 приведены основные составляющие неопределённости при определении поглощённой дозы в воде.

Таблица 2.7 – Составляющие неопределённости при определении поглощённой дозы в воде

Составляющая	u_A , %	u_B , %
$D_{\text{возд}}$, доза в воздухе	0,1	0,98
Отношение массовых коэффициентов поглощения энергии $(\mu_{\text{en}}/\rho)_{\text{вод,возд}}$		0,70
Поправка на обратное рассеяние		0,53
Коэффициент возмущения флюенса в полости		0,25
Суммарное значение	1,35	
Расширенная неопределенность ($k = 2$)	2,70	

Составляющая, отвечающая за определение отношений массовых коэффициентов поглощения энергии $(\mu_{\text{en}}/\rho)_{\text{вод,возд}}$ оценена исходя из применения описанного ранее метода восстановления реального спектра и применения табулированных данных μ_{en}/ρ (таблице 2.8).

Таблица 2.8 – Составляющие неопределенности отношений массовых коэффициентов поглощения энергии

Вклад в составляющую	u , %
Статистика CdTe-спектрометра	0,25
Калибровка матрицы отклика спектрометра	0,40
Табличные значения μ_{en}/ρ	0,30
Суммарное значение	0,70

Составляющая, отвечающая за поправку на обратное рассеяние от фантома, рассчитана с применением метода Монте-Карло (BEAMnrc/EGSnrc, $1,5 \cdot 10^8$ историй). В модели учтены истинный спектр трубки при разных напряжениях на трубке.

Составляющая, отвечающая за коэффициент возмущения поля внутри плоскопараллельной экстраполяционной камеры, оценивалась в двух шагах:

1) Геометрический вклад. С помощью метода конечных элементов задали непараллельность электродов $\leq 0,2$ мрад. Перерасчёт поля показал изменение эффективной площади всего на 0,05 %, что транслируется в такой же сдвиг дозы. Неопределённость этого расчёта (введённая погрешность угла и сетки) оценивается 0,20 %.

2) Материал окна. Расчет по методу Монте-Карло (MCNP 6.2) для плёнки входного окна показал ослабление первичного пучка на 2,8 % и дополнительный градиент поля в полости 0,03 %. Погрешность из-за допуска толщины ± 3 мкм даёт вклад 0,15 %.

Сводя оба вклада: $u_{\text{rel}}(p) = \sqrt{0,20^2 + 0,15^2} = 0,25$ %.

2.4 Вывод

Разработанная ЭИК позволяет измерять поглощённую дозу в водном эквиваленте, устраняя недостатки стандартных камер. Тонкое графитизированное входное окно минимизирует поглощение и рассеяние фотонов, что дало возможность проводить измерения на глубине 7 мг/см² (в эквиваленте воды). Материалы корпуса и электродов выбраны тканеэквивалентными, благодаря чему вторичное излучение в камере близко к условиям в воде и практически не требуется поправка на неэквивалентность среды. В совокупности эти решения свели к минимуму поправочные коэффициенты и повысили точность измерений.

Проведённые расчёты и эксперименты подтвердили работоспособность и высокую точность ЭИК. Камера функционирует в режиме полного сбора заряда (рекомбинацией зарядов можно пренебречь) и обеспечивает однородное поле в чувствительном объёме. Геометрические параметры (параллельность электродов, площадь собирающего электрода) оптимизированы: отклонение эффективной площади менее 0,1 %, вклад краевых эффектов незначителен. Суммарная относительная неопределённость измерения поглощённой дозы в воздухе не превышает 1 %, а расширенная неопределённость при переходе к дозе в воде не превышает 2,7 % ($k = 2$).

Разработан метод перехода измеренной дозы в воздухе к поглощённой дозе в воде на основе реального спектра излучения. С помощью полупроводникового спектрометра восстанавливается энергетический спектр рентгеновского излучения, после чего по табличным данным рассчитывается взвешенный коэффициент перехода через отношение массовых коэффициентов поглощения энергии фотонов для воды и воздуха. Учёт фактического спектра позволяет существенно снизить неопределённость этого коэффициента. Рассчитана поправка на обратное рассеяние излучения в фантоме (методом Монте-Карло). Для сравнения разработанной ЭИК с действующим эталоном предусмотрена конструкционная особенность, позволяющая производить измерения при 15 кэВ.

Созданная экстраполяционная камера обладает совокупностью характеристик, позволяющих использовать её в качестве первичного средства воспроизведения единицы поглощённой дозы слабопроникающего рентгеновского излучения. Показано, что в диапазоне от 5 до 15 кэВ ЭИК измеряет дозу в воде с меньшей неопределённостью по сравнению со стандартными подходами. ЭИК может служить для калибровки рабочих дозиметров и исследований в области радиационной защиты и рентгеновской диагностики при низких энергиях, заполняя существующий пробел в метрологическом обеспечении дозиметрии мягкого рентгеновского излучения. Достигнутые результаты позволяют включить ЭИК в состав первичного эталона, тем самым расширив его возможности.

Таким образом доказано положение о том, что применение графитизированных ПЭТ пленок разной толщины в конструкции разработанной экстраполяционной ионизационной камеры в совокупности с применением усовершенствованного метода определения реального спектра обеспечивает определение поглощенной дозы рентгеновского излучения в воде для энергий от 5 до 15 кэВ с расширенной неопределенностью не более 2,7 % ($k = 2$).

ГЛАВА 3. Разработка методов и средств воспроизведения единицы поглощенной дозы протонного и ионного излучений.

3.1 Обоснование предложенного подхода к решению научной задачи

Для выбора оптимального метода определения поглощенной дозы протонного и ионного излучений были проанализированы наиболее точные подходы [38, 41, 170–179].

Существует несколько подходов к дозиметрии для достижения наиболее высокой точности: традиционно используются ионизационные камеры [40, 176, 180] и калориметрия (водная или графитовая) [170, 178, 179, 181–189]. Среди них калориметрия выделяется как наиболее близкий к определению величины метод, поскольку она основана на непосредственном измерении энергии, поглощенной веществом, и не требует априорных сведений о параметрах излучения для калибровки детектора. В ряде национальных метрологических институтов внедрены калориметры для воспроизведения поглощенной дозы, что позволяет достичь расширенной неопределенности поглощенной дозы на уровне 0,5–0,6 % для фотонных и электронных пучков [41, 49, 132, 190–192].

Ионизационные камеры широко применяются в клинической практике и рекомендованы международными протоколами (например, IAEA TRS-398) в качестве рабочих высокоточных средств измерений. Их преимущества – простота использования, стабильность отклика и малые размеры детектора, позволяющие проводить профильные измерения дозы. Однако для тяжелых заряженных частиц метод с применением ионизационной камеры имеет ряд ограничений. Во-первых, камеры требуют предварительной калибровки, как правило, на гамма-пучке ^{60}Co с последующим применением расчетных коэффициентов k_Q для пересчета показаний в условиях протонного или ионного пучка. При внедрении протонных и особенно более тяжелых ионов долгое время не существовало прямых первичных эталонов для таких пучков, поэтому калибровка ионизационных камер основывалась на данных, полученных в других полях.

Подход, при котором поглощенная доза воспроизводится с помощью ионизационной камеры на основании применения ряда фундаментальных параметров – прежде всего энергии, затрачиваемой на ионизацию в воздухе W_{air} , и отношений тормозных способностей (вода-воздух), имеет существенное ограничение по точности. На практике значения этих величин для тяжелых частиц известны с ограниченной точностью: как отмечается в литературе, достоверные данные о W_{air} и удельных потерях для протонов и ионов углерода ограничены и имеют большую неопределенность [41, 193–196]. Это приводит к дополнительной погрешности при определении дозы с помощью ионизационной камеры. Например, экспериментальное сравнение показаний ионизационных камер по протоколу IAEA TRS-398 с прямыми измерениями графитового калориметра в пучке углеродных ионов выявило систематическое занижение дозы при измерениях с помощью камер на 2–6 % [194]. Данный эффект объясняется в первую очередь точностью используемых в протоколе коэффициентов (в частности, энергии W_{air}): рассчитанное значение W_{air} для углерода оказалось на 3,5 % ниже реального, что привело к недооценке дозы на те же 3,5 %. Оставшееся расхождение, обусловлено главным образом различиями в выбранных таблицах массовых тормозных способностей воды и воздуха, поправками на возмущение поля ионизационными камерами, а также совокупностью прочих корректировок – рекомбинации, полярности и т.п.

Кроме того, в полях протонов и ионов углерода на ускорителях возникают особые сложности с ионизационными камерами из-за эффекта рекомбинации ионов. Пучки протонов и ионов углерода имеют высокую линейную передачу энергии (ЛПЭ), создавая в газовом объеме камеры плотные облака ионов. При стандартных значениях высокого напряжения это приводит к частичной рекомбинации и потерям заряда, требуя введения поправок (по методике двух напряжений и т.д.). В режиме же экстремально высокой мощности дозы (например, в протонных FLASH-пучках) ионизационные камеры практически перестают давать корректный сигнал из-

за рекомбинации, несмотря на увеличение напряжения. В таких условиях применение графитового калориметра является наиболее рациональным решением [176, 197, 198]. Следует учитывать, что сами ионизационные камеры вносят определенное возмущение в поле: стенки и центральный электрод камеры отличаются по материалу от воды, из-за чего спектр вторичных частиц в чувствительном объёме изменяется. В фотонных пучках эти поправки известны и учтены, но в углеродных пучках могут возникать дополнительные эффекты (например, ядерные реакции в стенках), которые трудно точно учесть.

Выбор в пользу калориметрического метода обусловлен потребностью в наивысшей достижимой точности измерений поглощенной дозы, минуя проблемы, присущие ионометрическому подходу. Калориметр регистрирует нагрев поглотителя при облучении, позволяя определить количество поглощенной энергии. Для определения поглощенной дозы в воде наиболее близким к определению величины можно считать водный калориметр, так как он измеряет непосредственно дозу в воде без необходимости пересчета. Такие калориметры используются в ряде национальных лабораторий в качестве первичных эталонов (например, для фотонных пучков). Тем не менее прямая калориметрия в воде связана со значительными техническими трудностями. В воде при облучении происходит радиолиз, и часть поглощенной энергии уходит на химические процессы (образование радикалов и последующее их взаимодействие) – этот эффект известен как тепловой дефект. Он приводит к тому, что измеренное чисто тепловое повышение температуры не полностью соответствует поглощенной дозе, требуя вводить поправку. Даже при специальных мерах (очищенная и дегазированная вода, создание восстановительной химической среды) тепловой дефект остается одним из основных источников неопределенности водного калориметра. Кроме того, необходимы очень стабильные термостатированные условия, чтобы исключить конвекцию и теплопроводность во время измерений. В результате водные калориметры весьма сложны в эксплуатации, и их внедрение для

пучков тяжелых частиц долгое время оставалось исследовательской задачей. Лишь недавно появились сообщения об успешном применении водного калориметра непосредственно в терапевтических пучках: например, для пучка углеродных ионов 429 МэВ/нуклон проведено прямое измерение дозы в воде с помощью калориметра, а затем – кросс-калибровка ионизационных камер. Достигнутая при этом погрешность порядка 1 % показывает принципиальную реализуемость метода, однако в повседневной практике такой подход пока не распространён из-за указанных технических ограничений.

Графит выгоден в качестве поглощающего материала по нескольким причинам. Во-первых, графит – твердый и химически инертный материал, что устраняет сложности, характерные для водных калориметров (такие как конвекция жидкости или поглощение энергии на химические реакции в воде). Во-вторых, по своим радиационно-физическим свойствам углерод во многом близок к тканевому эквиваленту: эффективный атомный номер и состав графита дают схожие спектры вторичных электронов с водой, хотя полное равенство отсутствует. В-третьих, графит имеет низкую теплоемкость (на единицу массы), благодаря чему поглощение энергии приводит к достаточно заметному росту температуры: порядка 1,4 мК на 1 Гр.

3.2 Разработка конструкции первичных преобразователей

Графитовый калориметр представляет собой первичный преобразователь для измерения поглощенной дозы излучения: он измеряет нагрев поглотителя (графита) под действием пучка частиц, тем самым напрямую определяя энергию, переданную в веществе.

При проектировании первичных преобразователей были сформулированы основные критерии и требования. Во-первых, конструкция должна обеспечивать минимальное искажение пучка при его прохождении через элементы конструкции. Это означало выбор материалов с низким атомным номером и минимальной толщиной элементов вне поглотителя, с целью минимизировать искажение флюенса частиц за счет рассеяния или ядерных взаимодействий [11, 195, 199, 200]. Во-вторых, требовалось

обеспечить равномерное распределение тепла в графитовом поглотителе при облучении, то есть минимизировать градиент температуры внутри поглотителя. Если какая-либо часть графитового поглотителя нагревается сильнее другой, возникают тепловые потоки, которые усложняют точное измерение поглощенной энергии. Идеальным режимом работы калориметра является квазиadiaбатический, при котором поглотитель и окружающие его элементы имеют одинаковую температуру, предотвращая теплообмен между ними. Для этого графитовый поглотитель окружен графитовой же оболочкой и изолирован от нее узким вакуумным зазором [42, 194, 197, 201]. В-третьих, калориметр должен быть пригоден для работы в различных условиях: как в свободном пучке (в воздухе или вакууме), так и внутри фантома (например, погруженным в водный).

3.2.1 Определение оптимальных параметров калориметров.

Для определения оптимальных параметров калориметров по параметрам, описанным в п. 3.2, были воплощены два взаимодополняющих численных подхода. Во-первых, был выполнен тепловой анализ, моделирующий трёхмерное распределение температуры в графитовых частях калориметра (поглотитель, оболочки, прокладки) при облучении протонами и ионами углерода. Во-вторых, проведено моделирование методом Монте-Карло переноса частиц, оценивающее искажение флюенса, возникающее из-за вакуумных зазоров между графитовыми слоями. Искривление оценивается при помощи коэффициента $k_{вз}$, количественно характеризующего влияние зазоров на поглощённую дозу в поглотителе при различных энергиях частиц.

Метод оптимизации параметров в данном случае был основан на следующей последовательности действий:

1. Предварительное аналитическое ранжирование вариантов

Цель шага - сузить пространство поиска оптимальных параметров с помощью упрощённых расчётов и физико-математических оценок, прежде чем переходить к трудоёмкому численному моделированию. На данном этапе аналитически оценивались влияния основных параметров калориметра на его

работу. Рассчитывалось ожидаемое повышение температуры в графите от поглощённой дозы, что даёт представление о чувствительности устройства. Оценивалась требуемая толщина графитовой оболочки и наличие вакуумных зазоров для обеспечения квазиadiaбатических условий – например, по упрощённой модели теплопередачи можно оценить, насколько быстро тепло будет отводиться из поглотителя без изоляции. Эти оценки позволили отсеять заведомо неподходящие сочетания параметров и определить приближенные границы диапазонов геометрических параметров калориметров. Предварительный анализ снизил размер задачи оптимизации и послужил проверкой реализуемости требований. Полученные оценки использовались для задания исходных параметров в CAD-модели и планирования детального моделирования: благодаря им стало известно, на какие диапазоны параметров настраивать последующую параметризацию модели.

2. Построение параметризуемой CAD-модели

Цель шага – создать геометрическую модель калориметра, в которой основные параметры легко изменяются, что обеспечивает генерацию различных конструкций для анализа. На данном этапе была разработана подробная CAD-модель устройства, включающая все основные компоненты: графитовый поглотитель, графитовые оболочки, вакуумные зазоры, внешний корпус (например, из оргстекла или нержавеющей стали) и встроенные датчики температуры. Модель делалась параметрической – вводились размеры, такие как диаметр и толщина графитового поглотителя, число и толщина вакуумных зазоров, толщина стенок оболочек и др., как переменные параметры. Параметризуемая модель позволила быстро генерировать различные конфигурации калориметра для исследования, не рискуя нарушить согласованность геометрии. Это существенно упрощает проведение серий вычислений: одна и та же модель передается и в программу, реализующую метод Монте-Карло (геометрия экспортируется или воссоздается в Geant4/FLUKA) для расчёта дозы, и в программу теплового анализа (COMSOL Multiphysics или ANSYS) для расчёта тепловых процессов.

3. Монте-Карло моделирование дозового распределения (Geant4, FLUKA)

Цель шага – точно определить распределение поглощённой энергии (дозы) в элементах калориметра при облучении протонным или углеродным пучком, используя статистическое моделирование взаимодействия частиц с веществом. Была создана вычислительная модель калориметра в среде Монте-Карло. Геометрия и материалы задавались из CAD-модели, после чего с помощью Geant4 моделировалось прохождение пучка протонов и ионов углерода через калориметр. Задавались параметры пучка (энергия, форма и размер поля, интенсивность) в соответствии с условиями эксплуатации. Программа детально просчитывала все акты взаимодействия частиц с материалами: ионизационные потери, неупругое рассеяние, ядерные реакции (важно для углеродных ионов, которые могут порождать вторичные частицы), образование вторичных электронов и гамма-квантов. Результатом стало трёхмерное распределение дозы (энергии, отданной веществу) внутри калориметра – в графитовом поглотителе и остальных компонентах. Особый интерес представляет средняя поглощённая энергия в поглотителе и однородность этого распределения. Кроме того, были оценены эффекты утечки энергии – доля энергии, уходящая за пределы поглотителя в оболочку или теряющаяся с выходящими из расчетной границы частицами (это влияет на поправки при измерении). Моделирование позволило учесть сложную физику взаимодействий в широком диапазоне энергий. Оно необходимо, чтобы понять, насколько эффективна данная конструкция: нет ли сильных градиентов дозы, требующих корректировок, каковы поправочные коэффициенты при переводе дозы из графита в воду и т.д. Полученное дозовое распределение служит входными данными для следующего шага – теплового анализа (распределение энергии выступает в роли источника тепла). Более того, результаты моделирования используются при формировании базы данных для метамоделей и как критерии в оптимизации. На практике

комбинация методов Монте-Карло и теплового моделирования широко применяется при проектировании калориметров [63, 170, 197, 202].

На рисунке 3.1 представлена зависимость влияния вакуумных зазоров на дозу в поглотителе от величины зазора и энергии протонов.

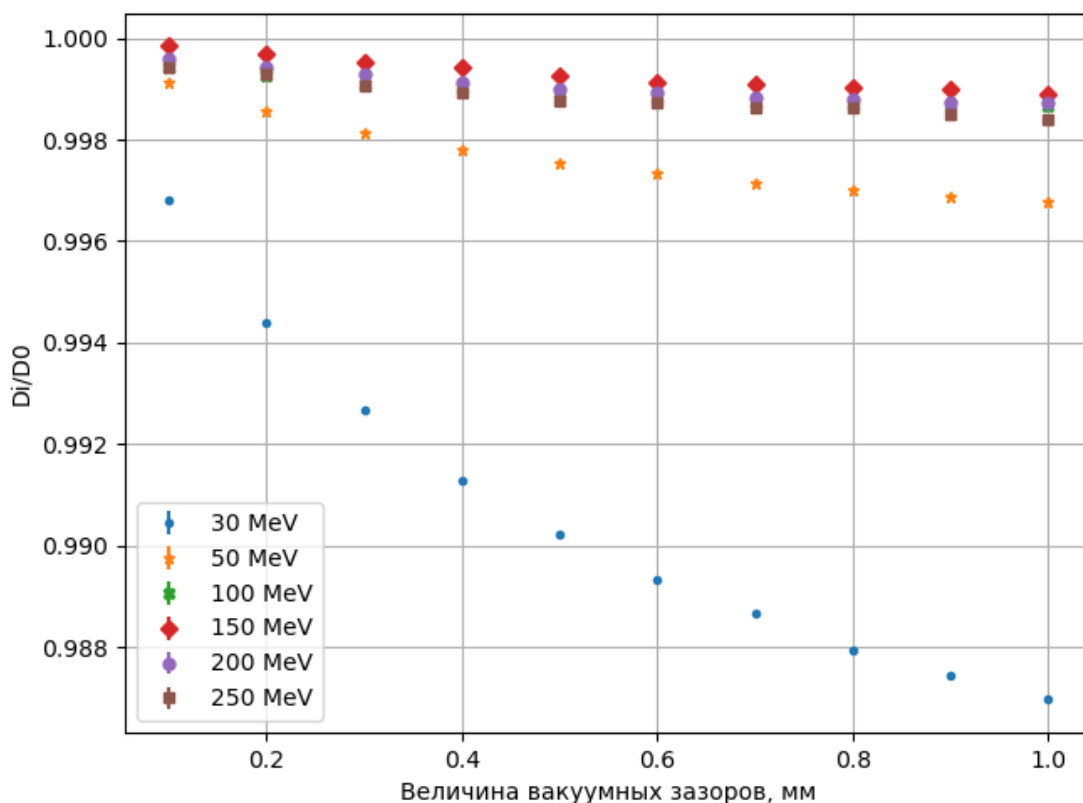


Рисунок 3.1 – Зависимость влияния вакуумных зазоров на дозу в поглотителе от величины зазора и энергии протонов

4. Трёхмерное тепловое моделирование распределения температуры (COMSOL, ANSYS)

Цель шага в том, чтобы оценить тепловой отклик калориметра – как распределится повышение температуры в графите и окружающих элементах после поглощения энергии, и выявить возможные тепловые потери или градиенты, влияющие на точность измерения. Результаты по распределению дозы из шага 3 были интегрированы в модель переноса тепла. В программном комплексе конечно-элементного анализа построена тепловая модель калориметра. Геометрия импортирована из CAD-модели, материалы наделены теплофизическими свойствами (теплоёмкость, теплопроводность, плотность,

излучательная способность поверхностей и т.п.). Дозовое распределение задано как распределённый объемный источник тепла (например, мгновенный или за малый промежуток времени, соответствующий импульсу облучения). Программа вычисляла рост температуры $\Delta T(r, t)$ внутри графита и других частей калориметра с течением времени. Особое внимание уделялось теплопередаче: в вакуумных зазорах отсутствует проводящий тепло материал, поэтому в расчет было включено только излучение (радиационный теплообмен) между поверхностями, а конвекция исключалась ввиду наличия вакуума. На выходе были созданы временные зависимости температуры в разных точках (например, в центре поглотителя, на его поверхности, в оболочках) и поле температур в объёме (рисунок 3.2).

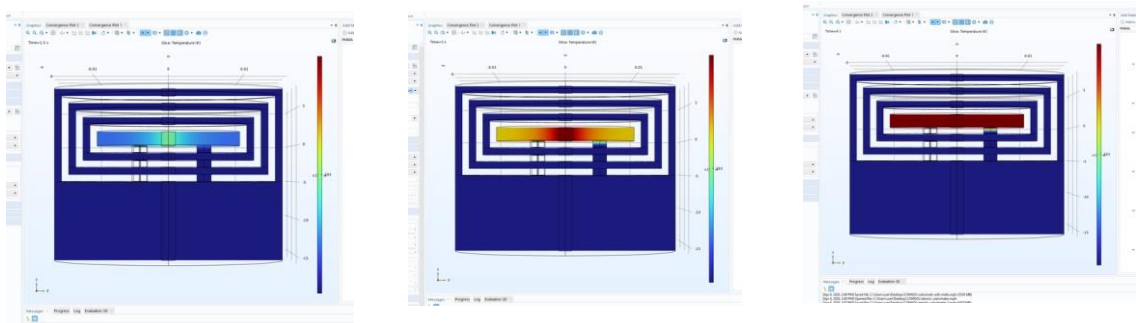


Рисунок 3.2 – Моделирование распространения тепла в конструкции калориметра

Тепловое моделирование позволило оценить величину и стабильность регистрируемого сигнала с поглотителя в результате нагрева под действием облучения. В частности, были исследованы варианты теплоизоляции поглотителя, которая необходима для исключения потерь тепла из поглотителя. Расчеты подтвердили, что использование вакуумных зазоров эффективно решает эту проблему. Также было изучено распределение температуры внутри самого поглотителя. В момент измерений оно должно быть максимально равномерным, так как любые внутренние перепады температуры снижают точность определения средней поглощенной дозы.

5. Комплексная статистико-оптимизационная отработка геометрии

Для данной работы был использован программный комплекс, который выполнил полный цикл оптимизации параметров графитового калориметра следующим образом.

Сначала программа автоматически сгенерировала несколько сотен сочетаний геометрических размеров: толщина и диаметр поглотителя, размеры вакуумных зазоров, толщины графитовых оболочек. Для каждой комбинации она перестроила параметризованную 3d-модель. На основании массива полученных моделей в последствии были проведены расчёты дозовых и тепловых характеристик, результаты которых сохранены в единую таблицу «параметры – характеристики».

На основе этой таблицы программа обучила статистическую модель: гауссовский регрессионный процесс. Модель предсказывает дозовую поправку и два вида тепловых градиентов для любой новой комбинации размеров, а также сообщает оценку своей погрешности.

Далее эволюционный поисковый алгоритм, опираясь уже не на прямые расчёты, а на предсказания модели, перебрал тысячи виртуальных конструкций. Он оставлял только те, у которых нельзя улучшить один показатель (например, снизить дозовую поправку), не ухудшив другой (тепловой градиент). В результате сформировался набор конструкций-компромиссов. Из этого набора автоматически выбрана геометрия, одновременно удовлетворяющая всем заданным пределам – дозовая поправка не выше 0,5 %, радиальный и осевой тепловые градиенты не выше 0,1 % и 0,05 % соответственно, а теплопотери за минуту не превышают 1 %.

Алгоритм проверяет устойчивость выбранной геометрии к реальным отклонениям производства. Он многократно изменяет каждый размер в пределах типичных технологических допусков и через ту же статистическую модель оценивает возможный разброс характеристик. При варьировании размеров на $\pm 0,05 - 0,07$ мм все показатели остаются в пределах 0,1 % от целевых значений. На основании этой проверки установлены окончательные

допуски: жёсткие ($\pm 0,05$ мм) – для ширины вакуумных зазоров, более мягкие ($\pm 0,07$ мм) – для остальных размеров.

На основании расчетов были получены геометрические параметры, которые легли в основу конструкторской документации, разработанной для производства (рисунок 3.3).

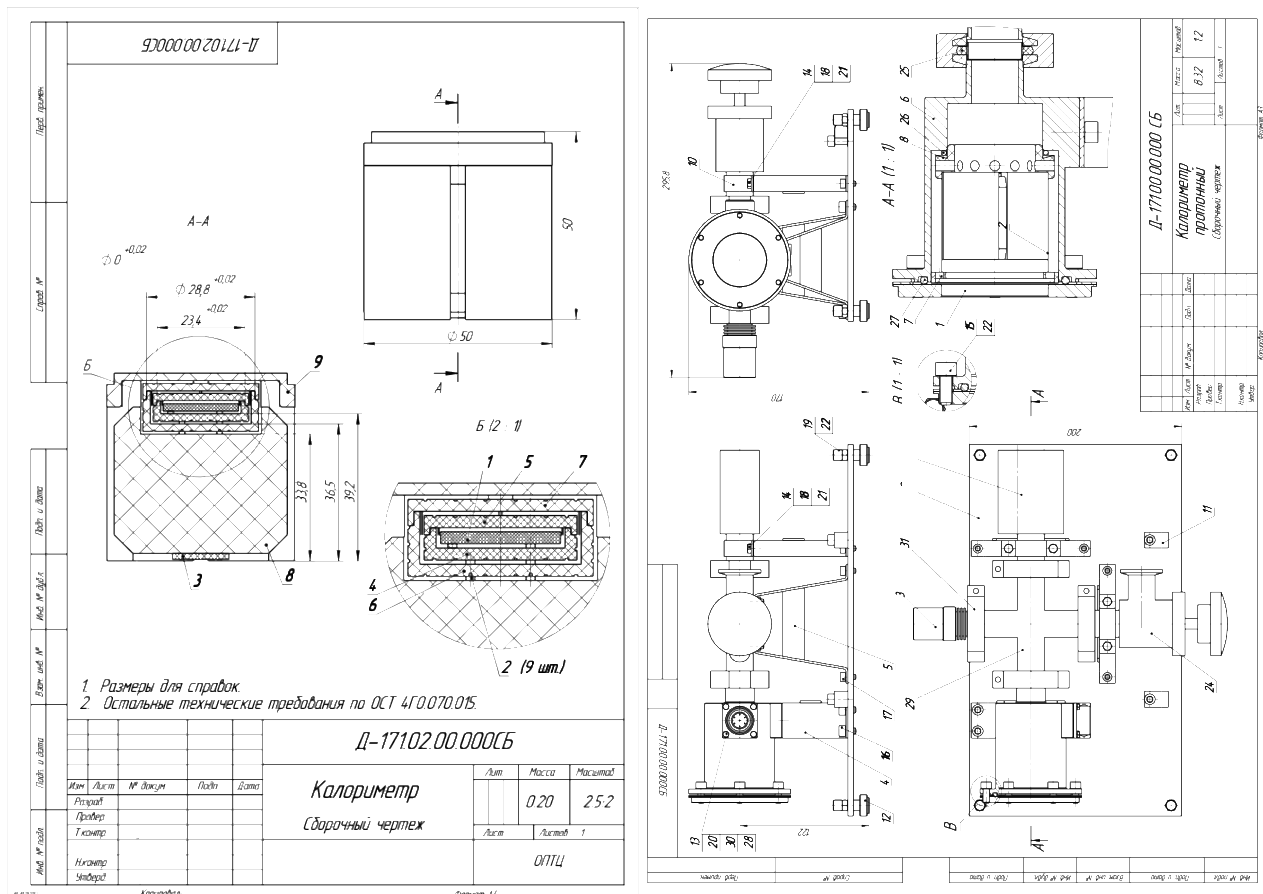


Рисунок 3.3 – Сборочный чертеж калориметра

3.2.2 Монтаж первичных преобразователей.

По разработанным чертежам были изготовлены детали калориметров. После завершения механической обработки и очистки графитовых деталей был выполнен технологический цикл монтажа функциональных элементов – термисторов и проволочных нагревателей – с одновременным контролем массы и сохранением однородности графитового объёма.

В каждой графитовой детали, кроме поглотителя, были тщательно проделаны канавки «змеевидного» профиля глубиной 0,25–0,30 мм. Их траектория разработана так, чтобы нагревательный провод равномерно

охватывал поверхность детали и, будучи замурован, не вызывал локальных перепадов теплопроводности. В самом поглотителе проделаны две параллельные прямые канавки – по одной для измерительного и нагревательного термисторов.

После изготовления канавок каждая деталь (стаканы оболочек, крышки, поглотитель) была взвешена на аналитических весах. Масса фиксировалась в лабораторный журнал; особое внимание уделяли поглотителю, поскольку его масса участвует в формуле воспроизведения поглощенной дозы.

Для исключения электрического контакта термисторные элементы полностью покрывали тонкой лавсановой плёнкой (≤ 20 мкм), обернутой с нахлестом и закреплённой каплей высокотемпературного полиамидного клея. К выводам термисторов предварительно были припаяны тонкие ($\varnothing 0,05$ мм) провода-отводы из манганина. Подготовленные сборки укладывали в прямые канавки поглотителя так, чтобы корпус термистора располагался на глубине $\approx 0,1$ мм ниже поверхности графита: это гарантировало отсутствие выступов после заливки.

Поглотитель с уложенными термисторами взвешивался повторно. Разница по отношению к «чистой» массе фиксировала суммарную массу термисторов и изоляции; отклонение от расчёта не превышало 0,2 %.

Для обеспечения близости получаемой конструкции к однородному графитовому телу бороздки заполняли пастой, приготовленной на основе смеси клея с дисперсным графитовым порошком. После нанесения пасты излишки снимались заподлицо с графитовой плоскостью. Отверждение проходило 24 ч при 80 °С в вакууме; вследствие высокой доли графита плотность и теплопроводность составленного шва практически совпадали с исходным материалом.

В змееобразные канавки стакана 1-й оболочки последовательно укладывали провод из манганина диаметром 0,05 мм. Проволока фиксировалась точечными каплями того же графитового компаунда; после полной выкладки канавки окончательно заполняли пастой и шлифовали до

уровня поверхности. Электрические выводы выводились через узкий паз к внешней клемме.

Отверждённый, зачищенный поглотитель вставляли в стакан 1-й оболочки через прокладку-шайбу, обеспечивающую радиальный вакуумный зазор $0,70 \pm 0,03$ мм. В этот момент проверяли свободное перемещение без касания стенок. Контрольная масса под сборки фиксировала сумму масс поглотителя, проволоки и компаунда.

Аналогичным образом нагревательный элемент укладывался в канавки 2-й оболочки; после схватывания компаунда сборка поглотитель + 1я оболочка помещалась во вторую оболочку через прокладки-шайбы.

Этапы сборки представлены на рисунке 3.4, рисунке 3.5 и рисунке 3.6.



Рисунок 3.4 – Графитовые части калориметра

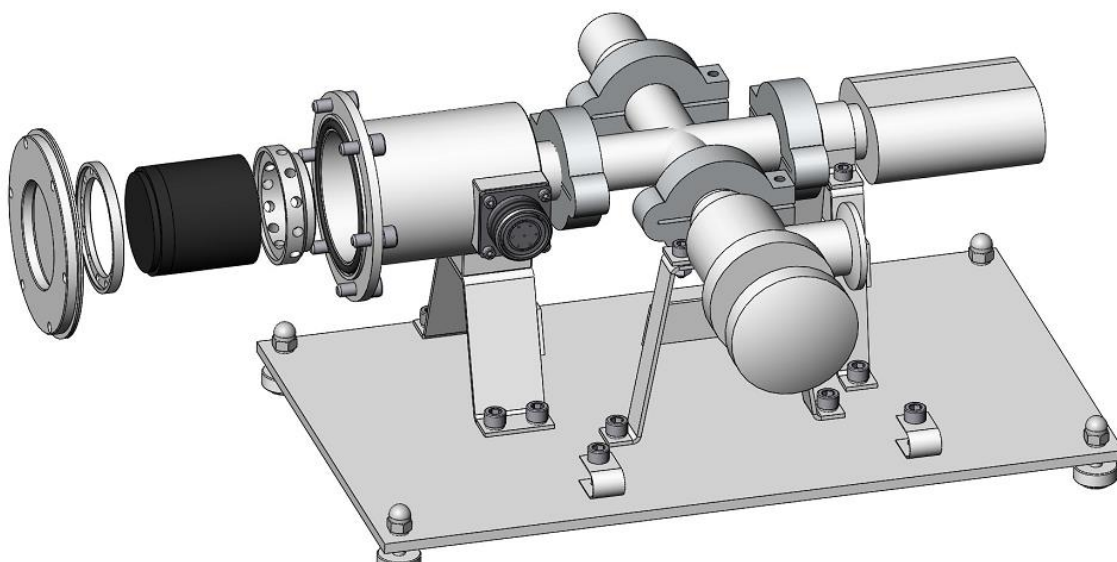


Рисунок 3.5 – Вакуумный корпус калориметра



Рисунок 3.6 – Внешний вид протонного калориметра

Для измерений в водной среде был разработан калориметр (рисунок 3.7), вакуумный корпус которого выполнен из оргстекла. Разработанная конструкция позволяет размещать калориметр в специально разработанных водных фантомах (рисунок 5.10), что обеспечивает возможность проведения

измерений на разных глубинах в воде и получать высокоточные распределения дозы по глубине, а также профили пучков на разных глубинах.



Рисунок 3.7 – Калориметр для измерений в воде

3.3 Исследования метрологических характеристик первичных преобразователей и оценка составляющих неопределённости графитового калориметра в протонных и углеродных пучках

Поглощённая доза в графите определяется из сопоставления изменения сопротивления измерительного термистора в поглотителе в двух случаях: при радиационном нагреве под действием ионизирующего излучения и при калибровочном нагреве электрическим током. Для этого внутри поглотителя монтируется нагревательный и измерительный термисторы, при этом измерительный термистор подключается к мостовой измерительной схеме.

Определение поглощенной дозы калориметрическим способом происходит по формуле:

$$D_{\Gamma} = \frac{IU_{\Gamma}t}{M_{\text{эф}}} \frac{\Delta U_{\text{рад}}}{\Delta U_{\text{эл}}} k_{\text{тп}} k_{\text{гр}} k_{\text{тд}} k_{\text{вз}} \quad (13)$$

где $\frac{IU_{\Gamma}t}{\Delta U_{\text{эл}}}$, (далее $N_{\text{эГ}}$) – чувствительность калориметра, определяемая путем электрической градуировки;

I – сила электрического тока, протекающего через нагревательный элемент поглотителя калориметра во время градуировки калориметра (сила тока определяется по падению напряжения на мере сопротивления P3030), А;

U_T – падение напряжения на нагревательном элементе, В;

t – время выделения электрической мощности в поглотителе калориметра, с;

$M_{\text{эф}}$ – эффективная масса поглотителя;

$\Delta U_{\text{рад}}$ – изменение напряжения в мостовой схеме при облучении ионизирующим излучением, В;

$\Delta U_{\text{эл}}$ – изменение напряжения в мостовой схеме при электрическом нагреве, В;

$k_{\text{вз}}$ – коэффициент, учитывающий искажение флюенса протонов вакуумными зазорами внутри калориметра;

$k_{\text{тп}}$ – коэффициент, учитывающий потери тепла от поглотителя по подводящим проводам;

$k_{\text{гр}}$ – коэффициент, учитывающий градиент мощности поглощенной дозы в радиальном и аксиальном направлении в поглотителе;

$k_{\text{тд}}$ – коэффициент, учитывающий «тепловой дефект» в материалах, входящих в состав поглотителя калориметра.

3.3.1 Определение эффективной массы поглотителя

Понятие эффективной массы поглотителя в калориметрии применяется для того, чтобы правильно связать зафиксированное калориметром повышение температуры с фактически поглощённой дозой излучения. Это понятие вводится в связи с тем, что в составе поглотителя присутствуют материалы, отличающиеся от материала поглотителя (например, проволочные нагреватели, термисторы, клеевые швы и пр.). В идеализированной ситуации, если бы всё излучение равномерно и полностью поглощалось в однородном теле из графита, то доза и температурное изменение ΔT связывались бы напрямую:

$$D = \frac{\Delta E}{m}, \quad \Delta E = mc_p \Delta T \quad (14)$$

где c_p – удельная теплоёмкость, m – масса вещества, в котором поглощена энергия, а ΔE – поглощенная энергия. В случае, когда в поглотителе есть термисторы, проволоки, компаунд и т. п., они взаимодействуют с излучением

иначе, чем графит. Их вклад корректируется через отношение тормозных способностей.

Эффективная масса поглотителя в случае протонных и ионных пучков определяется по формуле:

$$M_{\text{эф}} = m_{\text{гр}} + \sum_i m_i \frac{(S_m)_i}{(S_m)_{\text{гр}}} \quad (15)$$

где $m_{\text{гр}}$ – масса чистого графита в поглотителе, m_i – масса i -го компонента, $\frac{(S_m)_i}{(S_m)_{\text{гр}}}$ – отношение тормозных способностей протонного или ионного излучения в i -м компоненте к графиту.

Для определения эффективной массы поглотителей в первую очередь были собраны справочные данные по массовой тормозной способности графита $(S_m)_{\text{гр}}$ для протонов и ионов углерода из авторитетных источников. Базовыми явились отчёты ICRU (International Commission on Radiation Units): для протонов – ICRU Report 49 (1993) [203], а для более тяжёлых ионов – ICRU Report 73 (2005) [204]. Эти отчёты содержат таблицы $(S_m)_{\text{гр}}$ в графите для широкого диапазона энергий. Кроме того, в работе использованы актуализированные справочные массивы данных NIST PSTAR, а также учтены рекомендации отчета ICRU № 90 (2016), представляющие собой современный обзор и уточнение фундаментальных констант, применяемых в дозиметрии [205, 206]. В ICRU 90 были учтены результаты более поздних исследований, в том числе данные по ионам углерода, что позволило дополнить базы данных PSTAR соответствующими значениями [133, 207]. Также были использованы результаты вычислительных кодов (SRIM/MSTAR), часто применяемых для расчёта тормозных способностей, и экспериментальные измерения, имеющиеся в литературе [194, 195, 201, 206].

Сравнение данных из разных источников показало наличие небольших, но систематических расхождений. Во-первых, между старыми и обновлёнными рекомендациями по графиту обнаружено отличие порядка нескольких процентов. Так, ICRU 90 повысила рекомендованное значение среднего потенциала ионизации I с 78 эВ до 81 эВ. Поскольку тормозная

способность обратно пропорциональна этому параметру, это привело к снижению рассчитанных $(S_m)_{гр}$ на 3–4 % в области высоких энергий. Кроме того, уточнена модель плотностной коррекции: вместо прежней плотности $\rho = 1,7 \text{ г/см}^3$ для расчетов используется $\rho = 2,265 \text{ г/см}^3$. Эти изменения отразились на величине $(S_m)_{гр}$ на энергиях выше нескольких сотен МэВ. Во-вторых, на низких энергиях (ниже 1 МэВ) данные ICRU 49 были основаны на старых моделях, в то время как ICRU 90 учла современные прецизионные измерения для протонов. Это привело к пересмотру $(S_m)_{рп}$ графита для протонов в области 0,1–1 МэВ примерно на 1–2 %.

Для ионов углерода основой послужили данные ICRU 73. Дополнительно рассмотрены расчёты по коду MSTAR и результаты моделирования по методу Монте-Карло (код SHIELD-HIT). В литературе отмечается, что различные модели для углеродных ионов сходятся в пределах 2 % [193, 194, 201, 206, 208]. Например, постоянное усреднённое значение отношения тормозной способности, используемое в протоколе IAEA TRS-398 для дозиметрии тяжелых ионов, было на 1–2 % выше значений, полученных детальными расчётами с учетом энергетической зависимости. В диапазоне плато кривой Брегга (для высоких энергий) расхождения составляли порядка 0,5–1 %, тогда как вблизи пика Брегга (низкие энергии 50 МэВ/нуклон для углерода) достигали 2 %. Эти расхождения связаны с тем, что реальная тормозная способность иона слегка изменяется с энергией из-за эффекта заряженности и плотностной коррекции, тогда как упрощённые модели предполагали её постоянной.

Сравнение тормозных способностей протонов и ионов углерода в графите, полученных из разных источников, приведены на рисунке 3.8.

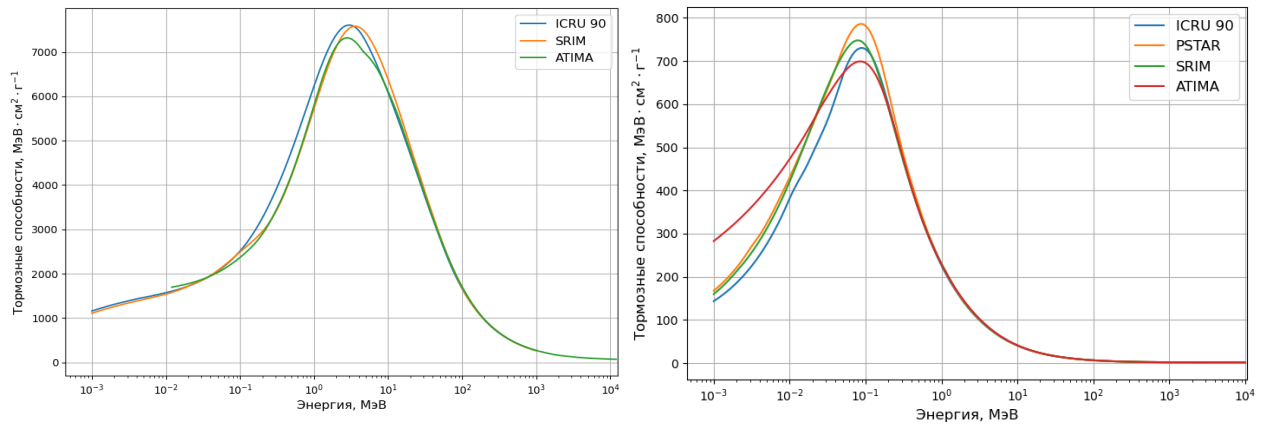


Рисунок 3.8 – Сравнение тормозных способностей ионов углерода (слева) и протонов (справа) в графите, полученных из разных источников

Сравнение относительных отклонений разных источников данных от ICRU 90 для тормозных способностей ионов углерода и протонов в графите приведены на рисунке 3.9.

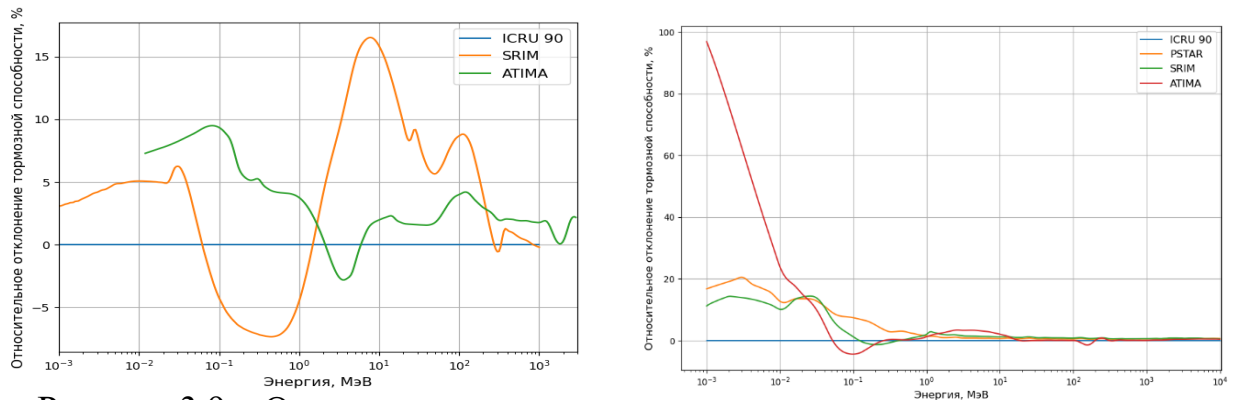


Рисунок 3.9 – Относительное отклонение источников данных тормозных способностей ионов углерода (слева) и протонов (справа) от ICRU 90

Анализ показал, что основными причинами различий между источниками данных являются: (1) разница в выборе параметров материала (в первую очередь I графита и параметров плотностной коррекции), (2) неучет или отсутствие экспериментальных данных при использовании моделей, (3) пределы применимости модельных приближений на концах диапазона энергий. Так, более высокое значение $I = 81$ эВ (ICRU 90) по сравнению с $I = 78$ эВ (ICRU 49) приводит к небольшому уменьшению рассчитанной тормозной способности графита для любых заряженных частиц. В то же время применение экспериментальных данных для протонов позволило

скорректировать расчетную кривую $(S_m)_{\text{pp}}$ в области минимума пробега – новая кривая лучше согласуется с измеренными точками. Для ионов углерода расхождения между ICRU 73 и, например, кодом SRIM объясняются различными подходами к учёту потери заряда ионизирующего иона при торможении. В ICRU 73 принят подход, при котором ион углерода считается полностью ионизованным на всём терапевтическом диапазоне энергий, тогда как альтернативные модели могут учитывать частичный захват электронов при замедлении. Однако при энергиях порядка десятков МэВ/нуклон углерод остаётся практически полностью оголённым ($Z = 6$), поэтому модели сходятся. Небольшие же различия (до 2 %) вызваны тонкостями учета эффекта плотности и высокоэнергетических поправок – их корректировка в SHIELD-NIT v2 заметно улучшила согласие с табличными данными.

Для уточнения значений тормозных способностей был предложен следующий подход. Были взяты для обработки данные из всех наиболее авторитетных источников. Все данные приведены к единым «условиям материала». В старых таблицах графит часто задавался с $\rho = 1,7 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$ (пористый пресс-материал) и $I = 78 \text{ эВ}$. Современный набор данных в ICRU 90 рекомендует использовать для расчетов $\rho = 2,265 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$ – плотность идеального кристаллического графита и $I = 81 \text{ эВ}$ – пересчитанное логарифмическое среднее по спектру возбуждений. Если кривая из исходного набора рассчитана при иных параметрах, она масштабировалась исходя из современных значений ρ и I . Вес каждого источника оценивался следующим образом: чем современнее и более экспериментально подтверждённой была база, тем меньше ей приписывалась стандартная неопределённость (таблица 3.1):

Таблица 3.1 – Определение веса источников данных

Источник	Типичные заявленные отклонения	Вес $w = 1/\sigma^2$
ICRU 90	$\pm 2 \%$	$1/0,02^2 \approx 2500$
ICRU 49, PSTAR	$\pm 3 \%$	$1/0,03^2 \approx 1100$
SRIM, MSTAR	$\pm 4 \%$	$1/0,04^2 \approx 625$

Кривая зависимости тормозных способностей от энергии задаётся расширенной формулой Бете–Блоха, дополненной тремя необходимыми поправками: плотностной (уменьшает dE/dx выше сотен МэВ), оболочечной (резко повышает его ниже 100 кэВ) и, для ионов углерода, функцией эффективного заряда $z_{\text{eff}}(\beta)$. Области до 100 кэВ, переходная от 0,1 до 30 МэВ и от 30 МэВ до 1 ГэВ описывались отдельными аналитическими выражениями; на стыках эти участки гладко «сшивались» через сигмоидные весовые функции, обеспечивая непрерывность и дифференцируемость результирующей зависимости.

Для каждого энергетического интервала рассчитывалось средневзвешенное значение из всей совокупности доступных табличных данных. В случае отклонения аппроксимирующей функции от средневзвешенного значения более чем на 2 % вводился поправочный коэффициент, величина которого не превышала 5 % относительно исходных коэффициентов. Данная процедура позволила оптимизировать теоретическую модель по отношению к массиву данных без нарушения физической структуры аппроксимируемой кривой.

Проверка показала, что отклонение результирующей зависимости от данных экспериментов (протоны 0,6–3 МэВ) и HIMAC (углерод 290 МэВ/нуклон) не превышает ± 2 % [74, 194, 209]. Выходными данными являются таблица «энергия – S_m » от 1 кэВ до 1 ГэВ для протонов и от 10 кэВ/нуклон до 400 МэВ/нуклон для углерода. Неопределенность значений тормозных способностей (вода или графит) после взвешенного усреднения были оценены в 0,35 %.

3.3.2 Определение чувствительности калориметра.

Для получения абсолютной чувствительности калориметр был подвергнут электрической градуировке, основанной на эквивалентности электрического и радиационного нагрева. Чувствительность графитового калориметра была определена методом электрической градуировки, в основе которого лежит нагрев поглотителя встроенным термистором-нагревателем и

одновременная регистрация температурного отклика вторым, измерительным, термистором, включённым в одно из плеч высокостабильной мостовой схемы. Оба термистора установлены в специально фрезерованные канавки, электрически изолированы от графита тонкой лавсановой плёнкой и соединены с измерительным трактом манганиновыми проводами диаметром 0,05 мм (выбор манганина обусловлен его крайне низкой теплопроводностью, минимизирующей утечки тепла по выводам).

Для подачи электрической мощности на нагревательный термистор применялся источник тока высокой точности. Для измерения мощности тепловыделения при электрическом нагреве измеряется ток, проходящий через термистор и падение напряжения на нем, в таком случае: $P_{эл} = I_{кал} U$.

Градуировочный нагрев продолжительностью 180 с осуществлялся после термической стабилизации калориметра в вакууме. В течение нагрева непрерывно регистрировалась разность напряжений моста $\Delta U(t)$, максимальное значение фиксировалось в конце нагрева. Затем подача тока приостанавливалась и в течение 10 мин отслеживалось пассивное охлаждение, по кривой которого корректировалась незначительная теплотеря через проводники. Скорректированное значение $\Delta U_{кор}$ использовалось для вычисления чувствительности по формуле (15):

$$N_3 = \frac{P_{эл} t_{наг}}{\Delta U_{кор}} \quad (16)$$

Неопределенность чувствительности рассчитывали из следующих составляющих: погрешность задания тока (0,02 %), возможный дрейф сопротивления нагревательного термистора за время нагрева (0,03 %), неопределённость оценки теплотерь (0,05 %), шум измерений в мостовой схеме (0,05 %) и повторяемость результатов (0,04 %). Суммарная стандартная неопределённость составила 0,09 %.

3.3.3 Определение поправки на искажение флюенса протонов вакуумными зазорами внутри калориметра

Для оценки влияния внутренних вакуумных зазоров на дозу, поглощаемую графитовым калориметром, была создана точная модель его геометрии для применения методов Монте-Карло. Материал всех твердых частей – высокочистый графит заданной плотности (для моделирования использовалось значение плотности, близкое к рекомендациям ICRU для графита $2,265 \text{ г/см}^3$, с поправкой на фактическую плотность используемого графита $1,7\text{--}1,8 \text{ г/см}^3$). Композиция графита принималась как чистый углерод ($Z = 6$) с соответствующим средним возбуждением атомов ($78\text{--}81 \text{ эВ}$) для корректного расчёта потерь энергии на ионизацию

В целях упрощения моделирования конструктивные мелкие детали (например, канавки под термисторы, тонкие держатели или провода) были либо опущены, либо заменены эквивалентным по массе материалом там, где это могло иметь влияние. Предварительные оценки показали, что вклад этих мелких элементов в искажение флюенса ничтожно мал (порядка тысячных долей) и может учитываться отдельно как систематическая составляющая погрешности. Таким образом, геометрическая модель представляла собой идеализированный калориметр с двумя оболочками с тремя вакуумными полостями.

Для расчёта прохождения протонов и ионов углерода через описанную конструкцию применялись две независимые программы Монте-Карло: Geant4 и FLUKA. Использование двух различных кодов позволило взаимно проверить корректность результатов и оценить систематическую погрешность, связанную с выбором модели взаимодействия частиц.

Для работы в Geant4 был разработан набор входных данных, описывающий геометрию калориметра и обеспечивающий генерацию нужных пучков частиц. Для достоверного моделирования ядерно-физических взаимодействий был выбран физический набор моделей, рекомендованный для медицинских приложений и ионной терапии, QGSP_BIC (Quark-Gluon

String Precompound + Binary IntraCascade) [63, 170, 172, 210–212]. Данный набор физических моделей включает детальное описание электромагнитных процессов (ионизация, тормозное излучение, рассеяние) и адекватно описывает неупругие ядерные взаимодействия протонов до энергий порядка нескольких ГэВ, используя бинарную каскадную модель на промежуточных энергиях и струнные модели на высоких энергиях. Для ионов углерода в Geant4 применяются специализированные модели генерации вторичных осколков (например, модель квантовой молекулярной динамики QMD или расширения Binary Cascade для ионов) – они активируются в составе QGSP_BIC и обеспечивают реалистичное описание ядерных реакций с участием ионов углерода. Кроме того, была задействована высокоточная адронная модель для низкоэнергетических нейтронов (HP-модуль), поскольку при взаимодействии протонов и особенно ионов углерода в графите образуются нейтроны во всем энергетическом диапазоне (в том числе тепловые), которые могут вносить вклад в дозу. В совокупности, выбранный набор моделей Geant4 гарантирует корректное рассмотрение всех релевантных процессов для протонов с энергиями до 1000 МэВ и ионов углерода до 1 ГэВ/нуклон.

Параллельно расчёты выполнены с использованием кода FLUKA. FLUKA является независимым транспортным кодом, широко применяемым в высокоэнергетической физике и медицине, который содержит собственные модели ядерных взаимодействий частиц с материалами [213]. В частности, FLUKA включает современные модели для протон-ядерных и ион-ядерных столкновений, основанные на данных экспериментальных измерений и теоретических выкладках (например, для высокоэнергетических ионов используется подход, комбинирующий атомно-каскадные модели с испарительным выходом, известный как PEANUT, а для тяжелых ионов – модель высокоэнергетической фрагментации, калиброванная на основе экспериментов с ускорителями). Все необходимые для расчёта таблицы длины пробега, сечений и коэффициентов выхода вторичных частиц во FLUKA

встроены и основаны на обширных библиотеках ядерных данных и параметров материалов. Геометрия калориметра во FLUKA задавалась аналогично – с помощью входного файла описания геометрии (ВОС-модулей FLUKA), где материалы были определены идентично (графит с заданной плотностью, вакуум – как среда с нулевой плотностью).

В обоих кодах расчёт проводился в трёхмерном режиме с полным отслеживанием всех вторичных частиц (протоны, нейтроны, гамма-кванты, осколки ядра и др.), возникающих при взаимодействии первичного пучка с материалом калориметра. Для снижения статистической погрешности применялись возможности параллельных расчётов (в Geant4 – запуск многопоточных задач, во FLUKA – разбиение начального числа частиц на независимые циклы) и при необходимости простейшие методы ускорения сходимости (например, увеличение весов низкоэнергетических нейтронов в Geant4 через применение механизмов снижения дисперсии (biasing-механизмов)). Контроль правильности физической модели осуществлялся, в частности, через сравнение расчётных диапазонов пробега частиц в графите с рекомендациями ICRU.

Расчёты проводились для широкого диапазона энергий протонов и ионов углерода, чтобы охватить все режимы, представляющие практический интерес. Протонные пучки моделировались с кинетическими энергиями от 30 до 1000 МэВ. Нижняя граница 30 МэВ соответствует самым низкоэнергетическим протонным пучкам, которые могут быть использованы (например, для поверхностных облучений или специализированных протонных установок, таких как глазные аппликаторы - 60 МэВ), а верхняя граница 1000 МэВ (1 ГэВ) выбрана с запасом, превышающим типичные клинические энергии 230 МэВ, для проверки поведения калориметра в условиях более жёсткого протонного спектра (например, при калибровке на исследовательских ускорителях или для применения дозиметрии для целей исследований условий воздействия космического излучения). Пучки ионов углерода задавались в виде моноэнергетических пучков с энергиями,

характерными для лучевой терапии: от 100 до 430 МэВ/нуклон. Максимальная энергия 430 МэВ/нуклон выбрана в соответствии с возможностями современных клинических синхротронов тяжёлых ионов (обеспечивает пробег 30 см в тканях человека) [195, 206, 210, 214] и является наибольшей энергией, применяемой в углеродной лучевой терапии. Нижняя граница порядка 100 МэВ/нуклон охватывает малые глубины (2–3 см в воде) и служит для проверки поведения калориметра при относительно низких энергиях ионов (хотя углеродные пучки столь малой энергии в клинике используются редко, их моделирование полезно для полноты анализа). Помимо крайних значений, были выбраны несколько промежуточных энергетических точек; для протонов типичный набор составлял 30, 50, 100, 200, 500 и 1000 МэВ, а для углерода – около 150, 290 и 430 МэВ/нуклон (290 МэВ/нуклон – это энергия, дающая пробег 15 см в воде, часто используемая в клинических планах [194, 195, 201]). Все пучки моделировались моноэнергетическими и мононаправленными – т.е. с фиксированной энергией частиц и параллельным направлением распространения. Расчёты проводились для установившегося режима облучения: частицы генерировались равномерно во времени, так чтобы статистически набрать заданное число историй (обычно 10^7 – 10^8 первичных частиц на каждую конфигурацию).

Важно отметить, что моделировалось поле облучения, перекрывающее весь калориметр с запасом по краям. Диаметр пучка выбирался значительно больше поперечного размера калориметра. Это условие обеспечивает ситуацию, при которой в каждой точке рассматриваемой поперечной плоскости число вторичных заряженных частиц, входящих в элемент объёма, равно числу выходящих из него, что обеспечивает пространственную однородность дозы по радиусу пучка. При широком поле все вторичные частицы, рождающиеся в графите, имеют высокую вероятность остаться в пределах калориметра. Это особенно важно для корректного определения коэффициента искажения флюенса: узкий пучок мог бы дополнительно нарушать равновесие частиц на границах поглотителя, усиливая эффект

зазоров. Предполагалось, что калориметр встроен в графитовый фантом или окружён достаточным материалом, чтобы имитировать расположение на требуемой глубине в графите. Практически это реализовывалось добавлением вокруг модели калориметра достаточного объёма графита (например, сзади и по бокам). Для упрощения некоторые расчёты проводились и без дополнительного фантома, то есть калориметр моделировался в вакуумной среде.

Коэффициент искажения флюенса вакуумными зазорами $k_{вз}$ определяется как отношение дозы в условной идеализированной конфигурации, где эти зазоры устранены (замещены графитом) к дозе в поглотителе калориметра при наличии вакуумных зазоров. Для его вычисления выполнены два набора расчётов Монте-Карло для каждого рассматриваемого пучка частиц:

1) Конфигурация А (реальная): геометрическая модель калориметра с вакуумными зазорами. В этой конфигурации рассчитывается поглощённая доза $D_{вз}$ в объёме графитового ядра при облучении заданным пучком. Доза определяется как средняя энергия, выделенная в материале поглотителя, делённая на массу поглотителя. Расчёт $D_{вз}$ осуществлялся прямым интегрированием энергетических потерь всех частиц в пределах объёма поглотителя.

2) Конфигурация В (идеализированная сплошная): геометрия калориметра модифицируется таким образом, чтобы устранить пустоты. Графитовые компоненты (поглотитель, оболочки) “сдвигаются” навстречу друг другу до соприкосновения, после чего промежутки, где был вакуум, заполняются графитом той же плотности. Практически это реализовано следующим образом: внутреннюю графитовую оболочку перемещают вплотную к поглотителю (убирая первый зазор), а внешнюю оболочку – вплотную к внутренней (убирая второй зазор). Торцевые крышки также придвигаются вплотную. Таким образом, в конфигурации В образуется условно монолитная графитовая структура, эквивалентная по форме и внешним размерам

исходному калориметру, но без внутренних полостей. При этом границы между бывшими отдельными частями могут сохраняться в модели (для возможности раздельного учета дозы), однако между ними теперь нет вакуума – они либо непосредственно контактируют, либо разделены тонким слоем графита. В данной конфигурации вычисляется доза $D_{\text{нвз}}$ в том же объёме, соответствующем положению исходного поглотителя (т.е. доза в центральной области, эквивалентной поглотителю). Определение дозы происходит именно в исходном поглотителе, чтобы корректно сравнить с конфигурацией А. Хотя в сплошной модели границы ядра формально отсутствуют, можно виртуально выделить «поглотитель» того же размера в центре и регистрировать энерговыделение в этом эквивалентном объёме (в Geant4 это реализовано с помощью метки объёма до удаления зазоров, а во FLUKA – с помощью региона, определённого теми же координатными границами).

После получения $D_{\text{вз}}$ и $D_{\text{нвз}}$ коэффициент, учитывающий влияние вакуумных зазоров, рассчитывается как:

$$k_{\text{вз}} = \frac{D_{\text{нвз}}}{D_{\text{вз}}} \quad (17)$$

Наличие вакуумных слоёв внутри калориметра влияет на транспорт частиц преимущественно за счёт геометрического разделения материала: в конфигурации А между поглотителем и остальным графитом существует пустое пространство. В сплошном графите (конфигурация В) поглотитель окружен графитовым материалом со всех сторон, поэтому любая частица, исходящая из ядра, сразу сталкивается с графитом и может рассеяться или породить вторичные частицы, которые затем имеют шанс вернуться и увеличить дозу в поглотителе. При наличии вакуума часть таких частиц выходит из поглотителя в вакуум и уже не взаимодействует до выхода в следующий слой графита; многие вторичные электроны и низкоэнергетические фотоны при этом просто покидают область поглотителя и не возвращаются, уменьшая энерговыделение. Кроме того, вакуумный промежуток снижает угловое рассеяние протонов и ионов: проходя из поглотителя в оболочку через вакуум, частицы не замедляются и не

отклоняются, тогда как в конфигурации В они бы потеряли энергию в графите и часть из них могла бы застрять или отразиться ближе к поглотителю. Таким образом вакуумные зазоры незначительно уменьшают дозу в поглотителе [170, 215, 216].

Полученные значения коэффициента $k_{вз}$ для протонов показали слабую зависимость от энергии в диапазоне 30–1000 МэВ. При самых низких энергиях (30–60 МэВ) коэффициент оказался очень близким к единице: 0,999–1,000 (т.е. влияние зазоров оценивается в 0,1 % и менее). С увеличением энергии протонов наблюдается изменение $k_{вз}$, характеризующее растущий эффект потери флюенса. Например, при 230 МэВ (типичная максимальная энергия клинических протонов) расчёт дал $k_{вз} = 1,0036$, то есть доза в поглотителе на 0,36 % меньше, чем в сплошном графите. Эти цифры хорошо согласуются с опубликованными данными NPL для протонного графитового калориметра [215, 217]. На более высоких энергиях вне клинического диапазона расчёты показали дальнейшее изменение $k_{вз}$: оценивается в 1,005 при 500 МэВ и 1,008 при 1 ГэВ (т.е. 0,7–0,8 % потерь). Эта тенденция объясняется тем, что высокоэнергетические протоны генерируют больше вторичных частиц (особенно нейтронов), способных переносить энергию за пределы поглотителя, и вакуумные промежутки позволяют большему числу этих частиц покидать калориметр без передачи энергии поглотителю.

Для ионов углерода обнаружено схожее поведение, однако влияния несколько более выражены. Ионы углерода при одинаковой удельной энергии (МэВ/нуклон) имеют большую массу и меньшую величину рассеяния по сравнению с протонами, но их ядерные взаимодействия с графитом приводят к фрагментации ядра и рождению множества вторичных протонов, нейтронов и более лёгких ядер. Эти вторичные частицы могут покидать область поглотителя через вакуумные зазоры, вызывая снижение локальной дозы. Расчёты показали, что $k_{вз}$ для углерода 300 МэВ/нуклон составляет примерно 1,004–1,005 (потеря 0,4–0,5 %), а при максимальных 430 МэВ/нуклон – порядка 1,01 (потеря до 1 %) относительно сплошного графита. Для более

низкой энергии 150 МэВ/нуклон эффект меньше – 1,002 (0,2 % потерь). Таким образом, присутствие вакуумных зазоров внутри калориметра приводит к тому, что показания при облучении ионами углерода слегка занижены, на доли процента, причём максимальная поправка порядка 1 % требуется для самых высоких терапевтических энергий.

Зависимости коэффициента искажения флюенса от энергии, полученные в результате моделирования представлены на рисунке 3.10.

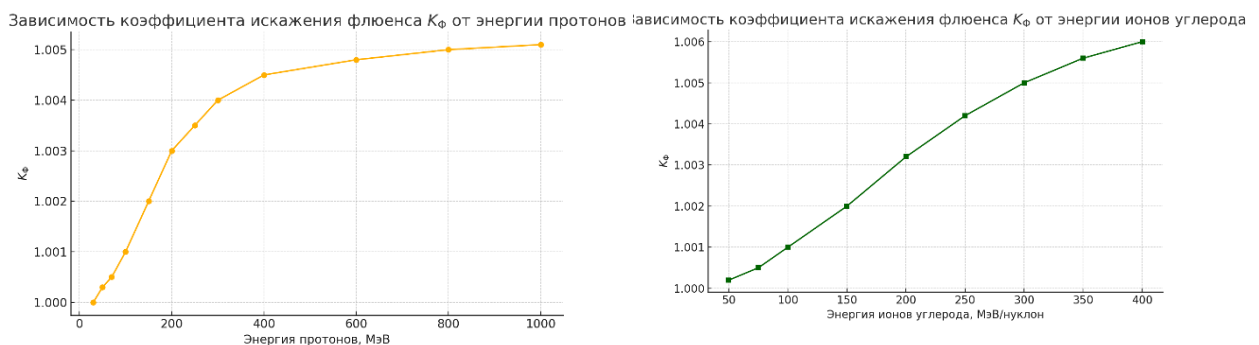


Рисунок 3.10 – Зависимости коэффициента искажения флюенса от энергии протонов (слева) и ионов углерода (справа)

Благодаря большому числу симуляций (десятки миллионов историй на точку) типичная статистическая неопределенность для рассчитанных коэффициентов составила 0,05–0,1 % (1σ). Для углерода, из-за более сложного спектра вторичных частиц, достижение аналогичной статистики требовало несколько большего числа событий; тем не менее неопределенность удерживалась в пределах 0,1 %.

Основной источник возможной систематической ошибки – неполнота физической модели. Для её оценки проводилось сравнение результатов, полученных двумя кодами Монте-Карло. Расхождения между Geant4 и FLUKA по значению $k_{вз}$ не превышали 0,1 % во всём диапазоне энергий. Эти различия находятся в пределах статистической погрешности симуляций и свидетельствуют об отсутствии значимой систематической ошибки, связанной с выбором кода. Тем не менее половина максимального разброса между кодами была консервативно включена в итоговую неопределенность как

оценка модели физики (0,1 %). Ещё один систематический фактор – точность воспроизведения геометрии – данный вклад оценивался менее 0,1 %. Оценена неопределенность состава графита (примеси, плотность). Для моделирования был использован идеализированный чистый графит и присутствие примесей с другим атомным номером могло бы слегка изменить генерацию вторичных частиц. Согласно оценке, примесь на уровне 1 % тяжёлого элемента ($Z > 6$) в графите изменила бы $k_{вз}$ менее чем на 0,05 %, а такая доля примесей заведомо выше реальной (графит производителя имеет чистоту более 99 %). Таким образом, этим фактором можно пренебречь.

Зависимость величины и характера искажений флюенса частиц от размера поперечного сечения пучка была исследована путем выполнения расчетного моделирования. В качестве количественного показателя этих искажений использовалось удельное энерговыделение в контрольной (измерительной) точке поглотителя, расположенной на центральной оси пучка (рисунок 3.11). Для протонов с энергиями в диапазоне от 50 до 250 МэВ были проведены расчеты, имитирующие два возможных варианта геометрии расположения поглощающих слоев: в первом случае между отдельными слоями среды оставались вакуумные зазоры, а во втором варианте расчета вакуумные зазоры полностью отсутствовали, при этом измерительная точка была смещена влево на величину, соответствующую тройной суммарной толщине исходных зазоров, чтобы обеспечить сопоставимость глубины расположения точки измерения в обоих случаях.

На основании полученных данных моделирования рассчитывались поправочные коэффициенты $k_{вз}$, определяемые как отношение величины удельного энерговыделения в измерительной точке поглотителя, полученного в отсутствии вакуумных зазоров (т.е. в идеальных условиях сплошной среды), к аналогичному показателю, рассчитанному в случае наличия вакуумных промежутков между слоями среды. Эти коэффициенты позволяют количественно оценить степень влияния геометрических неоднородностей

(вакуумных зазоров) на измеряемый флюенс частиц в зависимости от площади пучка и, как следствие, на точность определения поглощённой дозы.

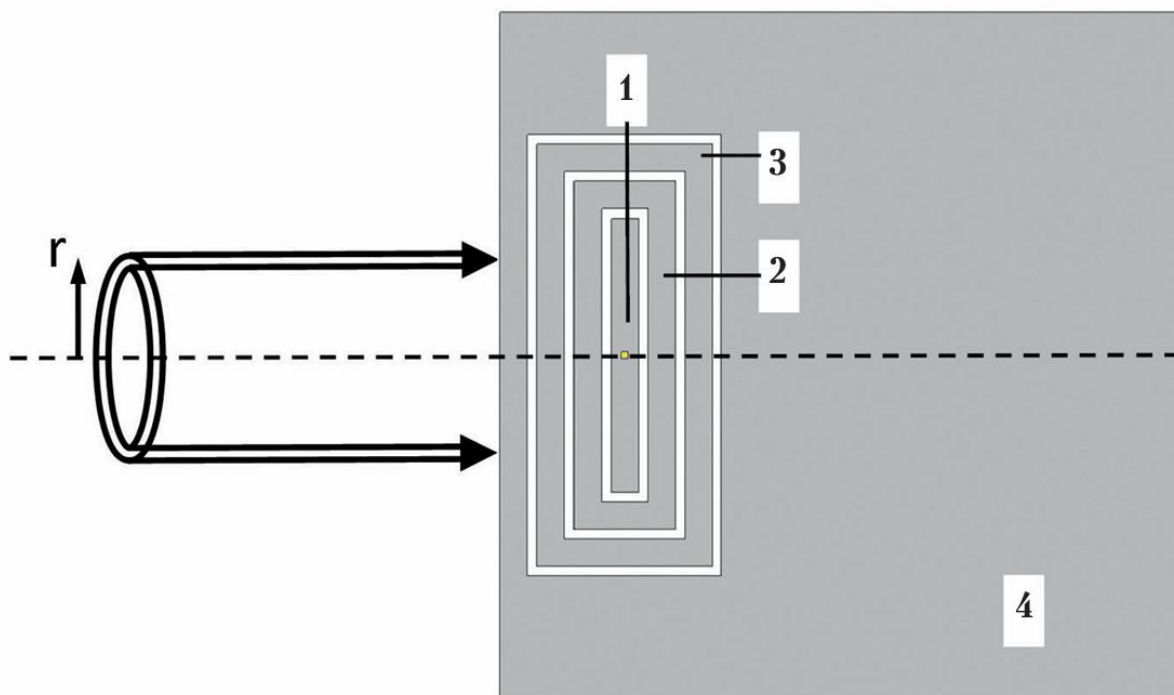


Рисунок 3.11 – Разрез калориметра и схема модели взаимодействия с ним кольцевого пучка протонов. Калориметр состоит из поглотителя (1), 1-й (2) и 2-й (3) оболочек, размещенных в мини-фантоме (4).

Оценка влияния вакуумных зазоров на удельное энерговыведение от протонного пучка проводилась для конфигурации с фиксированным значением всех зазоров (0,7 мм) между поглотителем, защитными оболочками и мини-фантомом. Поперечный диаметр поглотителя принят равным 20 мм. Учитывая сложность геометрии рассматриваемой задачи, аналитические подходы к её решению не представляются возможными. Поэтому для получения достоверных результатов был использован метод Монте-Карло, реализованный в широко известном пакете моделирования переноса ионизирующего излучения SHIELD.

Программа SHIELD предназначена для моделирования транспорта широкого спектра элементарных частиц и фотонов с энергиями,

охватывающими диапазон от долей эВ (для нейтронов) и от 1 кэВ (для протонов, электронов и гамма-квантов) до сотен ГэВ. Геометрические объекты в SHIELD формируются путём комбинирования стандартных форм (цилиндров, параллелепипедов, сфер и т.п.), а сами ячейки могут быть наполнены материалами произвольного элементного состава и плотности. Программа позволяет задавать начальные условия моделирования в виде первичных частиц и их пучков, характеризующихся произвольным пространственным распределением флюенса. Важной особенностью является возможность расчёта различных параметров, в частности, удельного энерговыделения, в указанных пользователем ячейках.

Выполненные расчёты были направлены на определение удельного энерговыделения, создаваемого первичными и вторичными протонами, а также вторичными нейтронами, в центральной измерительной ячейке калориметра. Следует подчеркнуть, что данная ячейка имела крайне малый поперечный размер (диаметр 0,5 мм) по сравнению с типичным диаметром используемых терапевтических протонных пучков (от 20 мм и более). В результате через такую маленькую ячейку проходила лишь незначительная доля первичных и вторичных частиц, испускаемых пучком. Это обстоятельство приводило к резкому увеличению необходимого количества моделируемых историй (частиц), требуемого для достижения высокой точности результатов.

Так, например, чтобы обеспечить стандартную неопределённость расчёта удельного энерговыделения на уровне 0,01 %, количество частиц, проходящих через центральную ячейку, должно составлять не менее 10^8 . Учитывая малую площадь поперечного сечения этой ячейки, это соответствовало флюенсу протонов на оси калориметра порядка 10^{11} частиц на квадратный сантиметр. С учётом реальных геометрических параметров терапевтических пучков с диаметрами 20 мм и более, моделирование с такой точностью непосредственно при равномерном распределении частиц потребовало бы непомерно большого числа историй частиц, вплоть до сотен

миллиардов. Очевидно, что проблема возрастает при необходимости исследования различных распределений флюенса, отличных от равномерного (например, гауссовских или других клинически релевантных распределений). Для эффективного решения этой проблемы была предложен подход, при котором исследуемый пучок с произвольной радиальной зависимостью плотности частиц был представлен в виде суммы нескольких отдельных концентрических кольцевых пучков с различными внутренними и внешними радиусами. Внутренний радиус каждого кольцевого пучка совпадал с внешним радиусом предыдущего, что позволяло охватить всю площадь поперечного сечения исходного пучка. Для каждого из таких элементарных кольцевых пучков производилось моделирование, в результате чего определялось индивидуальное удельное энергосодержание в центральной ячейке калориметра.

Итоговая величина удельного энергосодержания для произвольного радиального распределения пучка рассчитывалась путём взвешенного суммирования этих элементарных удельных энергосодержаний. Весом каждого элемента являлась доля частиц, приходящаяся на соответствующее кольцевое сечение исходного распределения флюенса:

$$P_{1n} = \sum_{i=1}^n [w_i \cdot p_i] \quad (18)$$

где w_i – весовые коэффициенты, соответствующие радиальной форме пучка и численно равные значениям плотности потока реального пучка на радиусе r_i , P_{1n} – интегральное удельное энергосодержание от первого кольцевого пучка до n -ного, p_i – индивидуальное удельное энергосодержание от кольцевого пучка с номером i и единичной плотности потока. В случае, если плотность пучка имеет зависимость не только от радиуса, то и в этом случае возможно получить удельное энергосодержание в центральной ячейке используя в качестве w_i в формуле (18) средние значения плотности потока при радиусах r_i . Такой подход позволяет значительно сократить общее количество моделируемых частиц при сохранении высокой точности и достоверности результатов расчётов.

Описываемые расчеты относятся к случаю, когда плотность потока частиц в моделируемом пучке является однородной и постоянной во всех кольцевых сегментах. При выполнении расчётов с помощью программы SHIELD непосредственным выходным параметром, соответствующим моделируемой конфигурации пучка, является исходное удельное энерговыделение, выражаемое в единицах МэВ/г на один исходный протон. Для того чтобы получить величину удельного энерговыделения, соответствующего i -му кольцевому сегменту с единичной плотностью потока (т.е. приведённое к потоку частиц 1 ч/см²), исходное значение удельного энерговыделения, рассчитанное программой SHIELD, нормировалось на соответствующую плотность потока протонов в рассматриваемом кольце. Поскольку плотность потока принималась равномерной, указанная нормировка сводилась к простому умножению исходного удельного энерговыделения на площадь соответствующего кольцевого сегмента.

Таким образом, все значения удельного энерговыделения, представленные далее на рисунке 3.12, рисунке 3.13 и рисунке 3.14, имеют единицы измерения МэВ·г⁻¹ на протон·см⁻², что соответствует формуле:

$$p_i = \frac{p_i^{\text{исх}}}{\varphi_i} = p_i^{\text{исх}} S_i \quad (19)$$

где: $p_i^{\text{исх}}$ и p_i - соответственно, исходные и итоговые удельные энерговыделения, рассчитываемые отдельно для всех колец i и всех энергий; φ_i и S_i - соответственно, плотность потока протонов и площадь кольцевого пучка i . Для каждой энергии протонов были промоделированы 75 кольцевых пучков с внешними радиусами от 0,25 мм до 17,5 мм. Количество историй в каждом моделировании составляло $2,5 \cdot 10^8$.

На рисунке 3.11, рисунке 3.12 и рисунке 3.13 приведены результаты расчётов удельного энерговыделения, полученные в центральной измерительной ячейке калориметра при облучении кольцевыми протонными пучками с энергией 50, 100, 150, 200 и 250 МэВ для двух конфигураций установки: с вакуумными зазорами и без них. Моделирование включало 75

кольцевых пучков одинаковой радиальной толщины 0,25 мм и общим максимальным внешним диаметром 35 мм.

Первый кольцевой пучок, расположенный на центральной оси, с радиусом от 0 до 0,25 мм полностью охватывает измерительную ячейку диаметром 0,5 мм. Вследствие этого именно он обеспечивает максимальное значение удельного энерговыделения во всех исследованных случаях. Последующие кольцевые пучки, начиная со второго (радиусы 0,25–0,5 мм и далее), постепенно выходят за пределы поперечного профиля измерительной ячейки, что приводит к постепенному снижению измеренного удельного энерговыделения.

Как следует из представленных на рисунках данных, отношение величины удельного энерговыделения для второго кольцевого пучка к первому существенно зависит от энергии протонов. Этот факт объясняется наличием зависимости среднего угла рассеяния первичных протонов от их кинетической энергии, которая имеет обратно пропорциональный характер. Наиболее высокоэнергетичные первичные протоны (например, 250 МэВ) рассеиваются значительно слабее, чем менее энергичные (50 МэВ), поэтому при меньших энергиях быстрее уменьшается число первичных частиц, попадающих непосредственно в центральную ячейку.

С увеличением радиуса кольцевых пучков основной вклад в энерговыделение в измерительной точке постепенно переходит от первичных ко вторичным частицам, в основном ко вторичным протонам и нейтронам. Эти вторичные частицы, в отличие от первичных протонов, распространяются практически изотропно, то есть во всех направлениях. Это приводит к тому, что, начиная примерно с пятого кольцевого пучка (соответствующего радиусу около 1–1,25 мм) зависимость удельного энерговыделения от радиуса становится более гладкой и менее чувствительной к изменениям номера кольцевого пучка.

При относительно низких энергиях протонов (50 МэВ) вторичные протоны имеют весьма ограниченный радиальный пробег. Это может

привести к резким изменениям или даже разрывам кривой удельного энерговыделения при достижении определённого радиуса пучка, что хорошо прослеживается в представленных графиках.

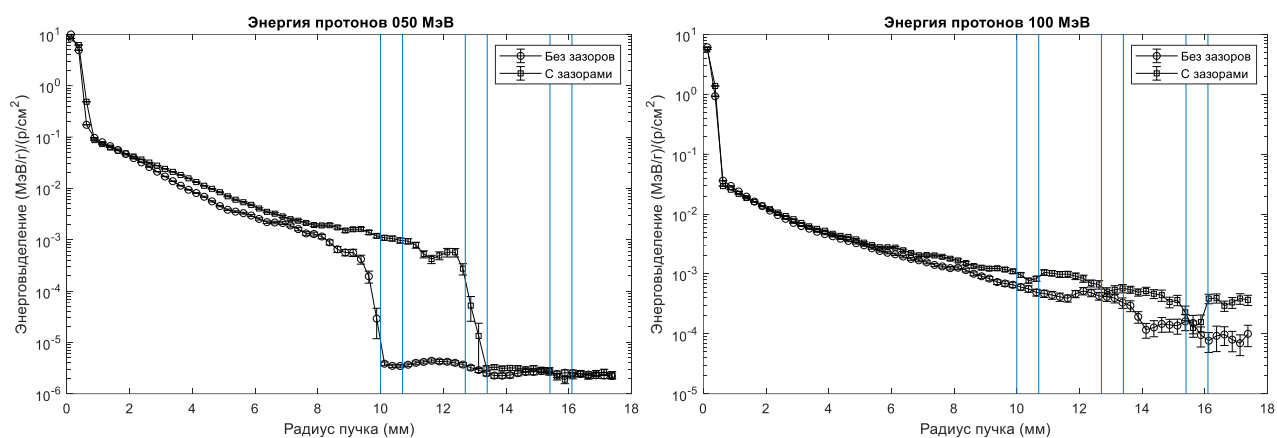


Рисунок 3.12 – Результаты моделирования удельного энерговыделения для пучка протонов с энергиями 50 и 100 МэВ

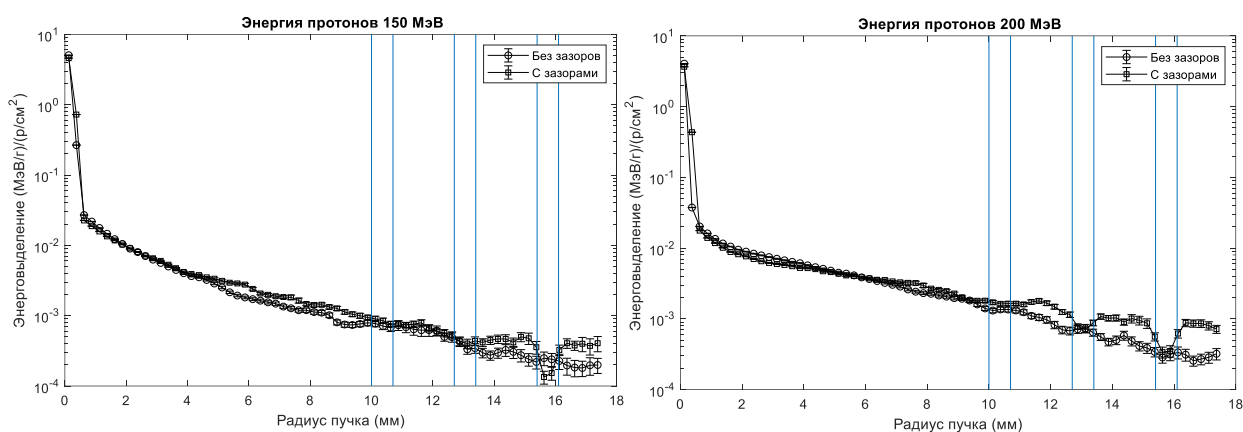


Рисунок 3.13 – Результаты моделирования удельного энерговыделения для пучка протонов с энергиями 150 и 200 МэВ

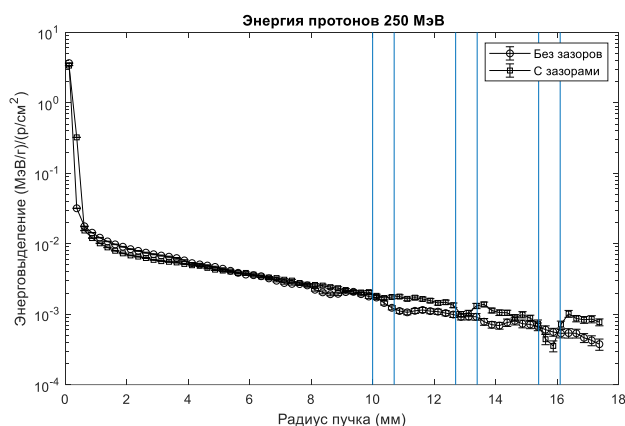


Рисунок 3.14 – Результаты моделирования удельного энерговыделения для пучка протонов с энергией 250 МэВ

На основе расчётных данных удельных энерговыделений, представленных выше на рисунках 3.12 – 3.14 для кольцевых пучков протонов, были определены интегральные значения удельных энерговыделений путём интегрирования выражения (19) при равномерных (единичных) весах $w_i = 1$ для каждого из кольцевых элементов. В результате были получены интегральные удельные энерговыделения для двух конфигураций установки: с вакуумными зазорами и без зазоров. На основании этих данных были рассчитаны отношения интегральных удельных энерговыделений, полученных в варианте без зазоров, к интегральным удельным энерговыделениям, полученным при наличии зазоров, в зависимости от радиуса пучка.

На рисунке 3.15 представлены результаты указанных расчётов отношений интегральных значений УЭ («без зазоров / с зазорами») для кольцевых пучков с диаметрами от 1 мм до 35 мм.

Полученные результаты демонстрируют, что для всех пяти рассмотренных энергий протонного пучка (50, 100, 150, 200 и 250 МэВ) наблюдаемое отношение интегральных удельных энерговыделений отличается от единицы менее чем на 1 %, начиная уже с диаметра пучка порядка 1 мм и более.

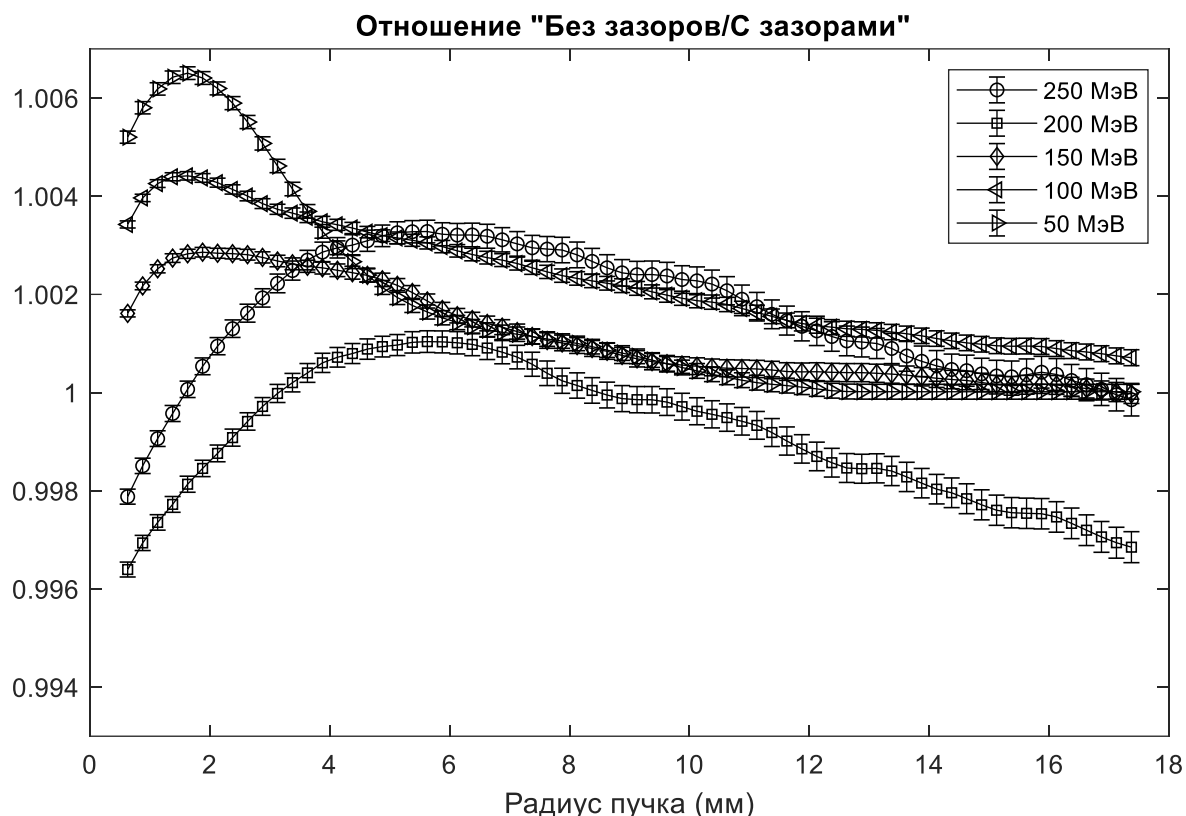


Рисунок 3.15 – Отношения УЭ в центральной ячейке «без зазоров / с зазорами» в зависимости от радиуса плоского пучка при энергиях протонов 50, 100, 150, 200 и 250 МэВ.

Значения удельного энергосодержания в центральной ячейке от плоского протонного пучка единичной плотности потока и диаметром 35 мм представлены в таблице 3.2.

Таблица 3.2 – Значения удельного энергосодержания в центральной ячейке

Энергия (МэВ)	Удельное энергосодержание, (МэВ/г)/(р/см ²)		$k_{вз}$
	без зазоров	с зазорами	
250	$3,9167 \pm 0,0009$	$3,9173 \pm 0,0009$	$0,9999 \pm 0,0003$
200	$4,3161 \pm 0,0009$	$4,3297 \pm 0,0010$	$0,9969 \pm 0,0003$
150	$5,5212 \pm 0,0007$	$5,5214 \pm 0,0008$	$1,0000 \pm 0,0002$
100	$7,2639 \pm 0,0008$	$7,2587 \pm 0,0009$	$1,0007 \pm 0,0002$
50	$15,648 \pm 0,002$	$15,648 \pm 0,002$	$1,0000 \pm 0,0002$

3.3.4 Оценка потерь тепла от поглотителя по подводящим проводам

Подводящие провода от термисторов являются основной причиной утечки тепла из поглотителя калориметра. Для уменьшения тепловых потерь применены тонкие манганиновые провода – сплав с низкой

теплопроводностью (малая теплопроводность манганина и слабая зависимость сопротивления от температуры сводят паразитный тепловой поток к минимуму).

Коэффициент, учитывающий потерю тепла по проводам, определялся путем анализа температурной кривой до и после облучения. Был измерен дрейф температуры поглотителя: после прекращения облучения неизбежное охлаждение поглотителя по проводникам проявляется в виде плавного снижения температуры. Экстраполируя эту кривую назад ко времени середины облучения, определено, каким было бы повышение температуры без утечки тепла. Отношение экстраполированного подъема температуры к фактическому измеренному подъему и есть коэффициент теплопотери. Например, в протонном пучке были получены значения коэффициента в 1,001, которое согласуется результатами, приведенными в работе [217]. Дополнительно применялось численное моделирование теплопереноса (методом конечных элементов): рассчитывалось распределение температуры в поглотителе при отсутствии теплопотерь и при наличии проводов, после чего определялось отношение соответствующих приростов температуры.

Благодаря перечисленным мерам (тонкие манганиновые провода, вакуум, экстраполяция подъема температуры) поправка на потери тепла от поглотителя по подводящим проводам оценивается в десятые доли процента. Неопределенность коэффициента теплопотерь оценивается также на уровне 0,1 % (тип А) при использовании методов экстраполяции и моделирования.

3.3.5 Определение поправки на градиент мощности поглощенной дозы в радиальном и аксиальном направлении в поглотителе.

При измерениях в пучках протонов и ионов важно учитывать неравномерность распределения поглощенной энергии по объему поглотителя. Если дозовое поле не покрывает поглотитель однородно, возникают градиенты дозы по радиусу и оси, приводящие к неравномерному нагреву. В центральной части поглотителя температура повышается сильнее, чем у краев, и тепло начинает перетекать из горячих областей в более

холодные. Это явление искажает отклик калориметра и требует введения поправочного коэффициента k_{zp} .

Учет градиентов был произведен с помощью моделирования. С помощью метода Монте-Карло рассчитывалось пространственное распределение поглощенной дозы в теле поглотителя, затем использовался тепловой расчет для определения, как распределяется температура. На основе этого определен коэффициент k_{zp} как отношение средней температуры (или соответствующей дозы) к температуре в точке измерения. Полученные результаты согласуются с результатами экспериментов, описываемых в литературе, для поглотителя диаметром 2 см при 60 МэВ протонного пучка было показано, что поправки на неравномерность по глубине и радиусу практически равны единице (отклонение не превышает 0,05%) [217, 218]. Это объясняется тем, что рассеяние протонов в графите невелико, а поле было подобрано так, чтобы равномерно покрыть чувствительный объем.

В случае сильного градиента внутри поглотителя (например, при узком пучке или на краю области пика Брэгга) форму теплового отклика анализируется по кривой охлаждения. Более выраженная кривизна температурного дрейфа после облучения указывает на наличие значительного градиента дозы. Так, для немодулированного пучка наблюдается заметное искривление кривой охлаждения после облучения по сравнению с равномерно распределенным (модулированным) пучком. Моделирование показало, что небольшая коррекция профиля пучка (увеличение ширины поля всего на 0,5 мм) устраняет расхождение.

В благоприятных условиях (широкое поле или маленький поглотитель) поправка на градиент дозы близка к единице, часто ею можно пренебречь. Если же дозовое поле неоднородно, поправочный коэффициент оценивается расчетом; его отклонение от единицы не превышает 1–2 %. Соответственно, вклад в неопределенность дозы от учета градиента, при выполнении моделирования, мал – порядка 0,05–0,1 % (ограничивается точностью метода Монте-Карло и знанием геометрии пучка).

3.3.6 Определение поправки на «тепловой дефект» в материалах, входящих в состав поглотителя калориметра.

Не вся энергия, поглощенная в веществе, обязательно переходит в тепло; часть может расходоваться на радиационно-химические и кристаллические преобразования. Разность между поглощенной энергией и выделившейся теплотой характеризуют величиной, известной как тепловой дефект [219, 220]. Величина теплового дефекта зависит от материала поглотителя и вида излучения (через линейную передачу энергии, ЛПЭ). Для точного калориметрического метода необходимо учитывать этот эффект.

Графит высокого качества является почти идеальным калориметрическим материалом: подавляющая часть энергии ионизации сразу переходит в теплоту. В кристаллической решетке графита могут возникать точечные дефекты (дислокации, вакансии) и окисление поверхностных слоев под действием радиации, но эти процессы дают очень малый тепловой эффект. Современные оценки для графита дают значения порядка 0,1–0,2 % [11, 42, 170, 193]. Это согласуется с тем, что в графите отсутствует химический выход газа, а доля энергии, которая может аккумулироваться в виде дефектов решетки, составляет не более 0,1%. Поэтому в графитовых калориметрах для учета теплового дефекта вводится поправка на уровне 1,001. Следует учитывать эффект от наличия в поглотителе материалов, отличных от графита (термисторы, компаунд на основе клея и графита) [11, 176, 179, 194, 217]. Эти включения имеют другую теплоемкость и могут поглощать часть энергии без отдачи тепла. Исследования, в данном случае, показали, что значение поправки не превышает 0,2 %. Сам же чистый графит показал пренебрежимо малый дефект – в пределах статистической погрешности эксперимента. В углеродных пучках терапевтических энергий (ЛПЭ существенно выше, чем у протонов) графит не испытывает заметных химических преобразований, ограничиваясь точечными нарушениями решетки. Энергия, запасённая в этих дефектах, оценивается на уровне десятых долей процента.

Результаты исследований метрологических характеристик калориметров приведены в таблице 3.3.

Таблица 3.3 – Источники погрешности и составляющие неопределенности при воспроизведении поглощенной дозы

Источники погрешности и составляющие неопределенности (%)	$S_0 \cdot 10^2$	$\theta_0 \cdot 10^2$	u_{0A}	u_{0B}
$N_{эф}$ чувствительность калориметра, определяемая путем электрической градуировки		0,15		0,09
$M_{эф}$ определение эффективной массы		0,15		0,09
$\Delta U_{рад}$ изменение напряжения в мостовой схеме при облучении ионизирующим излучением	0,4	0,05	0,4	0,03
$k_{вз}$ искажение флюенса протонов вакуумными зазорами внутри калориметра		0,25		0,14
$k_{тп}$ потери тепла от поглотителя по подводящим проводам		0,2		0,12
$k_{гр}$ градиент мощности поглощенной дозы в радиальном и аксиальном направлении в поглотителе.		0,1		0,06
$k_{тд}$ «тепловой дефект» в материалах, входящих в состав поглотителя калориметра.		0,3		0,17
Суммарные значения	0,4	0,5	0,49	
НСП (P = 0,99)		0,7		

Экспериментальные исследования проводились на Протонном ускорительном комплексе «Прометеус» (рисунки 3.16 – 3.17) (МРНЦ им. А. Ф. Цыба, Обнинск). Кольцо ускорителя имеет внешний диаметр 5 м. Схема ускорения включает тандем-инжектор и четырёхквadrантный синхротрон. За 1,2 с пучок ускоряется от инжекторной энергии до требуемого значения в диапазоне 30–330 МэВ, причём энергия задаётся с шагом ≈ 1 МэВ, что позволяет формировать пик Брэгга на любой глубине до 30 см в воде. В синхротроне реализован медленный многооборотный вывод, сканирующая система формирует карандашный пучок 90 мм $\times$ 70 мм, что даёт активное 3-D сканирование (IMPT). Максимальная интенсивность – 10^9 протонов на цикл, поток частиц – до 10^{13} протонов в импульсе 100 мкс [221, 222].

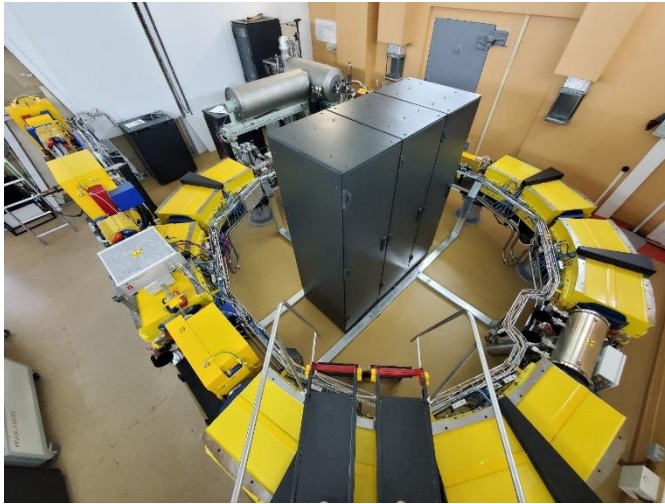


Рисунок 3.16 – Протонный ускорительный комплекс «Прометеус»



Рисунок 3.17 – Протонный ускорительный комплекс «Прометеус»

3.4 Разработка метода перехода к поглощенной дозе в воде

Для перехода от дозы, измеренной графитовым калориметром $D_{гр}$, к дозе в воде $D_в$ необходимо знать соотношение массовых тормозных способностей воды $S_в$ и графита $S_{гр}$ для соответствующего излучения, а также учитывать разницу во флюенсе заряженных частиц (вследствие неупругих ядерных взаимодействий) в графите и в воде на эквивалентной глубине (коэффициент $k_\phi(E, z)$):

$$D_в = D_{гр}(S/\rho)_{в,гр} k_\phi(E, z) = D_{гр}(S/\rho)_{в,гр} \frac{\sum_i \Phi_i^в(E_i, z) (S/\rho)_i^в}{\sum_i \Phi_i^{гр}(E_i, z) (S/\rho)_i^{гр}} \quad (20)$$

где $\Phi_i(E_i, z)$ – распределение флюенса заряженных частиц в графите и в воде.

3.4.1 Определение отношений тормозных способностей протонов и ионов углерода в воде и графите.

Определение зависимости тормозных способностей протонов и ионов углерода в воде от энергий были исследованы способом, описанным в п. 3.3.1. Сравнение имеющихся данных по этим параметрам приведены на рисунке 3.18.

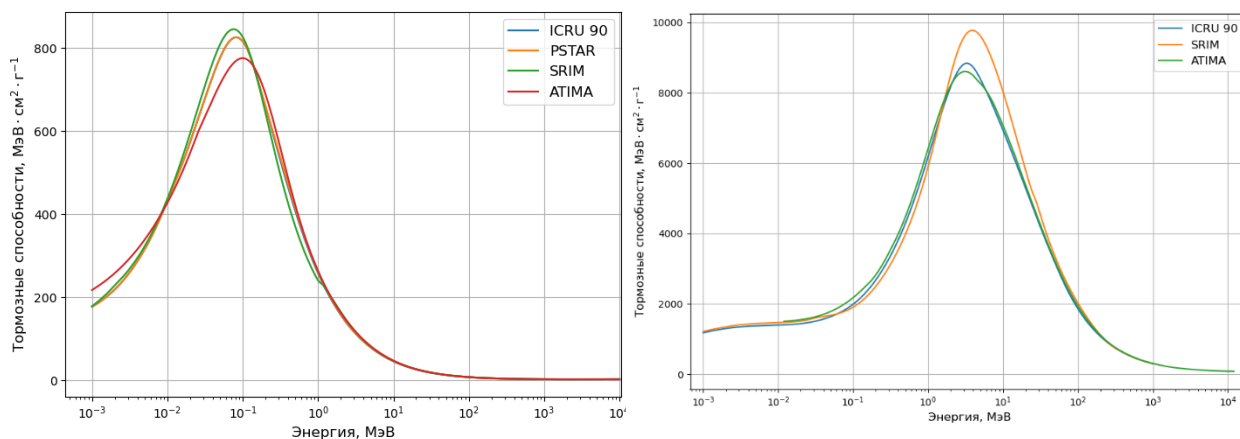


Рисунок 3.18 – Сравнение тормозных способностей протонов (слева) и ионов углерода (справа), полученных из разных источников

Сравнение относительных отклонений разных источников данных от ICRU 90 для тормозных способностей ионов углерода и протонов приведены на рисунке 3.19.

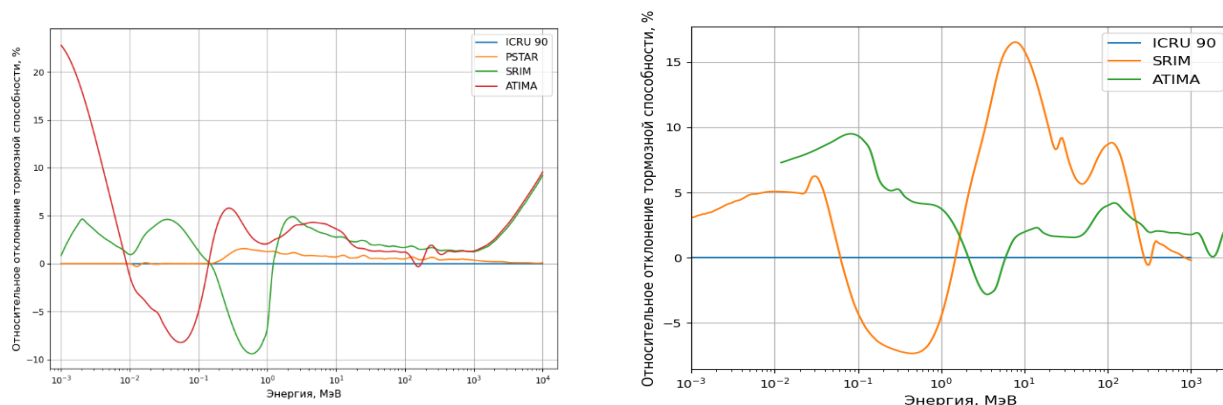


Рисунок 3.19 – Относительное отклонение источников данных тормозных способностей ионов углерода (слева) и протонов (справа) от ICRU 90

Таблицы с соотношениями энергия – тормозная способность в воде от 1 кэВ до 1 ГэВ для протонов и от 10 кэВ/нуклон до 400 МэВ/нуклон для углерода были получены аналогичным описанному в п. 3.3.1 способом.

3.4.2 Определение поправки на влияние неупругих ядерных взаимодействий.

Следующим шагом стало исследование и учёт процессов неупругих ядерных взаимодействий, которые приводят к дополнительным потерям энергии, которые не учитываются при использовании чисто кулоновской тормозной способности.

При прохождении пучка протонов или тяжелых ионов через вещество часть энергии теряется не только на ионизацию (электронное торможение), но и в ядерных реакциях. Протоны могут испытывать неупругие столкновения с ядрами углерода в графите или с ядрами водорода/кислорода в воде, приводящие к фрагментации ядер, испусканию вторичных частиц (например, нейтронов, альфа-частиц, осколков ядра). Эти процессы отнимают долю энергии пучка, которая не переходит непосредственно в локальный нагрев среды (т.е. не вся энергия ядерных взаимодействий остается в виде поглощённой дозы в месте взаимодействия). Часть энергии может уноситься вторичными нейтронами или гамма-квантами вне рассматриваемого объёма. Поэтому при переходе от дозы в графите к дозе в воде необходимо учитывать, что распределение энергий и флюенса частиц в эквивалентных условиях в этих двух материалах различается именно из-за разных ядерных свойств элементов [175, 193, 200, 211, 223].

Методологически переход осуществляется между эквивалентными по пробегу глубинами в графите и воде. Это значит, что выбирается толщина слоя графита, эквивалентная по замедлению заданной глубине воды. Однако даже при равном замедлении спектры частиц в двух средах будут отличаться, поскольку, например, в воде протоны чаще испытывают ядерные взаимодействия с выделением вторичных протонов и альфа-частиц (за счёт присутствия лёгких ядер водорода), а в графите – с образованием осколков

типа ^{10}B , ^{11}B , ^7Be и др. В результате реальный флюенс первичных частиц в графите и воде на одинаковой по пробегу глубине становится разным: в воде часть первоначальных протонов заменена вторичными более лёгкими частицами (протоны от распада кислорода, альфа-частицы и т.д.), тогда как в графите спектр вторичных частиц иной. Это влияет на поглощённую дозу – поскольку разные вторичные частицы имеют свои тормозные способности.

Чтобы учесть разницу в поле частиц между графитовой и водной средой необходимо ввести поправку $k_{\text{яр}}$. На одинаковой эквивалентной глубине в двух средах оценивается полная дозу $D_{\text{полн}}$, включающую энергосвечение от всех частиц – первичных протонов (или ионов углерода) и всех рождающихся вторичных заряженных частиц, нейтронов и γ -квантов. Параллельно оценивается «идеальную» дозу $D_{\text{электр}}$, оставив в модели только электронные (ионизационные) потери и условно исключив ядерные процессы. Отношение $D_{\text{полн}}/D_{\text{электр}}$ показывает, насколько ядерные взаимодействия увеличивают либо уменьшают локальную дозу по сравнению с чистой ионизацией. В таком случае поправка $k_{\text{яр}}$ выражается следующим образом:

$$k_{\text{яр}} = \frac{D_{\text{полн,в}}/D_{\text{электр,в}}}{D_{\text{полн,гр}}/D_{\text{электр,гр}}} \quad (21)$$

Если бы пучки порождали идентичный спектр частиц в обоих материалах, этот коэффициент был бы равен 1. Но из-за ядерных реакций $k_{\text{яр}}$ может отклоняться от единицы.

Значения $k_{\text{яр}}$ для разных энергий протонов и ионов углерода были определены с помощью моделирования методом Монте-Карло. Сначала в Geant4 были построены две эквивалентные геометрии-фантома размером $25 \times 25 \times 25$ см: одна заполнена материалом G4_WATER плотностью $0,998 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$, другая – G4_GRAPHITE плотностью $1,80 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$. В центре каждого фантома размещён детектор-куб $2 \times 2 \times 2$ мм, имитирующий чувствительный элемент calorimetра или ионизационной камеры; габариты фантомов многократно превышали пути частиц, поэтому влияние краевых эффектов отсутствовало. Для энергии протонов от 30 до 1000 МэВ, а также для ионов углерода с

энергиями от 100 до 430 МэВ/нуклон был сгенерирован моноэнергетический параллельный пучок диаметром 20 см, направленный нормально на поверхность фантома. Источник располагался на расстоянии одного сантиметра от входной плоскости, чтобы первичные частицы успевали достичь стационарного режима вторичного излучения. Для каждой пары «энергия – среда» запускалось 10^8 первичных событий, обеспечивая статистическую погрешность подсчётов менее 0,2 %.

Физическая модель процессов выбиралась так, чтобы надёжно описывать все диапазоны энергий: для протонов применена QGSP_BIC_HP, где на энергиях до 10 ГэВ работает модель, описывающая неупругие ядерные взаимодействия (протонов, нейтронов, пионов, тяжёлых ионов) с ядрами-мишенями в диапазоне примерно 20 МэВ – 10 ГэВ, а для тепловых нейтронов подключены библиотеки High-Precision; для тяжёлых ионов использовалась связка QGSP_INCLXX_HP совместно с модулем G4IonBinaryCascade, корректно описывающим фрагментацию углеродных ядер. Порог отсечки вторичных электронов снижался до 100 эВ, благодаря чему вся энергия ионизационных потерь регистрировалась внутри детекторного объёма.

Для каждого значения энергии пучка вычислялась толщина графитового слоя, эквивалентная заданной глубине воды по пробегу частиц. Пробег в воде R_w брался из таблиц PSTAR (для протонов) [133, 207] и ATIMA (для ионов углерода) [224]; эквивалентная толщина графита определялась как $R_G = R_w \cdot (\rho_w/\rho_G) \cdot (S_G/S_w)$, где S_G и S_w – массовые тормозные способности графита и воды для рассматриваемой энергии. Далее в обоих фантомах анализировались пять характерных точек по глубине: вход (0), 0,25 R , 0,50 R , 0,75 R и 0,95 R , где R – полный пробег в соответствующем материале.

В каждой точке собирались два набора данных. Первый набор – полная доза: в детекторе суммировалась энергия, оставленная всеми частицами, включая вклад первичных протонов (или ионов), всех рождающихся вторичных заряженных фрагментов, нейтронов и фотонов. Второй набор – «электронная» доза – для его получения все неупругие ядерные процессы

временно отключались, оставляя лишь кулоновское рассеяние и чистое ионизационное торможение. Полученные значения обозначались $D_{\text{полн,в}}$ и $D_{\text{электр,в}}$ для воды, $D_{\text{полн,г}}$ и $D_{\text{электр,г}}$ для графита.

Полученные зависимости $k_{\text{яр}}$ для протонов от энергии и глубины в графите и в воде представлены на рисунке 3.20.

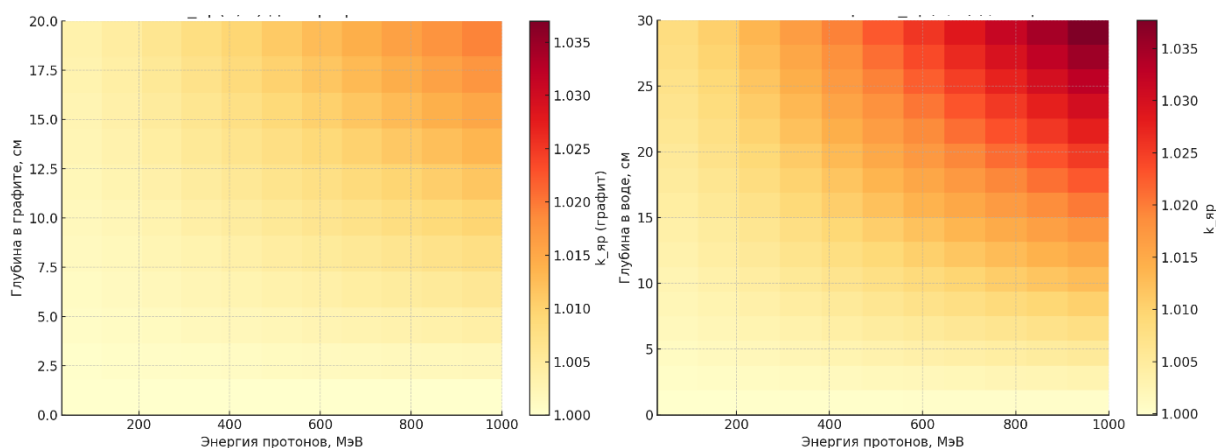


Рисунок 3.20 – Зависимости $k_{\text{яр}}$ для протонов от энергии и глубины в графите (слева) и в воде (справа).

Полученные зависимости $k_{\text{яр}}$ для ионов углерода от энергии и глубины в графите и в воде представлены на рисунке 3.21.

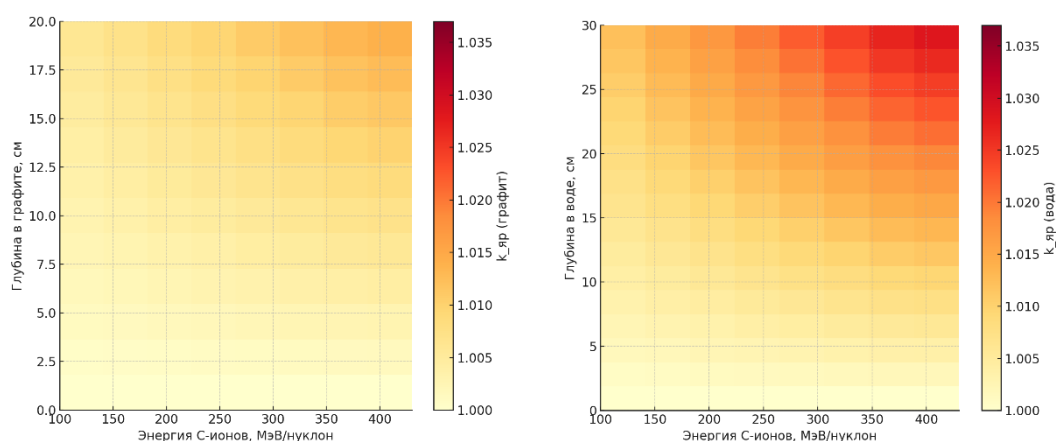


Рисунок 3.21 – Зависимости $k_{\text{яр}}$ для ионов углерода от энергии и глубины в графите (слева) и в воде (справа).

Оценка неопределённости коэффициента $k_{\text{яр}}$ опиралась на три независимых источника. Первая составляющая связана со статистикой

методов Монте-Карло: при моделировании каждого набора условий в Geant4 и FLUKA отрабатывалось по 10^8 первичных частиц, что дало случайный разброс результата порядка 0,16 % для протонов и 0,20 % для ионов углерода. Вторая составляющая отражает отличие физических моделей двух кодов: сравнение расчётов при идентичной геометрии и статистике показало среднее расхождение не выше 0,25 %, от которого в качестве консервативного систематического вклада приняли половину, то есть 0,13 %. Третья составляющая характеризует чувствительность $k_{\text{яр}}$ к выбору неупругих сечений: варьирование всех библиотечных сечений в Geant4 на ± 3 % смещало коэффициент не более чем на 0,17 % для протонов и на 0,27 % для углерода. Совместное влияние этих трёх факторов приводит к суммарной стандартной неопределённости, не превышающей 0,3 % для протонных пучков и 0,4 % для углеродных.

Учитывая поправку на ядерные взаимодействия, переход от поглощенной дозы в графите к поглощенной дозе в воде можно выразить следующим образом:

$$D_{\text{в}} = D_{\text{г}} S_{\text{в,г}}(E) k_{\text{яр}}(E, z) \quad (22)$$

где $S_{\text{в,г}}(E)$ – усреднённое (взвешенное) отношение тормозных способностей для спектра частиц, отвечающего условиям измерения.

3.4.3 Оценка составляющих неопределённости при переходе к поглощенной дозе в воде

Неопределенность отношения тормозных способностей была оценена в 0,3 %.

Неопределенность коэффициента $k_{\text{яр}}$, как было установлено в п. 3.4.2, не превышает 0,4 %.

Определенный вклад может вносить неопределенность в установлении эквивалентной глубины между графитом и водой (например, неточность в измерении толщины графитового фантома или неточное соответствие водному эквиваленту), но так как глубины подбираются с точностью лучше 0,1 мм, а градиент дозы невелик на плато этим вкладом можно пренебречь.

Результаты метрологических исследований метода перехода от поглощенной дозы в графите к дозе в воде приведены в Таблице 10.

Таблица 3.4 – Составляющие относительной стандартной неопределенности определения поглощенной дозы в воде

Составляющие относительной стандартной неопределенности	$u_{A,i}, \%$	$u_{B,i}, \%$
$D_{гр}$ определение поглощенной дозы в графите		0,49
$S_v/S_{гр}$ отношение тормозных способностей		0,30
$k_{фл}$ искажение флюенса протонов		0,50
$k_{яр}$ влияние неупругих ядерных взаимодействий		0,40
Стабильность монитора	0,20	
Суммарная неопределенность	0,93	
Расширенная неопределенность ($k = 2$)	1,9	

3.5 Вывод.

В ходе выполнения исследований были смоделированы и разработаны первичные преобразователи (графитовые калориметры с вакуумными зазорами для обеспечения квазиadiaбатических условий) для воспроизведения единицы поглощённой дозы протонного и ионного излучений. Изготовлены калориметры, их конструкция оптимизирована для равномерного распределения дозы в графитовом поглотителе и минимизации тепловых потерь, что обеспечивает высокую точность измерения.

Определены и проанализированы основные метрологические характеристики разработанных калориметров (чувствительность, воспроизводимость и др.), подтвердившие их пригодность для прецизионной дозиметрии протонных и ионных пучков в клиническом диапазоне энергий. Созданные калориметры вошли в состав государственного первичного эталона поглощенной дозы ГЭТ 38.

На основе Монте-Карло моделирования рассчитаны коэффициенты поправок, учитывающие влияние внутренних вакуумных зазоров, тепловых потерь, температурных градиентов в поглотителе и теплового дефекта. Установлено, что величины указанных поправок находятся на уровне долей

процента (не более 1%), и их внесение необходимо для устранения соответствующих систематических отклонений в измерении дозы.

Разработана методика перехода от поглощённой дозы в графите к поглощенной дозе в воде. Для этого рассчитано отношение тормозных способностей воды и графита для протонных и ионных пучков, а также введён поправочный коэффициент на различие энерговыделения вследствие ядерных взаимодействий; в совокупности это обеспечивает корректный пересчёт дозы в графите в дозу в воде.

Таким образом доказано положение о том, что разработанный аппаратный комплекс, основанный на применении уточненных отношений тормозных способностей, обеспечивает воспроизведение поглощенной дозы протонного и ионного излучений в графите для энергий от 30 до 1000 МэВ с НСП не более 0,9 %, СКО не более 0,4 % и определение поглощенной дозы в воде с расширенной неопределенностью 1,9 % ($k = 2$).

ГЛАВА 4. Разработка методов и средств воспроизведения единицы поглощенной дозы излучения при брахитерапии.

Значение поглощенной дозы при брахитерапии определяется различными способами в ведущих мировых научных центрах [12, 14, 225]. В настоящее время основными методами калибровки источников для брахитерапии являются метод определения мощности поглощенной дозы в воде на расстоянии от источника в 1 см путем перехода от измеренного значения воздушной кермы на переходной коэффициент, при котором стандартная неопределенность достигает 5 % и метод, основанный на измерении активности источника [12, 14, 226–228].

4.1. Обоснование предложенного подхода к решению научной задачи

Для обоснования выбора направления решения задачи были исследованы наиболее высокоточные подходы к определению поглощенной дозы источников для брахитерапии [12, 13, 15, 117, 139, 225–227, 229–234].

Традиционно в брахитерапии калибровка источников выполняется посредством измерения мощности кермы в воздухе на стандартном расстоянии 1 м от источника в свободном пространстве (RAKR). Этот метод опирается на косвенное определение дозы в воде: измеренная в воздухе керма переводится в поглощённую дозу в воде с помощью расчётных коэффициентов, главным из которых является дозовая постоянная Λ . В формализме AAPM TG-43 величина Λ связывает силу воздушной кермы S_k с мощностью дозы в воде на 1 см. Однако такой косвенный подход вносит существенную неопределённость. Постоянная Λ для каждого типа источника определяется на основе комбинации методов: как правило, измерения с помощью ионизационных камер или ТЛД и моделирование Монте-Карло, затем усреднение результатов дает консенсусное значение Λ . Стандартная неопределённость этих величин может достигать 4,8 % ($k = 1$), то есть расширенная неопределённость 9–10 % (при $k = 2$) [12, 234, 235]. Именно она доминирует в общем балансе погрешности при определении дозы в воде, полученной через керму. Таким образом, даже если сам RAKR можно

измерить достаточно точно, итоговая погрешность дозы в пациенте определяется главным образом неточностью в знании Λ . Для низкоэнергетических фотонных источников ситуация усугубляется: например, для источника ^{125}I расширенная неопределённость прямого измерения мощности кермы в воздухе может достигать 3,8 % ($k = 2$), что затем транслируется в аналогичную или бóльшую неопределённость при расчёте дозы в воде. В результате обеспечить требуемую клиническую точность таким методом затруднительно.

Для отдельных типов источников применяются такие подходы, как применение дозиметров Фрикке [121, 123–125] или пленочных дозиметров [233, 236, 237], однако для обеспечения системного подхода к данной задаче требуются более универсальные методы.

Для определения поглощённой дозы от брахитерапевтических источников (^{192}Ir , ^{137}Cs , ^{60}Co , ^{103}Pd , ^{125}I , ^{131}Cs , миниатюрных рентгеновских аппаратов) в воде был предложен и реализован поэтапный подход с использованием калориметрического метода и ионизационной камеры. Для этих целей была предложена и реализована конструкция концентрического графитового калориметра, отличительной особенностью которого является возможность проводить измерения с различными типами источников. Данный подход включает следующие основные этапы:

1) Прямое измерение дозы в графите: источник помещается в разработанный графитовый калориметр кольцевой (колодцевой) конструкции, что позволяет воспроизвести поглощённую дозу в графите.

2) Калибровка ионизационной камеры в графитовом фантоме: на втором этапе ионизационная камера наперсткового типа помещается в разработанный графитовый фантом рядом с источником. По результатам измерения дозы в графите калориметрическим способом выполняется калибровка этой камеры – определяется коэффициент, связывающий показания камеры с поглощённой дозой в графите. Процедура калибровки проводится в условиях, обеспечивающих подобие спектра и геометрии излучения для измерений в

графите и воде. Это достигается выбором эквивалентных глубин в графитовом и водном фантомах, чтобы спектральное распределение фотонов в точках измерения было максимально близким. В фантомах предусмотрены вставки с различным расположением углублений для размещения источника и ионизационной камеры для обеспечения эквивалентности глубин при калибровке. Такой прием минимизирует зависимость от теоретических поправок на разницу сред.

3) Калибровка в водном фантоме: источник вместе с откалиброванной ионизационной камерой помещаются в водный фантом. Камера измеряет дозу уже в водной среде (или в эквивалентной водной), а ее показания пересчитываются в поглощённую дозу в воде с использованием коэффициентов перехода от графита к воде (для нуклидных источников используются табличные данные, для рентгеновских аппаратов – коэффициенты, основанные на табличных данных, взвешенные по спектру излучения).

4.2. Разработка конструкции и создание графитового калориметра.

При разработке конструкции калориметра был проведен анализ особенностей реализации калориметрического принципа для брахитерапевтических источников [12, 225, 229, 238].

При брахитерапии измерения дозы проводятся на малых расстояниях (порядка 1 см) от высокоактивного источника, что сопровождается очень большими градиентами дозы около источника. Поглотитель облучается крайне неравномерно, так как дозовая нагрузка резко падает с расстоянием. Кроме того, сам радиоактивный источник представляет собой небольшой объект, который при распаде выделяет тепло (самонагрев). В условиях брахитерапии источник находится очень близко к чувствительному элементу калориметра, поэтому инфракрасное излучение от разогретого источника может исказить измерение дозы при отсутствии специальных мер. Конструкция калориметра должна также допускать размещение разных типов брахитерапевтических источников – высокодозных (HDR, например ^{192}Ir ,

^{60}Co) и потенциально низкоэнергетических LDR (например, ^{125}I) – внутри чувствительного объёма, имитируя их ввод через медицинские катетеры-источники-проводы.

Основными задачами при разработке конструкции были:

1. минимизация влияния самонагрева источника на показания калориметра;
2. минимизация температурного градиента внутри поглотителя при облучении (для корректного измерения среднего повышения температуры);
3. снижение паразитного теплообмена между элементами калориметра во время измерения;
4. совместимость с различными типами источников брахитерапии.

4.2.1 Моделирование влияющих факторов

Для решения этих задач был проведён комплексный анализ, включающий моделирование распределения поглощённой дозы и тепловых процессов в калориметре, а также тщательный подбор геометрии и материалов конструкции.

После рассмотрения различных вариантов была выбрана концентрическая конструкция калориметра, в центре которой располагается полость для размещения источника, а вокруг – кольцевой графитовый поглотитель. Кольцевая форма чувствительного элемента была принята с целью имитации условий облучения опухоли вокруг источника и для уменьшения чувствительности к точному положению источника. В отличие от сплошного цилиндрического поглотителя, графитовое кольцо охватывает источник по периферии: это означает, что, если источник сдвинется на миллиметры от идеального центра, поглощенная энергия в кольце практически не изменится, поскольку кольцо усредняет дозу по окружности. Таким образом достигается относительная нечувствительность к небольшим смещениям и к анизотропии излучения самого источника. Основным параметром является расположение графитового поглотителя относительно

источника. Радиус кольца должен был быть примерно равен типичному расстоянию “источник-опухоль” в клинике, то есть порядка 1 см. Международные протоколы дозиметрии брахитерапии оперируют дозой на 1 см в воде от источника как референсным значением. Однако прямое размещение графитового поглотителя на таком малом расстоянии оказалось неприемлемым из-за теплового влияния источника. Предварительные оценки и моделирование показали, что если графит находится слишком близко (например, в пределах 10 мм от высокоактивного источника ^{192}Ir), то тепло, выделяемое самой капсулой источника (за счет энергии распада), начнёт непосредственно нагревать графитовое кольцо радиационно-конвективным путём. Маленький, но сильно разогретый источник будет излучать инфракрасное тепло, и при отсутствии преград значительная часть этого теплового потока попадёт в близлежащий графит, искажая калориметрическую кривую нагрева. Кроме того, на столь малом расстоянии градиент дозы по толщине поглотителя был бы слишком высоким, что затруднило бы однозначное определение измеряемой дозы. Поэтому было решено отодвинуть кольцевой чувствительный элемент чуть дальше от источника. При помощи моделирования переноса тепла оценивалось, при каком расстоянии влияние прямого нагрева от горячего источника становится достаточно малым. Одновременно с этим с помощью метода Монте-Карло моделировалось распределение дозы в графите для разных радиусов, чтобы понять, как сильно снизится поглощённая доза при удалении от 10 мм до 20–30 мм. По результатам моделирования был выбран радиус кольца около 25 мм. Именно на этом расстоянии баланс факторов оказался оптимальным: с одной стороны, в графите всё ещё регистрируется достаточная доза от источника (которая затем пересчитывается к 1 см в воде через коэффициент преобразования), с другой – прямое тепловое влияние разогретого источника минимизировано. Такой радиус соответствует диаметру кольца 50 мм, что хорошо согласуется с решениями, принятыми в аналогичных установках на мировом уровне.

Графитовый поглотитель выполнен в форме узкого кольца (цилиндрического тора) толщиной 2 мм (по радиусу) и высотой 5 мм. Высота в 5 мм выбрана, исходя из длины активной части типичного HDR-источника: например, ^{192}Ir запаян в капсулу длиной около 4–5 мм. Чтобы калориметр усреднял дозу по всей длине источника, высота кольца близка к этой длине. При этом 5 мм – достаточно тонкий слой, чтобы внутри него градиент дозы был малым (источник расположен в плоскости середины кольца). Толщина стенки кольца 2 мм также определена компромиссом: более тонкое кольцо сложнее изготовить и разместить на нем термисторы, а слишком толстое кольцо обусловило бы заметный градиент дозы: ведь доза на внутренней стороне кольца (ближе к источнику) выше, чем на внешней стороне. Чтобы измеряемая доза соответствовала ситуации, эквивалентной нахождению источника внутри большого однородного объекта (тела или водного фантома), вокруг кольца-поглотителя должна быть достаточная толща графита, играющего роль окружающего фантома. Для этого в конструкции предусмотрен внешний графитовый объем (оболочки калориметра) таким образом, чтобы на расстоянии 25 мм от центра (где находится кольцо) в каждом направлении было не менее 75 мм графита до границы установки. Итоговая внешняя форма графитового блока получилась цилиндрической, диаметром около 20 см и высотой 14 см, разделённой на несколько секций (внутренние и наружные цилиндрические оболочки, верхнее и нижнее перекрытие). Практически, реализовать единый монолитный графитовый цилиндр затруднительно (и для монтажа неудобно), поэтому конструкция разработана модульной: графитовый фантом состоит из нескольких частей – собственно кольцевого поглотителя и нескольких графитовых элементов вокруг него (1я и 2я оболочки и составной фантом). Все эти части в сборе образуют концентрический графитовый блок, эквивалентный однородному цилиндру требуемого размера. Трёхмерная модель конструкции калориметра приведена на рисунке 4.1.

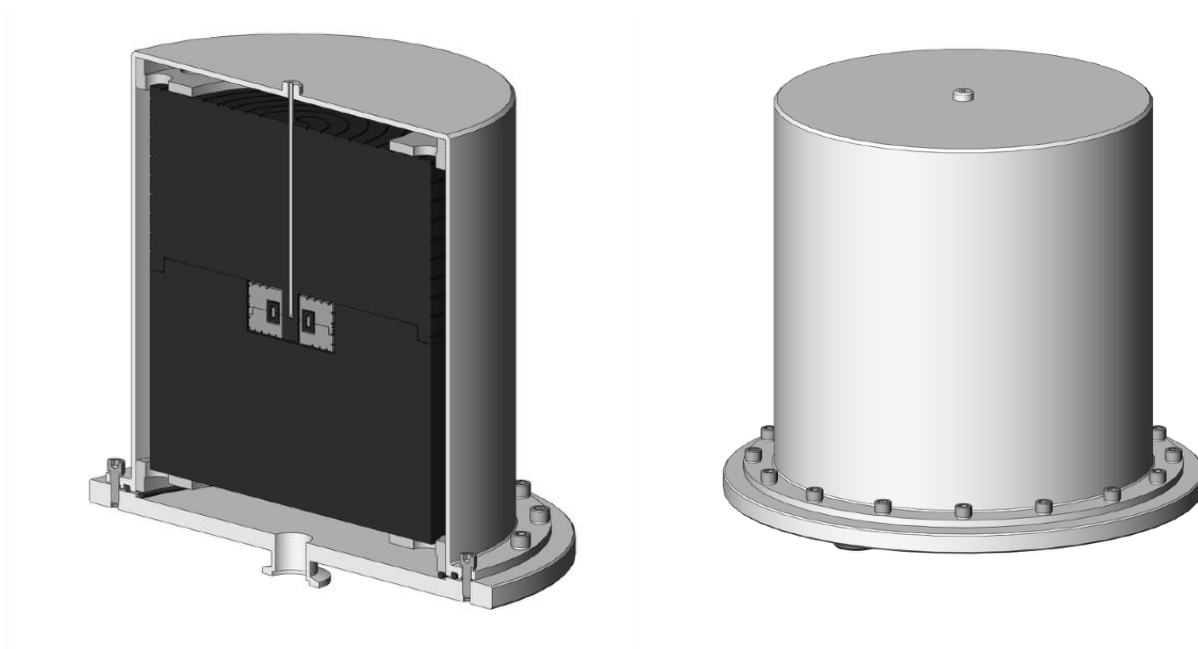


Рисунок 4.1 – Трехмерная модель конструкции калориметра

Проектирование оптимальной конструкции потребовало обширного применения численного моделирования, включающего две взаимосвязанные задачи: расчет распределения поглощённой дозы от брахитерапевтических источников в элементах калориметра и анализ переноса тепла (динамики нагрева и охлаждения) внутри калориметра при облучении. Для решения первой задачи был использован метод Монте-Карло, а для второй – метод конечно-элементного анализа (Finite Element Method, FEM) для решения уравнений теплопроводности. Оба вида моделирования проводились итерационно, влияя на выбор конструкции: результаты дозиметрического расчёта служили входными данными для теплового анализа, а выводы по тепловым эффектам приводили к коррективам в геометрии и материалах.

С помощью кода EGSnrc [239–241] и его специализированных модулей (DOSRZnrc для цилиндрически-симметричных геометрий) была построена детальная модель разработанного калориметра: задана геометрия всех графитовых частей, центральной трубки, вакуумных зазоров, а также капсулы источника. Были последовательно промоделированы несколько типов источников. Были созданы модели капсулы из иридия/платинового сплава

(^{192}Ir) в стальной оболочке, активностью 10 Ки (основной клинический источник для HDR-брахитерапии, с диапазоном энергий гамма-квантов 0,06–0,6 МэВ (средняя 0,38 МэВ), источника кобальта (^{60}Co) (несколько мм длиной, с активной частью ^{60}Co , излучающего две гамма-линии 1,17 и 1,33 МэВ), источника цезия (^{137}Cs) (низкодозный), с гамма линией 0,66 МэВ, источника йода-125 (^{125}I) в титановом корпусе (энергия фотонов 27–35 кэВ). Хотя разработанный калориметр в первую очередь рассчитан на высокие дозы HDR, были рассмотрены и низкоэнергетические источники для оценки применимости конструкции или необходимости дополнительных поправок.

Кроме радионуклидных источников используются миниатюрные рентгеновские трубки, генерирующие низкоэнергетическое излучение (обычно 50–100 кВ) для локального облучения опухоли. Преимущества таких систем – отсутствие утечки излучения в выключенном состоянии, отсутствие радиоактивных отходов и возможность регулировать энергию и мощность дозы. К таким аппаратам относятся:

INTRABEAM (Carl Zeiss) – миниатюрный рентгеновский источник (до 50 кВ) с золотой мишенью на кончике зондовой трубки. Электроны ускоряются и ударяют по мишени, генерируя изотропное рентгеновское излучение, контролируемое встроенным датчиком обратного рассеяния для равномерности дозы;

Xoft Axxent (iCAD) – портативная электронная система с миниатюрной рентгеновской трубкой диаметром 2,25 мм, работающей на энергии до 50 кВ. Источник интегрирован в гибкий катетер с охлаждением.

Для каждого источника рассчитывалось распределение дозы в объёме калориметра (рисунок 4.2) с высоким статистическим разрешением. Особое внимание уделялось дозе, поглощенной в графитовом кольце-поглотителе и той части энергии, которая поглощается в самом источнике (переходит в тепло, выделяющееся в материале капсулы). Последнее важно для оценки самонагрева: расчёт позволил количественно определить какую долю активности источник превращает в собственное тепло. Для ^{192}Ir

моделирование показало, что доля энергии излучения нуклида поглощается непосредственно конструкционными материалами самого источника и его защитной капсулы. Основная же часть энергии переносится гамма-квантами и регистрируется в графитовом поглотителе калориметра. Тем не менее радиационно-индуцированный тепловой поток мощностью порядка нескольких милливатт, локализованный в объеме источника, способен вызвать его разогрев на несколько градусов, что может оказывать существенное влияние на регистрируемый температурный сигнал и внести систематическую погрешность в показания калориметра. Полученные количественные данные о пространственном распределении источников тепловыделения внутри капсулы были впоследствии использованы в качестве граничных условий при проведении прецизионного теплового моделирования калориметрической системы.

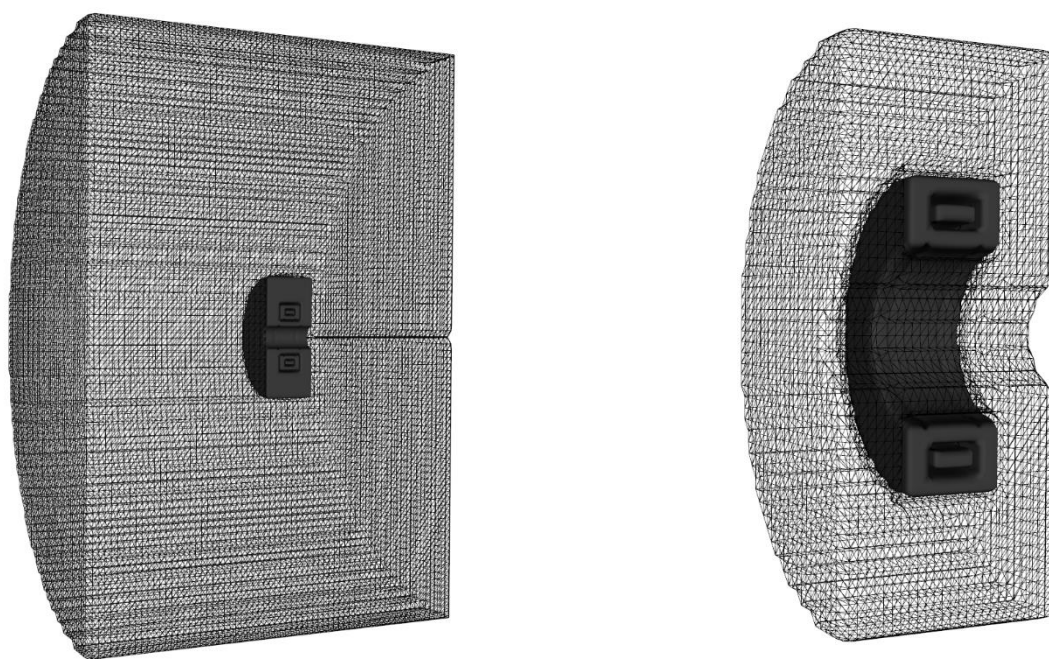


Рисунок 4.2 – Модель калориметра для расчетов распределения энергии излучения

Вторым этапом было моделирование протекания тепловых процессов в конструкции при облучении источником. Был использован программный пакет конечно-элементного анализа COMSOL, позволяющий решить

уравнения теплопроводности в трёхмерной геометрии с учётом вакуума, теплового излучения и теплопроводных контактов (рисунок 4.3). При расчетах была воспроизведена геометрия калориметра со всеми деталями, данные о распределении дозы, полученные Монте-Карло, послужили источником объёмных тепловыделений: в модели каждому элементу (графитовому кольцу, остальным блокам) была задана соответствующая плотность теплового источника пропорционально поглощённой дозе. Модель теплопереноса решала задачу при условии роста температура в разных точках калориметра в течение типичного сеанса облучения (несколько минут непрерывного нахождения HDR-источника в центре) и оценивала распределение температуры по объёму.

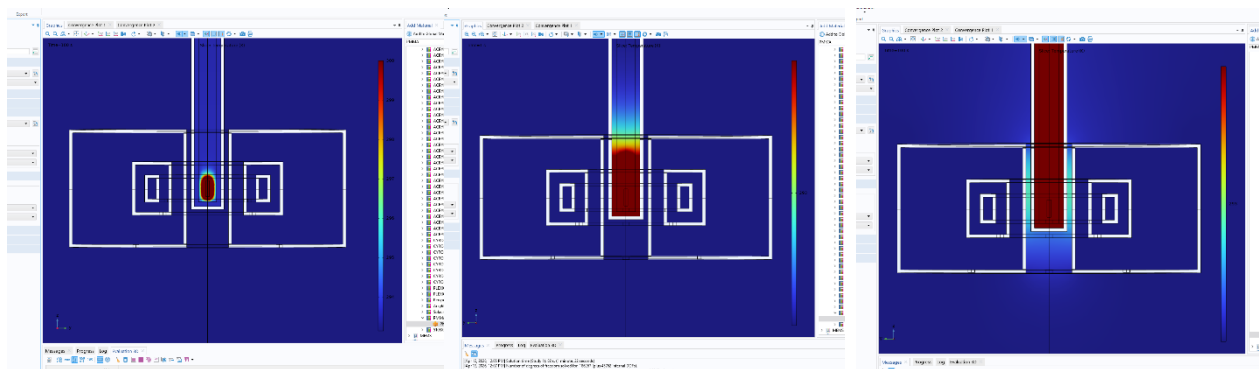


Рисунок 4.3. – Моделирование распределения тепла в конструкции калориметра

Источник размещается в калориметре в специальной трубке (части вакуумного корпуса). Трубка нагревается от находящегося внутри неё источника (как за счёт поглощения излучения, так и за счёт теплопроводности от самого источника через окружающий воздух). Поэтому между трубкой для размещения источника и прилегающими графитовыми блоками оставлен зазор 0,25 мм, поддерживаемый изоляционными вставками.

В результате поглотитель калориметра защищен от самонагрева источника двумя конструктивными решениями – наличием металлической трубки и подобранным значением радиуса поглотителя, тепловой поток от горячего источника отводится и рассеивается вне чувствительного элемента.

4.2.2 Выбор материалов

Как уже упоминалось, графит использован во всех основных поглощающих элементах калориметра – в центральном кольце и во внешнем фантоме. Обоснование применения графита было подробно обосновано в 3й главе.

Для изготовления центрального источникопровода, был применен алюминий. Алюминий обладает хорошей теплопроводностью, что важно для отвода тепла от источника: трубка контактирует с концевым наконечником после загрузки источника, и тепло от нагретого наконечника по алюминию эффективно уходит к наружному концу трубки, где рассеивается. По сути, алюминиевая трубка служит теплоотводом для источника, уводя нежелательное тепло “в сторону” от чувствительной части калориметра. Внутренний диаметр трубки выбран так, чтобы обеспечить свободное прохождение стандартных источникопроводов брахитерапевтических аппаратов (как автоматических, так и ручных катетеров). Тем самым трубка работает ещё и как экран: тепловое излучение от горячего источника большей частью отражается обратно на источник или рассеивается по трубке, не достигая графитового кольца напрямую.

4.2.3 Изготовление и сборка калориметра

После завершения стадии проектирования и моделирования была подготовлена полная конструкторская документация – чертежи всех деталей и сборочные схемы. Сборочный чертеж разработанного калориметра для брахитерапевтических источников приведен на рисунке 4.4.

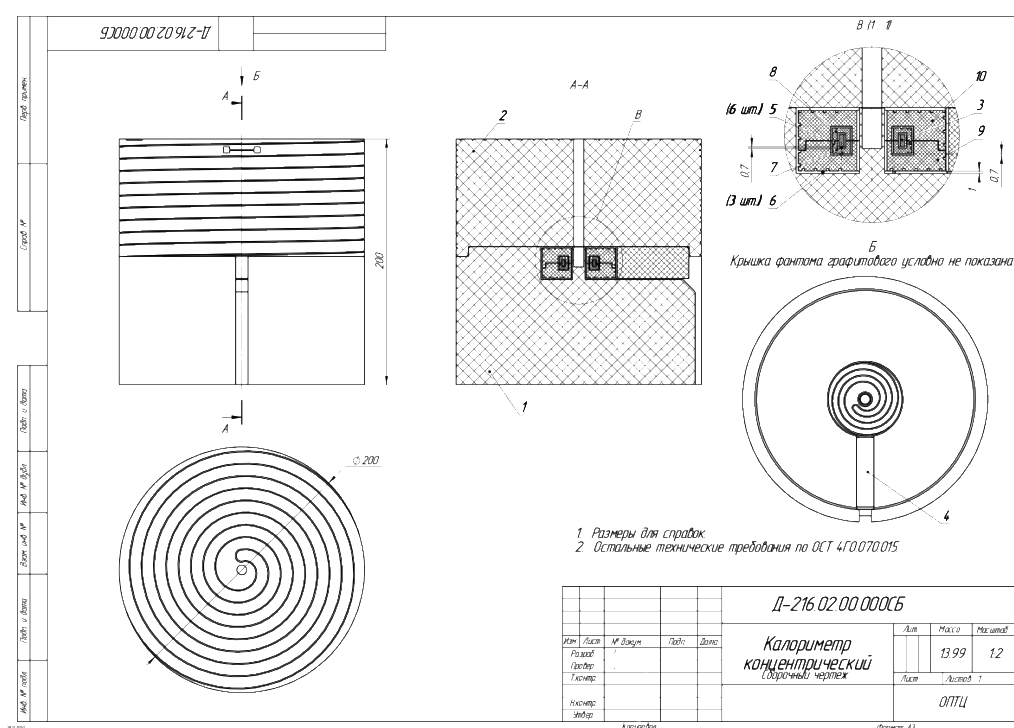


Рисунок 4.4 – Сборочный чертеж разработанного калориметра для брахитерапевтических источников

Перед изготовлением графитовых деталей основные составляющие калориметра были воспроизведены на 3d принтере (рисунке 4.5).



Рисунок 4.5 – Модель основных составляющих калориметра

Изготовление компонентов калориметра проводилось в промышленной мастерской по разработанным чертежам, с указанием строгих допусков на размеры, плоскостность и шероховатость поверхностей (особенно графитовых, где важно обеспечить равномерный контакт с вакуумными прокладками и отсутствие зазоров сверх проектных). Процесс монтажа и подготовки калориметра к работе аналогичны шагам, описанным в п. 3.2.2.

Внутренние компоненты и собранный калориметр в вакуумном корпусе представлены на рисунках 4.6 и 4.7.

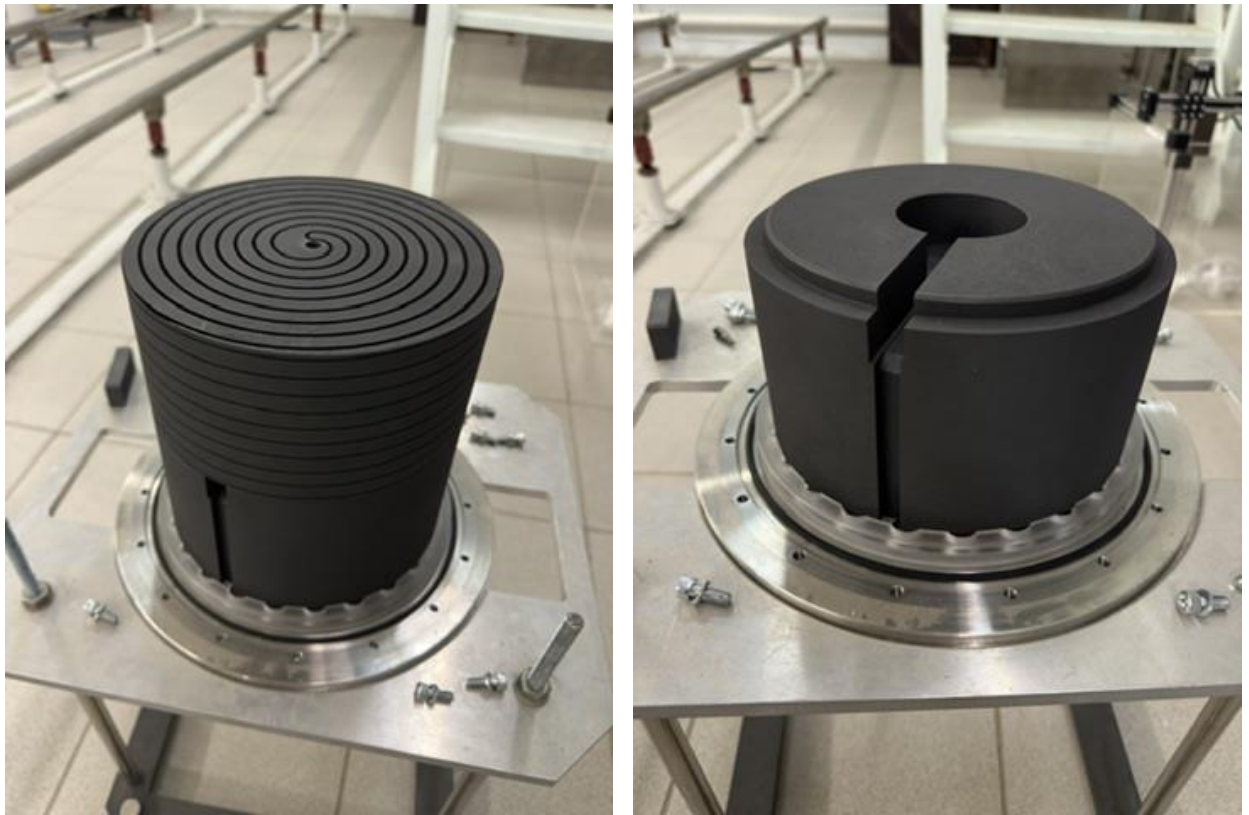


Рисунок 4.6 – Внутренние компоненты концентрического калориметра



Рисунок 4.7 – Калориметр в вакуумном корпусе

4.3. Определение параметров калориметра, поправочных коэффициентов, составляющих погрешности. Исследования метрологических характеристик графитового калориметра

Воспроизведение поглощенной дозы при применении разработанного калориметра происходит по следующему соотношению:

$$D_{\Gamma} = \frac{IU_{\Gamma t}}{M_{\text{эф}}} \frac{\Delta U_{\text{рад}}}{\Delta U_{\text{эл}}} k_{\text{вз}} k_{\text{тп}} k_{\text{гр}} k_{\text{тд}} k_{\text{ндр}} \quad (23)$$

где $M_{\text{эф}}$ – эффективная масса поглотителя, $\Delta U_{\text{рад}}$, $\Delta U_{\text{эл}}$ – изменение напряжения в мостовой схеме, $k_{\text{вз}}$ – коэффициент, учитывающий искажение флюенса фотонов вакуумными зазорами, $k_{\text{тп}}$ – коэффициент, учитывающий потери тепла от поглотителя по подводящим проводам, $k_{\text{гр}}$ – коэффициент, учитывающий градиент мощности поглощенной дозы в поглотителе, $k_{\text{тд}}$ – коэффициент, учитывающий «тепловой дефект» в материалах поглотителя, $k_{\text{ндр}}$ – коэффициент, учитывающий неоднородность конструкции (воздух, металл, графит).

Исследования большинства составляющих неопределенности при воспроизведении поглощенной дозы с помощью разработанного калориметра были аналогичны описанным в п. 3.3 с поправкой на специфику излучения применяемых при брахитерапии источников.

При определении метрологических характеристик цилиндрического калориметра были также проведены исследования следующих параметров: эффективной массы поглотителя в случае применения миниатюрного рентгеновского аппарата, поправки, учитывающей неоднородность конструкции на пути от источника к поглотителю и поправки, учитывающей искажение флюенса фотонов вакуумными зазорами.

Для определения эффективной массы поглотителя применялись соотношения массовых коэффициентов поглощения энергии μ^{en}/ρ графита и материалов (i), входящих в поглотитель:

$$M_{\text{эф}} = m_{\text{гр}} + \sum_i m_i \frac{(\mu^{\text{en}}/\rho)_i}{\mu(\mu^{\text{en}}/\rho)_{\text{гр}}} \quad (24)$$

где $m_{\text{гр}}$ – масса чистого графита в поглотителе, m_i – масса i -го компонента.

Учитывая то, что значения μ_{en}/ρ для рентгеновского излучения сильно зависят от спектра излучения, для определения соотношений, входящих в выражение (23), был применен разработанный автором усовершенствованный метод восстановления спектра рентгеновского излучения (подробно рассмотренный в п. 2.3.4), что позволило определить соответствующие соотношения, взвешенные по реальному спектру излучения.

Коэффициенты, учитывающие влияние вакуумных зазоров и неоднородности конструкции, оценивались схожим с описанным в п. 3.3.3 способом: в среде Geant4 была создана модель, описывающая наличие вакуумных зазоров и модель, учитывающая наличие различных материалов, отличных от графита (воздух, алюминий и т.д.), на пути от источника до поглотителя для применяемых в брахитерапии источников.

В таблице 4.1 приведены значения поправочного коэффициента на искажение флюенса фотонов вакуумными зазорами для основных типов источников, используемых в брахитерапии. Зависимость коэффициента $k_{\text{вз}}$ от энергии фотонов приведена на рисунке 4.8.

Таблица 4.1 – Значения поправочного коэффициента, учитывающего искажение флюенса фотонов вакуумными зазорами

Нуклид	Энергия, кэВ	$k_{\text{вз}}$
^{103}Pd	22	1,0120
^{125}I	28	1,0235
^{131}Cs	30	1,0275
^{192}I	380	1,0076
^{137}Cs	662	1,0041
^{60}Co	1250	1,0014

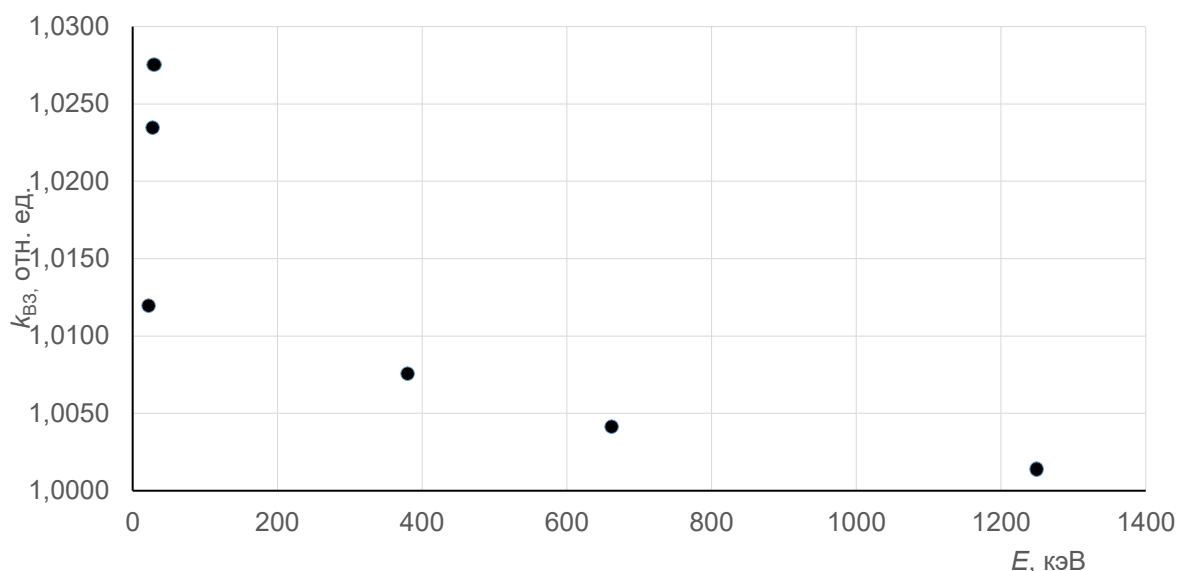


Рисунок 4.8. – Зависимость коэффициента $k_{вз}$ от энергии фотонов

Оценки составляющих погрешности воспроизведения поглощенной дозы в графите от источников, применяемых для брахитерапии, приведены в таблице 4.2.

Таблица 4.2 – Составляющие погрешности воспроизведения поглощенной дозы в графите

Источники погрешности, неопределенности	$S_0, \%$	$\theta_0, \%$	СКО	НСП (P = 0,99)
$N_{эк}$ чувствительность калориметра		0,15	0,4	0,82
$M_{эф}$ определение эффективной массы поглотителя		0,3		
$\Delta U_{рад}$ изменение напряжения с мостовой схемы	0,4	0,05		
$k_{вз}$ поправка на искажение флюенса фотонов вакуумными зазорами		0,3		
$k_{тп}$ поправка на потери тепла от поглотителя по подводящим проводам		0,2		
$k_{гр}$ поправка на градиент мощности поглощенной дозы в поглотителе		0,1		
$k_{тд}$ поправка на «тепловой дефект» в материалах поглотителя		0,3		
$k_{ндр}$ поправка на неоднородность конструкции (воздух, металл, графит)		0,01		
Суммарные значения	0,4	0,59		

4.4. Разработка методов и средств перехода от поглощенной дозы в графите к поглощенной дозе в воде

С учетом того, что конечной целью является определение поглощенной дозы в воде в условиях, максимально приближенных к условиям брахитерапии, был разработана методика измерения поглощенной дозы в воде для источников, применяемых при брахитерапии, путем перехода от поглощенной дозы в графите. Суть методики следующая: сначала поглощенная доза воспроизводится с помощью графитового калориметра, потом источник помещается в специальный графитовый фантом, имитирующий измерения в графитовом калориметре, на расстоянии, соответствующем условиям измерений с помощью калориметра, в этот же фантом помещается ионизационная камера, далее эта камера и источник помещаются на эквивалентном расстоянии (положении в водном фантоме, при котором характеристики дозового распределения совпадают с соответствующими характеристиками в графитовом фантоме на некоторой глубине) друг от друга в специальный водный фантом (рисунке 4.9).

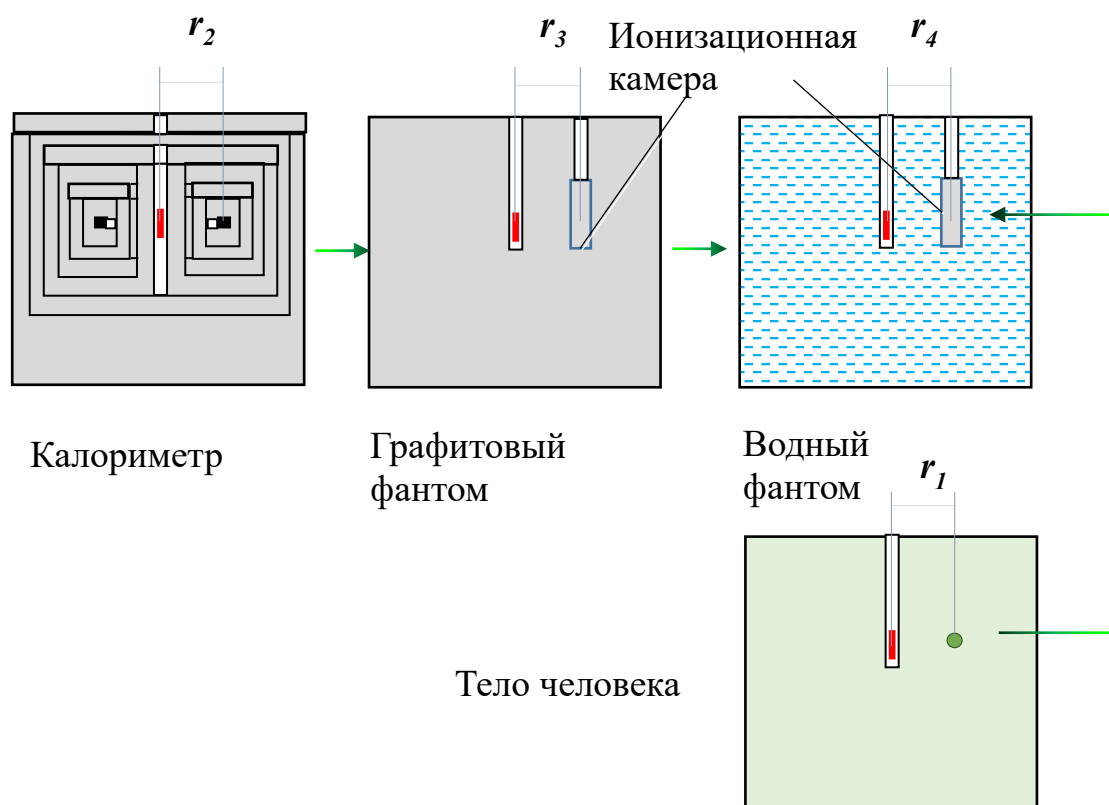


Рисунок 4.9 – Переход от поглощенной дозы в графите к поглощенной дозе в воде

Для этих целей были спроектированы два фантома – графитовый и водный. Материалом для изготовления графитового фантома служит высокочистый графит с однородностью распределения плотности не хуже 0,05 %. Выбор именно этого типа графита обусловлен его близкими к тканеэквивалентным свойствами и минимальным содержанием примесей, которые могли бы исказить спектральный состав излучения при прохождении через фантом.

Геометрические размеры фантома определяются конструкцией разработанного калориметра. Центральная полость для размещения источника выполняется с высокой точностью обработки. Размещение источника в фантоме осуществляется с использованием системы подачи источника брахитерапевтическим аппаратом. Расстояние от источника до точки измерения спроектировано идентичным рабочему расстоянию в калориметре, что обеспечивает сохранение геометрических условий облучения.

Процедура калибровки ионизационной камеры в графитовом фантоме является критически важным этапом, определяющим точность всей цепочки измерений. Выбор типа ионизационной камеры должен соответствовать энергетическому диапазону используемого источника и удовлетворять требованиям по энергетической зависимости чувствительности.

Установка камеры в фантоме требует ее точного позиционирования. Ось камеры должна быть ориентирована перпендикулярно направлению на источник.

Измерение заряда проводится при стабилизированном напряжении питания $\pm 300\text{--}400$ В с использованием электрометров класса точности не хуже 0,1 %.

При калибровке ионизационной камеры необходимо вводить следующие поправки:

1. Поправка на рекомбинацию ионов, определяемая методом двух напряжений по формуле Боуга;

2. Коррекция полярности, учитывающая различие откликов при положительном и отрицательном напряжениях;
3. Температурно-барометрическая поправка для приведения показаний к стандартным условиям (20°C, 101,3 кПа);
4. Поправка на снижение активности источника при длительных измерениях.

Калибровочный коэффициент $N_{гр}$ рассчитывается как отношение дозы в графите к измеренному току с учётом всех поправок. Неопределённость определения $N_{гр}$ не должна превышать 0,5 % для обеспечения требуемой точности последующих измерений.

Конструкция водного фантома представляет собой куб из акрила или полистирола. Геометрические размеры водного фантома выбираются исходя из условий обеспечения полного рассеяния для используемого источника.

Измерение заряда (или тока) в водном фантоме проводится при тех же параметрах облучения, что и в графитовом фантоме: время облучения, активность источника на момент измерения, напряжение питания камеры. Это обеспечивает корректность сравнения результатов и исключает систематические ошибки.

При этом переход к поглощенной дозе в воде происходит по следующему соотношению:

$$D_B = D_G \frac{I_B \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_B}{I_G \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_G} p_{B,G} \quad (25)$$

где $(\mu_{en}/\rho)_B/(\mu_{en}/\rho)_G$ – отношение массовых коэффициентов поглощения энергии, $p_{B,G}$ – поправка на замещение воды графитом, $\frac{I_B}{I_G}$ – определение отношения ионизационных токов.

Значения массовых коэффициентов поглощения энергии для основных типов источников приведены в таблице 4.3.

Таблица 4.3 – Значения массовых коэффициентов поглощения энергии

Нуклид	Принятая энергия E_γ , МэВ	$\left(\frac{\mu_{\text{en}}}{\rho}\right)_\Gamma$ (графит)	$\left(\frac{\mu_{\text{en}}}{\rho}\right)_\text{В}$ (вода)	$\left(\frac{\mu_{\text{en}}}{\rho}\right)_\text{В} / \left(\frac{\mu_{\text{en}}}{\rho}\right)_\Gamma$	$u_\text{В}, \%$
^{192}Ir	0,38 (средняя)	$2,93 \cdot 10^{-2}$	$3,26 \cdot 10^{-2}$	1,113	0,1
^{137}Cs	0,662	$2,95 \cdot 10^{-2}$	$3,28 \cdot 10^{-2}$	1,112	0,1
^{60}Co	1,25	$2,67 \cdot 10^{-2}$	$2,97 \cdot 10^{-2}$	1,112	0,1
^{103}Pd	0,021	$2,24 \cdot 10^{-1}$	$5,50 \cdot 10^{-1}$	2,46	1,5
^{125}I	0,028	$9,77 \cdot 10^{-2}$	$2,35 \cdot 10^{-1}$	2,40	1,5
^{131}Cs	0,03	$6,61 \cdot 10^{-2}$	$1,56 \cdot 10^{-1}$	2,36	1,5

Поправка $p_{\text{В},\Gamma}$ отражает влияние различий между двумя средами (графитом и водой) на величину поглощённой дозы при облучении одним и тем же источником и при максимально схожих геометрических условиях. Методика её определения базируется на положениях теории дозиметрического эквивалентного замещения, опирающейся на модель Брэгга-Грея, и предполагает расчёт отношений между характеристиками взаимодействия фотонного излучения с веществом в двух разных средах. Поправка $p_{\text{В},\Gamma}$ представляет собой произведение двух множителей:

$$p_{\text{В},\Gamma} = \Psi_{\text{В},\Gamma} \beta_{\text{В},\Gamma} \quad (26)$$

где $\Psi_{\text{В},\Gamma}$ – поправка на возмущение поля фотонного излучения, $\beta_{\text{В},\Gamma}$ – отношение поглощённой дозы к керме в воде и графите, характеризующее вклад вторичных электронов и различия в доле радиационных потерь.

Множитель $\Psi_{\text{В},\Gamma}$ это поправка на возмущение поля фотонного излучения, учитывающая различие флюенса и энергетических спектров первичных и рассеянных фотонов в эквивалентных точках водного и графитового фантомов, обусловленное разницей эффективных атомных номеров и транспортных характеристик этих сред. Для минимизации различий в спектральном составе и флюенсе фотонов в точке измерения, графитовый и водный фантомы спроектированы с использованием метода эквивалентных глубин, обеспечивающего максимальное подобие полей излучения (за счет сменных вставок для ионизационных камер). Благодаря этому

конструктивному решению значение поправки $\Psi_{в,г}$ стремится к единице. Однако, в связи с различием эффективных атомных номеров воды и графита (что критично для спектров с высокой долей низкоэнергетических квантов, где преобладает фотоэлектрическое поглощение), остаточные различия в энергетических спектрах фотонов $\Phi(E)$ рассчитываются методом Монте-Карло (Geant4) и учитываются коэффициентом $\Psi_{в,г}$.

Коэффициент $\beta_{в,г}$ представляет собой отношение $\beta_{в}/\beta_{г}$, учитывающее различие в переносе вторичных электронов и степени нарушения локального электронного равновесия в водной и графитовой средах. Для низкоэнергетических источников пробег вторичных электронов пренебрежимо мал, что обеспечивает условия полного электронного равновесия в обеих средах ($\beta_{в,г} = 1$). Для высокоэнергетических брахитерапевтических источников имеет место переходное электронное равновесие, однако различия транспортных характеристик вторичных электронов в воде и высокочистом графите минимальны. В связи с этим, значение отношения $\beta_{в,г}$ для всего рассматриваемого диапазона энергий принимается равным 1 с включением соответствующей составляющей неопределенности (в совокупности с составляющей неопределенности $\Psi_{в,г}$, не превышающей 0,1 %) в общий бюджет погрешности при переходе от графита к воде.

Для низкоэнергетического рентгеновского излучения, применяемого в брахитерапии (например, в установках типа Xofig Axxent или INTRABEAM), необходимо учитывать влияние спектрального состава на величину $(\mu_{en}/\rho)_{в}/(\mu_{en}/\rho)_{г}$. В силу высокой энерго-зависимости массовых коэффициентов поглощения энергии в диапазоне до 100 кэВ даже незначительные искажения спектра могут привести к ошибке в расчёте на уровне 2–5 %.

Предложенный во 2й главе усовершенствованный метод восстановления спектра позволил осуществить расчет взвешенных по реальному спектру рентгеновского излучения массовых коэффициентов поглощения энергии:

$$\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_{\text{эф}} = \frac{\int \Phi(E) \cdot (\mu_{en}/\rho)(E) \cdot dE}{\int \Phi(E) \cdot dE} \quad (27)$$

где $\Phi(E)$ – дискретизированный спектр фотонов. Табличные данные по μ_{en}/ρ взяты из базы XCOM (NIST).

Для спектров с высокой долей низкоэнергетических квантов (30–50 кэВ) соотношение $(\mu_{en}/\rho)_B/(\mu_{en}/\rho)_G$ может достигать 2,5. При увеличении доли более жёстких компонент этот показатель снижается. Таким образом, восстановление спектра является необходимым условием достоверного перехода от графита к воде в дозиметрии брахитерапии.

Результаты исследований метрологических характеристик разработанной методики измерений поглощенной дозы в воде приведены в таблице 4.4.

Таблица 4.4 – Составляющие неопределенности при определении поглощенной дозы в воде

Составляющие неопределенности	u_{0A} , %	u_{0B} , %
Отношение массовых коэффициентов поглощения энергии, $(\mu_{en}/\rho)_B/(\mu_{en}/\rho)_G$		0,1 ¹ 1,5 ²
Поправка на замещение воды графитом ($p_{в,г}$)		0,1
Определение отношения ионизационных токов	0,05	0,05
Определение поглощенной дозы в графите	0,4	0,35
Суммарная неопределенность		0,6 ¹ 1,6 ²
Расширенная неопределенность ($k = 2$)		1,2 ¹ 3,2 ²
¹ – для источников с энергиями фотонов более 100 кэВ		
² – для источников с энергиями фотонов менее 100 кэВ		

4.5 Вывод

Разработана и изготовлена оригинальная конструкция концентрического графитового калориметра кольцевого типа, обеспечивающая воспроизведение поглощённой дозы в графите.

Выполнено компьютерное моделирование распределения поглощённой дозы и связанных тепловых процессов в калориметре для оптимизации его конструкции.

На основе результатов моделирования рассчитаны и проанализированы поправочные коэффициенты, учитывающие влияние вакуумных зазоров и неоднородностей конструкции на передачу излучения от источника к поглотителю.

Спроектированы и изготовлены графитовый и водный фантомы для проведения калибровочных измерений в условиях, эквивалентных облучению в графите (калориметре) и в воде.

Выполнено определение коэффициента перехода от дозы в графите к дозе в воде, учитывающего различия в энергетическом спектре излучения и вклад вторичных электронов.

Проведена комплексная оценка полной неопределённости результатов измерений при применении предложенного подхода, расширенная неопределённость результатов измерений поглощенной дозы в воде не превышает 3,2 % (при $k = 2$).

Разработана методика измерения поглощенной дозы в воде для источников, применяемых при брахитерапии, путем перехода от поглощенной дозы в графите с помощью разработанного набора фантомов и ионизационных камер (Приложение 6). Методика обеспечивает измерение мощности поглощённой дозы в воде на практике для целей лучевой терапии (например в клинических условиях) с относительной расширенной неопределённостью не более 3 % при коэффициенте охвата $k = 2$ и уровне доверия 95 % для радионуклидов: ^{192}Ir , ^{137}Cs , ^{60}Co и с относительной расширенной неопределённостью не более 5 % при коэффициенте охвата $k = 2$ и уровне доверия 95 % для радионуклидов: ^{103}Pd , ^{125}I , ^{131}Cs .

Полученные результаты имеют практическую значимость: они могут быть применены для калибровки рабочих (клинических) ионизационных камер и источников и внедрены в деятельность медицинских физиков на

практике в терапевтических организациях. Перспективными направлениями дальнейших исследований являются, например, распространение разработанного подхода на новые типы источников брахитерапии по мере их появления.

Таким образом доказано положение о том, что разработанный аппаратный комплекс, основанный на применении массовых коэффициентов поглощения энергии, уточненных для брахитерапевтических условий, обеспечивает воспроизведение поглощенной дозы излучения при брахитерапии в графите с НСП не более 0,9 %, СКО не более 0,4 % и определение значения поглощенной дозы в воде с расширенной неопределенностью не более 3,2 % ($k = 2$).

ГЛАВА 5. Разработка методов и средств воспроизведения единиц флюенса и плотности потока тяжелых заряженных частиц.

5.1 Обоснование предложенного подхода к решению научной задачи

Для измерения флюенса и плотности потока тяжелых заряженных частиц (ТЗЧ) существует несколько известных подходов, для выбора направления решения задачи был проведен анализ ряда работ [17, 55, 66, 67, 69–72, 240, 242–257].

Одним из применяемых инструментов для определения потоковых характеристик пучков тяжелых заряженных частиц на ускорителях является применение ионизационных камер. Плоскопараллельная ионизационная камера регистрирует ток, порождённый ионами в тонком измерительном объеме. Ток пропорционален числу пар «ион–электрон», однако для тяжёлых ионов требуется учёт рекомбинации (соответствующий коэффициент сильно зависит от ЛПЭ). Экспериментальная коррекция по двум напряжениям позволяет уменьшить ошибку. Преимущество применения ионизационных камер заключается в том, что они позволяют проводить измерений в реальном времени, однако их точность ограничена необходимостью применения ряда расчётных поправок.

Монитор SEETRAM [252, 258] базируется на регистрации δ -электронов, выбиваемых пучком из сверхтонкой алюминиевой фольги. Ток вторичных электронов оказывается линейно связанным с интенсивностью пучка тяжёлых ионов в диапазоне 10^5 – 10^{12} с⁻¹ без признаков насыщения; динамический диапазон ограничен электроникой, зависит от степени загрязнения или старения фольги, пространственного заряда и стабильности коэффициента преобразования. Однако коэффициент пропорциональности зависит от площади пучка, загрязнённости поверхности и материала фольги, поэтому абсолютные измерения всегда требуют предварительной калибровки на более точном средстве измерений для каждой комбинации типа частиц и энергии. Сверхбыстрые сенсоры из CVD-алмаза работают как токовые или импульсные счётчики [253]. Они выдерживают высокие дозы и обладают временем

отклика <100 пс, что позволило их использовать в системах Beam Condition Monitor для экспериментов на Большом адронном коллайдере. Тем не менее отклик алмаза неоднороден по поверхности; радиационное повреждение контактов вызывает дрейф чувствительности, а каждая пластина требует индивидуальной калибровки. Суммарная неопределённость после перекалибровки редко опускается ниже 4 %.

Трековые детекторы фиксирует каждую частицу в виде латентного дефекта, превращающегося в конус после химического травления. При ЛПЭ выше определенного порога эффективность регистрации приближается к 100 %, что позволяет трактовать число травлёных треков как абсолютный флюенс [254, 259, 260]. Главный недостаток – травление и автоматический микроскопический анализ занимают часы, а при значениях флюенса выше 10^7 см⁻² возникает перекрытие треков и насыщение. Наблюдения показывают, что даже при оптимизированных режимах травления суммарная неопределённость по флюенсу остаётся в пределах 5–7 %, причём основной вклад дают вариации скорости травления и статистика анализа изображений.

Сравнивая эти методы, можно выделить следующие особенности. Ионизационные камеры обеспечивают непрерывный мониторинг и хорошую повторяемость, но их точность ограничена теоретическими поправками, чувствительными к ЛПЭ. SEETRAM и CVD-алмазы обладают наибольшей скоростью и охватывают колоссальный динамический диапазон, однако их абсолютная калибровка опирается на внешние средства измерений, а стабильность со временем ухудшается из-за радиационных и поверхностных эффектов.

С учетом вышеописанных ограничений была предложена и реализована разработка эталонного комплекса измерителей на основе цилиндров Фарадея с набором коллиматоров (для измерений плотности потока). Этот подход основан на прямом сборе электрического заряда от пролетающих тяжелых частиц в металлический коллектор (цилиндр Фарадея), проходящих через коллиматор (при измерении плотности потока частиц). При попадании иона

его заряд целиком передается коллектору (в идеальном случае при полном поглощении и подавлении вторичной эмиссии), порождая ток. Суммарный заряд, накопленный за время экспозиции, пропорционален числу прошедших ионов. Главным преимуществом метода является то, что измерение ведется непосредственно в единицах электрического заряда (Кл), прослеживаемых до государственных эталонов. Благодаря этому результаты по флюенсу и потоку ТЗЧ связаны с фундаментальными единицами.

Отклик цилиндра Фарадея формируется только суммарным зарядом частиц, что устраняет зависимость результата от типа и энергии ионов (при условии их полного поглощения в поглотителе). Таким образом, метод мало чувствителен к свойствам пучка: отсутствуют эффекты рекомбинации или тушения сигнала, характерные для ионизационных и сцинтилляционных детекторов.

Коллиматор в составе детектора ограничивает геометрию пучка. Он задает фиксированную площадь отверстия, через которое проходит пучок, позволяя точно рассчитывать плотность потока (частиц/(см²·с)) по измеренному заряду.

Преимущество предложенного подхода – оперативность и надежность. Детектор на базе цилиндра Фарадея формирует сигнал в реальном времени, позволяя контролировать интенсивность пучка непосредственно в ходе эксперимента (в отличие от трековых детекторов, которые можно проанализировать только после облучения). Металлический коллектор устойчив к большим дозам излучения и не требует частой замены или настройки. Коллектор имеет форму стакана и далее будет обозначаться этим термином.

5.2 Разработка конструкции цилиндров Фарадея для воспроизведения единиц флюенса и плотности потока ТЗЧ

При конструировании цилиндров Фарадея (ЦФ) для решения поставленной задачи было принято во внимание, что характеристики ЦФ должны определяться параметрами пучка – энергией частиц, средней

интенсивностью пучка, размером пучка в месте установки детектора, а также требованиями радиационной безопасности (минимизация наведенной радиоактивности материалов). Целью разработки стало создание ЦФ для воспроизведения единиц флюенса (частиц/м²) и плотности потока тяжелых заряженных частиц (ТЗЧ) с последующим включением в состав государственного первичного эталон. Это предполагает высокую точность измерения количества частиц в пучке (например, протонов, ионов углерода, неона, аргона, криптона, ксенона, кислорода и др.) в широком диапазоне энергий – от десятков МэВ/нуклон до сотен МэВ/нуклон.

В ходе разработки конструкции ЦФ были изучены три основных фактора, влияющие на точность измерений. Эти факторы и связанные с ними решения таковы:

1. Вторичные электроны из входного окна. При пролете тяжелой заряженной частицы через входное окно (или диафрагму) детектора из него могут выбиваться электроны. Если эти выбитые электроны достигают стакан ЦФ и собираются им, они вносят в измеряемый заряд. Проведенное моделирование траекторий таких электронов позволило разработать способы их отведения, в частности – охранный кольцо (защитный электрод) определенного размера, на которое подается оптимальное напряжение. Это кольцо должно препятствовать попаданию нежелательных электронов в стакан и тем самым устранять связанную с этим эффектом погрешность.

2. Неполное поглощение тяжелых ионов в стакане. ТЗЧ, падая на металлический стакан цилиндра Фарадея, должны полностью остановиться и поглотиться в его объеме. Непоглощенная часть частицы (или вторичные фрагменты от ядерных взаимодействий) могла бы покинуть стакан, что приведет к искажению измеряемого заряда. Поэтому была проведена серия моделирований взаимодействия частиц с материалом стакана для выбора его оптимальной толщины, обеспечивающей полное торможение частиц заданных типов и энергий в пределах стакана.

3. Электроны вторичной эмиссии из стакана. При попадании ТЗЧ на материал стакана возникают многочисленные электроны вторичной эмиссии (ЭВЭ) с энергиями от нескольких эВ до десятков кэВ. Многие из них стремятся покинуть поверхность стакана, унося отрицательный заряд и приводя к искажению измеряемого заряда. Была оценена доля заряда, теряющегося вместе с этими вторичными электронами, с помощью моделирования, и предусмотрены конструктивные меры для их подавления (включая упомянутое охрannое кольцо с определенным задерживающим потенциалом).

Кроме этих основных задач, при разработке необходимо было решить вопрос выбора материалов для всех элементов конструкции ЦФ (стакан, охрannое кольцо, изоляторы и пр.), исходя из свойств разных материалов под облучением тяжелыми частицами. Были детально проанализированы варианты материалов стакана – медь, алюминий, вольфрам, графит и др. – учитывая их теплопроводность, температуру плавления, склонность к вторичной эмиссии, а также наведенную радиоактивность. По результатам анализа для изготовления стакана ЦФ была выбрана медь, рассмотрены и другие материалы, потенциально более подходящие для некоторых видов ТЗЧ.

5.2.1 Анализ и моделирование траекторий электронов из входного окна.

Одним из существенных источников неопределенности при измерении заряда пучка является утечка электронов, выбитых из конструктивных элементов перед стаканом ЦФ. Пучок частиц перед попаданием в стакан проходит через входное окно – тонкую металлическую фольгу, которая отделяет объем стакана (вакуумную камеру) от внешней среды. Столкновения быстрых тяжелых ионов с материалом окна приводят к испусканию электронов с его поверхности. Эти электроны могут иметь энергии от единиц электронвольт до десятков кэВ и устремляться дальше по ходу пучка. Если они проникают внутрь цилиндра Фарадея и оседают в стакане, то их отрицательный заряд будет зарегистрирован измерительной схемой как часть

сигнала, уменьшая измеряемый положительный заряд пучка или внося шум. Таким образом, выбитые с окна электроны выступают как посторонний ток, искажающий результат.

Чтобы количественно оценить эту проблему, было выполнено компьютерное моделирование траекторий электронов, исходящих из области входного окна. Моделирование проводилось с учетом геометрии передней части детектора и предполагаемого электрического поля в районе входа. Были изучены различные сценарии: электроны, выбиваемые под разными углами, с разными начальными энергиями (от единиц эВ до 10–20 кэВ), при наличии или отсутствии специальных отводящих полей. Расчеты подтвердили, что без специальных мер часть электронов действительно может достичь стакана и внести вклад в собранный заряд.

Для моделирования была создана 3d модель ЦФ (рисунке 5.1).

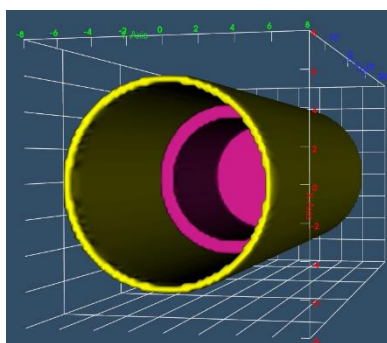


Рисунок 5.1 – Трехмерная модель ЦФ

Иллюстрация результатов моделирования приведена на рисунке 5.2.

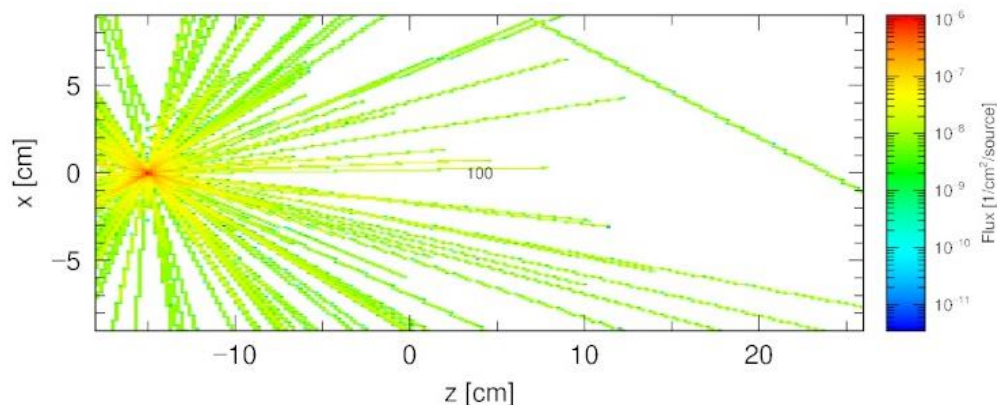


Рисунок 5.2 – Результаты моделирования траекторий электронов, исходящих из входного окна

Для борьбы с этим явлением в конструкции предусмотрено охранное кольцо – металлический электрод, окружающий входное отверстие перед стаканом. Идея заключается в создании электрического поля, которое отклоняет или улавливает нежелательные электроны, не давая им попасть на стакан. Наиболее эффективным оказалось применение отрицательного смещающего потенциала на таком кольце (отрицательного относительно стакана и окружающих структур). Отрицательно заряженное кольцо должно отклонять электроны (отрицательно заряженные частицы), отклоняя их траектории в сторону от стакана или обратно к стенкам, где они нейтрализуются, не влияя на измерение.

Были исследовали оптимальные параметры охранного кольца, в том числе размеры и форма этого электрода, а также величина прикладываемого напряжения. Геометрически, кольцо выполнено в виде цилиндрического или тороидального сегмента, концентрично охватывающего входной канал ЦФ. Диаметр кольца был выбран больше диаметра входного отверстия, а толщина достаточной, чтобы гарантировать перекрытие типичных траекторий рассеяния электронов. Достаточный диаметр охранного кольца подобран исходя из моделирования – он должен полностью охватывать область возможного пролета вторичных электронов из окна.

Было рассчитано требуемое напряжение для эффективной остановки электронов заданных энергий. Для задержания вторичных электронов в типичных цилиндрах Фарадея применяют напряжения порядка нескольких сотен вольт. В литературе описаны случаи использования -300 В на охранном кольце, а также -500 В – такие поля способны остановить электроны с энергиями до десятков кэВ. Расчеты подтвердили, что напряжение порядка -200 – 500 В, приложенное к охранному кольцу, существенно сокращает поток электронов, достигающих стакана. Было выбрано универсальное значение смещения (-300 В), достаточное для исключения влияния вторичных электронов практически во всех рассматриваемых режимах (для частиц от протонов до ксенона с энергиями 2 – 300 МэВ/нуклон). При этом уровень

напряжения не слишком высок, чтобы вызывать пробой изоляции, и не создаёт значимого влияния на траекторию самих тяжелых ионов (энергия ионов настолько велика, что поле в несколько сотен вольт не отклоняет их заметно).

Компьютерное моделирование подтвердило эффективность выбранного решения. Было показано, что при наличии отрицательно смещенного охранного кольца число электронов, достигающих стакана, снижается на порядки. Оставшиеся электроны либо возвращаются на внутреннюю поверхность входного окна, либо оседают на самом кольце. Так, по результатам моделирования, при смещении -300 В охранное кольцо перехватывает почти 100 % электронов с энергиями до 5 кэВ и значительную часть более энергичных δ -электронов. Для самых высокоэнергичных δ -электронов (десятки кэВ), которые способны преодолеть поле, была предусмотрена дополнительная мера – магнитное поле: в конструкции предусмотрены постоянные магниты, создающие локальное магнитное поле (0,3–0,4 Тл) в области входа. Магнитное поле заставляет электроны закручиваться по спиральным траекториям и увеличивает их эффективный путь, так что вероятность достижения ими стакана резко падает. Однако основной упор сделан на электростатическое подавление, как более управляемое и простое.

Важно отметить, что прикладываемое смещение можно гибко адаптировать под различные типы частиц и их энергии. Для таких частиц как протоны энергия вторичных электронов обычно меньше, поэтому достаточно меньшего напряжения; для более тяжелых ионов (например, Kr, Xe) δ -электроны могут иметь большую энергию, поэтому целесообразно повышать потенциал кольца в пределах допустимого. В конструкции предусмотрена возможность регулировки напряжения на охранном кольце в диапазоне 0-500 В в зависимости от условий эксперимента.

В задачах воспроизведения единиц флюенса и плотности потока особенно важно знание точного диаметра коллимационного отверстия, это позволяет пересчитать измеренный ток (заряд в секунду) в плотность потока

(частиц в секунду на единицу площади) с высокой точностью. В конструкции ЦФ реализованы сменные коллиматоры – сменные диафрагмы различных диаметров, которые крепятся к корпусу ЦФ. Это позволяет воспроизводить различные известные площади пучка и, соответственно, калибровать плотность потока ТЗЧ.

5.2.2 Моделирование взаимодействия ТЗЧ со стаканом ЦФ и выбор толщины стакана

Вторая важная задача – обеспечение полного поглощения (остановки) тяжелых заряженных частиц в материале стакана цилиндра Фарадея. Только в этом случае весь заряд, который несут частицы, будет передан стакану и учтен измерительной аппаратурой. Если частица пролетит стакан насквозь или выбьет из него фрагмент, который покинет пределы стакана, часть заряда потеряется для измерения.

Поэтому при проектировании была определена необходимая минимальная толщина стакана для каждого рассматриваемого типа частиц и их максимальных энергий. В расчетах учитывались протоны, ионы углерода и целый ряд других тяжелых ионов (Ne, Ar, Kr, Xe, O и др.), применяемых при испытаниях электронной компонентной базы (ЭКБ) на радиационную стойкость. Эти частицы имеют разные массы, заряды и начальные энергии, от чего зависят их пробеги в веществе. В данном случае рассматривался диапазон: протоны с энергиями 30–1000 МэВ, ионы углерода 30–430 МэВ/нуклон, а более тяжелые ионы (Ne, Ar, Kr, Xe) – с энергиями 2–10 МэВ/нуклон. Интенсивности пучков лежат в пределах 10^7 – 10^{10} частиц/с. Для вычисления пробегов частиц в различных материалах и оценки распределения энергии в тормозящем веществе были использованы программы для моделирования взаимодействия частиц с веществом. Одним из основных инструментов стал пакет SRIM/TRIM (Stopping and Range of Ions in Matter), который позволяет рассчитать среднюю длину пробега и выход за пределы (радиальный разброс) для ионов заданных параметров. Также применялись коды общего назначения, такие как GEANT4, позволяющие

смоделировать каскад взаимодействий (включая возможные ядерные реакции) для тяжелых частиц, и получить процент частиц, прошедших через пластину определенной толщины.

Легкие частицы (протоны) проникают значительно глубже, чем тяжелые, при равной энергии на нуклон. При этом материал, в котором исследуется пробег, играет основную роль. Для более тяжелых частиц, несмотря на большую массу, их суммарная энергия (МэВ/нуклон $\times$ число нуклонов) также значительна, но за счет высокого ионизационного торможения пробеги получаются гораздо меньше.

Значения линейного пробега иона углерода ^{12}C ($Z = 6$) с энергией 8 МэВ/нуклон (полная энергия 96 МэВ) в медной мишени составляют 53 мкм, а в алюминиевой – 105 мкм. Для тяжелых ионов криптона ^{84}Kr ($Z = 36$) с энергией 2,8 МэВ/нуклон (полная энергия 235 МэВ) глубина проникновения не превышает 25,8 мкм в меди и составляет 44,1 мкм в алюминии. Для ионов ксенона ^{132}Xe ($Z = 54$) с энергией 2,7 МэВ/нуклон (полная энергия 356 МэВ) пробег равен 19,6 мкм в меди и 42,8 мкм в алюминии.

Таким образом, обеспечить поглощение тяжелых ионов проще, чем высокоэнергетичных протонов, поскольку даже при сотнях МэВ полной энергии они останавливаются в относительно небольшом слое вещества благодаря большим удельным потерям на ионизацию. Однако нужно учитывать, что при торможении тяжелых ионов выделяется значительная энергия в малом объеме, что может приводить к локальному разогреву и даже расплаву материала. Поэтому запас по толщине все равно необходим, чтобы распределить энерговыделение по объему.

Иллюстрация моделирования взаимодействия ТЗЧ со стаканом ЦФ приведена на рисунке 5.3.

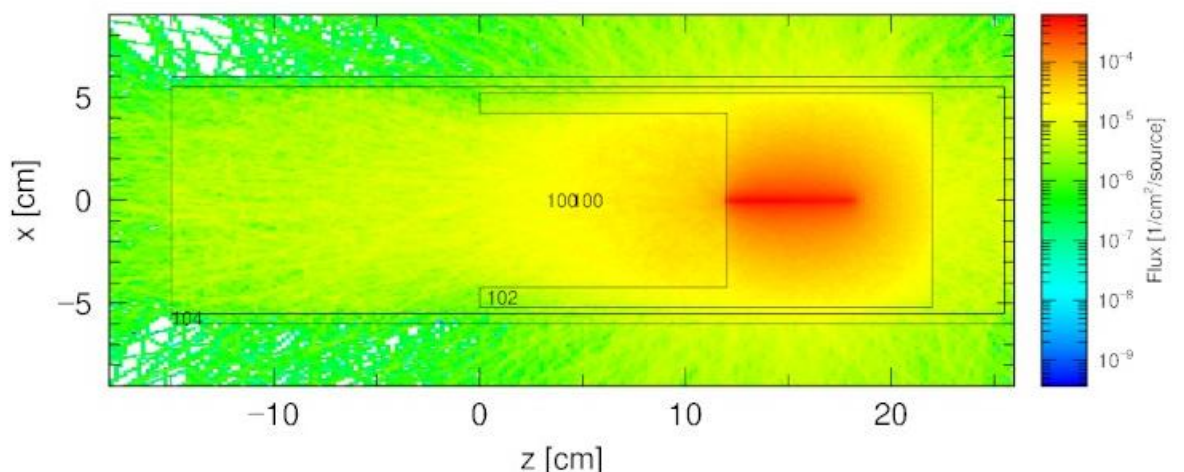


Рисунок 5.3 – Моделирование взаимодействия ТЗЧ со стаканом ЦФ

Тепловой расчет стакана проводился с помощью программы теплопередачи ANSYS (модуль DesignSpace). В расчетах учитывалось тепловыделение по профилю пробега частиц (входные данные – распределение dE/dx из TRIM для каждого типа частиц).

Для тяжелых ионов мощностные нагрузки существенно меньше, чем для протонов: их токи на порядки ниже, а суммарная энергия часто меньше. Были проведены отдельные расчеты для ряда типичных тяжелых ионов, с максимально возможными токами. Результаты показали, что нагрев от тяжелых ионов не является лимитирующим фактором. Например, для иона углерода C (8 МэВ/нуклон, 20 мкА, 345 Вт) максимальная расчетная температура медного стакана была порядка 100–130 °С; для более тяжелых Ar, Kr, Xe при допустимых токах (обычно <5 мкА) разогрев и вовсе не превышает десятков градусов. Таким образом, критическим сценарием остается интенсивный протонный пучок – что учтено при проектировании универсальной конструкции, способной измерять как протоны, так и тяжелые ионы.

Дополнительным источником неопределенности является обратное вторичное излучение из стакана. Однако для энергий <100 МэВ/нуклон этот эффект невелик: обратное рассеяние протонов из металлов крайне мало (доли процента), для тяжелых ионов – практически нулевое (они прочно

«застревают» в веществе). Описанная ранее конструкция узла, создающего магнитное поле позволяет полностью исключить влияние этого эффекта.

Итоговым решением стало применение меди для изготовления стаканов ЦФ. Это подтверждается мировой практикой – в большинстве случаев материалом стакана ЦФ служит медь, что обусловлено ее высокой теплопроводностью и способностью выдерживать большой тепловой поток. Медь обеспечивает надёжный отвод тепла при средних интенсивностях пучка. Она устойчива к эрозии под действием излучения тяжёлых ионов.

Для охрannого кольца материалом выбрана медь. Кольцо не испытывает сильного нагрева (пучок на него не падает напрямую), но оно должно быть жёстким, держать форму и вакуум. Изоляторы выполнены из керамики – этот материал выдерживает высокое напряжение, имеет малый ток утечки и радиационно стоек.

Важно отметить, что облучение разрабатываемой аппаратуры ведет к возникновению интенсивного вторичного излучения (например, гамма-квантов или нейтронов при ядерных реакциях), с учетом этого обеспечение радиационной безопасности представляет собой актуальную задачу и принимается во внимание при проведении исследований [261, 262].

5.2.3 Изготовление и сборка цилиндров Фарадея

После завершения этапа проектирования, включавшего описанные выше анализ и моделирование, была проведена разработка конструкторской документации (рисунок 5.4 и рисунок 5.5) и изготовление цилиндров Фарадея.

Для минимизации негативных эффектов считается, что глубина стакана не должна существенно превышать пробег частиц. Были разработаны малый и большой цилиндры Фарадея для частиц разного диапазона энергий и пробегов.

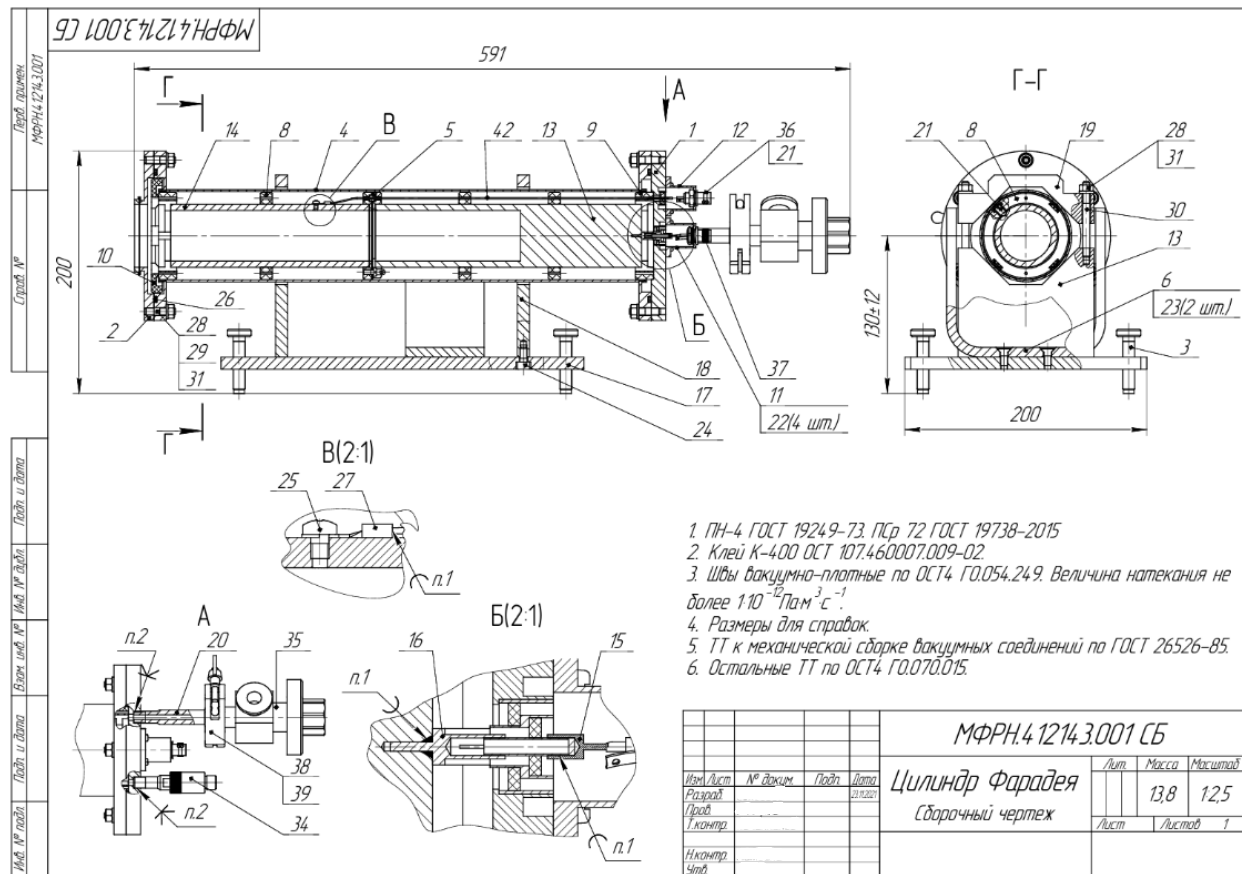


Рисунок 5.4 – Сборочный чертеж большого цилиндра Фарадея

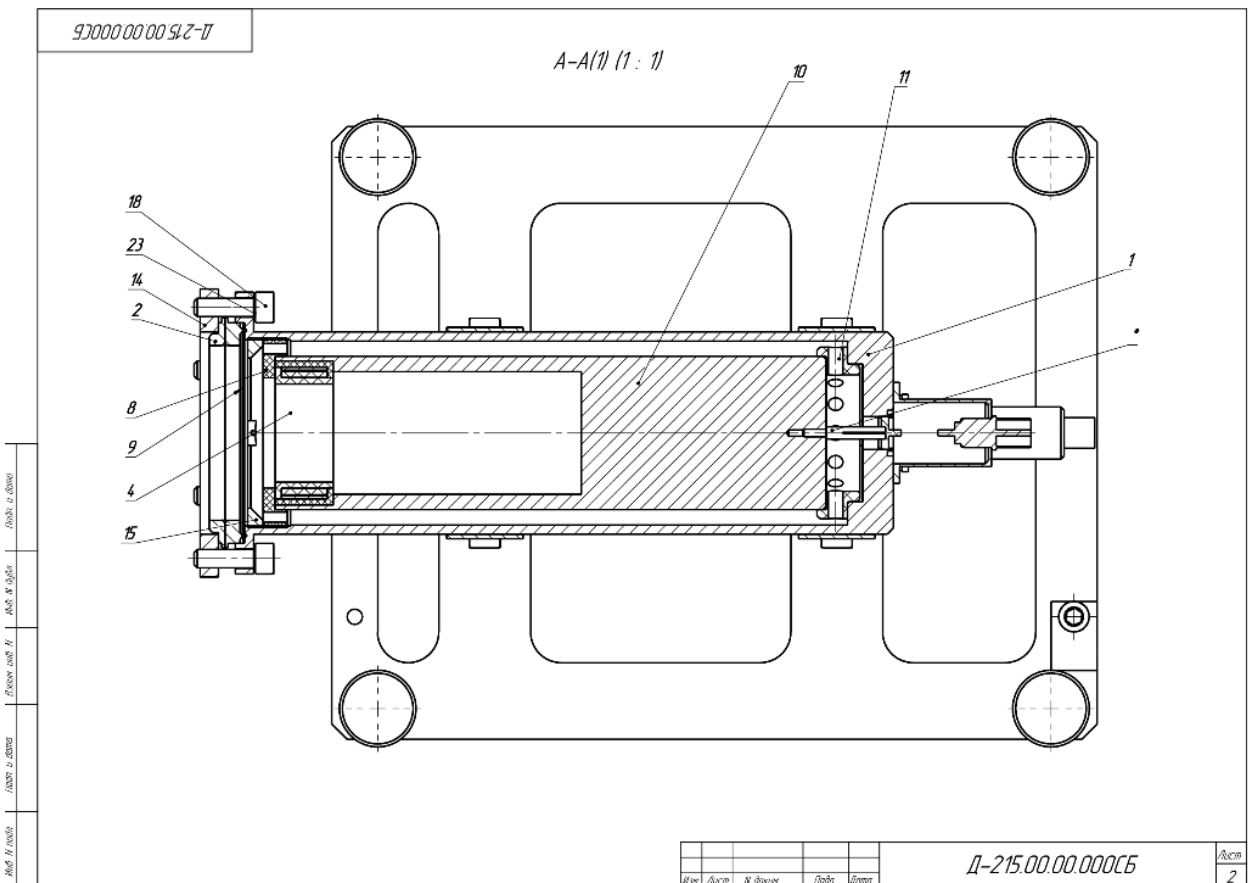


Рисунок 5.5 – Сборочный чертеж малого цилиндра Фарадея

Сборка узла ЦФ произведена следующим образом: стакан устанавливается внутри корпуса на керамических стойках, выверяется его соосность с внешним корпусом. Крепеж – винты из немагнитной стали с изолирующими шайбами (чтобы не было электрического контакта там, где не нужно). Охранное кольцо монтируется спереди, перед стаканом, на своих изоляторах; его положение по оси регулируется так, чтобы плоскость кольца находилась около края входного отверстия стакана. Это гарантирует, что линии поля от стакана не выходят наружу, а между стаканом и кольцом поле однородно.

После механической сборки осуществлено электрическое подключение. Ко дну стакана снаружи прикручен контактный вывод, соединенный с центральной жилой вакуумного коаксиального разъема, закрепленного в основном фланце. Этот контакт изолирован через гермоввод (использован стандартный BNC-ввод для вакуума, рассчитанный на токи до 1 мА и напряжения до 500 В). К охранному кольцу подсоединен высоковольтный кабель в изоляции, идущий к отдельному вакуумному разъему.

Изготовленные цилиндры Фарадея и коллиматоры представлены на рисунке 5.6 и рисунке 5.7.



Рисунок 5.6 – Малый цилиндр Фарадея и коллиматоры



Рисунок 5.7 – Большой цилиндр Фарадея

Разработанные первичные преобразователи, описанные в данной главе и главе 3 были включены в комплекс эталонной аппаратуры для измерения параметров пучков протонов и тяжелых заряженных частиц для целей лучевой

терапии и испытаний на стойкость к воздействию тяжелых заряженных частиц при выполнении ОКР «Система-2020» по заданию Росстандарта (Государственный контракт № 120-86/2020 на выполнение опытно-конструкторских работ по совершенствованию системы государственных первичных эталонов и системы обеспечения единства измерений в целом). Помимо цилиндра Фарадея и калориметра были разработаны ионизационная камера для различных дозиметрических задач в пучках протонов, многослойные цилиндры Фарадея для разных типов частиц (рисунок 5.8 и рисунок 5.9), обеспечивающие оперативные измерения для получения кривых Брэгга, водные фантомы (рисунок 5.10), позволяющие производить измерения дозовых распределений по глубине воды.

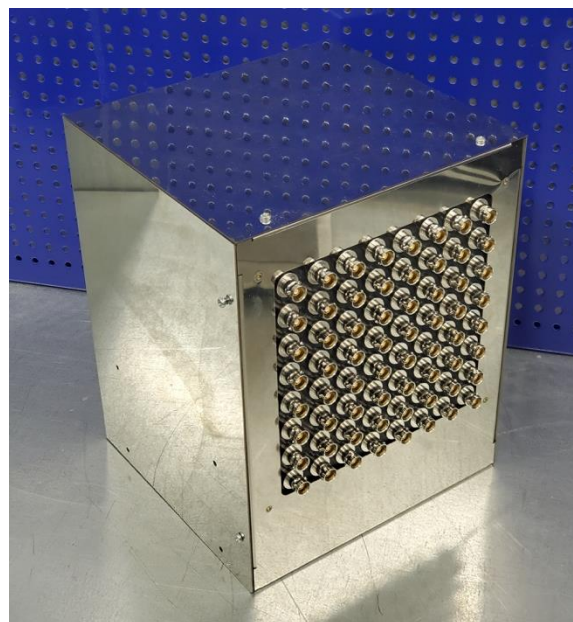


Рисунок 5.8 – Разработанные ионизационная камера и многослойный ЦФ с возможностью изменять материал и толщину слоев

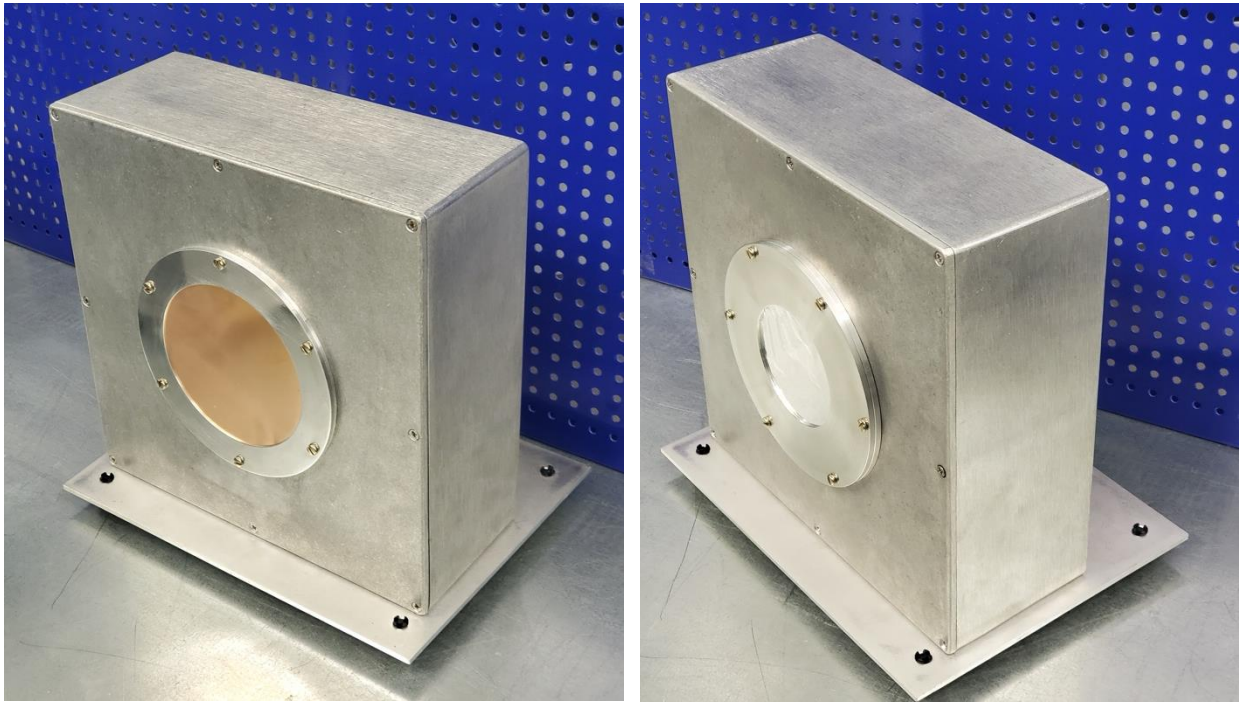


Рисунок 5.9 – Разработанные многослойные ЦФ для разных типов частиц

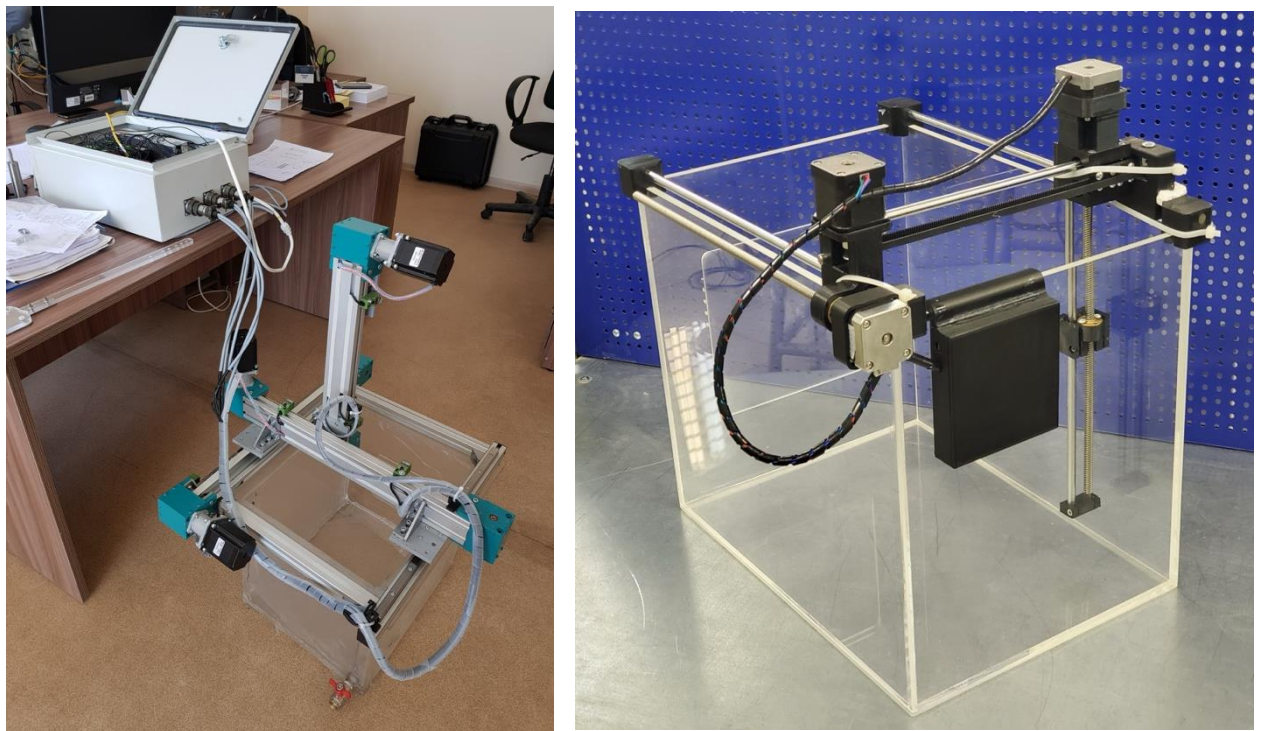


Рисунок 5.10 – Разработанные водные фантомы

Общий вид разработанного комплекса эталонной аппаратуры для измерения параметров пучков протонов и тяжелых заряженных частиц

представлен на рисунке 5.11, схема деления комплекса представлена на рисунке 5.12, схема общего вида комплекса представлена на рисунке 5.13.



Рисунок 5.11 – Общий вид разработанного комплекса эталонной аппаратуры для измерения параметров пучков протонов и тяжелых заряженных частиц

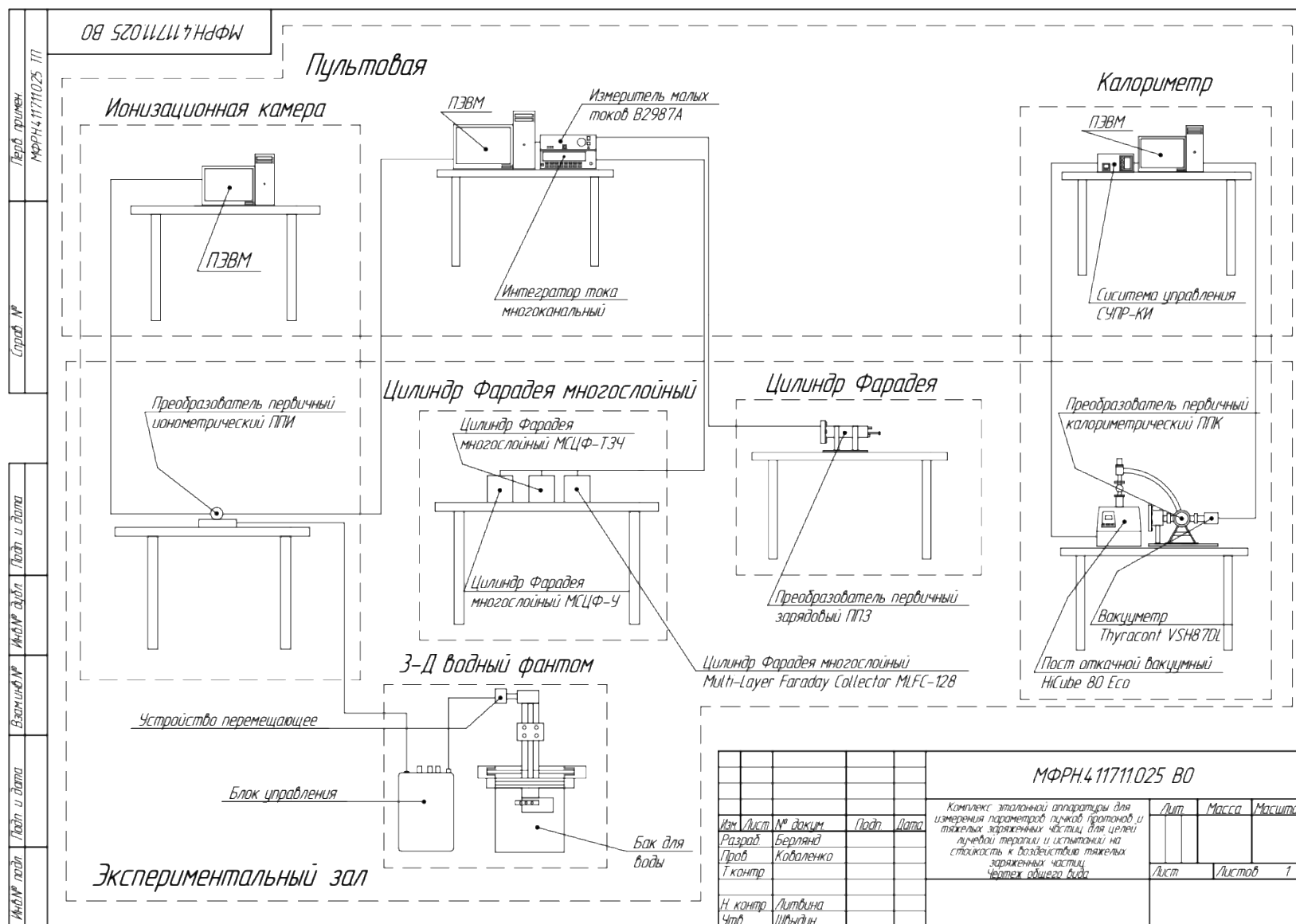


Рисунок 5.13 – Схема общего вида комплекса эталонной аппаратуры для измерения параметров пучков протонов и тяжелых заряженных частиц

5.3 Определение метрологических характеристик цилиндров Фарадея.

Воспроизведение флюенса и плотности потока тяжелых заряженных частиц с помощью цилиндра Фарадея основано на измерении электрического заряда, перенесенного определенным числом частиц. Зная электрический заряд одной частицы (произведение элементарного заряда e на средний эффективный заряд иона $q_{эфф}$) и измерив полный заряд Q , собранный за время облучения, можно вычислить общее число частиц $N = Q/(q_{эфф} \cdot e)$.

Флюенс частиц Φ определяется через отношение числа частиц dN , проникающих в элементарную сферу, к площади ее центрального сечения dS : $\Phi = dN/dS$. В частном случае плоскопараллельного и моноподобного пучка, падающего перпендикулярно на известную площадь S , флюенс определяется как:

$$\Phi = \frac{N}{S} = \frac{Q}{e \cdot q_{эфф} \cdot S} \quad (28)$$

а плотность потока выражается как:

$$\varphi = \frac{dN/dt}{S} = \frac{dQ/dt}{e \cdot q_{эфф} \cdot S} \quad (29)$$

Таким образом, методом цилиндра Фарадея можно напрямую связывать результаты измерения с количеством частиц, обеспечивая высокую точность и прослеживаемость результатов измерений к государственным эталонам электрического тока и заряда.

При разработке метода воспроизведения значений флюенса и плотности потока был подробно проанализирован ряд основных эффектов, вносящих вклад в неопределенность результата: потери части пучка во входном окне или стенках, утечки заряда, эмиссия вторичных электронов и др. Кроме того, точность измерения определяется характеристиками используемых измерительных приборов (амперметров, электрометров, интеграторов заряда) и методами калибровки.

В данном случае был использован электрометр Keysight B2987A, его основные метрологические характеристики приведены в таблице 5.1.

Таблица 5.1 – Метрологические характеристики Keysight B2987A

Наименование характеристики		Значение
Диапазон измерения силы тока, А		$10^{-15} - 2 \cdot 10^{-3}$
Пределы допускаемой абсолютной погрешности измерений силы постоянного тока	Предел измерений 2 пА	1 % + 3 фА
	Предел измерений 20 пА	0,5 % + 3 фА
	Предел измерений 200 пА	0,5 % + 5 фА
Диапазон измерения заряда		1 фКл – 2 мКл

Калибровка электрометра проведена с прослеживаемостью к государственным эталонам электрического тока и электрического заряда.

На практике в формулы (28) и (29) вводятся поправочные коэффициенты k , учитывающие отклонения от идеальной модели (потери частиц, вторичные эффекты).

При воспроизведении флюенса Φ и плотности потока φ тяжёлых ионов методом цилиндра Фарадея необходимо учесть все основные источники неопределённости, включающие следующие факторы:

Измерение заряда Q в цилиндре Фарадея. Погрешность измерения суммарного заряда напрямую влияет на неопределённость флюенса Φ . Эта погрешность определяется калибровкой и стабильностью интегрирующего устройства (электрометра), а также повторяемостью результатов при многократных измерениях. Статистическая неопределенность (тип А) для Q оценена как 0,7 %, тогда как систематическая составляющая (тип В) 0,69 %, исходя из паспортной погрешности прибора.

Измерение тока I в цилиндре Фарадея. Это фактор, вносящий превалирующий вклад в неопределенность плотности потока φ . Для применяемого электрометра составляющие оценены следующим образом: разброс показаний (тип А, 0,8 %) и неопределённость по типу В 0,75 %.

Поправка на влияние входного окна $k_{\text{вх}}$. Расчёт с использованием программы Монте-Карло для транспорта ионов показал, что доля непрошедших частиц крайне мала (менее 0,1 %). Неопределённость этой поправки оценена в 0,06 % (тип B). Она включает неточность знания толщины и состава окна, погрешность модели расчёта и возможные различия в энергии пучка. Поскольку эффект систематический, статистической погрешности по типу A у этого фактора нет (разовых измерений пропускания не проводилось, а моделирование даёт детерминированный результат). В итоговом бюджете неопределенности этот вклад является одним из наименьших.

Поправка на вторичную электронную эмиссию $k_{\text{вт}}$. Данный коэффициент учитывает, что часть заряда может теряться из стакана цилиндра Фарадея вследствие вылета вторичных электронов. Быстро летящие тяжёлые ионы, входя в цилиндр, выбивают электроны из материала входного окна и особенно из дна коллектора при их остановке. Если эти вторичные электроны покидают стакан цилиндра, суммарный положительный заряд, накопленный стаканом, увеличивается, искажая результат измерений. Расчётные оценки на основе литературы и проведенных моделирований (с использованием GEANT4) показывают, что коэффициент вторичной эмиссии – число электронов, выбитых одним тяжёлым ионом – для используемых материалов и энергии составляет единицы или десятки электронов на ион. Однако подавляющее большинство этих электронов задерживается внутри благодаря принятым мерам. Согласно моделированию, суммарная потеря заряда из-за вторичной эмиссии не превышает 1 % от заряда пучка. Экспериментально это подтверждено измерением тока при включенном и отключённом смещающем напряжении: разница составила доли процента. Таким образом, поправочный коэффициент $k_{\text{вт}}$ близок к 1. Неопределённость в оценке $k_{\text{вт}}$ связана с погрешностью моделирования сложных физических процессов выхода электронов и статистической погрешностью экспериментов по его верификации. В бюджете неопределенности ей приписано 0,29 % (тип B).

Утечка тока на изоляторах $k_{\text{ту}}$. Даже при качественной изоляции коллектора возможны паразитные токи утечки через диэлектрические стойки или кабель, особенно под воздействием радиации или при повышенной влажности. Для оценки этого влияния проводился эксперимент: при отсутствии пучка измерялся темновой ток цилиндра. Была определена и затем вычтена постоянная компонента утечки. Неопределенность же связана с возможными колебаниями утечки во времени. Повторные измерения фона показали стабильность в пределах 0,23 %, что и внесено как оценка составляющей по типу В. Составляющая неопределенности по типу А снижена за счет интегрирования показаний за продолжительный отрезок времени. Тем не менее, этот вклад учитывается как отдельная составляющая неопределенности. Для поддержания низкой утечки необходимо было собрать систему в вакууме (исключая ионизацию воздуха вокруг изоляторов) и использовать эффективные изоляторы.

Поправка на компаратор $k_{\text{ок}}$. В процессе калибровки и сравнительных измерений применялся компаратор – устройство, позволявшее мониторировать показания цилиндра с учетом возможной нестабильности пуска. Наличие такого компаратора может незначительно уменьшать количество частиц, достигающих цилиндра (за счёт рассеяния или поглощения в нём). Коэффициент $k_{\text{ок}}$ характеризует долю пучка, остающуюся после прохождения через компаратор, и был оценён равным 0,999, то есть потери порядка 0,1 %. Было экспериментально определено влияние компаратора путем сравнения токов на ЦФ с установленным и убранном из пучка компаратором. Оценочная погрешность этой величины – 0,2 % (тип В). В рабочем режиме компаратор, как правило, убирается с пути пучка, поэтому на основной результат он не влияет; однако при передаче единицы измерения или сравнении с другим эталонным методом эта поправка необходима.

Вклад в неопределённость флюенса/потока от неточного знания S оценивается как 0,29 % (тип В).

Результаты исследований метрологических характеристик разработанных ЦФ приведены в таблицах 5.2–5.4.

Таблица 5.2 – Источники погрешности при воспроизведении флюенса ТЗЧ

Источники погрешности	$S_0 \cdot 10^2$	$\theta_0 \cdot 10^2$
Q – измерение заряда в цилиндре Фарадея (ЦФ)	0,69	1,2
Ослабление потока частиц входным окном ЦФ		0,1
Вклад в показания ЦФ за счет вторичных электронов из входного окна и дна ЦФ		0,5
Ток утечки ЦФ		0,4
Ослабление потока частиц компаратором		0,2
S – площадь пучка		0,5
Суммарные значения	0,69	2,1

Таблица 5.3 – Источники погрешности при воспроизведении плотности потока ТЗЧ

Источники погрешности	$S_0 \cdot 10^2$	$\theta_0 \cdot 10^2$
I – измерение тока в цилиндре Фарадея	0,8	1,3
Ослабление потока частиц входным окном ЦФ		0,1
Вклад в показания ЦФ за счет вторичных электронов из входного окна и дна ЦФ		0,5
Ток утечки ЦФ		0,4
Ослабление потока частиц компаратором		0,2
S – площадь пучка		0,5
Суммарные значения	0,8	2,2

Таблица 5.4 – Источники неопределенностей при воспроизведении флюенса ТЗЧ

Источники неопределенности результатов измерения	$u_{OA}, \%$	$u_{OB}, \%$
Q – измерение заряда в цилиндре Фарадея (ЦФ)	0,7	0,69
Ослабление потока частиц входным окном ЦФ		0,06
Вклад в показания ЦФ за счет вторичных электронов из входного окна и дна ЦФ		0,29
Ток утечки ЦФ		0,23
Ослабление потока частиц компаратором		0,12
S – площадь пучка		0,29
Суммарная стандартная неопределенность	1,10	
Расширенная неопределенность при коэффициенте охвата $k = 2$	2,20	

Таблица 5.5 – Источники неопределенностей при воспроизведении плотности потока ТЗЧ

Источники неопределенности результатов измерения	$u_{OA}, \%$	$u_{OB}, \%$
I – измерение тока в цилиндре Фарадея	0,8	0,75
Ослабление потока частиц входным окном ЦФ		0,06
Вклад в показания ЦФ за счет вторичных электронов из входного окна и дна ЦФ		0,29
Ток утечки ЦФ		0,23
Ослабление потока частиц компаратором		0,12
S – площадь пучка		0,29
Суммарная стандартная неопределенность	1,20	
Расширенная неопределенность при коэффициенте охвата $k = 2$	2,40	

5.4 Вывод

В данной главе описана разработка методов и средств воспроизведения единиц флюенса и плотности потока протонного и ионного (тяжёлых заряженных частиц, ТЗЧ) излучений. В ходе работы был разработан метод и конструкция детектора на основе цилиндра Фарадея с набором коллиматоров для прямого измерения флюенса и плотности потока ТЗЧ. Для обеспечения высокой точности были смоделированы траектории вторичных электронов, выбиваемых пучком из конструктивных элементов, и разработано охранное кольцо с оптимальным потенциалом, предотвращающее попадание этих электронов в стакан цилиндра Фарадея. Одновременно было выполнено моделирование взаимодействия ТЗЧ со стаканом цилиндра Фарадея; на основе результатов вычислений подобрана толщина стакана, гарантирующая полное поглощение ионов заданных энергий внутри коллектора и разработан узел, создающий магнитное поле, препятствующее потере заряда из стакана за счет выхода вторичных частиц. Кроме того, выбраны материалы конструкции (стакана, охранного электрода, изоляторов и др.) с учётом их радиационной стойкости и минимизации вторичной электронной эмиссии – в частности, обосновано применение меди

для стакана ЦФ. По завершении проектирования разработаны и изготовлены опытные образцы цилиндров Фарадея и сменных коллиматоров.

Экспериментально исследованы их метрологические характеристики и оценена расширенная неопределённость результатов измерений, которая не превышает 2,4 % (при $k = 2$). Таким образом, поставленные научные задачи полностью решены, а созданная аппаратура обеспечивает высокоточное измерение количества частиц в пучке с прослеживаемостью к фундаментальным единицам.

Полученные результаты имеют важное практическое значение. Разработанные цилиндры Фарадея с коллиматорами включены в состав государственного первичного эталона для воспроизведения единиц флюенса и плотности потока ТЗЧ, что позволяет использовать их для высокоточной калибровки рабочих мониторинговых детекторов пучков на ускорителях.

Таким образом, доказано положение о том, что разработанный аппаратный комплекс, основанный на применении методов моделирования для определения оптимальных параметров первичных преобразователей и поправочных коэффициентов, обеспечивает воспроизведение флюенса и плотности потока частиц ТЗЧ с расширенной неопределённостью не более 2,4 % ($k = 2$).

ГЛАВА 6. Разработка методов и средств воспроизведения единицы энергии тяжелых заряженных частиц.

6.1 Обоснование предложенного подхода к решению научной задачи

Для обоснования выбора метода для воспроизведения энергии ТЗЧ был проведен анализ методов определения энергии ТЗЧ, обеспечивающих наивысшую точность [20, 21, 21, 25–27, 55–63, 263–269].

При выборе направления подхода к решению научной задачи воспроизведения энергии тяжёлых заряженных частиц рассмотрены метод с применением магнитного спектрометра, метод времени пролёта (ВП), метод по пробегу частиц и резонансно-ядерные методы.

Метод с применением магнитного спектрометра основан на том, что заряженная частица, движущаяся перпендикулярно однородному магнитному полю, отклоняется по дуге радиуса R , связанного с импульсом p соотношением $p = qBR$. По измеренному R при известном значении магнитной индукции (плотности магнитного потока) B определяется импульс, а затем кинетическая энергия частицы (при известной массе). Основной недостаток – сложная инфраструктура: нужны крупные прецизионные магниты, коллиматоры и детекторы для регистрации отклонённых частиц. Магнитные спектрометры широко используются как высокоточные приборы, однако для эталона энергии тяжёлых ионов они громоздки и мало пригодны.

При воплощении времяпролетного метода [61, 80, 265] измеряется время пролёта частицы t через базу L между двумя детекторами и вычисляется скорость $v = L/t$. Зная v и массу m , определяют кинетическую энергию частицы (с учётом релятивистских поправок при высоких скоростях). Преимущество метода – концептуальная простота и прямое измерение скорости, непосредственно связанной с энергией. Для реализации требуются быстрые детекторы и электроника, способные фиксировать очень малые интервалы времени. Метод не требует магнитов; измерения времени и пути прослеживаются до эталонов времени и длины, обеспечивая высокую метрологическую надёжность. Ограничением метода является необходимость

обеспечить разреженный пучок, чтобы однозначно измерить время пролета конкретной частицы. При сверхвысоких энергиях различия во времени пролёта минимальны, а в плотных пучках сигналы от разных частиц накладываются, затрудняя идентификацию отдельных пролётов (нужны специальные схемы синхронизации).

При реализации метода определения энергии по пробегу частицы исходят из того, что тяжёлые заряженные частицы, проходя через вещество, теряют энергию и полностью тормозятся после определённого расстояния (пробега). Длина пробега зависит от начальной энергии, поэтому, измерив максимальную глубину проникновения частицы в поглотителе (например, положение пика Брэгга в воде), можно оценить её энергию по справочной зависимости для данного материала. Преимуществом метода является относительная простота и связь энергии с глубиной проникновения. Однако следует иметь в виду, что метод косвенный: энергия определяется не напрямую, а через измеренный пробег и модель потерь энергии, поэтому неточности в параметрах тормозной способности материала приводят к существенной, с точки зрения эталонных измерений, систематической погрешности. Кроме того, тяжёлые ионы могут фрагментироваться в веществе, распадаясь на более лёгкие частицы, которые уносят часть энергии глубже, что нарушает однозначную связь пробега с исходной энергией и требует введения поправок на ядерные взаимодействия. Таким образом, для эталона энергии тяжёлых частиц метод пробега с модельными допущениями уступает по надёжности прямым методам.

Принцип резонансно-ядерного метода основан на том, что при достижении частицей определённой энергии запускается характерная реакция. Например, появление нейтронов от реакции $^{27}\text{Al}(p,n)^{27}\text{Si}$ (порог $\sim 5,5$ МэВ) указывает, что энергия пучка достигла этого значения. Достоинство метода в том, что в отдельных точках можно достичь довольно высокой точности: пороги и резонансы некоторых реакций известны с неопределённостью порядка 10^{-4} – 10^{-5} . Однако метод применим лишь вблизи

конкретных значений энергии и не обеспечивает непрерывного диапазона. Требуются специальные мишени и детекторы, а резонансные пики могут уширяться, усложняя реализацию. Поэтому пороговые методы используются главным образом для калибровки ускорителей и проверки энергии пучка в узких интервалах; для эталона они служат вспомогательным средством контроля других методик на отдельных энергиях.

Автором предложен и реализован подход, основанный на совместном применении калориметров полного поглощения для определения полной энергии пучка ТЗЧ и цилиндров Фарадея для определения количества частиц в сеансе. Этот подход позволяет определять значения энергии отдельной частицы. Данный подход целесообразен в качестве основы государственного первичного эталона энергии тяжёлых заряженных частиц благодаря следующим преимуществам:

1. Калориметр калибруется путем подачи известной энергии в виде электрической мощности. После такой калибровки поглощённая от частиц энергия фиксируется по нагреву детектора. По суммарному заряду всех частиц определяется их количество с помощью цилиндра Фарадея. Таким образом, энергия частиц выводится через тепло, а число частиц – через электрический заряд, напрямую связывая измерения с базовыми единицами без привлечения модельных зависимостей.

2. Калориметр поглощает практически всю энергию частицы независимо от механизма потерь (ионизационных, радиационных или ядерных) – вторичные частицы остаются внутри (за исключением небольшой доли частиц, вклад от которых учитывается при помощи соответствующей поправки). Поэтому даже при фрагментации тяжёлого иона энергия практически всех его осколков выделяется внутри детектора без искажения результата.

3. Калориметрический метод основан на фундаментальном законе сохранения энергии и не зависит от эффектов, меняющихся со временем. Калориметр аккумулирует всю энергию частицы в виде тепла; повторные

измерения в одинаковых условиях дают один и тот же результат. Аппаратуру достаточно тщательно откалибровать один раз для длительной стабильной работы. Для сравнения, другие методы (магнитный, времяпролетный, ионизационный) подвержены дрейфам и требуют регулярной коррекции параметров (стабильности магнитного поля, шкалы времени, чувствительности детекторов).

При реализации предложенного подхода энергия тяжелых заряженных частиц E может быть представлена в следующем виде:

$$E = \frac{C \cdot \Delta T}{N} = \frac{I \cdot U_T \cdot t}{N} \cdot \frac{\Delta U_{\text{рад}}}{\Delta U_{\text{эл}}} \cdot \prod_i k_i \quad (30)$$

где C – полная теплоемкость поглотителя ($\text{Дж} \cdot \text{К}^{-1}$);

$I \cdot U_T \cdot t \cdot \frac{\Delta U_{\text{рад}}}{\Delta U_{\text{эл}}}$ – составляющая определения энергии излучения аналогична

подходу, описанному в главе 3 за исключением отсутствия в выражении массы поглотителя, так как требуется определение полной поглощенной энергии;

N – количество частиц за время измерений (процесс измерений подробно описан в главе 5);

$\prod_i k_i$ – произведение поправочных коэффициентов, исследования которых подробно описаны в п. 6.3 данной главы.

6.2 Разработка калориметра полного поглощения

Калориметр полного поглощения предназначен для измерения энергии пучков заряженных частиц. Принцип действия основан на полном поглощении кинетической энергии частиц в массивном поглотителе с последующим измерением выделенного тепла. Основное условие проектирования – толщина поглотителя должна превышать максимальный пробег частиц, чтобы вся их энергия преобразовалась в тепло внутри поглотителя. Одновременно конструкция поглотителя должна обеспечивать минимальный градиент температуры, то есть равномерное распределение выделенного тепла, для точного измерения его прироста.

6.2.1 Выбор материалов и размеров поглотителя для протонов

В контексте лучевой терапии рассматриваются протоны с энергиями до 250 МэВ, а также ионы углерода с энергиями порядка нескольких сотен МэВ/нуклон. Если бы в качестве материала поглотителя использовать стандартный графит, необходимая толщина оказалась бы чрезмерной – расчёты показывают, что у протонов 250 МэВ пробег в воде составляет около 38 см, что соответствует толщине более 20 см в графите плотностью 1,7 г/см³ (рисунок 6.1).

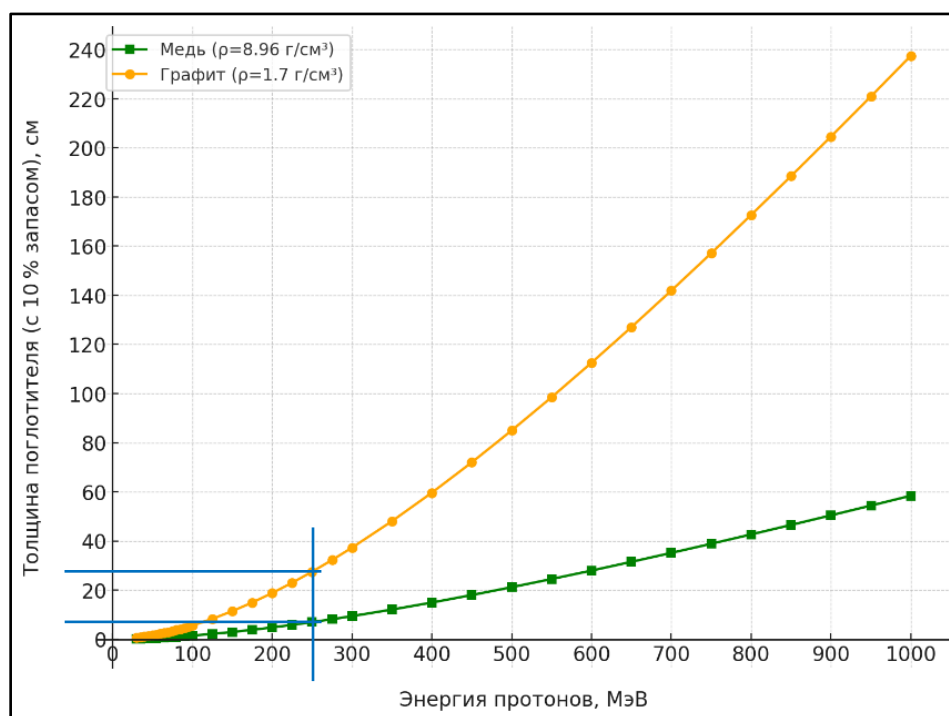


Рисунок 6.1 – Значения толщины поглотителя, необходимой для полного поглощения протонов в зависимости от их энергии

Практическая реализация графитового поглотителя такой толщины нецелесообразна. С учетом того, что для задачи измерения энергии не требуется строгая тканеэквивалентность, может быть применен материал с более высокой плотностью. С целью определения оптимального материала для поглотителя было проведено сравнение материалов по ряду параметров, приведенных в таблице 6.1.

Таблица 6.1 – Сравнение свойств материалов для применения в качестве поглотителя

Материал	ρ , г/см ³	k , Вт / м·К	α , см ² /с	$\rho \cdot c_p$, Дж/см ³ ·К	L , см	$\tau = L^2/\pi^2\alpha$, с	$\Delta T/\text{Дж}$ (отн.)
Медь (Cu)	8,96	400	1,1	3,4	6,3	3,7	1,0
Алюминий (Al)	2,70	230	0,95	2,4	18	35	1,4
Графит	1,70	110	1,0	1,2	25	63	5,0
Свинец (Pb)	11,35	35	0,14	1,45	6,8	33	1,0
Вольфрам (W)	19,30	170	0,58	2,58	3,8	2,6	0,8
Нерж. сталь	7,9	15	0,04	3,6	6,9	122	0,9
Вода (H ₂ O)	1,0	0,6	0,0015	4,2	38	97329 (27 ч)	0,6
РММА (пластик)	1,18	0,2	0,002	1,7	33	55359 (26 ч)	2,0

где ρ – плотность, k – теплопроводность, α – тепловая диффузия, $\rho \cdot c_p$ – теплоёмкость на объём, L – толщина, необходимая для полного поглощения протонов с энергиями 250 МэВ, τ – время выравнивания, $\Delta T/\text{Дж}$ (отн.) – относительный прирост температуры при поглощении одной и той же энергии в одинаковом объёме

Визуальное сравнение материалов по трем основным параметрам: времени выравнивания температуры, толщине, необходимой для полного поглощения протонов с энергиями до 250 МэВ и относительному приросту температуры при поглощении одной и той же энергии в одинаковом объеме приведено на рисунке 6.2.

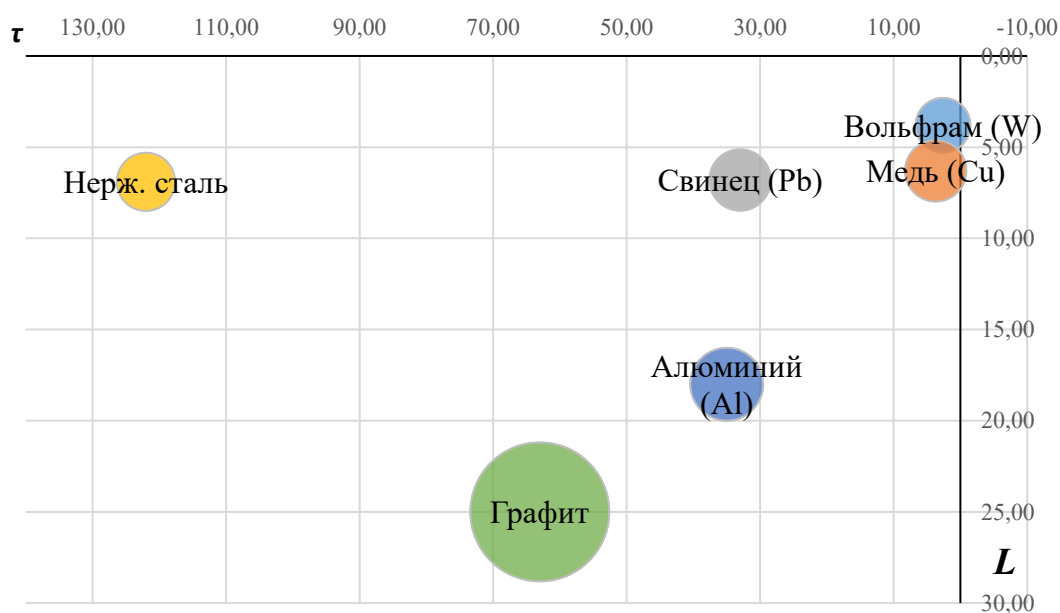


Рисунок 6.2 – Сравнение материалов по параметрам τ , L и $\Delta T/DJ$ (выражен размером маркеров)

Из представленных данных видно, что по параметрам τ и L оптимальными являются медь и вольфрам. При этом вольфрам превосходит медь по параметру L , но с учетом того, что относительный прирост температуры при поглощении одной и той же энергии в одинаковом объеме является параметром, в большей степени влияющем на результаты измерений, более подходящим материалом в данном случае является медь.

В соответствии с проведенным анализом в разработанных калориметрах в качестве основного поглотителя для протонов с энергиями до 250 МэВ выбрана медь.

6.2.2 Поглотитель для тяжёлых заряженных частиц с малыми пробегами.

Для испытаний электронной компонентной базы (ЭКБ) используются тяжёлые ионы (например, Ar, Kr, Xe) с энергиями порядка 3–5 МэВ на нуклон. Такие частицы обладают очень малым пробегом – порядка десятков микрометров в плотных веществах. Соответственно, поглотитель для них должен быть такой толщины, чтобы полностью поглотить их энергию на этом малом расстоянии. С другой стороны, даже при небольшой массе поглотителя выделяемое тепло должно быть достаточным для надёжной регистрации изменения температуры. Для этой цели была разработана многослойная конструкция тонкого поглотителя из свинцовой и молибденовой фольги. Свинец ($Z = 82$, плотность $11,3 \text{ г/см}^3$) выбран как вещество с высокой тормозной способностью: даже тяжёлые ионы с энергией 5 МэВ/нуклон полностью тормозятся в свинце толщиной порядка 50–100 мкм (рисунок 6.3). Однако свинцовая фольга сама по себе мягкая и имеет относительно низкую теплопроводность ($35 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$). Поэтому с тыльной стороны к ней присоединена фольга из молибдена ($Z = 42$, плотность $10,2 \text{ г/см}^3$). Молибденовая прослойка выполняет двойную функцию: придаёт механическую жёсткость тонкому поглотителю и быстро распределяет тепло по площади, выравнивая температуру. В результате комбинированный поглотитель (свинец + молибден) толщиной десятки микрометров обеспечивает полное поглощение энергии тяжёлых ионов в малом объёме и одновременно достаточный тепловой отклик для измерений.

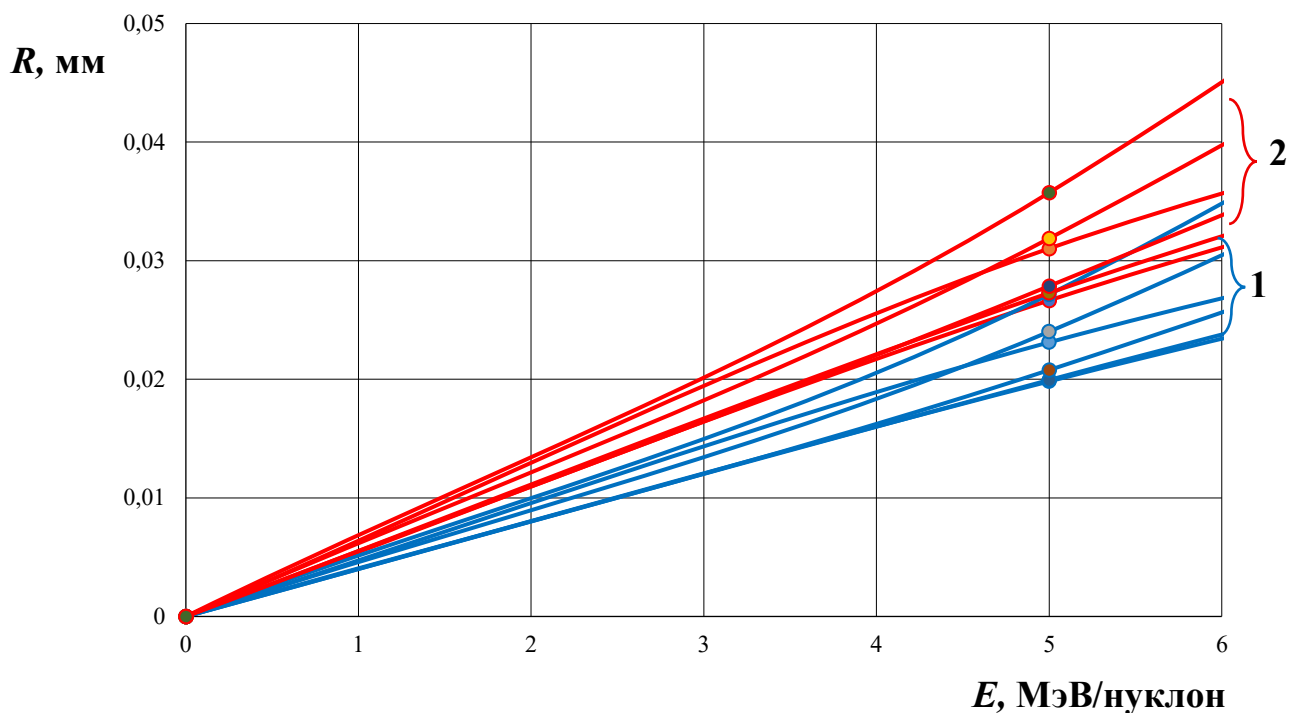


Рисунок 6.3 – Зависимость пробега частиц R (^{20}Ne , ^{84}Kr , ^{209}Bi , ^{16}O , ^{40}Ar , ^{132}Xe) в молибдене (1) и свинце (2) от энергии частиц E .

6.2.3 Моделирование пробега и распределения энергии.

При разработке конструкции проведён всесторонний анализ с помощью аналитических расчётов и компьютерного моделирования. На первом этапе были оценены пробеги частиц в различных материалах по справочным данным. Геометрия калориметров моделировалась при помощи методов Монте-Карло. Были выполнены симуляции в пакете Geant4 и во FLUKA/PHITS для моделирования прохождения частиц через поглотители. В результате моделирования установлено, что для измерений в терапевтических пучках протонов с энергиями до 250 МэВ медный поглотитель толщиной в 7 см способен поглотить протонный пучок полностью, практически без потерь: лишь незначительная часть энергии уносится вторичными нейтронами и гамма-квантами, возникающими при ядерных взаимодействиях. Эти эффекты были учтены: по результатам моделирования энергетические потери на выходе поглотителя составляют доли процента, на что вводится поправка при расчёте значения энергии). Для ионов углерода терапевтических энергий (порядка 300–400 МэВ/нуклон) расчёты показали, что их пробег в меди также

составляет несколько сантиметров, то есть 7 см меди с запасом достаточно для полного поглощения ионов ^{12}C с энергиями до 430 МэВ/нуклон. Отдельно было промоделировано поглощение тяжёлых ионов (Bi, Ar, Kr, Xe с энергиями 3–5 МэВ/нуклон) в тонкой свинцово-молибденовой мишени. Результаты моделирования и расчётов по табличным данным подтвердили, что выбранная толщина фольги покрывает диапазон пробегов этих ионов (десятки микрон) с небольшим запасом по глубине, а энергия полностью остается в слое поглотителя. При этом доля энергии, расходуемой на, например, рентгеновское тормозное излучение или выброс вторичных частиц, пренебрежимо мала для рассматриваемого диапазона энергий.

Помимо расчётов поглощения энергии, было проведено моделирование тепловых процессов в калориметрах. Была произведена оценка распределения температуры и теплопередачи внутри поглотителя во время и после облучения. Моделирование производилось с помощью метода конечных элементов COMSOL Multiphysics, что позволило проанализировать, насколько равномерно нагревается медный поглотитель при локализованном выделении энергии. Высокая теплопроводность меди гарантирует быстрое сглаживание температурных неравномерностей: расчёты показали, что за время измерения тепло успевает распространиться по всему объёму поглотителя толщиной 7 см, и разницей температур между центром и краем меди можно пренебречь. Визуализация результатов моделирования представлена на рисунке 6.4.

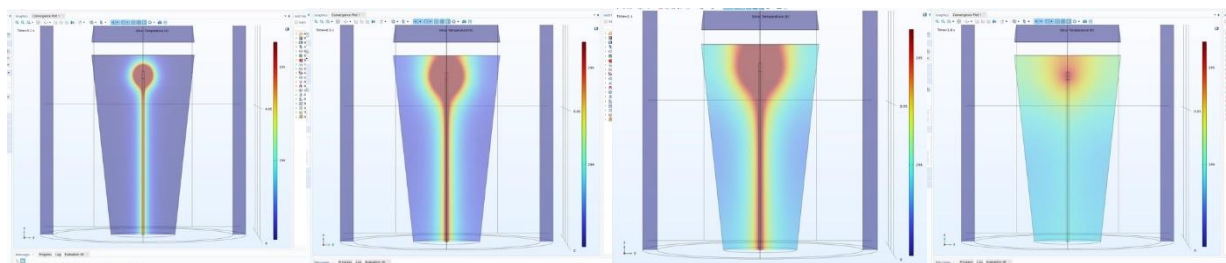


Рисунок 6.4 – Моделирование процессов распределения тепла в объеме поглотителя калориметра полного поглощения

Моделирование подтвердило, что выбранные параметры калориметров обеспечивают протекание тепловых процессов в обоих типах поглотителей оптимальным для калориметрических измерений образом.

6.2.4 Конструкция и изготовление калориметров

На основе проведённых расчётов были выбраны оптимальные параметры конструкции. В калориметре для протонных и ионных пучков терапевтических энергий поглотитель предусмотрен в форме усеченного конуса, выполненного из меди толщиной 7 см. Поперечный размер выбран так, чтобы полностью охватить сечение пучка (до несколько сантиметров) и захватить большинство рассеянных частиц внутри металла (с запасом по краям). Поглотитель изготовлен из высокочистой меди для исключения лишних примесей и оптимальной теплопроводности. Механическая обработка (точение, фрезеровка) обеспечила требуемую форму и параллельность граней, а также образование технологических полостей для датчиков. В поглотителе предусмотрено углубление, в котором размещается термистор с высоким температурным коэффициентом сопротивления. Термистор закреплён с хорошим тепловым контактом. Для считывания сигнала термистор включён в мостовую схему, позволяющую измерять малые изменения сопротивления, соответствующие изменениям температуры под действием излучения.

Для осуществления калибровки калориметра было предусмотрено устройство для электрического нагрева поглотителя. В медном блоке установлено нагревательное тело (резистивный элемент), через которое можно подводить точно известное количество энергии. В процессе калибровки на этот нагреватель подается электрический ток известной мощности, обеспечивающий контролируемый нагрев поглотителя. С учетом известного значения подведённой энергии и зарегистрированного датчиком приращения температуры, определяются калибровочные соотношения между нагревом термистора и поглощенной энергией. Аналогичная калибровка

проводится и для калориметра для частиц с малыми пробегами: тонкая свинцово-молибденовая пластинка также нагревается электрическим током.

Поскольку калориметрический метод основан на измерении тепла, крайне важно предотвратить утечку тепла из поглотителя во внешнюю среду во время эксперимента. Поэтому при изготовлении калориметров были реализованы меры по теплоизоляции. Медный поглотитель помещён внутрь герметичного вакуумируемого корпуса. Поглотитель и стенками отделены вакуумными зазорами. В передней части корпуса сделано окно для входа пучка из титановой фольги, которая практически не влияет на энергию протонов, но обеспечивает вакуумную изоляцию внутреннего объёма.

Калориметр для частиц с малыми пробегами применяется в вакуумной камере вывода ускорителя. Поглотитель на основе свинцовой фольги закреплен на нейлоновых нитях. Была разработана специальная рамка-каркас, которая зажимает края свинцово-молибденового сэндвича. В качестве температурных датчиков в калориметре использованы высокочувствительные термисторы, контактно приклеенные к молибденовой подложке. Диаметр подводящих проводов термистора достаточно мал, что позволяет минимизировать теплообмен по проводам. Для контроля фона второй такой же термистор установлен на симметричном поглотителе, не облучаемом частицами, – это позволяет компенсировать возможные дрейфы температуры окружающей среды методом дифференциального измерения.

Разработанные чертежи калориметра полного поглощения приведены на рисунках 6.5 и 6.6.

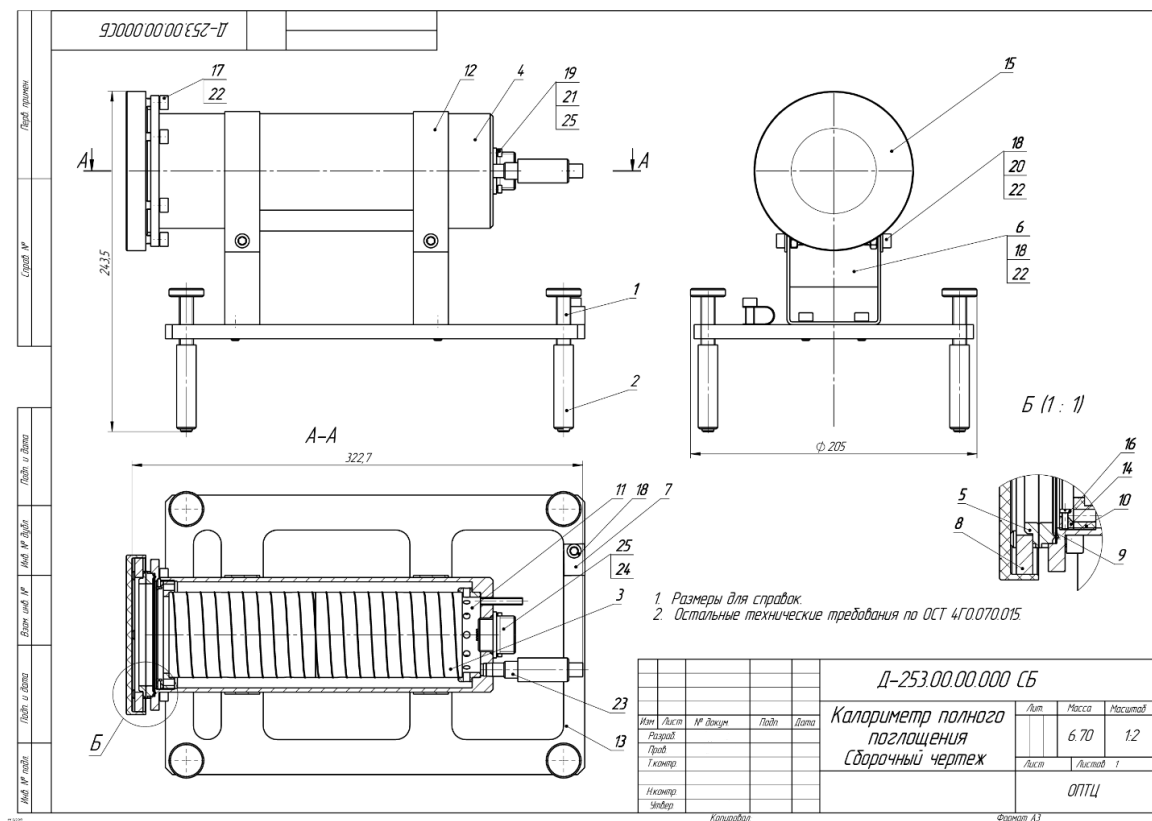


Рисунок 6.5 – Сборочный чертеж калориметра в вакуумном корпусе

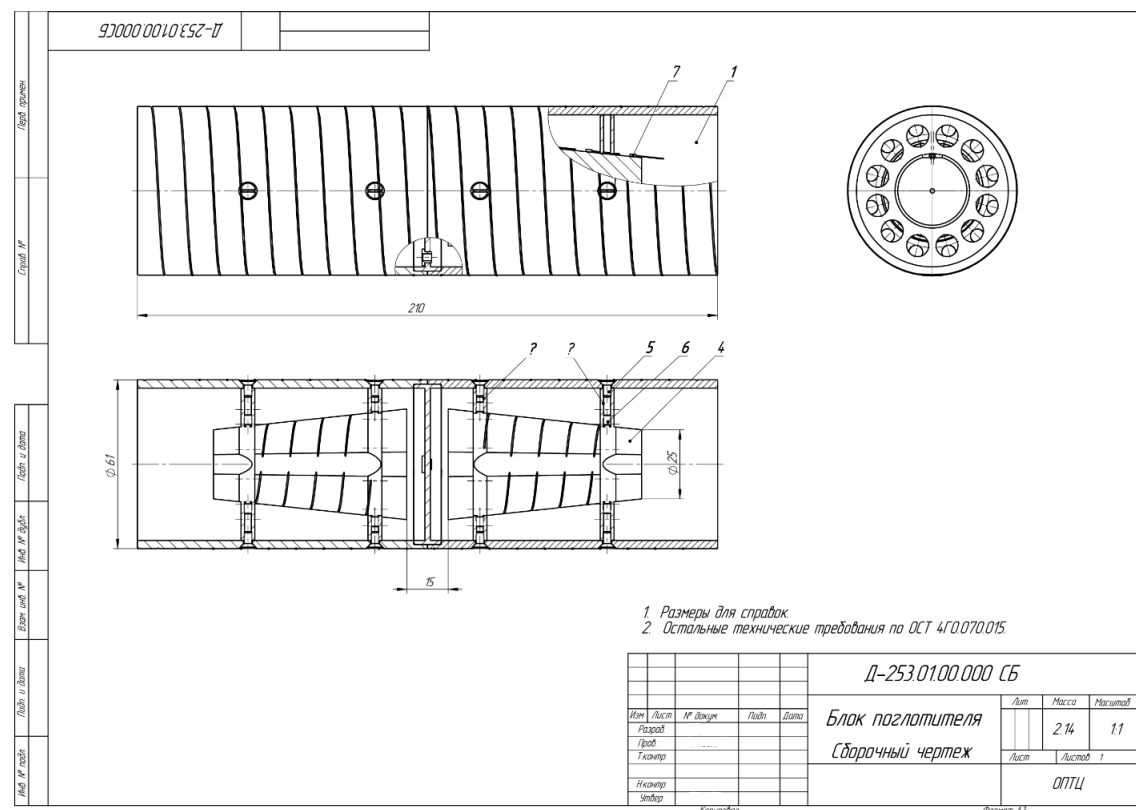


Рисунок 6.6 – Сборочный чертеж блока поглотителя

Калориметр полного поглощения для частиц с малыми пробегами с конструкцией крепления поглотителей представлен на рисунке 6.7.

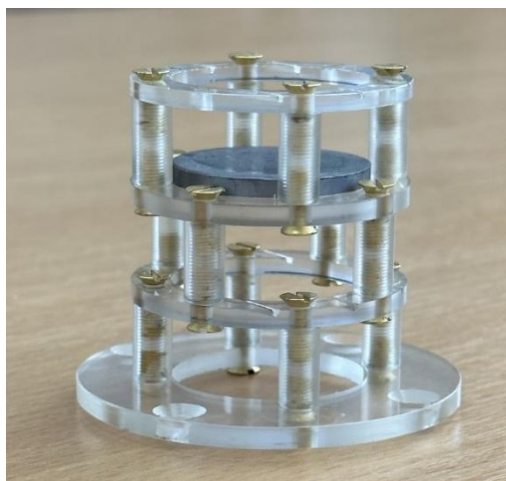


Рисунок 6.7 – Калориметр полного поглощения для частиц с малыми пробегами, конструкцией крепления поглотителей

Калориметр полного поглощения с медными поглотителями представлен на рисунке 6.8.



Рисунок 6.8 – Калориметр полного поглощения и медные поглотители

Испытания и результаты

Готовые калориметры прошли серию экспериментальных проверок на ускорителях. Медный калориметр испытывался на пучках протонов терапевтических энергий. Испытания проводились на медицинском протонном ускорителе и на исследовательском протонном циклотроне для разных энергий. Калориметр помещался в позицию изоцентра, и в него направлялся моноэнергетический пучок протонов заданными значениями

энергии и числа частиц. По измеренному росту температуры рассчитывалась поглощённая энергия.

Далее, медный калориметр был опробован на ионах высоких энергий – пучке ионов углерода. В ходе испытаний была подтверждена работоспособность калориметра как измерителя энергии пучка.

Отдельный цикл испытаний проводился для тяжёлых ионов на установках для испытаний электронной компонентной базы. В частности, на циклотроне У-400-Н в Лаборатория ядерных реакций Объединённого института ядерных исследований (рисунок 6.9). Данный ускоритель позволяет получать пучки широкого набора частиц: $^1\text{H}^+$ (протоны), $^2\text{H}^+$ (дейтерий), $^3\text{He}^{2+}$ (гелий-3), $^4\text{He}^{2+}$ (гелий-4), $^{12}\text{C}^{6+}$ (углерод-12), $^{13}\text{C}^{6+}$ (углерод-13), $^{16}\text{O}^{8+}$ (кислород-16), $^{20}\text{Ne}^{10+}$ (неон-20), $^{40}\text{Ar}^{18+}$ (аргон-40), $^{84}\text{Kr}^{36+}$ (криптон-84), $^{136}\text{Xe}^{54+}$ (ксенон-136), $^{209}\text{Bi}^{83+}$ (висмут-209).

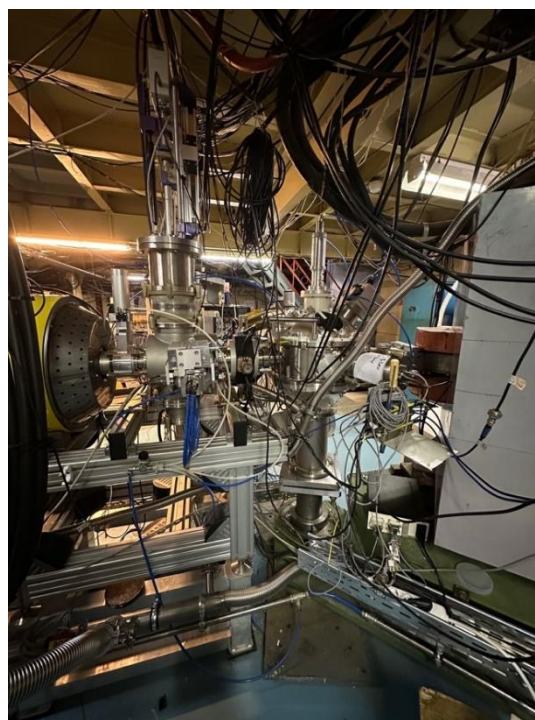
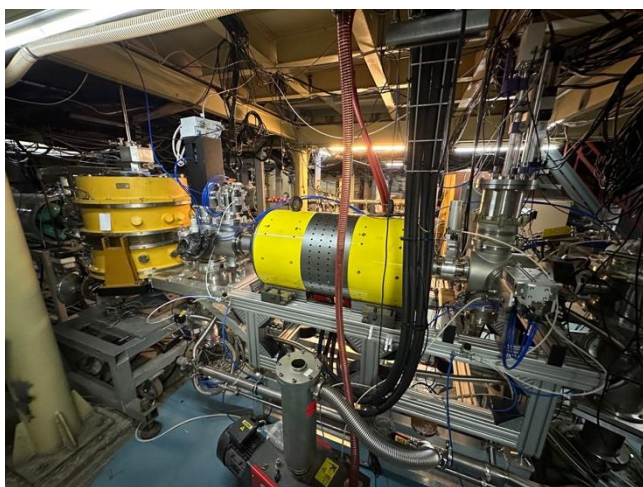


Рисунок 6.9 – Установка для испытаний электронной компонентной базы

Калориметр был установлен в вакуумную камеру вывода ускорителя (рисунок 6.10 (1)): проверялась работа с ионами Ar ($Z=18$, $A\approx 40$), Kr ($Z=36$, $A\approx 84$) и Xe ($Z=54$, $A\approx 132$) с энергиями от 3 до 5 МэВ/нуклон.

Равномерность интенсивности (стабильность вывода) пучка контролировалась с помощью сцинтилляционных датчиков (рисунок 6.10 (2)). В пучках с высокими значениями интенсивности для мониторинга стабильности интенсивности применялся токовый измеритель плотности потока частиц [270].

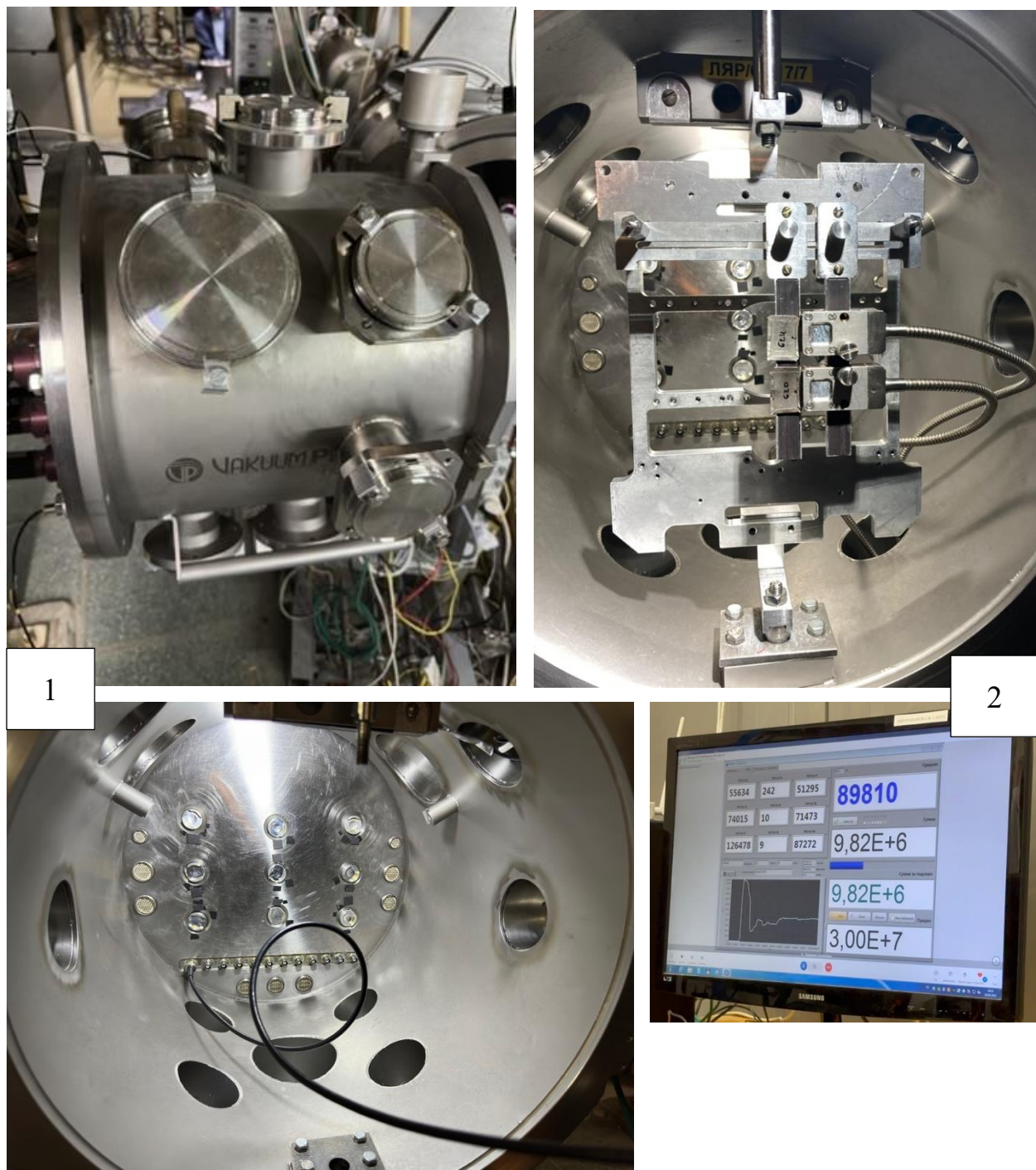


Рисунок 6.10 – Вакуумная камера вывода ускорителя (1). Сцинтилляционные датчики для контроля равномерности интенсивности пучка (2)

Номинальная энергия контролировалась с помощью времяпролетных датчиков (рисунок 6.11 (1)), сигнал с которых обрабатывался с помощью время-цифровых преобразователей (рисунок 6.11 (2)).

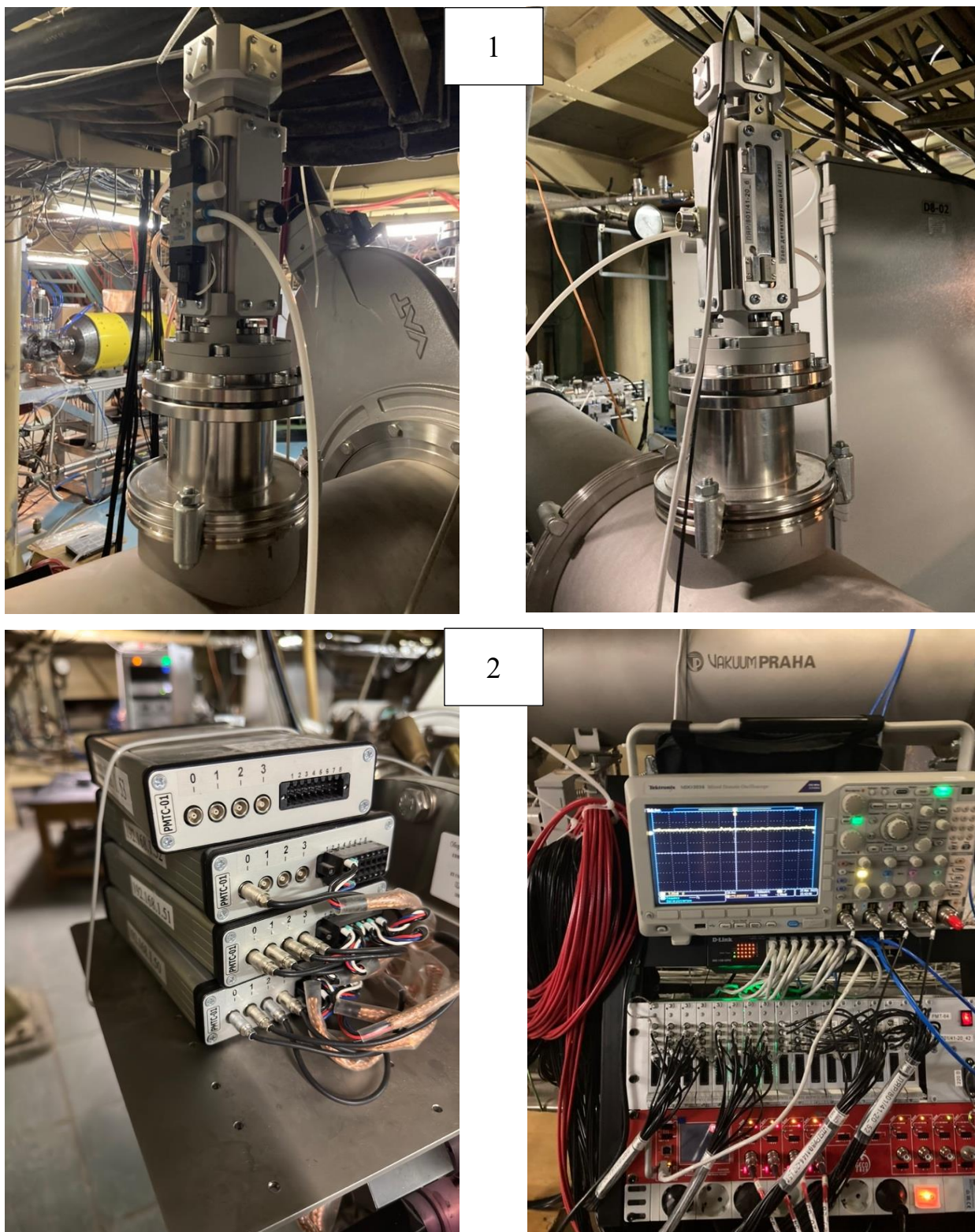


Рисунок 6.11 – Времяпролетные датчики (1) с время-цифровыми преобразователями (2)

Эти эксперименты имитировали реальные условия тестирования микроэлектроники на эффект одиночных сбоев, где требуется знание энергии ионов. Калориметр располагался вместо тестируемой микросхемы, полностью поглощая пучок тяжёлых ионов. Габариты калориметра удовлетворяют строгим ограничениям по размерам, предъявляемым в экспериментальных установках с вакуумными камерами на выходе ускорителя.

Таким образом, разработанные калориметры полного поглощения продемонстрировали свою эффективность и соответствие требованиям. Проведённый анализ и моделирование охватывали все аспекты – от выбора материалов (медь, свинец, молибден) на основе их физических свойств до оптимизации геометрии поглотителей, и от расчёта пробегов частиц до оценки теплового режима. Использованы как аналитические методы, так и современные инструменты моделирования (SRIM, Geant4, тепловой FEA и др.). В процессе изготовления были реализованы технические решения для обеспечения равномерного поглощения энергии и высокой точности термометрии (интегрированные датчики, калибровочные нагреватели, вакуумная и конструктивная теплоизоляция). Экспериментальная проверка на ускорителях протонов, углерода и тяжёлых ионов подтвердила работоспособность приборов в заявленных диапазонах энергий.

6.3 Исследование метрологических характеристик калориметров полного поглощения

Для оценки составляющих неопределённости были применены как экспериментальные методы, так и методы, основанные на принципах Монте-Карло. В качестве инструмента моделирования использовались современные программные средства для транспортировки частиц, в частности пакет Geant4 (с соответствующими модулями физики для протонов и ТЗЧ) и, для верификации, код FLUKA. Выбор этих программ обусловлен их широким применением в дозиметрии протонных и ионных пучков и подтверждён данными литературы. Так, например, моделирование пучка ионов углерода в

графитовом фантоме успешно проводилось с помощью Geant4 (через платформу GATE). FLUKA, в свою очередь, зарекомендовала себя для расчёта ядерных взаимодействий высокоэнергетических частиц с веществом.

Геометрия калориметров была подробно воспроизведена в моделях: медный поглотитель задан в виде образца в форме усеченного конуса известной плотности, находящегося в вакуумном корпусе. Поглотитель для тяжелых ионов моделировался как двусоставная шайба из свинца и молибдена. Пучки протонов и тяжёлых заряженных частиц (ТЗЧ) моделировались как параллельные мононаправленные пучки частиц заданного типа и энергии, падающие перпендикулярно на поверхность поглотителя. Рассматривались типичные для практики энергии – для протонов порядка 30–250 МэВ, для ионов углерода до 450 МэВ/нуклон, что покрывает диапазон клинических пучков. А для ионов типа ^{20}Ne , ^{84}Kr , ^{209}Bi , ^{16}O , ^{40}Ar , ^{132}Xe задавались диапазоны энергий, применяемые в испытаниях ЭКБ на стойкость. Предполагалось, что пучок однороден по сечению, обеспечивая равномерное облучение. Также моделировались условия эксперимента: например, наличие тонкого слоя воздуха между источником и калориметром либо вакуум, если в установке калориметр помещается в вакуумную камеру, и соответствующие граничные условия теплопередачи.

Для каждого сценария моделирования использовались детекторы, регистрирующие: дифференциальное распределение поглощённой энергии по глубине поглотителя, полный энергетический выход (тепловой эквивалент) в поглотителе, энергию, вынесенную из поглотителя различными выходящими частицами (нейтронами, осколками ядер и пр.), и число частиц, прошедших через калориметр или остановившихся в нём. Таким образом, моделирование позволило отдельно оценить эффекты градиента поглощения энергии, ядерных взаимодействий. Статистическая погрешность каждой серии моделирования снижалась до менее 0,1 % за счёт запуска большого числа историй (порядка 10^6 – 10^7 частиц). Для контроля систематических эффектов шаг по времени и по пути частицы в Geant4 задавался достаточно малым, а

результаты сравнивались между двумя кодами (Geant4 и FLUKA) для идентичной геометрии и физической модели. Различия между кодами не превышали доли процента, что свидетельствует об адекватности выбранных моделей взаимодействия. Например, в схожих работах для пучка углерода с энергией 290 МэВ/нуклон среднее расхождение между экспериментом и расчётом составляло около 0,13 %, что подтверждает высокую точность используемых методик моделирования.

Разработка модели проводилась поэтапно. На первом этапе осуществлялась конструирование и настройка геометрии – проверка того, что толщина поглотителей соответствует пробегу частиц заданной энергии. Для этого рассчитывались кривые Брегга (распределение дозы по глубине) и сопоставлялись с табличными данными по пробегу частиц в рассматриваемых материалах. На втором этапе выполнялась валидация физических моделей: сравнение выходных данных моделирования с известными физическими величинами (например, соотношениями тормозных способностей, рассчитанными по таблицам ICRU/NIST). Особое внимание уделялось моделированию ядерных взаимодействий: для протонов и лёгких ионов использовались модели Geant4, такие как Binary Cascade (BIC) и Quantum Molecular Dynamics (QMD), а во FLUKA – модель PEANUT для предравновесных и испарительных процессов. Третий этап – верификация модели на экспериментальных данных.

Одной из составляющих неопределённости является поправка на градиент распределения энергии по глубине поглотителя. Даже при однородном облучении поглотителя тяжёлыми заряженными частицами, плотность поглощённой энергии меняется с глубиной: вначале на входе в поглотитель она относительно невелика, затем нарастает по мере замедления частиц и достигает максимума (пика Брэгга) вблизи конца пробега. Так как чувствительный элемент калориметра (поглотитель) представляет из себя не объект бесконечно малой толщины, а занимает некоторое пространство, то он усредняет поглощенную энергию по своему объёму. При этом, если в пределах

объёма поглотителя имеется градиент поглощения энергии, показания калориметра могут не совпадать с поглощенной энергией в тонком слое на определённой глубине. Чтобы учесть это, введена поправка на градиент – она корректирует результат измерения до величины, соответствующей условиям определения энергии в условной точке.

В рамках моделирования была рассчитана кривая распределения поглощенной энергии по толщине поглотителя для каждого рассматриваемого типа частиц (рисунок 6.12).

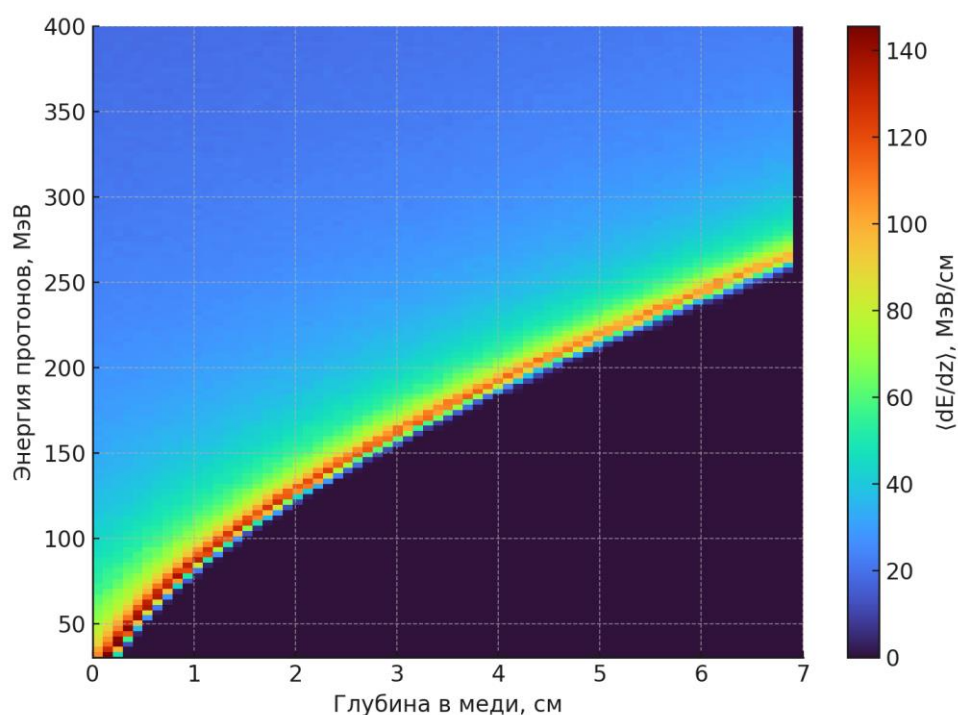


Рисунок 6.12 – Распределение энерговыведения по глубине в зависимости от энергии частиц.

На основе этого определялось изменение поглощения энергии внутри объёма поглотителя калориметра. Вычислялись средние значения удельного энерговыведения в передней и задней части поглотителя и разность между ними. На основании результатов моделирования была вычислена необходимая поправка – отношение показания калориметра (усреднённого по объёму поглотителя) к локальному значению энергии на реперной глубине (например, в геометрическом центре поглотителя). В идеальном случае этот параметр близок к 1 при отсутствии градиента; отклонение от единицы непосредственно

связано с величиной градиента. Для рассмотренных условий эта поправка отличалась от 1 менее чем на 0,1 %. Соответственно, неопределённость её определения была оценена в 0,06 % (стандартная неопределённость типа B). Таким образом, методика моделирования градиентного распределения энергии показала, что вклад градиента глубины в погрешность измерений крайне мал – порядка нескольких сотых процента.

Вторая важная составляющая – это доля энергии, покидающей поглотитель в результате ядерных взаимодействий частиц с материалом поглотителя. При прохождении тяжёлых заряженных частиц через вещество возможны неупругие ядерные реакции: расщепление (фрагментация) ядер частиц и мишени, испускание нейтронов, протонов, альфа-частиц и других осколков. Энергия, унесённая этими вторичными частицами за пределы поглотителя, не переходит в тепловую энергию в самом калориметре и, следовательно, не будет учтена при прямом измерении поглощённой энергии. В результате показания калориметра могут занижать фактическую энергию пучка. Для внесения поправки на этот эффект и оценки связанной неопределённости проведено специальное моделирование с полной регистрацией всех выходящих частиц и их энергий, а также проведены измерения с применением нейтронной спектрометрической установки, входящей в состав эталона ГЭТ 117-2023 [262].

Моделирование позволило определить долю энергии, теряемой поглотителем калориметром из-за вылета вторичных частиц. Практически, это осуществлялось следующим образом: в коде Geant4 отслеживалась каждая реакция тяжёлой частицы с материалом поглотителя, и суммировалась энергия всех продуктов реакции, покинувших его границы. Одновременно суммировалась полная энергия, выделившаяся в виде ионизации и тормозного излучения внутри поглотителя (т.е. перешедшая в тепло). Отношение унесённой энергии к первоначальной энергии пучка дало долю потерь. Для характерных условий (например, пучок углеродных ионов с энергией порядка нескольких сотен МэВ/нуклон, полностью останавливающийся в поглотителе)

было получено, что около 1 % энергии может уходить с нейтронами и другими осколками при максимальной глубине пика Брэгга. В случае же протонного пучка с энергией 60–200 МэВ эта доля ещё меньше – порядка 0,3–0,7 %, увеличиваясь с ростом энергии пучка. Расчёты показали, что при выбранной толщине поглотителя доля составляет не более 0,5 %.

Кроме самой величины этой поправки важное значение имеет неопределённость её оценки. Показания калориметра корректируются на величину унесённой энергии, таким образом компенсируя систематическое отклонение. Неопределенность же этой поправки определялась надёжностью модели ядерных взаимодействий и неопределенностью измерений доли энергии, выходящей с нейтронами. С учетом применения Geant4 (с физическими списками QGSP_BIC для протонов и QGSP_QMD для ионов) стандартная неопределённость для поправки на потери доли энергии была принята равной 0,17 %. Это значение охватывает возможные отклонения в моделировании процессов ядерного распада и выходов частиц.

Третья составляющая – неопределённость метода измерения числа частиц, оставивших энергию в калориметре. Калориметр напрямую измеряет поглощённую энергию, однако для вывода энерговыделения на одну частицу требуется знать абсолютное количество частиц (или суммарный заряд) в пучке за время облучения. Для этих целей применялись разработанные цилиндры Фарадея, описанные в пятой главе.

Основные составляющие неопределенности при воспроизведении энергии ТЗЧ калориметрическим способом, в целом, были подробно описаны в предыдущих главах. Отдельно для особенностей конструкции калориметров полного поглощения с поглотителями из металла следует остановиться на оценке влияния, которое оказывает градиент мощности поглощенной энергии в радиальном и аксиальном направлении в поглотителе.

Результаты метрологических исследований разработанных калориметров для определения энергии частиц по выражению (30) приведены в таблице 6.2.

Таблица 6.2 – Источники относительных погрешностей и неопределенностей при воспроизведении энергии ТЗЧ

Источники погрешности	$S_o \cdot 10^2$	$\theta_o \cdot 10^2$	u_{OA}	u_{OB}
$N_{\text{эг}}$ чувствительность калориметра, определяемая путем электрической калибровки		0,15		0,09
$\Delta U_{\text{рад}}$ изменение напряжения в мостовой схеме при облучении ионизирующим излучением	0,4	0,05	0,4	0,03
$k_{\text{тп}}$ потери тепла от поглотителя по подводящим проводам		0,20		0,1
$k_{\text{гр}}$ градиент мощности поглощенной дозы в радиальном и аксиальном направлении в поглотителе.		0,10		0,06
$k_{\text{тд}}$ «тепловой дефект» в материалах, входящих в состав поглотителя калориметра.		0,30		0,17
$k_{\text{яв}}$ доля энергии, покидающей поглотитель в результате ядерных взаимодействий частиц с материалом поглотителя		0,30		0,17
N – количество частиц	0,7	1,38	0,7	0,8
Суммарные значения	0,8	2,1		
Суммарная стандартная неопределенность			1,16	
Расширенная неопределенность ($k = 2$)			2,32	

6.4 Вывод

В настоящей главе представлены результаты разработки методов и средств воспроизведения единицы энергии тяжёлых заряженных частиц (ТЗЧ) на основе калориметрии полного поглощения. В ходе выполненных исследований была разработаны конструкции калориметров полного поглощения для измерения энергии протонов и тяжёлых ионов в широком диапазоне энергий. На основе численного моделирования пробегов частиц в материале поглотителя (с использованием пакетов Geant4 и FLUKA) были выбраны оптимальные материалы (медь, свинец, молибден) и определена такая геометрия поглотителей, при которой обеспечивается полное поглощение энергии частиц. Разработаны теплоизолированные конструкции

калориметрических детекторов с интегрированными термисторами для прецизионного измерения высвобождаемого тепла и устройствами калибровочного нагрева для точной настройки чувствительности.

С помощью программных комплексов Geant4, FLUKA и COMSOL проведено моделирование тепловых процессов и распределения энергии внутри калориметра, что позволило оптимизировать конструкцию и учесть влияние температурных градиентов и потерь энергии в результате ядерных реакций в поглотителе. На основе результатов моделирования определены необходимые поправки на температурные градиенты и ядерные потери; выполнена количественная оценка суммарной неопределённости измерений. Изготовлены опытные образцы калориметров и проведена их экспериментальная проверка на пучках протонов и тяжёлых ионов (C, Ar, Kr, Xe и др.). Экспериментальные результаты подтвердили правильность предложенного подхода и соответствие полученных данных результатам моделирования. Достигнута расширенная относительная неопределённость воспроизведения единицы энергии ТЗЧ не хуже 2,4 % (при $k = 2$).

Разработанные конструкции калориметров с методами определения поправочных коэффициентов внедрены в государственный первичный эталон единицы энергии тяжёлых заряженных частиц, что позволяет осуществлять калибровку средств измерений для определения параметров ускорительных комплексов и для испытаний электронной компонентной базы на воздействие тяжёлых ионов.

Перспективы дальнейших исследований включают расширение диапазона эталона на более высокоэнергетичные ионные пучки, что позволит расширить область применения разработанного эталона.

Таким образом доказано положение о том, что разработанный аппаратный комплекс, основанный на применении методов моделирования для определения оптимальных параметров первичных преобразователей и поправочных коэффициентов, обеспечивает воспроизведение энергии ТЗЧ с расширенной неопределённостью не более 2,4 % ($k = 2$).

ГЛАВА 7. Разработка методов и средств определения соотношений энергия-пробег тяжелых заряженных частиц.

На современных ускорителях соотношения энергия–пробег применяются в двух рассматриваемых в данной работе областях – адронная лучевая терапия и испытания ЭКБ на радиационную стойкость [55, 64, 271].

В лучевой терапии (протоны 50–250 МэВ, ионы углерода 100–400 МэВ/нуклон) критически важно точно знать пробег частиц в тканях, так как глубина пика Брэгга определяет область поражения опухоли и, в целом, эффективность системы планирования.

При испытаниях ЭКБ применяют тяжелые ионы разных элементов (от неона и аргона до криптона, ксенона, золота) в диапазоне энергий от нескольких МэВ/нуклон до десятков МэВ/нуклон. Применяемые ускорители имитируют воздействие космических заряженных частиц на электронные приборы, что позволяет выявить одиночные эффекты и отказы в ЭКБ. Здесь основным параметром является линейная передача энергии в кремнии, которая связана с пробегом: тяжелый ион должен пройти через корпус микросхемы и передать энергию в чувствительном объеме кристалла. Испытательные пучки обычно характеризуются номинальным ЛПЭ и пробегом в кремнии 100–150 мкм, чтобы пробивать защитные слои корпуса, но останавливаться преимущественно внутри кристалла. Точное знание энергии и пробега пучка обеспечивает корректность испытаний: если энергия слишком велика, ионы пройдут насквозь, а если слишком мала – не достигнут активной области.

7.1 Обоснование предложенного подхода к решению научной задачи

При поиске наиболее точного метода определения соотношений «энергия/пробег» был проанализирован ряд публикаций, раскрывающих современные подходы [22, 57, 58, 64, 73, 74, 76, 79–81, 83–86, 272–277].

Для тяжелых заряженных частиц (ТЗЧ) соотношение между их начальной энергией и пробегом в веществе определяется процессами замедления (потери энергии на ионизацию и др.). Поскольку интегральное уравнение для пробега не имеет аналитического решения в элементарных функциях, данное соотношение

обычно устанавливается на основе эмпирических данных – таблиц, графиков или формул, полученных из экспериментов.

Используемые на практике расчётные подходы к определению пробегов ТЗЧ базируются на различных теоретических моделях тормозных способностей [73, 74, 76, 84, 86, 271, 276, 278–282]. Общая тормозная способность $S_{\text{общ}}$ определяется суммой двух основных компонентов: электронной $S_{\text{эл}}$ и ядерной $S_{\text{уп}}$, связанной преимущественно с упругими взаимодействиями (рассеяние на ядрах атомов среды, при котором кинетическая энергия передаётся вследствие столкновения без возбуждения или распада ядер).

Электронная тормозная способность или ионизационные потери являются доминирующим механизмом потерь энергии частиц при их движении через вещество. Процесс взаимодействия заряженной частицы с электронами атомов среды приводит к возбуждению и ионизации атомов и молекул вещества, при этом энергия частицы постепенно уменьшается. Количественное описание ионизационных потерь осуществляется с помощью модифицированной формулы Бете–Блоха, адаптированной к конкретным условиям и диапазонам энергий.

Ядерные потери энергии составляют второй важный механизм торможения ТЗЧ. В отличие от электронных потерь, они возникают при взаимодействии частицы непосредственно с атомными ядрами вещества. Такие взаимодействия делятся на упругие и неупругие процессы. Упругое взаимодействие описывается законом кулоновского рассеяния (формулой Резерфорда), а неупругие процессы, сопровождаемые возбуждением или разрушением ядер, обычно исключаются из моделей тормозной способности, так как при этом сама частица поглощается веществом.

Пробег частиц в среде вычисляется путём интегрирования обратной величины от общей тормозной способности по энергии частицы в диапазоне от начальной энергии до её полной остановки.

В настоящей работе для анализа пробегов и тормозных способностей ТЗЧ рассмотрены наиболее авторитетные и распространённые в научном сообществе модели и программные средства. В отчёте Международной комиссии по

радиационным единицам и измерениям (ICRU) № 90, опубликованном в 2016 году собраны современные данные по дозиметрии ионизирующего излучения, представлены значения тормозных способностей для электронов, протонов, альфа-частиц и ионов углерода, а также даны уточнённые оценки потенциала ионизации для воздуха, графита и воды. Важной частью отчёта являются обновлённые таблицы тормозных способностей, охватывающие энергетический диапазон от 1 кэВ до 1 ГэВ. Дополнительно приводятся сведения о сечениях взаимодействий фотонов с веществами и средних энергиях создания электрон-ионных пар, а также тепловых дефектах для графита и воды. Предлагаются поправочные коэффициенты на влажность, используемые при дозиметрии с помощью ионизационных камер.

Другим востребованным инструментом является база данных Национального института стандартов и технологий США (NIST), известная как ESTAR, PSTAR и ASTAR. Она предоставляет возможность оперативного расчёта тормозных способностей и пробегов электронов, протонов и альфа-частиц на основе методик, описанных в отчётах ICRU 37 и 49. Для электронов расчёты можно выполнять для произвольного вещества, а для протонов и альфа-частиц доступна библиотека данных по 74 стандартным материалам.

Также широко применяется пакет программ SRIM (Stopping and Range of Ions in Matter), в основе которого лежит метод Монте-Карло. Основным модулем программы является TRIM, обеспечивающий моделирование взаимодействий ионов с веществом и широко используемый для исследований в области ионной имплантации и радиационного материаловедения. SRIM позволяет получать подробные численные таблицы пробегов и тормозных способностей ионов в заданных средах.

Отдельного внимания заслуживает код ATIMA, разработанный специалистами немецкого центра тяжёлых ионов (GSI, Дармштадт). Данный код осуществляет расчёт различных характеристик замедления протонов и тяжёлых ионов в диапазоне кинетических энергий от 1 кэВ/нуклон до 450 ГэВ/нуклон, и предоставляет как интегральные, так и дифференциальные параметры взаимодействия частиц с веществом.

Также применяется универсальный код, реализующий метод Монте-Карло, PHITS (Particle and Heavy Ion Transport code System), разработанный в сотрудничестве нескольких научных центров, включая JAEA, RIST и КЕК, позволяет моделировать перенос частиц и тяжёлых ионов в широком спектре энергий. PHITS находит широкое применение в различных прикладных исследованиях, таких как радиотерапия, ускорительная техника и изучение космического излучения. Код использует таблицы тормозных способностей, рассчитанные с помощью программы ATIMA (реакции и фрагментация моделировались модулями JQMD и JAM).

Несмотря на очевидные преимущества описанных моделей и программных пакетов, такие как простота использования и оперативность получения расчётных данных, следует отметить, что детальный анализ результатов, выдаваемых этими методами, выявляет существенные расхождения в значениях пробегов для некоторых типов тяжёлых заряженных частиц и энергетических диапазонов. В частности, наблюдаются значимые несоответствия в данных, полученных с помощью моделей ICRU 90, SRIM и ATIMA, особенно для ионов с высоким атомным номером и энергиями менее нескольких МэВ на нуклон. Это указывает на необходимость дополнительной экспериментальной проверки и осторожного подхода к выбору методики расчёта пробегов в критически важных практических приложениях.

7.1.1 Анализ составляющих неопределённостей расчетных методов определения пробегов

В докладе ICRU 90 для описания электронных составляющих тормозных способностей частиц в области высоких энергий (для протонов с энергиями более 1 МэВ) применяется формула Бете-Блоха:

$$S_{эл} = \frac{4\pi r_e^2 m_e c^2}{\beta^2} \cdot \frac{Z}{A} z^2 B(\beta) \quad (31)$$

где r_e – классический радиус электрона;

$m_e c^2$ – масса электрона;

Z – заряд ядра;

z – заряд налетающей частицы;

β – отношение скорости частицы к скорости света;

A – атомная масса;

$B(\beta)$ – поправочный коэффициент, описываемый выражением:

$$B(\beta) = \ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{(1-\beta^2)I}\right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{c}{z} + zB_1 + z^2 B_2 \quad (32)$$

где I – средняя энергия возбуждения атомов среды;

$\frac{\delta}{2}$ – поправка на плотность;

$\frac{c}{z}$ – коррекция оболочки;

zB_1 – поправочный коэффициент Баркаса-Андерсена;

$z^2 B_2$ – поправочный коэффициент Блоха.

В диапазоне низких энергий (менее 0,25 МэВ) электронные потери энергии рассчитываются на основе аппроксимации результатов экспериментов. Для промежуточного энергетического интервала значения тормозной способности получены путём интерполяции методом кубических сплайнов. К основным факторам, обуславливающим уровни неопределённостей расчётных значений электронной тормозной способности, представленных в докладе, можно отнести следующие факторы: точность учёта поправок на плотность вещества, коррекций на оболочечные эффекты, а также поправок Баркаса zB_1 и Блоха $z^2 B_2$; неопределённость величины ионизационного потенциала I , погрешности аппроксимации теоретической модели экспериментальных данных в низкоэнергетическом диапазоне. При этом суммарный вклад указанных поправок в итоговую неопределённость не превышает 10 %.

Для расчёта ядерных потерь энергии используется нерелятивистский подход с применением универсального экранированного потенциала, предложенного в своё время Циглером, Бирсаком и Литтмарком (ZBL-потенциал). Выбор данного метода обусловлен его пригодностью для вычисления ядерных тормозных способностей таких частиц, как протоны и альфа-частицы, в широком спектре материалов:

$$S_{\text{уп}} = n \int_0^{T_{\text{max}}} T d\sigma(E, T) \quad (33)$$

где n – концентрация атомов мишени;

E – кинетическая энергия иона;

T – энергия, переданная при столкновении;

$d\sigma(E, T)$ – дифференциальное сечение рассеяния, в приближении классического кулоновского рассеяния.

$$d\sigma(E, T) = \pi a^2 \frac{dt}{2t^{\frac{3}{2}}} f\left(t^{\frac{1}{2}}\right) \quad (34)$$

где $a = \frac{0,8854 \cdot a_0}{Z^{0,23} + Z^{0,23}}$ – параметр экранирования (a_0 – боровский радиус);

$t = \frac{T}{T_{\text{max}}}$ – нормированная переданная энергия;

T_{max} – максимальная переданная энергия;

$f\left(t^{\frac{1}{2}}\right)$ – безразмерная функция, зависящая от ZBL потенциала (36).

$$V(r) = \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0 r} \varphi\left(\frac{r}{a}\right) \quad (35)$$

где ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума;

r – расстояние между налетающей частицей и ядрами мишени;

$\varphi\left(\frac{r}{a}\right)$ – экранирующая функция.

Оценка расширенных относительных неопределённостей расчёта электронных тормозных потерь энергии ТЗЧ (доверительная вероятность 0,95) показывает следующие результаты: в диапазоне энергий выше 1 МэВ неопределённость составляет от 1 до 3 %; в интервале от 100 кэВ до 1 МэВ она увеличивается до 3–6 %; для энергий 10–100 кэВ этот показатель достигает 6–10 %; а при энергиях от 1 кэВ до 10 кэВ неопределённость варьируется в пределах 10–15 %. Аналогично, расширенные относительные неопределённости расчёта ядерных тормозных потерь для заряженных частиц при той же доверительной вероятности оцениваются следующим образом: около 3 % для энергий свыше 100 кэВ, от 3 до 6 % для диапазона 10–100 кэВ и в пределах 6–12 % для энергий от 1 до 10 кэВ.

В программе SRIM расчёт тормозной способности осуществляется с помощью аналитического выражения, разделённого на две составляющие. В низкоэнергетическом диапазоне (менее 10 кэВ/нуклон) применяется подход, построенный на основе атомной статистической модели Томаса–Ферми. При этом электронная часть тормозной способности описывается следующим выражением:

$$S_{эл} = Z_1^{\frac{1}{6}} 8\pi e^2 a_0 \frac{Z_1 Z_2}{\left(Z_1^{\frac{2}{3}} + Z_2^{\frac{2}{3}}\right)^{\frac{3}{2}}} \frac{v}{v_0} \quad (36)$$

где Z_1 и v – заряд и скорость налетающей частицы;

Z_2 – заряд мишени;

e – заряд электрона;

a_0 – Боровский радиус атома водорода;

v_0 – скорость электрона на первой Боровской орбите.

В области высоких энергий (более 1 МэВ/нуклон) используется формула Бете–Блоха с поправками (32).

Для описания ядерных тормозных способностей в SRIM, как и в докладе ICRU 90 используется универсальный потенциал экранирования ZBL (34).

Неопределённости результатов, получаемых с помощью программы SRIM обусловлены следующими факторами: погрешностями различных поправок в формуле Бете–Блоха, таких как поправки Баркаса и Блоха, которые рассчитываются с использованием приближённых моделей; неточностью значений ионизационного потенциала I , варьирующегося в зависимости от материала; неточностями самой модели упругого рассеяния, применяемой при расчёте ядерных тормозных способностей. При этом оценки расширенной относительной неопределённости тормозных способностей заряженных частиц, получаемых в SRIM ($P=0,95$), составляют: от 3 до 5 % при энергиях выше 1 МэВ, от 5 до 7 % в диапазоне энергий от 0,1 до 1 МэВ и достигают 10–20 % при энергиях менее 0,1 МэВ.

При использовании программы АТІМА, электронные составляющие тормозных способностей определяются из следующего выражения:

$$S_{эл} = \frac{4\pi e^4 z^2}{m_e v^2} nZ(L_0 + \sum_i \Delta L_i) \quad (37)$$

где e - заряд электрона;

z – заряд налетающего иона;

v – скорость иона;

n – концентрация атомов мишени;

Z – заряд мишени;

m_e – масса электрона;

L_0 – основной логарифмический член;

ΔL_i – поправочные коэффициенты: коррекция оболочки, поправка Баркаса, поправка Блоха, коррекция Линдхарда-Серенсена.

Ядерная тормозная способность $S_{уп}$ основана на потенциале Линдхарда-Шарффа-Шиотта (LSS) [76]:

$$S_{уп} = \frac{8\pi a^2 \epsilon n Z z e^2}{m+M} \cdot s_n(\epsilon) \quad (38)$$

где a – скрининговая длина;

ϵ – приведенная энергия;

$s_n(\epsilon)$ – безразмерная функция ядерных потерь;

m – масса налетающего иона;

M – масса мишени.

Основные источники неопределенностей в АТІМА:

- 1) неопределенность поправочных коэффициентов ΔL_i ;
- 2) неопределенность значения ионизационного потенциала I ;
- 3) модельные допущения при определении эффективного заряда иона;
- 4) модель ядерных потерь.

Расширенные относительные неопределённости расчётов тормозных способностей заряженных частиц, выполняемых с помощью программы АТІМА, при $P=0,95$, в зависимости от энергии, имеют следующие значения: для энергий свыше 10 МэВ неопределённость находится в диапазоне от 2 до 4 %; для промежуточного энергетического интервала (от 0,5 до 10 МэВ) она составляет

от 3 до 5 %; в области низких энергий (менее 0,5 МэВ) этот показатель достигает значений от 5 до 15 %.

Неопределённости расчётов в базах данных NIST PSTAR и ASTAR обусловлены несколькими основными факторами. Расчётная формула для тормозных способностей в этих базах построена на основе рекомендаций отчётов ICRU 37 и ICRU 49 и соответствует подходу, изложенному в отчёте ICRU 90. В связи с этим основными источниками погрешностей в результатах являются: неопределённость расчёта поправок Баркаса и Блоха, неопределённость выбранного ионизационного потенциала, погрешности экспериментальных данных, на основе которых была проведена калибровка модели, а также неопределённости самой модели расчёта ядерной тормозной способности.

Расширенные относительные неопределённости значений тормозной способности заряженных частиц, полученные с помощью PSTAR и ASTAR при $P = 0,95$, имеют следующие значения в зависимости от энергии: для энергий свыше 10 МэВ неопределённость составляет от 1 до 4 %; в энергетическом диапазоне от 0,1 до 10 МэВ – от 2 до 5 %; в области энергий менее 0,1 МэВ неопределённость возрастает до 5–10 %, при энергиях ниже 0,01 МэВ она составляет уже 10–15 %, а для энергий ниже 0,001 МэВ достигает значений от 15 до 20 %.

В таблице 7.1 приведено сравнение значений неопределённостей расчета тормозных способностей рассматриваемыми методами.

Таблица 7.1 – Значения неопределённостей расчета тормозных способностей

E, МэВ	U, %			
	ICRU 90	SRIM	ATIMA	NIST
Менее 0,1 МэВ	6-15	10-20	5-15	5-20
От 0,1 до 1 МэВ	3-6	5-7	3-5	2-5
Более 1 МэВ	1-3	3-5	2-4	1-4

Для иллюстрации результатов проведённого анализа на рисунках 7.1–7.4 представлены графики сравнительных зависимостей тормозных способностей протонов и ионов углерода от энергии частиц при их движении в воде и графите.

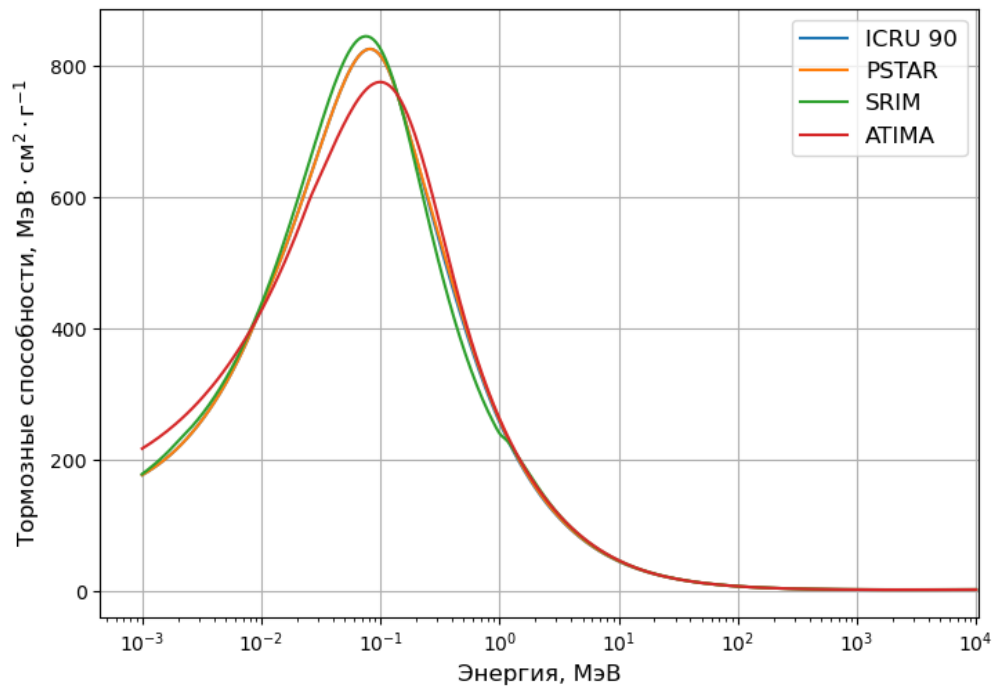


Рисунок 7.1 – Тормозные способности протонов в воде

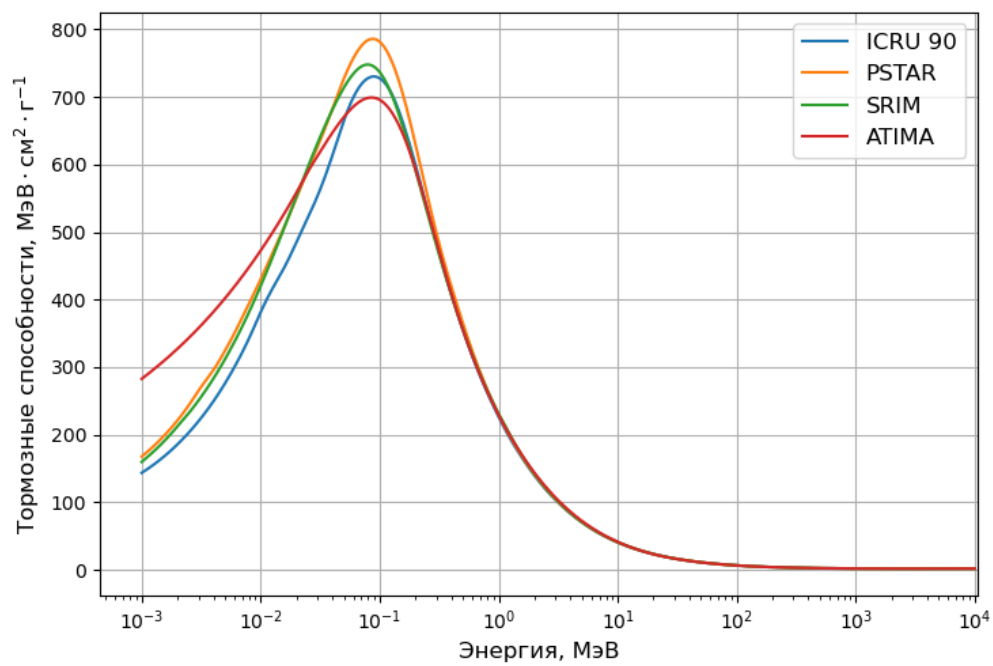


Рисунок 7.2 – Тормозные способности протонов в графите

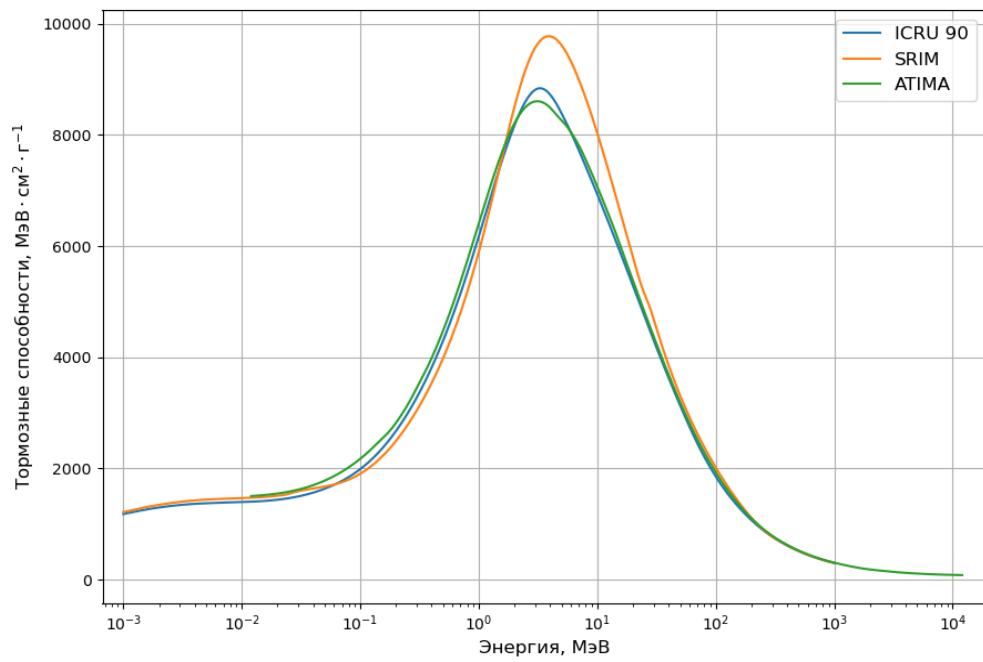


Рисунок 7.3 – Тормозные способности ионов углерода в воде

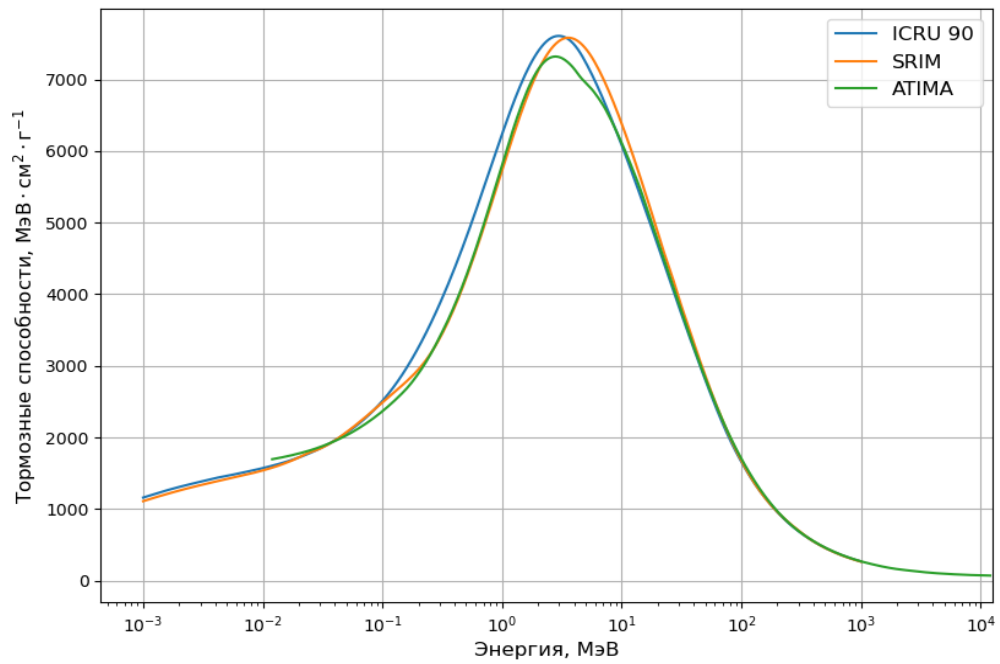


Рисунок 7.4 – Тормозные способности ионов углерода в графите

Для оценки различий использованных расчётных подходов относительно данных, рекомендованных в отчёте ICRU 90, была использована величина относительного отклонения δ_i , рассчитываемая по следующей формуле:

$$\delta_i(E) = \frac{S_i(E) - S_{\text{ICRU } 90}(E)}{S_{\text{ICRU } 90}(E)} \cdot 100 \% \quad (39)$$

где E – энергия заряженной частицы, МэВ;

$S_i(E)$ – тормозная способность, вычисленная по одному из рассмотренных расчётных методов (принимает значения для моделей ICRU 90, NIST PSTAR и ASTAR, SRIM, ATIMA), МэВ·см²·г⁻¹;

$S_{\text{ICRU } 90}(E)$ – значение тормозных способностей заряженных частиц ICRU 90, МэВ·см²·г⁻¹.

Данные доклада ICRU 90 были выбраны в качестве опорного источника для проведения сравнительного анализа ввиду его актуальности, общепризнанного научного авторитета и минимальных величин относительной неопределённости тормозных способностей по сравнению с другими рассматриваемыми моделями и расчётными методами. Результаты оценки различий использованных расчётных подходов приведены на рисунках 7.5–7.8.

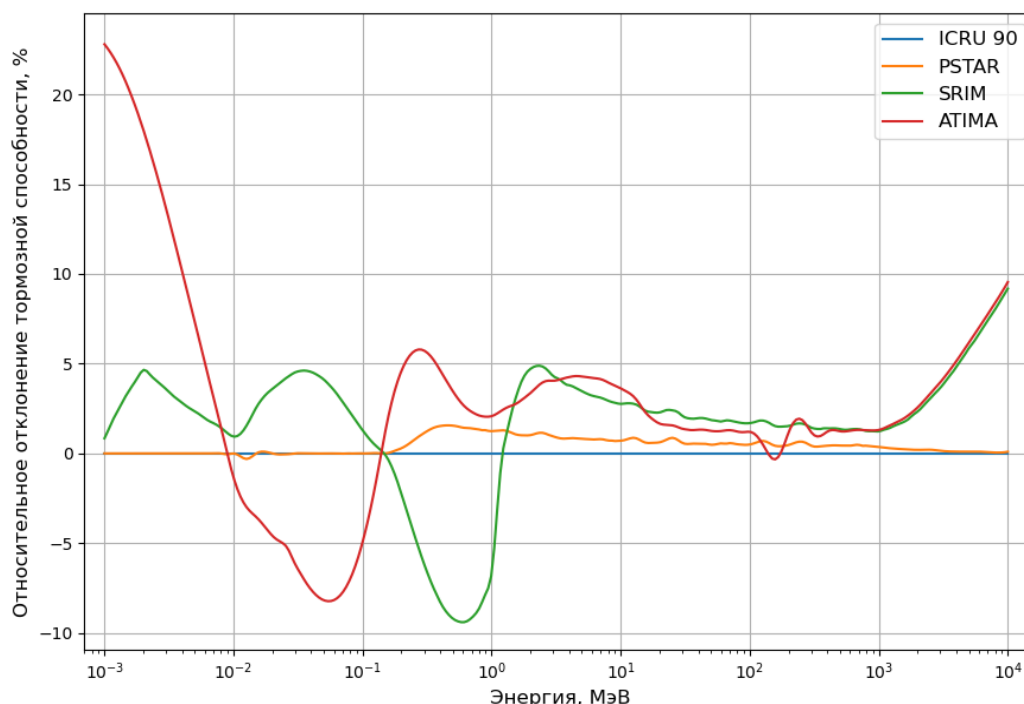


Рисунок 7.5 – Относительное отклонение тормозных способностей протонов в воде от ICRU 90

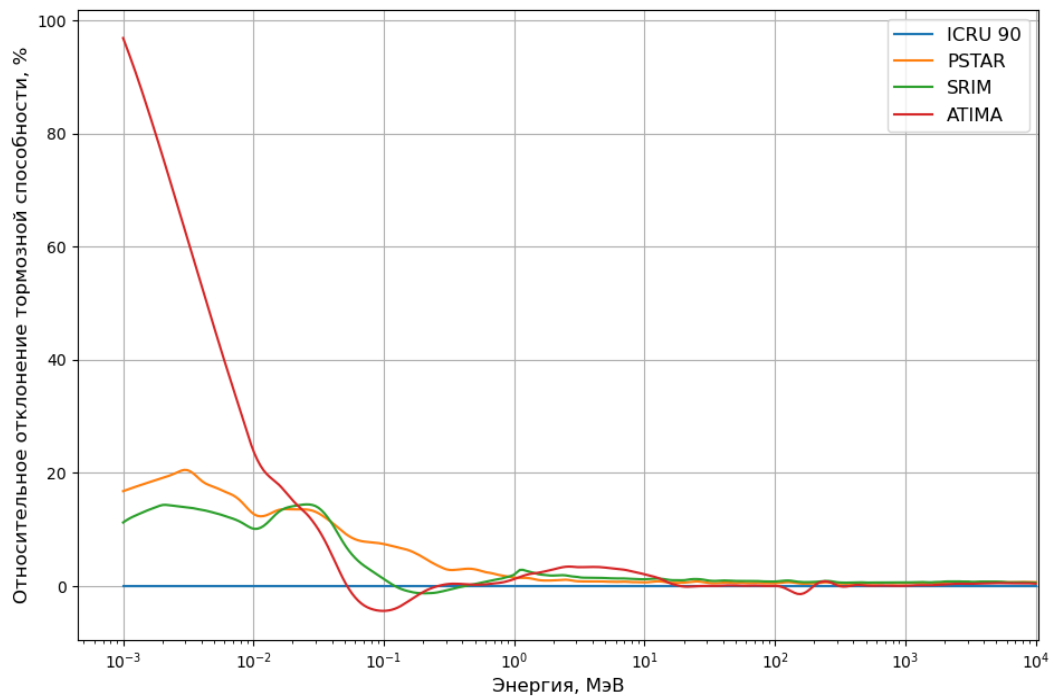


Рисунок 7.6 – Относительное отклонение от ICRU 90 тормозных способностей протонов в графите

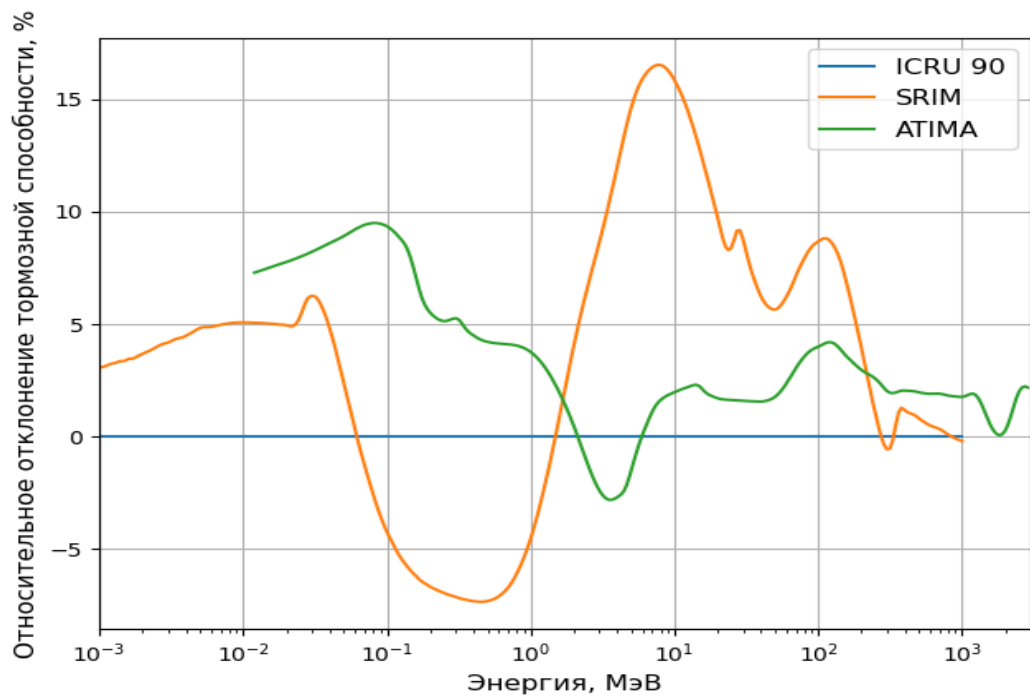


Рисунок 7.7 – Относительное отклонение от ICRU 90 тормозных способностей ионов углерода в воде

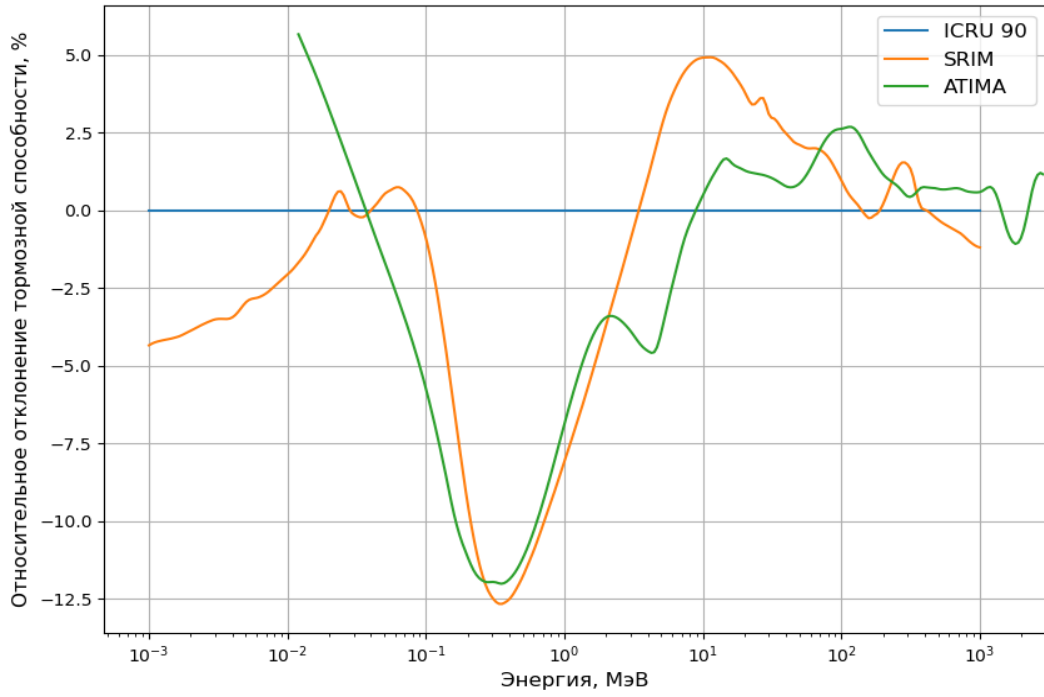


Рисунок 7.8 – Относительное отклонение от ICRU 90 тормозных способностей ионов углерода в графите

Оценка неопределённости значений пробегов ТЗЧ производилась с учетом данных о неопределёностях тормозных способностей, приведенных в таблице 7.1. В этом случае пробег выражается следующим образом:

$$R = \int_0^{E_0} \frac{1}{S(E)} dE = \sum_i \frac{dE_i}{S_i} \quad (40)$$

где $S(E)$ – тормозная способность частицы в среде, $\text{МэВ} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{г}^{-1}$;

E_0 – начальная энергия частицы, МэВ ;

dE_i – ширина i -го энергетического интервала, соответствующего табличному значению тормозной способности. Интегральное выражение заменено суммированием, поскольку при практических расчётах пробегов используются табличные значения тормозных способностей, заданные дискретно. Расширенная неопределённость пробега рассчитывалась в соответствии со следующим выражением:

$$U_R = 2 \cdot \frac{\Delta R}{R} = 2 \cdot \frac{\Delta \left(\int_0^{E_0} \frac{1}{S(E)} dE \right)}{\int_0^{E_0} \frac{1}{S(E)} dE} = 2 \cdot \frac{\Delta \left(\sum_i \frac{dE_i}{S_i} \right)}{\sum_i \frac{dE_i}{S_i}} = 2 \cdot \frac{\sum_i \frac{\Delta S_i dE_i}{2 \cdot S_i^2}}{\sum_i \frac{dE_i}{S_i}} \quad (41)$$

где ΔS_i – неопределённость значения тормозной способности для i -го интервала ($\text{МэВ} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{г}^{-1}$).

Проведённые расчёты показали, что относительная неопределённость вычисленных пробегов в пределах выбранных энергетических диапазонов практически совпадает с неопределённостью значений тормозных способностей, указанных в таблице 7.1.

Расхождения пробегов заряженных частиц по результатам применения различных методов по отношению к данным доклада ICRU 90 были оценены следующим образом:

$$\Delta R_i(E) = R_i(E) - R_{\text{ICRU 90}}(E) \quad (42)$$

где E – энергия заряженной частицы, МэВ;

R_i – пробег заряженных частиц, рассчитанный одним из анализируемых подходов (ICRU 90, NIST PSTAR и ASTAR, SRIM, ATIMA, PHITS), мм;

$R_{\text{ICRU 90}}(E)$ – значение пробега заряженной частицы из отчета ICRU 90.

Иллюстрация сравнения выявленных расхождений значений пробегов, полученных разными расчётными подходами, представлена на рисунках 7.9–7.12.

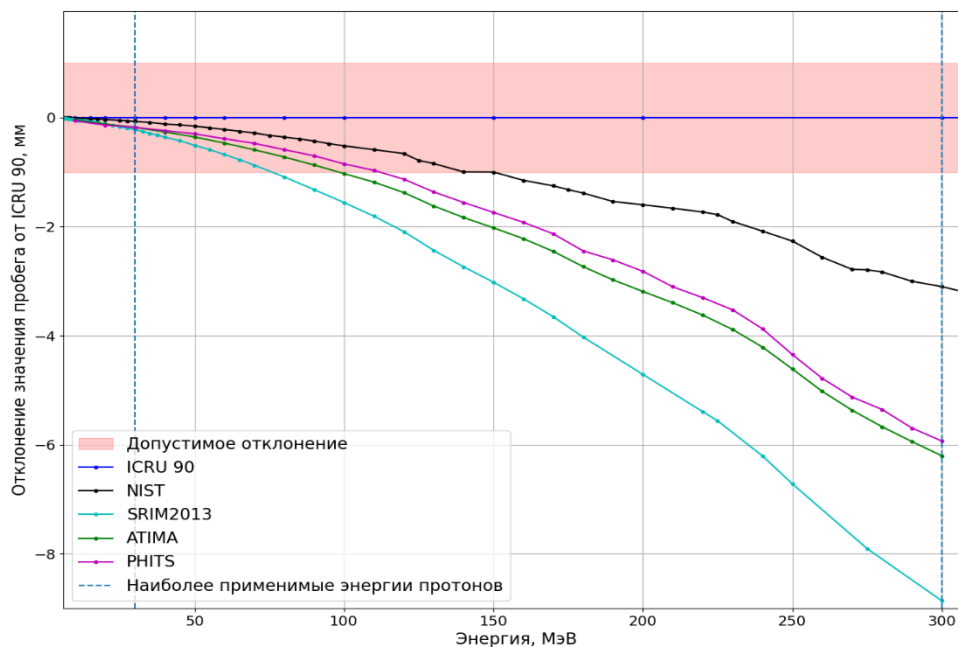


Рисунок 7.9 – Сравнение пробегов протонов в воде

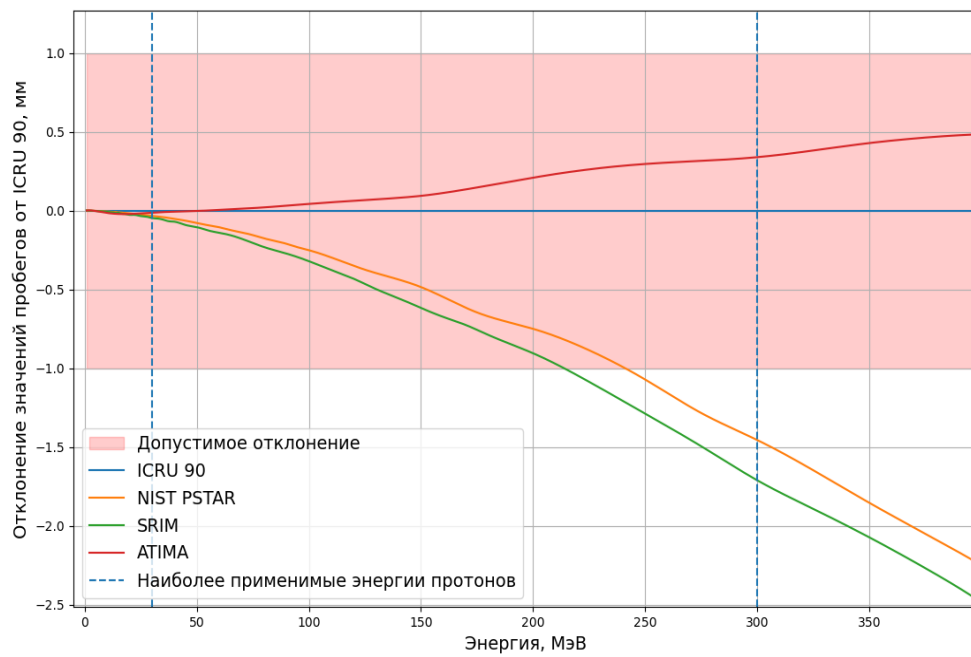


Рисунок 7.10 – Сравнение пробегов протонов в графите

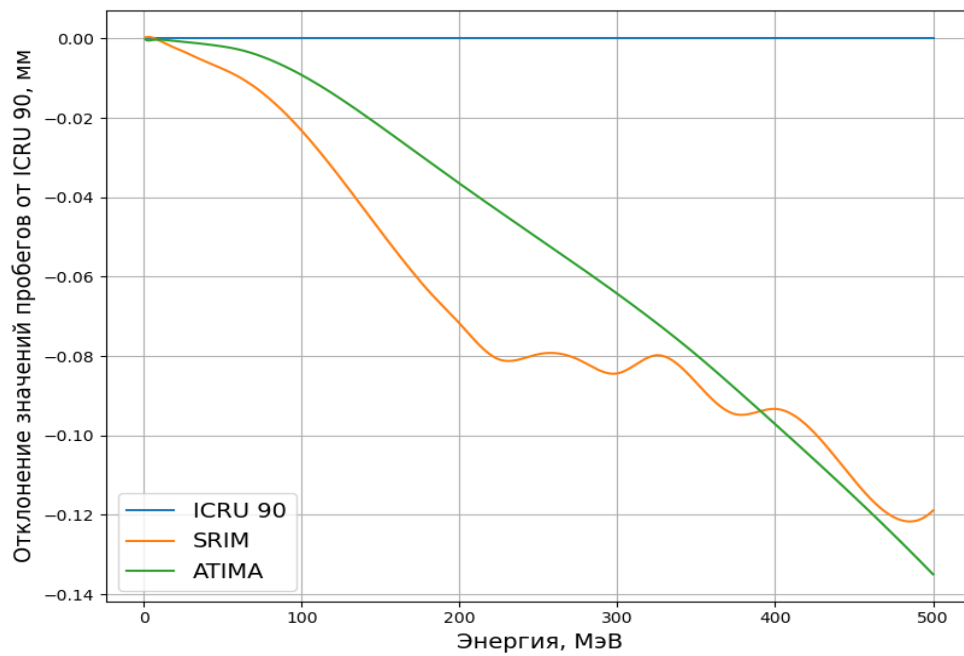


Рисунок 7.11 – Сравнение пробегов ионов углерода в воде

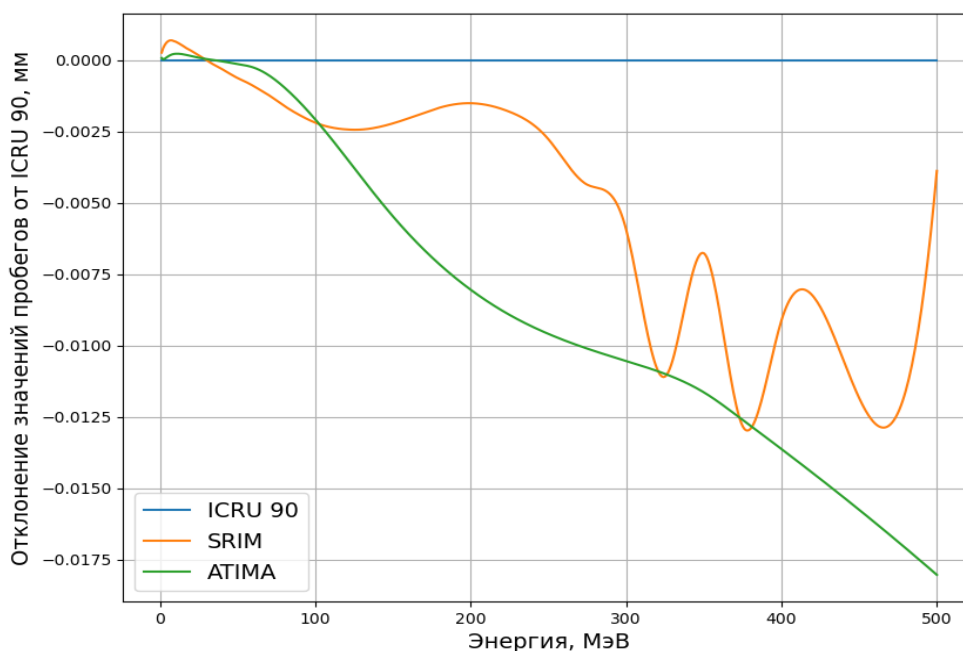


Рисунок 7.12 – Сравнение пробегов ионов углерода в графите

Представленные на рисунках графики демонстрируют общую закономерность: кривые, рассчитанные с помощью моделей, отличных от рекомендованной в докладе ICRU 90, располагаются, в целом, ниже базовой кривой ICRU 90, что соответствует более высоким значениям тормозных способностей этих моделей.

Наблюдаемые расхождения в расчётах пробегов протонов в воде и графите обусловлены, в основном, использованием в расчётных моделях NIST PSTAR и ASTAR, SRIM и ATIMA значений ионизационного потенциала, отличающихся от рекомендуемых докладом ICRU 90 (например, для воды принято значение 75 эВ вместо рекомендованного 78 эВ, а для графита 78 эВ по сравнению с 81 эВ). Отличия особенно отчётливо проявляются в энергетическом диапазоне выше 0,1 МэВ, где расчёты тормозных способностей выполняются на основе формулы Бете–Блоха. На графиках тормозных способностей чётко видно, что в указанном диапазоне кривые, построенные по моделям NIST PSTAR и ASTAR, SRIM и ATIMA, располагаются выше соответствующих кривых ICRU 90. В то же время, в области энергий менее 0,1 МэВ наблюдается хорошее согласование результатов расчётов моделей NIST PSTAR и ASTAR с докладом ICRU 90, поскольку в этом

энергетическом интервале обе модели опираются на близкие наборы экспериментальных данных для определения тормозной способности.

7.1.2 Предложенное решение

Подводя итог проведенному анализу расчетных методов, можно выделить несколько факторов, вносящих неопределенность при определении пробегов ТЗЧ: возможное отклонение действительного значения энергии пучка от номинального, установленного оператором, расхождения в значениях пробегов для данной энергии, приводимых в справочных материалах. Такая ситуация обуславливает целесообразность подхода, включающего в себя применение экспериментальных методов определения и энергий и пробегов при введении в эксплуатацию пучков ТЗЧ и при периодическом контроле характеристик ускорителей.

Для измерений энергии автором предложено и реализовано совместное применение метода калориметрии полного поглощения с цилиндром Фарадея, описанное в главе 6.

Оценивая наиболее подходящий инструментальный метод определения пробегов частиц, следует прежде всего рассматривать два подхода: основанный на построении кривых Брэгга с помощью ионизационных камер и через определение глубины, где интенсивность пучка падает вдвое. При этом стоит учесть, что в практике определения пробегов ТЗЧ по экспериментально получаемым кривым Брэгга, измеренным с использованием ионизационных камер в водных фантомах, встречаются два подхода к выбору точки, характеризующей пробег частицы: это глубина, на которой поглощённая доза на дистальном фронте кривой падает до уровня 90 % (R_{90}) либо до уровня 80 % (R_{80}) от максимального значения. В действительности оба указанных подхода применяются параллельно, и разногласия в выборе критерия обусловлены историческими и метрологическими причинами.

В начальный период применения протонных пучков с пассивным формированием дозового распределения, а также в электронной лучевой терапии, традиционно использовался индекс пробега R_{90} . Выбор индекса R_{90} обусловлен историческим опытом лучевой терапии фотонными и электронными пучками, где

уровень дозы в 90 % от максимума считался достаточным для надёжного покрытия терапевтического объёма. Однако с появлением современных методов формирования терапевтических полей методом сканирования протонными и углеродными пучками предпочтение стало отдаваться индексу R_{80} . Такой подход обоснован тем, что в области 80 %-ной отметки дистального фронта кривая Брэгга обладает меньшим градиентом, за счёт чего определение положения данной точки становится менее чувствительным к влиянию статистического шума и ограничению пространственного разрешения ионизационных камер. Кроме того, глубина R_{80} лучше соответствует среднему пробегу частиц вдоль их первоначального направления и, таким образом, обладает меньшей чувствительностью к энергетическому спектру исходного пучка.

Использование различных индексов пробега непосредственно влияет на точность измерений и на расчёт поправочных коэффициентов k_Q и, как следствие, на неопределённость позиционирования дистального края пучка. В современных рекомендациях Международного агентства по атомной энергии (МАГАТЭ, TRS-398), а также в рекомендациях зарубежных ассоциаций дозиметристов (AAPM TG-185, EPTN) предлагается преимущественно использовать индекс R_{80} , поскольку именно он обеспечивает стабильность и воспроизводимость результатов. В то же время лаборатории и лечебные центры, продолжающие работать по ранее утверждённым методикам с пассивным рассеянием, могут продолжать использовать индекс R_{90} , так как переход на новую методику потребует серьёзной реорганизации всех дозиметрических процедур и повторной валидации расчётных данных.

Учитывая описанные расхождения в интерпретации кривой Брэгга, подход с определением пробега при котором пробегом частицы считается глубина, на которой флюенс падает до половины от своего начального значения (то есть уменьшается в два раза) (рисунок 7.13), был оценен как более целесообразный для высокоточных измерений.

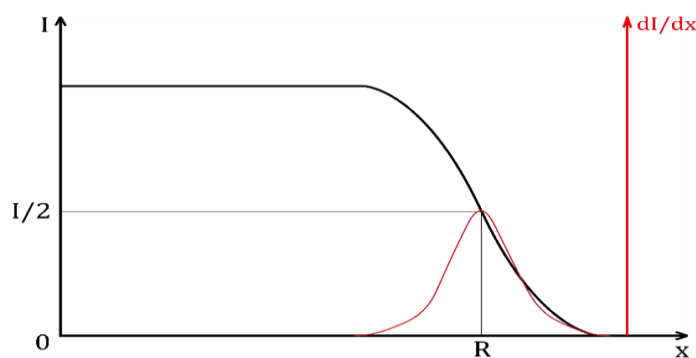


Рисунок 7.13 – Теоретическая зависимость тока частиц от глубины в поглотителе (черная линия) и их локализация в нем (красная линия)

Учитывая перечисленные ограничения, в работе предложен и реализован аппаратно-методический комплекс, позволяющий обеспечить более точное определение соотношений энергия/пробег для ТЗЧ. Принципиальная схема комплекса представлена на рисунке 7.14. Его основные элементы: цилиндр Фарадея для регистрации частиц (1), устройства поглотителей с переменной толщиной (2), и калориметр полного поглощения для измерения энергии частиц (3).

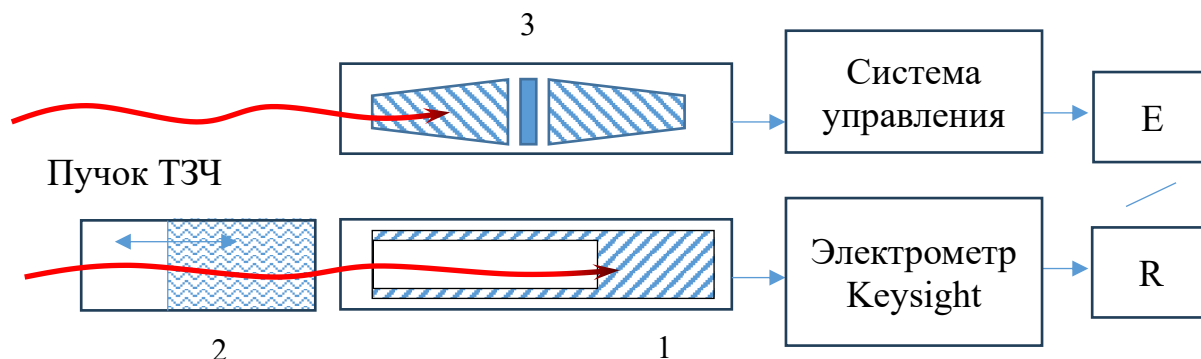


Рисунок 7.14 – Аппаратно-методический комплекс для определения соотношений энергия/пробег ТЗЧ

Предложенный автором метод определения соотношения энергия–пробег для тяжёлых заряженных частиц (ТЗЧ), основанный на совместном применении калориметра полного поглощения и цилиндра Фарадея с устройством переменной толщины поглотителя, обладает следующими преимуществами:

– цилиндр Фарадея представляет собой датчик электрического заряда, обладающий линейным откликом в широком диапазоне интенсивностей пучка и

устойчивый к эффектам насыщения и рекомбинации, характерным для ионизационных камер при высоких уровнях ионизации;

– возможность выбора материала и удобство измерений: набор сменных твёрдых поглотителей позволяет проводить измерения пробегах ТЗЧ в различных материалах, имитирующих интересующие среды (например, полиэтилен для биологической ткани или кремний для полупроводников). Использование твёрдых поглотителей вместо традиционно применяемого водного фантома делают возможным измерения пробегах частиц на уровне микрометров;

– экспериментальная проверка и уточнение расчётных моделей: получаемые экспериментальные зависимости «энергия–пробег» непосредственно используются для проверки и корректировки расчётных моделей (SRIM, Geant4 и др.). Это позволяет уточнить применимость модели Бете–Блоха и выявить расхождения между экспериментальными и расчётными данными, возникающие из-за ядерных реакций и процессов перезарядки, что особенно важно для задач планирования лучевой терапии и оценки радиационной стойкости электронной компонентной базы. Учет процесса перезарядки особенно важен для ионов низких и промежуточных энергий (единицы–десятки МэВ на нуклон). Пренебрежение эффектами перезарядки в расчётных моделях может приводить к существенным отклонениям между теоретическими и экспериментальными значениями пробегах и тормозных способностей частиц.

7.2 Проектирование и метрологическая оценка комплекса для определения соотношений «энергия/пробег»

При проектировании устройств с изменяемой толщиной материала перед цилиндром Фарадея проведён детальный анализ взаимодействия протонных и ионных пучков с различными поглощающими материалами. В расчетах использовались методы Монте-Карло и специализированные пакеты моделирования, такие как GEANT4, SRIM/TRIM и другие. Эти инструменты позволили численно оценить пробеги частиц в веществах, распределение потерь энергии по глубине, а также долю вторичных эффектов – например, выход вторичных электронов, рассеяние частиц и ядерные реакционные потери. Монте-

Карло моделирование в GEANT4 дало возможность проследить траектории частиц, энергосвечение в материале, эмиссию вторичных частиц и обратное рассеяние, что важно для оптимизации конструкции поглотителей. Например, моделирование подтвердило, что при попадании протонов в поглотитель основная доля их энергии теряется на столкновениях с электронами атомов (электронное торможение), а вероятность ядерных реакций и выхода нейтральных фрагментов невелика на рассматриваемых энергиях. Для тяжелых ионов метод Монте-Карло учитывал их более высокую линейную потерю энергии (ЛПЭ) и возможное ядерное дробление в материале поглотителя, что могло приводить к появлению вторичных осколков и гамма-квантов. Эти эффекты были оценены количественно и заложены в требования к толщине и материалу поглотителей.

Толщина поглотителя должна превышать средний пробег частиц, чтобы гарантировать их полное торможение. Для тяжелых ионов с энергиями порядка нескольких МэВ/нуклон вычисленные пробеги составляют порядка сотен микрометров в металлах и до нескольких миллиметров в воде, в зависимости от массы и энергии иона. Эти данные определили диапазоны регулировки толщины для разных типов излучения. Кроме того, с помощью GEANT4 проведены расчеты распределения энергии частиц после прохождения различных толщин материала для протонов в воде и в эквивалентных толщинах других материалов. Моделирование показало, что вводимые поглотители не создают значительного рассеяния за пределами области пучка: многократное кулоновское рассеяние протонов в воде и легких материалах приводит к незначительному увеличению диаметра пучка. Для тяжелых ионов их большая масса ограничивает угол рассеяния, и пучок сохраняет направление даже при прохождении через металлические фольги. Все эти результаты моделирования легли в основу выбора конструкции поглотительных устройств и материалов.

На основании проведенных исследований были обоснованы две конструкции изменяемых поглотителей для установки перед цилиндром Фарадея. Первая предназначена для протонных пучков с большим пробегом, вторая – для короткопробежных тяжелых ионов. При разработке учитывались как результаты

моделирования (необходимая толщина для полного поглощения заряда), так и практические требования – диапазон регулировки толщины, дискретность (шаг) изменения, простота и надежность механики, совместимость с вакуумом и т.д.

7.2.1 Устройство поглотителя переменной толщины для протонов

Для протонов, обладающих относительно большой длиной пробега в веществе, выбран поглотитель в виде слоя воды переменной толщины. Вода используется вследствие нескольких причин. Во-первых, вода является общепризнанным эквивалентом биологической ткани: по способности замедлять протоны (потерям энергии, и сечению ядерных взаимодействий) она близка к мягким тканям человека. Во-вторых, вода как рабочая среда практически не накапливает наведенную активность при облучении пучками протонов. Возникающий в результате пороговых ядерных реакций изотоп ^{15}O обладает периодом полураспада 2,03 минуты, что обеспечивает быструю радиационную дезактивацию объема поглотителя и исключает накопление остаточной активности. В-третьих, воду легко вводить и удалять, изменяя эффективную толщину слоя непрерывно, что затруднительно с твердыми материалами. Наконец, теплоемкость и теплоотвод воды высоки, что важно при больших мощностях пучка: поглощенная энергия рассеивается в объеме воды, предотвращая перегрев локальных участков.

Конструктивно водяной поглотитель реализован как герметичная емкость с регулируемой толщиной слоя воды. Корпус емкости изготовлен из нержавеющей стали. Передняя и задняя стенки – окна из оргстекла. Эти окна минимизируют потери энергии протонов при входе и выходе. В разработанном устройстве применён механический способ изменения толщины воды – задняя стенка, связанная с микрометрическим винтом, при повороте винта перемещается, изменяя расстояние между стенками и тем самым толщину водяного слоя. Диапазон регулировки толщины выбран с запасом, исходя из максимальной энергии протонов, для которых предназначен комплекс. Так, при энергии протонов 150 МэВ их расчетный пробег в воде равен 157,6 мм}, при энергии 200 МэВ составляет 259,6 мм. Поэтому размер емкости рассчитана на максимальную

толщину 300 мм (для более высоких энергий используются поглотители из твердой воды соответствующей толщины, устанавливаемые перед поглотителем переменной толщины. Шаг изменения толщины определяется точностью микрометрического привода – один шаг винта соответствует изменению толщины 0,05 мм. Конструкция включает клапан для заполнения/слива воды. Таким образом, водяной поглотитель обеспечивает плавное и стабильное изменение эквивалентной толщины материала перед цилиндром Фарадея для любого требуемого пробега протонов.

Сборочный чертеж устройства поглотителя переменной толщины представлен на рисунке 7.15.

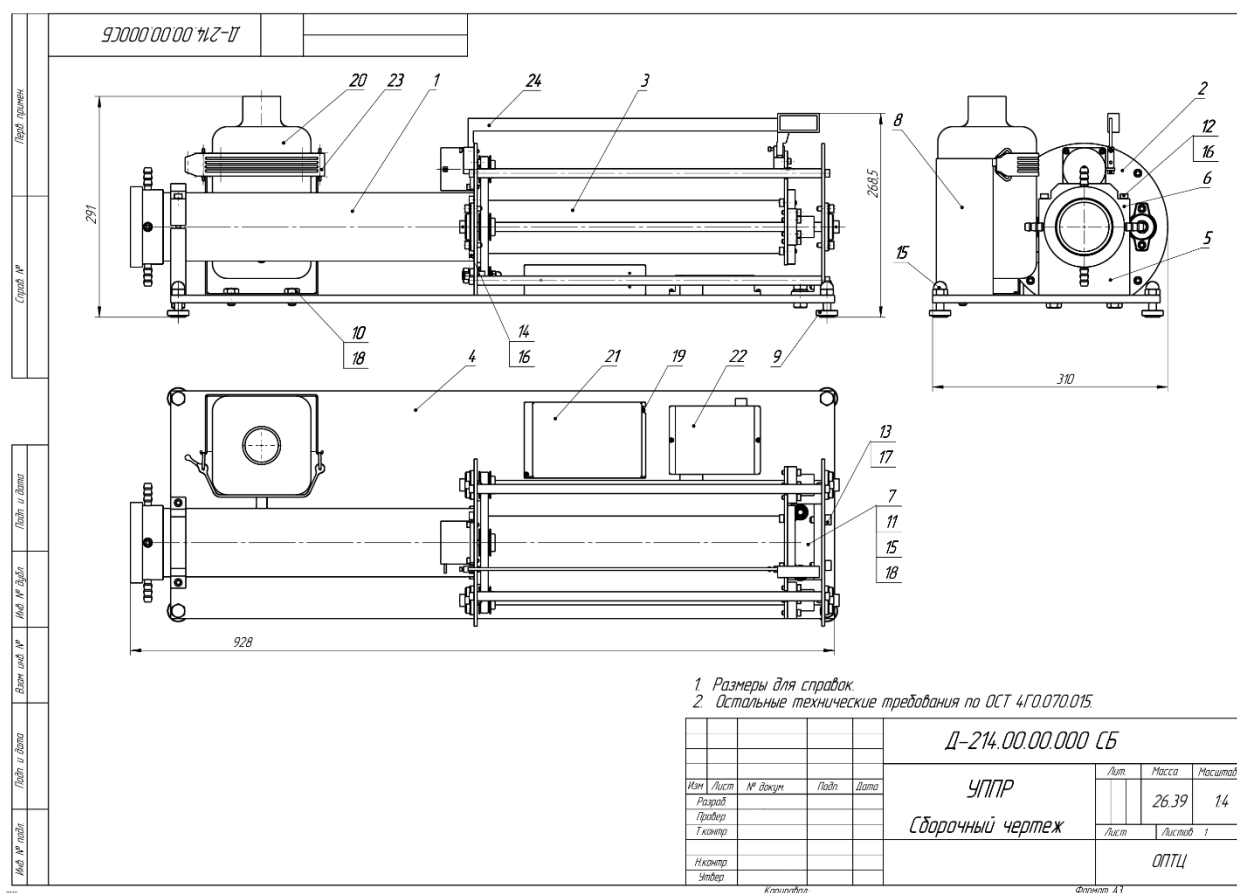


Рисунок 7.15 – Сборочный чертеж устройства поглотителя переменной толщины.

Внешний вид устройства поглотителя переменной толщины приведен на рисунке 7.16.



Рисунок 7.16 – Устройство поглотителя переменной толщины

7.2.2 Устройство поглотителя переменной толщины для короткопробежных ионов.

Для тяжелых заряженных частиц с малым пробегом (O, Ar, Kr, Ne, Xe при энергиях до десятков МэВ/нуклон) использование толстого водяного слоя нецелесообразно – необходимая толщина поглотителя для их полной остановки составляет всего считанные миллиметры или микрометры (зависимость пробега от типа частицы и энергии приведена на рисунке 7.16), и точность контроля должна быть очень высокой.

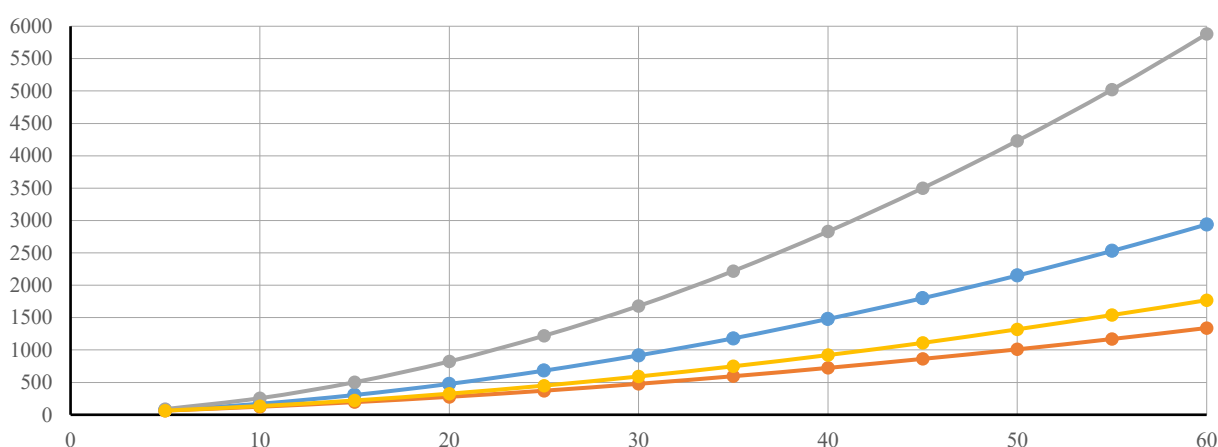


Рисунок 7.16 – Зависимость пробега от типа частицы и энергии

С учетом того, что подобные условия измерений в воде воссоздать невозможно, для короткопробежных ионов разработано устройство из набора

твёрдых фольг, позволяющее дискретно изменять суммарную толщину поглотителя. Конструкция представляет собой систему из двух вращающихся дисков (колес) с секторами-поглотителями. В каждом диске выполнено несколько окон разной толщины, которые могут поочередно вводиться на пути пучка. Сочетая два диска, возможно получить суммарную поглощающую толщину как сумму выбранных фольг первого и второго диска. Такая двухдисковая схема обеспечивает гибкую настройку: один диск отвечает за крупные шаги толщины, второй – за тонкую подстройку. Диаметр фольг 45 мм, обеспечивает полное перекрытие пучка.

Схема конструкции с наборами фильтров приведена на рисунке 7.17.

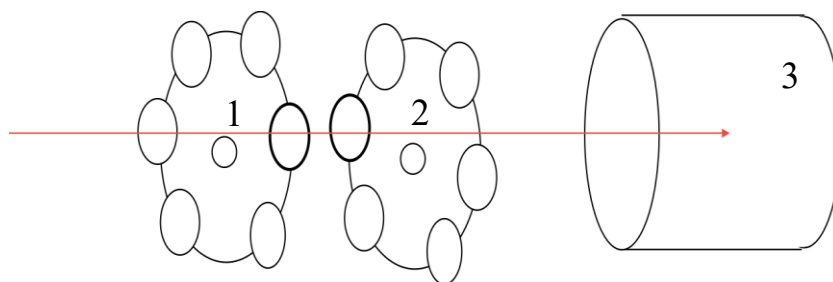


Рисунок 7.17 – Схема расположения наборов фильтров. 1 – диск А, 2 – диск Б, 3 – цилиндр Фарадея.

При выборе материалов поглотителей и дискретных значений их толщины основу были приняты расчётные пробеги R_{CSDA} для ионов, применяемых при испытаниях ЭКБ в различных материалах (в таблице 7.2 приведены данные для алюминия, меди, каптона и лавсана). Для лёгких ионов ^{16}O и ^{20}Ne , обладающих значительными пробегами, целесообразно применение полимерных плёнок (каптон, лавсан): их низкая плотность обеспечивает компактный диапазон толщин до 150 мкм при сохранении хорошей механической прочности. Для среднетяжёлых и тяжёлых ионов, у которых пробеги существенно короче, использованы металлические фильтры: алюминий (для ^{40}Ar) и медь (для ^{84}Kr , ^{132}Xe , ^{209}Bi). Выбор меди обусловлен высокой плотностью, позволяющей реализовать требуемые суммарные толщины (3–30 мкм) малым числом тонких листов и минимизировать многократное кулоновское рассеяние.

Наборы толщин поглощающих фильтров распределены по двум дискам, реализующим двухступенчатый принцип формирования геометрии («грубая» и «точная» шкалы): диск А обеспечивает дискретный шаг большой величины (до 100 мкм для полимерных материалов и 20 мкм для меди), тогда как диск Б предусматривает возможность варьирования толщины с малым шагом в диапазоне от 1 до 10 мкм. Данная конфигурация позволяет формировать 36 уникальных комбинаций толщин, перекрывающих интервал от нулевого значения до $1,2 \cdot R_{\text{CSDA}}$ с повышенной плотностью измерительных точек в области спада флюенса частиц вдвое ($R_{1/2}$). Это обеспечивает получение репрезентативного массива экспериментальных данных для последующей аппроксимации зависимости флюенса от толщины поглотителя и определения глубины, соответствующей двукратному ослаблению первичного потока излучения (таблица 7.3).

Таблица 7.2 – расчётные пробеги R_{CSDA} для ионов, применяемых при испытаниях ЭКБ

Ион	Рабочий диапазон энергии, МэВ/нуклон	Расчётный пробег R_{CSDA} , мкм			
		Al	Cu	Каптон	Лавсан
^{16}O	5 – 15	45 – 190	15 – 65	90 – 370	95 – 390
^{20}Ne	3 – 15	30 – 165	10 – 55	60 – 320	65 – 340
^{40}Ar	5 – 10	20 – 60	7 – 20	40 – 115	42 – 120
^{84}Kr	5 – 10	12 – 40	4 – 14	25 – 80	26 – 85
^{132}Xe	2 – 5	8 – 20	3 – 7	16 – 40	17 – 42
^{209}Bi	5 – 9	5 – 15	2 – 5	10 – 25	11 – 27

Таблица 7.3 – Параметры различных компоновок фильтров

Ион	Материал фильтров	Диск А (6 поз.), мкм	Диск Б (6 поз.), мкм	Сумм. толщина, мкм	Полнота покрытия
^{16}O	Каптон	0, 10, 20, 40, 60, 100	0, 10, 20, 30, 40, 50	0 – 150	Для энергий 5–10 МэВ/нукл. диапазон 0–150 мкм полностью перекрывает область $R_{1/2}$. При 15 МэВ/нукл. для достижения области полного поглощения требуется дополнительный фиксированный фильтр толщиной не менее 180 мкм
^{20}Ne	Каптон	0, 10, 20, 40, 60, 80	0, 5, 10, 15, 20, 25	0 – 105	Полностью перекрывает диапазон энергий 3–9 МэВ/нукл. Для энергий 10–15 МэВ/нукл. требуется введение дополнительных фильтров для регистрации спада флюенса (при 15 МэВ/нукл. $R_{1/2} > 110$ мкм)
^{40}Ar	Алюминий	0, 5, 10, 15, 20, 25	0, 2, 4, 6, 8, 10	0 – 35	Диапазон полностью перекрывает область $R_{1/2}$ для исследуемого интервала энергий, обеспечивая регистрацию точек как на плато, так и за пиком Брэгга.
^{84}Kr	Медь	0, 4, 8, 12, 16, 20	0, 2, 4, 6, 8, 10	0 – 30	Формирует 9 измерительных точек на интервале 0–14 мкм (входной участок) и обеспечивает необходимую дискретность измерений в области $R_{1/2}$
^{132}Xe	Медь	0, 2, 4, 6, 8, 10	0, 1, 2, 3, 4, 5	0 – 15	Обеспечивает высокую плотность измерительных точек (шаг 1 мкм) на начальном участке. Для энергий $>2,5$ МэВ/нукл. верхняя граница диапазона (15 мкм) требует расширения до 20 мкм для покрытия области $R_{1/2}$
^{209}Bi	Медь	0, 1, 2, 3, 4, 5	0, 1, 2, 3, 4, 5	0 – 10	Обеспечивает 11 измерительных точек в интервале 0–5 мкм. Шаг в 1 мкм является оптимальным для прецизионного определения положения $R_{1/2}$

На рисунке 7.18 приведен внешний вид конструкции устройства для смены фильтров.



Рисунок 7.18 – Внешний вид конструкции устройства для смены фильтров.

Все фольги изготовлены промышленным способом с высокой точностью по толщине (погрешность $\pm 2\text{--}5$ мкм подтверждена взвешиванием).

Толщина фильтров устанавливается методом гравиметрической верификации. С этой целью из материала вырубаются кружки диаметром 30 мм. Масса образцов определяется на аналитических весах с дискретностью 0,01 мг после предварительной сушки образца в условиях вакуума 10^{-3} Па и температуры 40 °С. Итоговая толщина вычисляется по формуле $t = m/(\rho \cdot S)$, где m , ρ и S – масса, плотность и площадь каждого фильтра.

Перед монтажом проведена термообработка и дегазация фильтров, направленная на снижение внутренних напряжений и удаление адсорбированных газов и влаги. Алюминиевые и медные фильтры подвергались отжигу в вакууме 10^{-4} Па при температуре 200–250 °С в течение 2–3 часов. Полимерные фильтры (каптон и лавсан) отжигаются при пониженной температуре (80 °С, 4 ч, вакуум 10^{-3} Па).

Фильтры натянуты и закреплены в рамках-секторах дисков, чтобы избежать провисания. Поворот каждого диска и управление выбором

комбинации фольг происходит дистанционно, с помощью специально разработанного программного обеспечения, что позволяет оперативно переключать толщину поглотителя без разгерметизации системы.

Разработанное устройство смены поглотителей, размещенное в вакуумной камере ускорителя, приведено на рисунке 7.19.

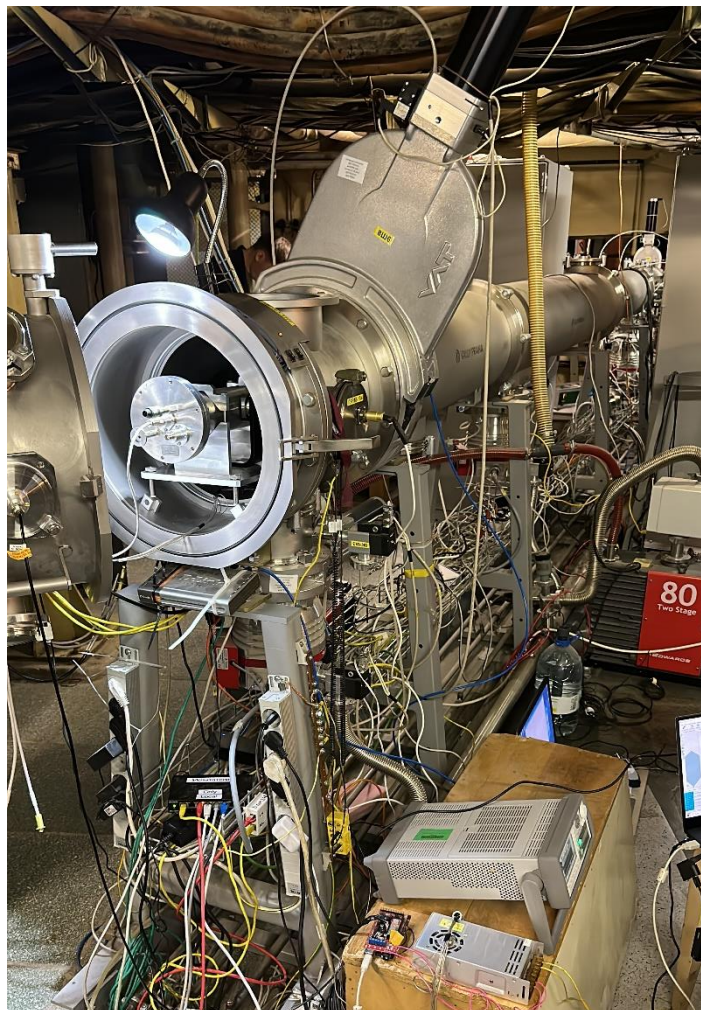


Рисунок 7.19 – Устройство смены фильтров, размещенное в вакуумной камере.

7.3 Определение метрологических характеристик аппаратно-методического комплекса

Процесс измерений пробегов будет описан на примере протонного излучения.

При проведении измерений пробега протонов устройство с поглотителем переменной толщины размещают по оси пучка таким образом,

чтобы центр его входного окна совпадал с геометрическим центром пучка заряженных частиц. За данным устройством располагают цилиндр Фарадея (рисунок 7.20), при этом направление оси пучка перпендикулярно плоскости входного окна цилиндра. Цилиндр Фарадея подключается к вакуумной системе, включающей форвакуумный и турбомолекулярный насосы и вакуумметр, что обеспечивает рабочее остаточное давление воздуха в его рабочем объёме на уровне $(6,0 \pm 0,5)$ Па. Вакуум в цилиндре Фарадея необходим для исключения процессов ионизации воздуха. Управляющий блок устройства поглотителя переменной толщины подключается к персональному компьютеру для дистанционного изменения толщины поглотителя в процессе эксперимента. Измерение тока с цилиндра Фарадея осуществляется при помощи электрометра Keysight B2987A, также управляемого персональным компьютером.

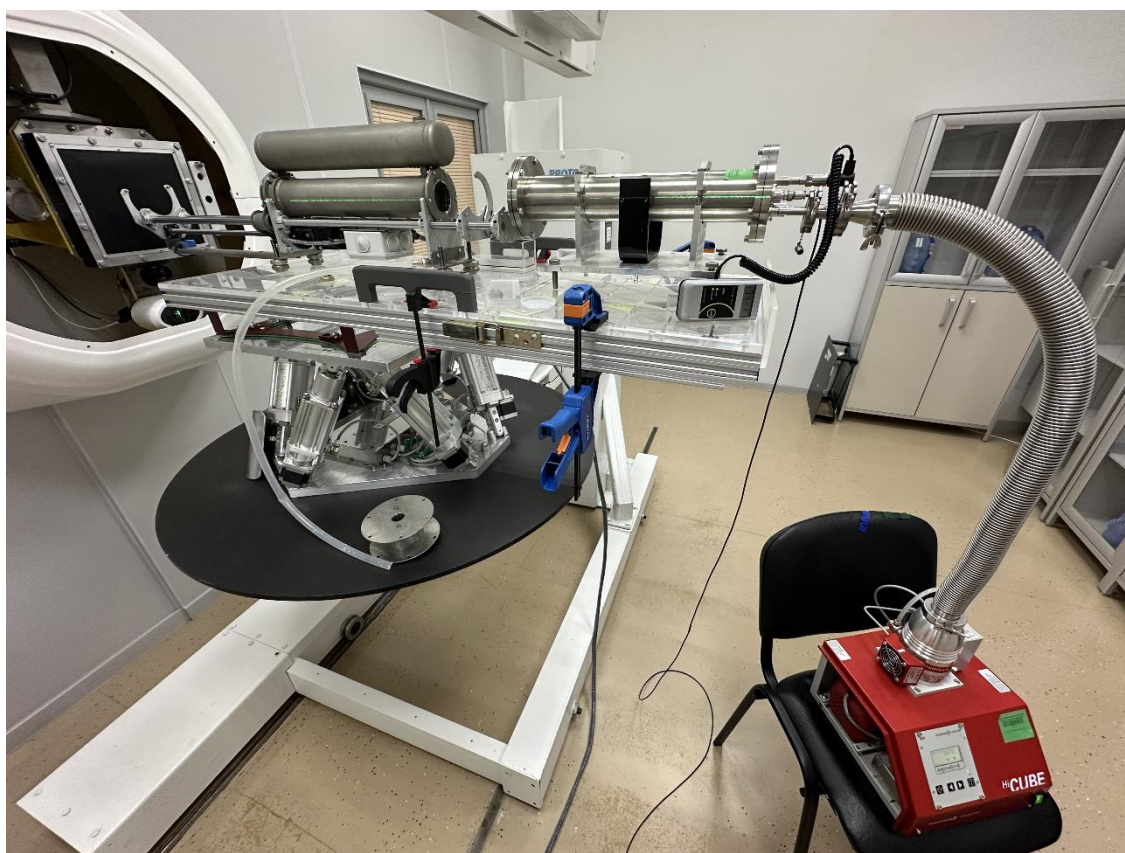


Рисунок 7.20 – Определение пробегов протонов.

Оператор ускорителя устанавливал необходимые значения энергии и суммарного выхода протонов из ускорителя. Работа ускорителя осуществлялась в импульсном режиме, при котором пучок частиц формировался и испускался с заданной частотой. Типичный вид электрического сигнала, регистрируемого цилиндром Фарадея, представлен на рисунке 7.21. При проведении таких измерений с малыми токами существенное влияние на точность оказывает фоновый («темновой») ток, присутствующий в измерительной системе. На представленном сигнале каждый импульс располагается ниже нулевого уровня тока, что иллюстрирует вклад этих фоновых токов. Для корректного учёта такого эффекта проводится аппроксимация фоновой составляющей сигнала с помощью полиномиальной функции, описывающей зависимость уровня фона от времени. Источниками фоновых токов могут служить электромагнитные наводки от вакуумной системы и сети переменного тока в лаборатории, а также процессы ионизации остаточного газа (воздуха), вызванные взаимодействием с протонным пучком.

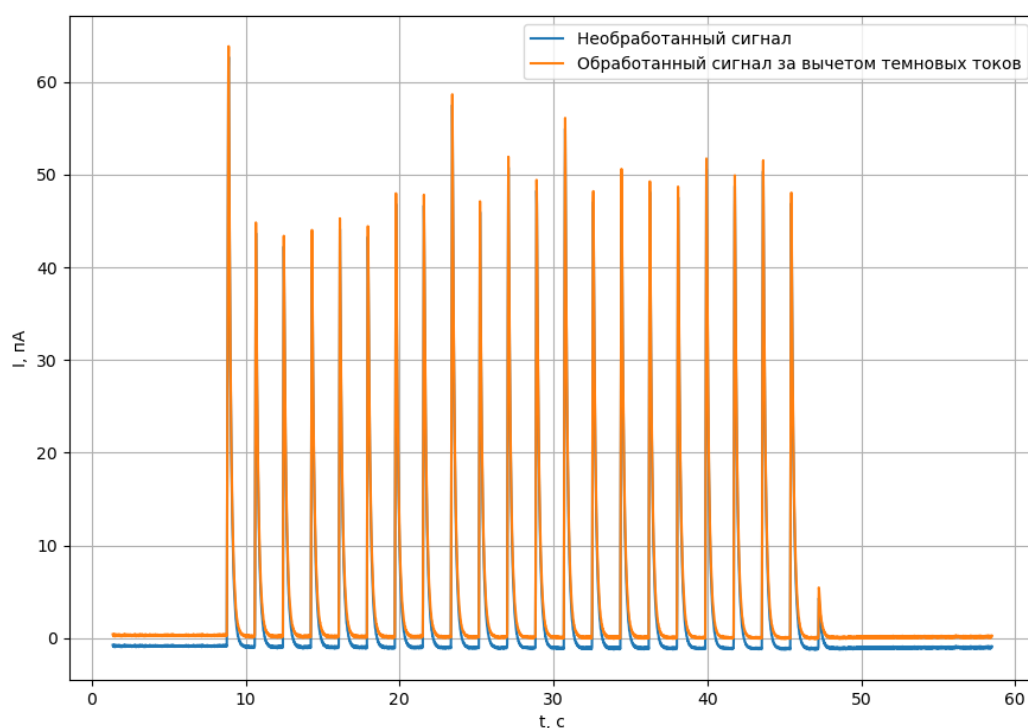


Рисунок 7.21 – Вид электрического сигнала, регистрируемого цилиндром Фарадея с учетом темновых токов под действием серии импульсов ускорителя.

Расширенная относительная неопределенность измерения тока частиц $U_{\text{ток}}$ при этом оценивается следующим образом:

$$U_{\text{ток}} = 2 \cdot \sqrt{\delta_{\text{эл}}^2 + \left(\frac{\Delta_{\text{темн}}}{I}\right)^2} \quad (43)$$

где $\delta_{\text{эл}}$ – относительная погрешность электрометра, 0,005;

$\Delta_{\text{темн}}$ – неопределенность, обусловленная влиянием темновых токов на полезный сигнал, составляет 0,2 пА;

I – измеренное значение силы тока, пА.

7.3.1 Моделирование и подбор аппроксимирующей функции для экспериментальных кривых

В идеальном случае зависимость тока, регистрируемого цилиндром Фарадея, от толщины поглотителя повторяет форму, приведённую на Рис. 73. Однако реальный эксперимент демонстрирует систематические отклонения, обусловленные рядом физических процессов. Согласно результатам, полученным в [222], диаметр протонного пучка, покидающего раструб ускорителя «Прометеус», достигает 10 мм в плоскости, совпадающей с центром системы детектирования. При прохождении такого пучка через водный поглотитель и элементы конструкции измерительного тракта многократное кулоновское рассеяние пренебрежимо мало, основной вклад в снижение регистрируемого тока вносит потеря протонов вследствие неупругих ядерных взаимодействий в материале поглотителя, что приводит к отступлению экспериментальной кривой от расчётной, что необходимо учитывать при интерпретации данных (рисунок 7.22).

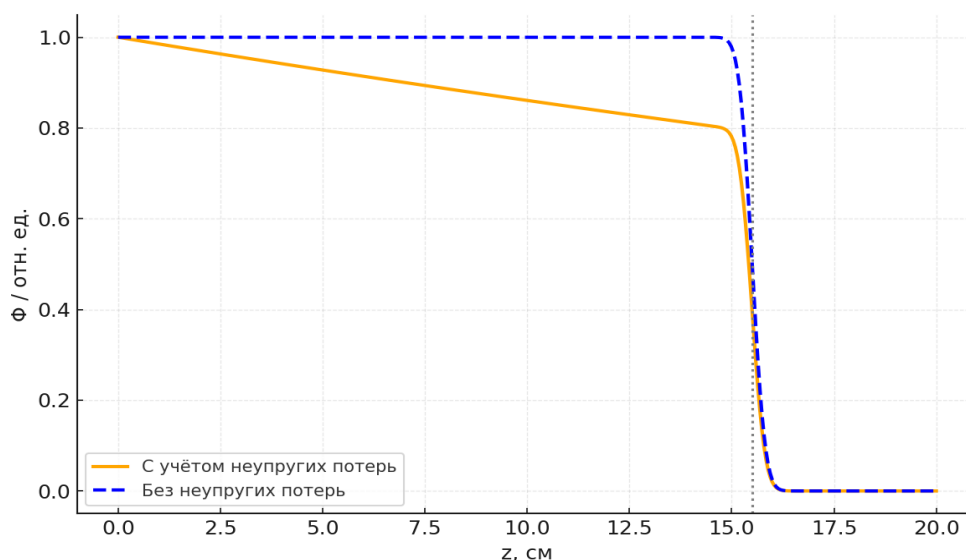


Рисунок 7.22 – Зависимость относительного флюенса Φ протонов от глубины z в воде

Принимая во внимание то, что экспериментальные точки носят дискретный характер, для обработки кривой требуется аппроксимация, которая будет учитывать описанные отклонения от теоретической кривой. Было проведено моделирование отклика цилиндра Фарадея с поглотителем переменной толщины для энергий протонов 100, 150, 200, 220, 240 и 250 МэВ в зависимости от толщины поглотителя. Характерные кривые приведены на рисунке 7.23.

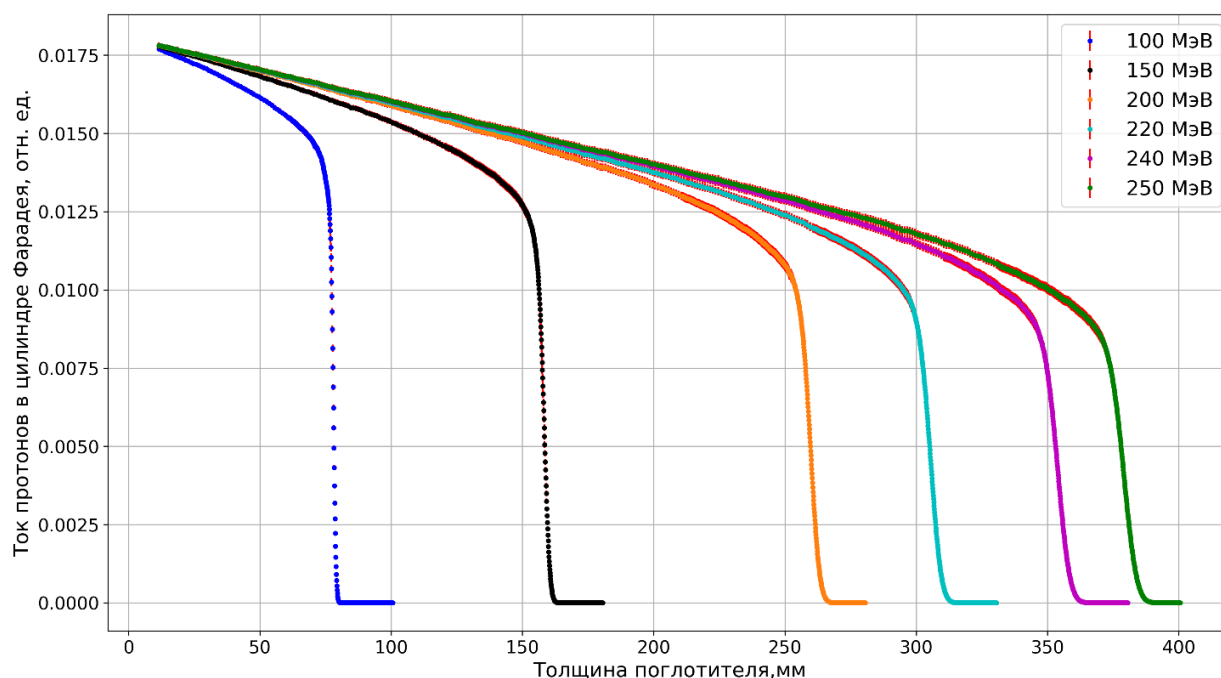


Рисунок 7.23 – Зависимость тока протонов в цилиндре Фарадея от толщины поглотителя

Для анализа полученных зависимостей была выбрана следующая аппроксимирующая функция:

$$f(x) = \frac{F}{2} \cdot \int_{\frac{x-\mu}{\sqrt{2} \cdot \sigma_{\text{ст}}}}^{+\infty} \exp(-t^2) dt \cdot f_{\text{мкр}}(x) \cdot f_{\text{ур}} \cdot f_{\text{яр}}(x) \quad (44)$$

где F – ток протонов, регистрируемый цилиндром Фарадея при отсутствии поглотителя (отн. ед.);

μ – пробег протонов в воде, мм;

$\sigma_{\text{ст}}$ – среднеквадратичное отклонение, характеризующее страгглинг пробега, мм;

$f_{\text{мкр}}(x)$ – функция, учитывающая многократное рассеяние протонов в материалах поглотителя;

$f_{\text{ур}}$ – функция, учитывающая угловое распределение протонов на выходе из ускорителя;

$f_{\text{яр}}(x)$ – функция, учитывающая потери на ядерные реакции.

Проходя через вещество протон испытывает многократное кулоновское рассеяние. При прохождении протонов в материале распределение протонов по углам описывается функцией Гаусса. Модельная функция многократного кулоновского рассеяния имеет следующий вид:

$$f_{\text{мкр}}(x) = \frac{1}{1 + \exp(k(x-\mu)^m)} \quad (45)$$

где k и m – параметры гладкости модельной функции.

Угловая дивергенция пучка формируется на выходе ускорителя и остаётся постоянной при любой толщине водяного поглотителя. Поэтому $f_{\text{ур}}$ – это либо число меньше 1 (если апертура детектора «обрезает» часть пучка), либо просто 1 (в данном случае площадь детектора превышает разлет частиц).

Изменение флюенса протонов при изменении толщины поглотителя без учета упругого рассеяние можно выразить экспоненциальной функцией:

$$f_{\text{яр}}(x) = \exp\left(-\frac{x}{\Delta L}\right) \quad (46)$$

где ΔL – длина свободного пробега протонов в воде.

Аппроксимирующую функцию в таком случае можно выразить следующим образом:

$$f(x) = \frac{F}{2} \cdot \int_{\frac{x-\mu}{\sqrt{2} \cdot \sigma_{st}}}^{+\infty} \exp(-t^2) dt \cdot \exp\left(-\frac{x}{\Delta L}\right) \frac{1}{1 + \exp(k(x-\mu)^m)} \quad (47)$$

Сопоставление аппроксимирующей функции и зависимостей, полученных в результате моделирования представлено на рисунке 7.24 (коэффициент детерминации $R^2=0,99996$). Значения параметров аппроксимации моделируемых зависимостей тока протонов в цилиндре Фарадея от толщины поглотителя приведены в таблице 7.4.

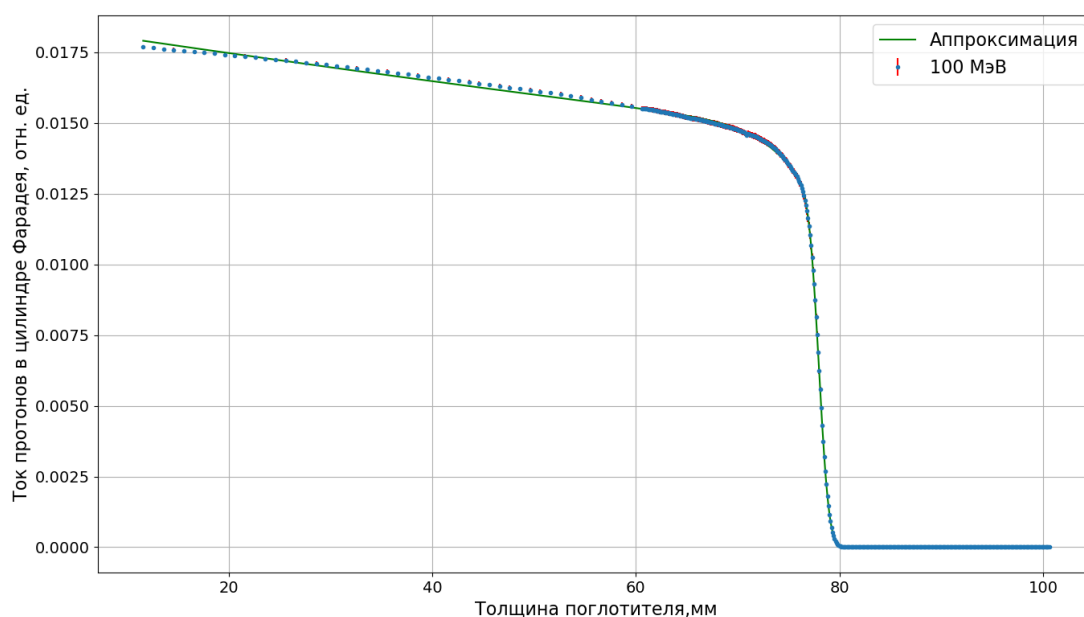


Рисунок 7.24 – Аппроксимация зависимости тока с цилиндра Фарадея от толщины поглотителя для протонов 100 МэВ

Таблица 7.4 – Параметры аппроксимации моделируемых зависимостей тока протонов в цилиндре Фарадея от толщины поглотителя

Энергия протонов, МэВ	F , отн.ед.	μ , мм	σ_{st} , мм	ΔL , мм	k	m
100	0,018	78,0	0,77	341	0,338	0,31
150	0,018	158	1,77	546	0,094	0,27
200	0,018	260	2,87	691	0,049	0,34
220	0,018	305	3,40	724	0,042	0,37
240	0,018	354	3,84	744	0,037	0,42
250	0,018	379	4,10	754	0,033	0,43

Полученные в результате измерений зависимости тока с цилиндра Фарадея от толщины поглотителя для различных энергий протонов были аппроксимированы с помощью формулы (47). Иллюстрация зависимостей приведена на рисунке 7.25.

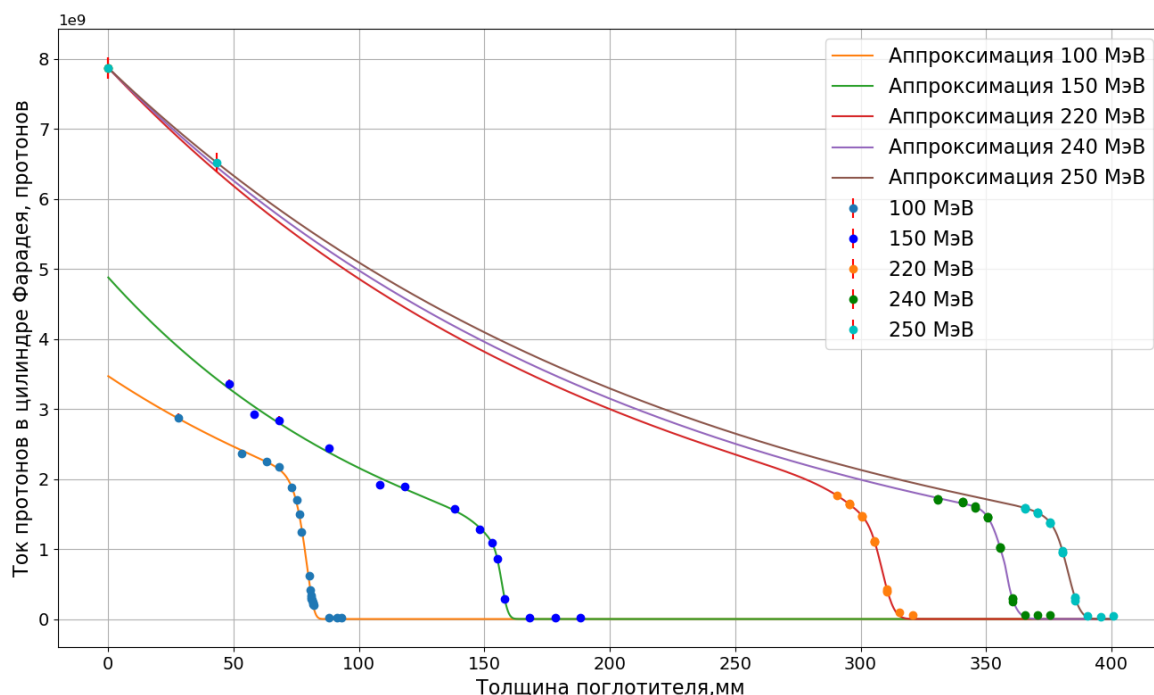


Рисунок 7.25 – Зависимость тока с цилиндра Фарадея от толщины поглотителя для различных энергий протонов и их аппроксимация

Протонный пучок, формируемый ускорителем, до полного торможения в цилиндре Фарадея неизбежно проходит через ряд промежуточных слоёв — воздушный зазор между выходным окном ускорителя и входной поверхностью емкости поглотителя, торцевые окна из оргстекла в конструкции поглотителя переменной толщины, а также титановое входное окно цилиндра Фарадея. Каждый из этих материалов из-за отличающихся ионизационных потерь вносит вклад в суммарную водно-эквивалентную толщину. Полный пробег протонов R в пересчёте на воду можно выразить следующим образом:

$$R = R_{\text{воз}} + R_{\text{ст.п}} + R_{\text{т.ф}} + R_{\text{п}} + R_{\text{по}} \quad (48)$$

где $R_{\text{воз}}$ – эквивалентная толщина воды, соответствующая воздушным промежуткам между выходным окном ускорителя, поглотителем переменной толщины и цилиндром Фарадея, мм;

$R_{\text{ст.л}}$ – эквивалент толщины воды для стеклянных стенок поглотителя переменной толщины, мм;

$R_{\text{т.ф}}$ – эквивалент толщины воды для титанового окна цилиндра Фарадея, мм;

$R_{\text{п}}$ – положение поршня поглотителя переменной толщины, мм;

$R_{\text{п0}}$ – толщина слоя воды при нулевом положении поршня поглотителя переменной толщины, мм.

Для учета вклада материалов, отличных от воды проведен расчет толщины материалов, эквивалентной воде, согласно процедуре, описанной в [169,285]. Для слоя материала толщиной d (мм), плотности $\rho_{\text{мат}}$ ($\text{г}\cdot\text{см}^{-3}$) и удельной тормозной способности $S_{\text{мат}}(E)$ ($\text{МэВ}\cdot\text{см}^2\cdot\text{г}^{-1}$) эквивалентная воде длина $R_{\text{экв}}$ определяется следующим образом:

$$R_{\text{экв}} = d \cdot \frac{\rho_{\text{мат}}}{\rho_{\text{вод}}} \cdot \frac{\int_0^{E_0} \frac{dE}{S_{\text{мат}}(E)}}{\int_0^{E_0} \frac{dE}{S_{\text{вод}}(E)}} \quad (49)$$

где E_0 – начальная кинетическая энергия протонов.

Числитель и знаменатель представляют собой пробеги частиц в материале и в воде соответственно, вычисленные как интегралы от обратной удельной тормозной способности. В случае рассматриваемых материалов выражение можно преобразовать следующим образом:

$$R_{\text{экв}} \approx d \cdot \frac{\rho_{\text{мат}}}{\rho_{\text{вод}}} \cdot \frac{S_{\text{мат}}(E_{\text{ср}})}{S_{\text{вод}}(E_{\text{ср}})} \quad (50)$$

где $E_{\text{ср}}$ – средняя энергия протона в слое материала;

Полученные значения $R_{\text{экв}}$ для воздуха, оргстекла и титана использованы для расчета по выражению (49) и представлены в таблице 7.45.

Таблица 7.4 – Таблица 7.5 – Водозэквивалентная толщина материалов

Энергия протонов, МэВ	Эквивалент толщины материала, мм				U, %
	Оргстекло	Воздух	Титановое окно	Суммарный эквивалент	
100	9,89	0,57	0,14	10,60	2
150	9,88	0,57	0,14	10,59	2
200	9,87	0,57	0,15	10,59	2
220	9,87	0,57	0,15	10,59	2
240	9,86	0,57	0,15	10,58	2
250	9,86	0,57	0,15	10,58	2

7.3.2 Оценка составляющих неопределенности

Неопределенность значений пробегов содержит неопределенность выставления положения поршня поглотителя переменной толщины $\Delta_{\pi} = 0,1$ мм, неопределенность перехода к эквиваленту воды различных материалов $\Delta_{\text{экв}} = 0,2$ мм, среднее квадратическое отклонение значения пробега при аппроксимации функцией и составляющие, связанные с измерениями с помощью цилиндра Фарадея, описанные в п. 5.3. Составляющие неопределенности приведены в таблице 7.6.

Таблица 7.6 – Составляющие неопределенности результатов измерений пробегов

Источники неопределенности	$u_{0A}, \%$	$u_{0B}, \%$
Q – измерение заряда в цилиндре Фарадея (ЦФ)	0,7	0,69
Ослабление потока частиц входным окном ЦФ		0,06
Вклад в показания ЦФ за счет вторичных электронов из входного окна и дна ЦФ		0,29
Ток утечки ЦФ		0,23
Ослабление потока частиц компаратором		0,12
S – измерение площади пучка		0,29
Определение толщины поглотителя		0,4
Аппроксимация положения точки 50%-го спада флюенса	0,12	
Суммарная стандартная неопределенность	1,18	
Расширенная неопределенность ($k = 2$)	2,35	

7.3.3 Сопоставление полученных соотношений энергия-пробег с опубликованными данными.

Экспериментально полученные с помощью цилиндра Фарадея значения пробегов протонов были сопоставлены со значениями, полученными расчетными методами (Таблица 7.7).

Таблица 7.7 – Сравнение расчетных и экспериментальных значений пробегов протонов

Метод	Значения пробегов протонов, мм				
	100 МэВ	150 МэВ	220 МэВ	240 МэВ	250 МэВ
ICRU 90	77,6	158,6	307,3	356,0	380,9
NIST PSTAR	77,1	157,6	305,2	353,70	379,0
ATIMA	76,6	156,6	303,3	351,6	376,7
SRIM	76,0	155,6	301,5	349,6	374,6
PHITS	76,7	156,9	303,6	351,9	376,9
Измерения цилиндром Фарадея	83,2	157,3	309,3	357,7	384,5

Из таблицы 7.7 видно, что отклонение практически всех значений, определенных расчетным методом, от экспериментальных данных превышает 1 мм. Наилучшая сходимость с экспериментом, в целом, наблюдается с табличными данными доклада ICRU 90.

Сравнение полученных в ходе выполнения работы значений пробегов с опубликованными справочными данными приведено на рисунке 7.26.

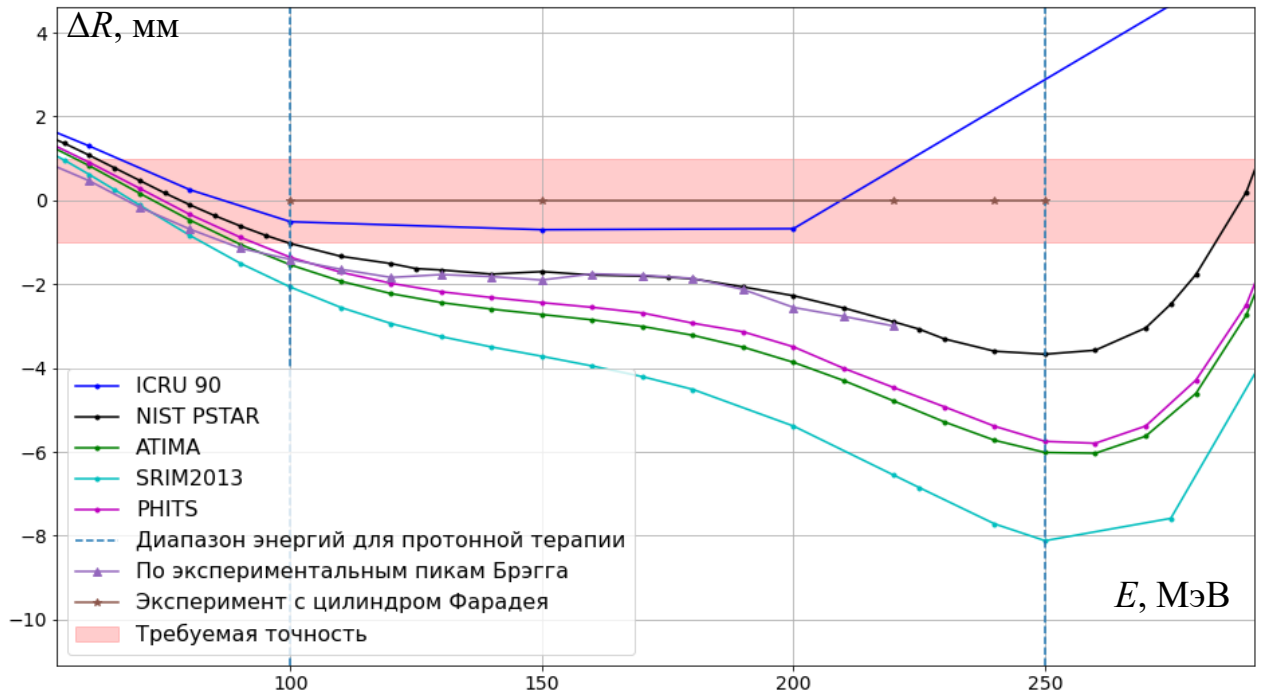


Рисунок 7.26 – Сравнение полученных значений пробегов с опубликованными справочными данными.

7.4 Оценка достоверности показаний цилиндра Фарадея

Методика оценки достоверности показаний цилиндра Фарадея при измерении флюенса и плотности потока тяжёлых заряженных частиц включает два независимых подхода: радиационный и электрический.

Радиационный подход основан на применении эталонного бета-источника, аттестованного по внешнему потоку заряженных частиц, который помещается в чувствительный объем (медный стакан) цилиндра Фарадея. Согласно паспорту эталона известно число электронов, испускаемых в секунду в телесный угол 2π , обозначаемое $N_{2\pi}$. Поскольку заряд каждой β -частицы равен элементарному заряду электрона $e = 1,6021766 \cdot 10^{-19}$ Кл, расчётное значение регистрируемого тока цилиндра Фарадея определяется по формуле (вероятность того, что не все испускаемые в полупространство частицы захватываются стаканом, можно учесть с помощью коэффициента сбора заряда η):

$$I_{\text{расч}} = N_{2\pi} e \eta \quad (51)$$

Измерение тока $I_{\text{изм}}$ осуществляется высокоточным электрометром Keysight B2987A, соединённым с цилиндром Фарадея, внутри стакана которого размещён источник. Перед началом измерений определяется фоновый ток утечки, который затем учитывается в виде поправки к результатам измерений.

Суммарная неопределённость радиационного метода складывается из следующих составляющих:

1) относительная неопределённость значений внешнего излучения $N_{2\pi}$, заданная паспортом эталона (0,5 %);

2) неопределённость коэффициента сбора заряда η , отражающего неполный сбор электронов в стакане, оцениваемая экспертным методом (тип B);

3) статистическая составляющая измерений, рассчитываемая по стандартному отклонению серии наблюдений (тип A);

4) инструментальная неопределённость измерения тока электрометром Keysight B2987A, определяемая по его паспорту (тип B).

Итоговая суммарная стандартная неопределённость вычисляется по формуле:

$$u_c(I) = \sqrt{u^2(N_{2\pi}) + u^2(\eta) + u^2(I_{\text{стат}}) + u^2(I_{\text{электр}})} \quad (52)$$

Расширенная неопределённость определяется с коэффициентом охвата $k = 2$, что соответствует доверительной вероятности $P=0,95$: $U(I) = ku_c(I)$.

Достоверность показаний подтверждается выполнением условия:

$$|I_{\text{изм}} - I_{\text{расч}}| \leq U(I) \quad (53)$$

Электрический подход (метод с разрядом эталонного конденсатора) заключается в следующем. В чувствительный объём цилиндра Фарадея помещается эталонный высокоточный конденсатор номиналом $C_{\text{эт}}$, предварительно заряженный до напряжения $U_{\text{эт}}$. После электрического соединения выводов конденсатора с медным стаканом цилиндра на

электрометр поступает известный заряд, равный произведению ёмкости на напряжение:

$$Q_{\text{ном}} = C_{\text{эт}} \cdot U_{\text{эт}} \quad (54)$$

Измерение заряда $Q_{\text{изм}}$ выполняется интегрирующим режимом электрометра Keysight B2987A, при этом заряженный конденсатор полностью разряжается на чувствительный объём цилиндра Фарадея.

Источники неопределённостей электрического подхода относятся к типу В и включают:

- 1) неопределённость номинала конденсатора $C_{\text{эт}}$, указанную в свидетельстве о поверке;
- 2) неопределённость установки (или измерения) напряжения заряда $U_{\text{эт}}$;
- 3) возможные потери заряда, обусловленные остаточным напряжением или паразитной ёмкостью окружающих элементов;
- 4) погрешность измерения заряда электрометром.

Комбинированная стандартная неопределённость расчёта заряда $Q_{\text{ном}}$ определяется как:

$$u_c(Q_{\text{ном}}) = \sqrt{(U_{\text{эт}} \cdot u(C_{\text{эт}}))^2 + (C_{\text{эт}} \cdot u(U_{\text{эт}}))^2 + u^2(Q_{\text{ут}}) + u^2(Q_{\text{электр}})} \quad (55)$$

Расширенная неопределённость вычисляется с коэффициентом охвата $k = 2$: $U(Q) = k u_c(Q_{\text{ном}})$.

Достоверность показаний при электрическом методе подтверждается выполнением условия:

$$|Q_{\text{изм}} - Q_{\text{ном}}| \leq U(Q) \quad (56)$$

Совпадение результатов обоих подходов (радиационного и электрического) в пределах соответствующих расширенных неопределённостей является критерием метрологической достоверности измерений цилиндра Фарадея.

Оценка метрологических характеристик процедуры применения полученного соотношения энергия-пробег была проведена следующим образом. При проведении абсолютных калориметрических измерений энергии

частиц суммарная стандартная неопределенность не превышает $u_E = 1,16 \%$ (включающая составляющую по типу А $u_{E,A} = 0,81 \%$ и по типу В $u_{E,B} = 0,85 \%$). При определении пробега с помощью поглотителя переменной толщины и цилиндра Фарадея суммарная стандартной неопределенностью $u_R = 1,18 \%$ (включающая составляющую по типу А $u_{R,A} = 0,71 \%$ и по типу В $u_{R,B} = 0,94 \%$). Связь между величинами энергии (E) и пробега (R) в полученном соотношении описывается аналитическим выражением вида $R = f(E)$, локальный наклон которого определяет безразмерный коэффициент чувствительности $n = (dR/dE) \cdot (E/R)$, определяемый для каждой энергетической точки из базы данных NIST PSTAR [133, 207]. Стандартная неопределенность кривой, аппроксимирующей полученные соотношения, по оси пробегов выражается следующим образом:

$$u_{\text{соотн}} = \sqrt{u_R^2 + (n \cdot u_E)^2} \quad (57)$$

По результатам расчетов установлено, что значения расширенной неопределенности соотношений не превышают 5 % для рассматриваемых типов частиц в рассматриваемом диапазоне энергий.

При определении пробега R по известному (измеренному) значению энергии частиц, определенному с помощью калориметра, неопределенность пробега включает в себя неопределенность соотношения $u_{\text{соотн}}$ и случайную составляющую нового независимого измерения энергии калориметром. Суммарная стандартная неопределенность определения пробега в таком случае принимает следующий вид:

$$u_{R,E} = \sqrt{u_{\text{соотн}}^2 + (n \cdot u_{E,A})^2} = \sqrt{u_{R,A}^2 + u_{R,B}^2 + 2 \cdot (n \cdot u_{E,A})^2 + (n \cdot u_{E,B})^2} \quad (58)$$

При определении энергии частиц по измеряемому цилиндром Фарадея пробегу неопределенность результата складывается из неопределенности соотношения и случайной составляющей неопределенности измерений пробега. В таком случае суммарная стандартная неопределенность определения энергии принимает следующий вид:

$$u_{E,R} = \frac{1}{n} \sqrt{u_{\text{соотн}}^2 + u_{R,A}^2} = \frac{1}{n} \sqrt{2 \cdot u_{R,A}^2 + u_{R,B}^2 + (n \cdot u_{E,A})^2 + (n \cdot u_{E,B})^2} \quad (59)$$

Результаты исследований метрологических характеристик метода определения энергии и пробега через соотношение энергия-пробег приведены в таблице 7.8.

Таблица 7.8 – Метрологические характеристики метода определения энергии и пробега через соотношение энергия-пробег

Энергия протонов, МэВ	Значение коэффициента n	Расширенная неопределенность ($k = 2$), %	
		определения энергии через соотношения	определения пробегов через соотношения
30	1,84	2,70	5,60
50	1,81	2,73	5,58
100	1,78	2,76	5,55
150	1,74	2,84	5,50
200	1,72	2,87	5,48
220	1,71	2,89	5,47
240	1,70	2,90	5,46
250	1,70	2,90	5,46
300	1,67	2,95	5,43
400	1,64	3,01	5,39
500	1,61	3,06	5,36
600	1,59	3,10	5,34
700	1,57	3,14	5,32
800	1,55	3,18	5,30
900	1,54	3,20	5,29
1000	1,52	3,25	5,27

7.5 Вывод

В настоящей главе приводится решение комплекса научных задач, направленных на воспроизведение достоверных соотношений «энергия – пробег» ТЗЧ в материалах, критичных для протонно-ионной терапии и испытаний ЭКБ.

Были разработаны методы и средства экспериментального определения энергий частиц и их пробегов, основанные на совместном использовании калориметра полного поглощения (для абсолютного измерения энергии) и цилиндра Фарадея с устройствами поглотителей переменной толщины (для определения пробегов частиц). Для протонов создан водный поглотитель с непрерывной регулировкой толщины 0–300 мм; для короткопробежных ионов

разработано дискретное двухдисковое устройство с возможностью установки металлических и полимерных фольг с шагом по толщине до 1 мкм.

Для выбора оптимальных материалов (вода, каптон, алюминий, медь) и геометрии фильтров, обеспечивающих количество экспериментальных точек, достаточное для построения кривых изменения флюенса частиц по глубине, было проведено детальное моделирование пробегов, тормозных способностей, тепловых процессов, многократного рассеяния и ядерных потерь на основе программ для моделирования по методу Монте-Карло (GEANT4, FLUKA, SRIM) и платформы COMSOL.

Определена аналитико-эмпирическая функция аппроксимации кривой ослабления флюенса по глубине поглотителя с учетом флуктуаций ионизационных потерь энергии (страгглинга), геометрической дивергенции пучка, а также сечения неупругих ядерных взаимодействий.

Разработанный аппаратный комплекс испытан в пучках протонов (30–250 МэВ) и ионов C, Ar, Kr, Xe в диапазоне 2–15 МэВ/нуклон. Измеренные пробеги сопоставлены с расчётами ICRU-90, NIST, SRIM, ATIMA; выявленные систематические отклонения для альтернативных моделей достигают 3–6 %, что подчёркивает необходимость экспериментальной валидации.

Выполнена оценка метрологических характеристик комплекса: достигнута расширенная относительная неопределённость определяемого пробега, не превышающая 2,4 % ($k = 2$).

Разработанные методы и средства могут быть внедрены в качестве части государственного эталона для обеспечения прослеживаемости результатов измерений, необходимых при мониторинговании систем ускорителей и планирующих систем протонно-ионной терапии и стендов испытаний ЭКБ. Представляется перспективным расширение возможностей комплекса на ионы с энергиями более 1 ГэВ/нуклон, интеграция устройств неразрушающего контроля равномерности пучка излучения.

Таким образом доказано положение о том, что совместное применение разработанных калориметров полного поглощения и цилиндров Фарадея с устройствами поглотителей переменной толщины, обеспечивает определение значений пробегов протонов и ТЗЧ с расширенной неопределенностью не более 2,4 %, определение экспериментального соотношения энергий и пробегов с расширенной неопределенностью не более 5 %.

Заключение.

Выполненное исследование охватывает полный цикл разработки первичных эталонных средств измерений для поглощённой дозы низкоэнергетического фотонного, протонного и ионного излучения, энергии, флюенса и плотности потока тяжёлых заряженных частиц. По каждой группе излучений реализован оптимальный метод высокоточных измерений, что позволило решить все поставленные в диссертации задачи в единой метрологической системе.

В процессе исследований были получены следующие научные результаты.

Определены оптимальные параметры конструкций адиабатических калориметров и калориметров полного поглощения, цилиндров Фарадея и ионизационных камер и значения поправочных коэффициентов, учитывающих влияние этих эффектов.

Получен набор экспериментальных данных соответствия пробегов частиц и энергий для различных типов частиц и материалов, применяемых при лучевой терапии и при испытаниях ЭКБ.

Проведены исследования и оценка составляющих бюджета неопределенности измерений энергии, флюенса и плотности потока ТЗЧ.

Предложена, обоснована и реализована структура усовершенствованного ГЭТ 38, обеспечивающего воспроизведение, хранение и передачу единиц поглощенной дозы, энергии, флюенса и плотности потока ТЗЧ.

Обеспечено воспроизведение поглощенной дозы рентгеновского, протонного и ионного излучений, единиц энергии, флюенса и плотности потока тяжелых заряженных частиц.

Обеспечено подтверждение точности воспроизведения единицы на уровне международных ключевых сличений.

Реализованы методы, позволяющие осуществлять передачу единиц поглощенной дозы и мощности поглощенной дозы в воде клиническим

дозиметрам для рентгеновского, протонного, ионного излучений и излучения при брахитерапии с необходимой для качественного лечения пациентов точностью.

Проведено 3 совершенствования Государственного первичного эталона ГЭТ 38: в 2011, 2021 и 2024 гг.

Последовательно разработаны и внедрены Государственные поверочные схемы:

- с расширением в область низкоэнергетического фотонного излучения
- с добавлением в номенклатуру единиц поглощенной дозы протонного и ионного излучений
- с добавлением в номенклатуру единиц количества, флюенса, плотности потока и энергии частиц в пучках протонов и тяжелых заряженных частиц.

Действующая поверочная схема приведена на рисунке 8.1. Красными линиями отмечены добавленные или обновленные в результате работы ветви.

Результаты работы позволили устранить противоречие между современными требованиями к точности и прослеживаемости измерений целого ряда параметров ионизирующих излучений и состоянием отечественной эталонной базы: сформирована единая, прослеживаемая к государственному первичному эталону цепочка передачи размеров единиц от первичного эталона до рабочих средств измерений для комплекса величин, критичных для лучевой терапии, радиобиологии, радиационных технологий и испытаний электронной компонентной базы.

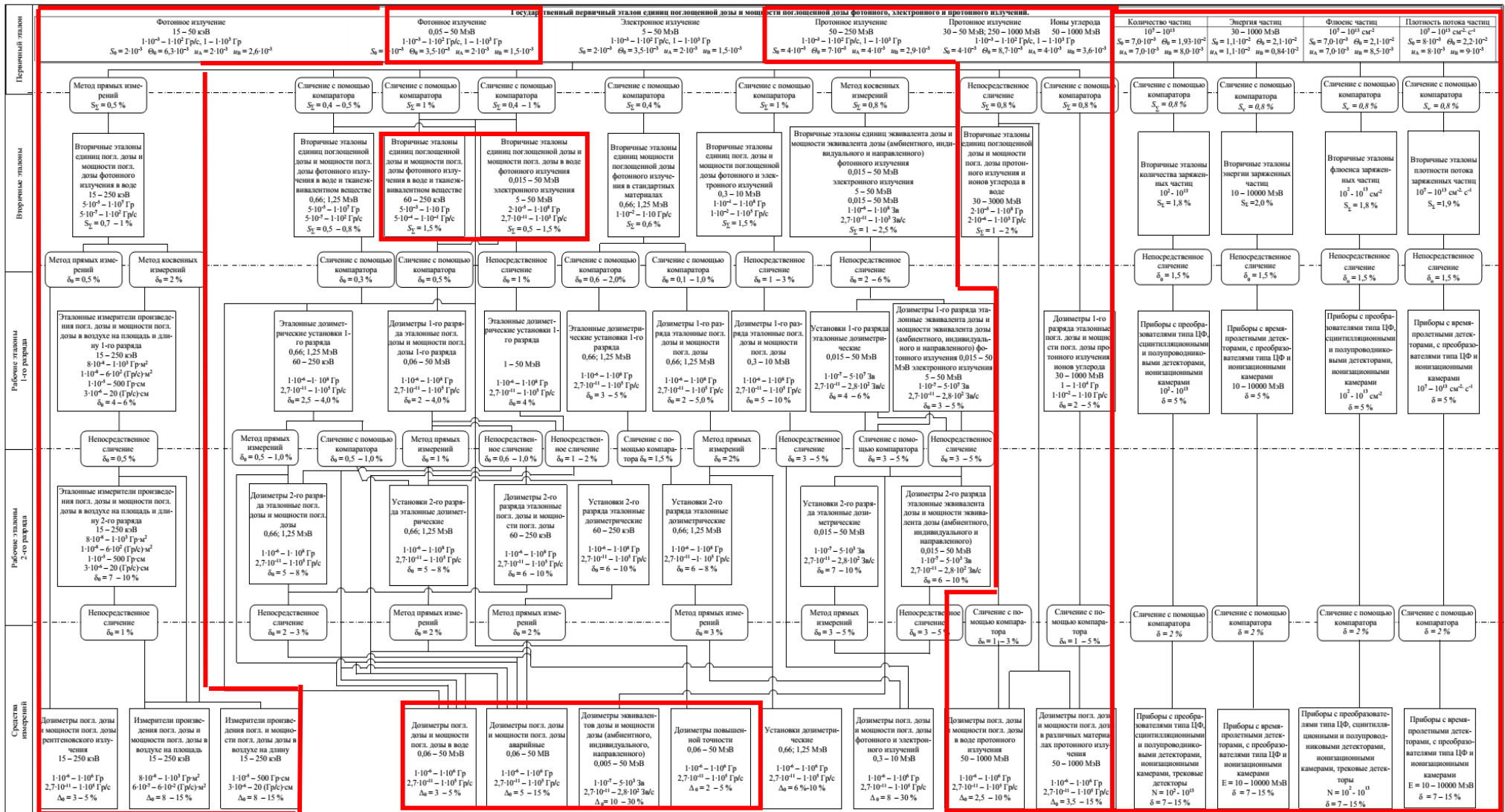
Впервые в России создана, нормативно закреплена и внедрена целостная система обеспечения единства измерений поглощённой дозы рентгеновского, протонного и ионного излучений, а также параметров пучков тяжёлых заряженных частиц – энергии, флюенса и плотности потока.

Таким образом, поставленная в диссертации научная проблема решена: обеспечена национальная система метрологической прослеживаемости для указанных величин, соответствующая современным научно-технологическим

задачам Российской Федерации и международным требованиям к точности и единству измерений.

Достигнутые результаты создают основу для повышения качества и безопасности работ и ускоряют технологический прогресс в научной, медицинской, оборонной и космической отраслях, укрепляя метрологию ионизирующих излучений в Российской Федерации.

Рисунок 8.1 – Государственная поверочная схема



Список литературы

1. Calibration of reference dosimeters for external beam radiotherapy. – Vienna : International Atomic Energy Agency, 2009. – 73 p. – (Technical Reports Series ; No. 469). – Текст : непосредственный.
2. Absorbed Dose Determination in External Beam Radiotherapy / International Atomic Energy Agency. – Vienna : International Atomic Energy Agency, 2024. – URL: <https://www.iaea.org/publications/15048> (дата обращения: 02.02.2024). – Текст : электронный.
3. Implementation of the International Code of Practice on Dosimetry in Radiotherapy (TRS 398) : Review of testing results / под редакцией Internationale Atomenergie-Organisation. – Vienna : IAEA, 2005. – 102 p. – Текст : непосредственный.
4. Standards, applications and quality assurance in medical radiation dosimetry (IDOS) : proceedings of an International Symposium held in Vienna, 9–12 November 2010 / под редакцией Internationale Atomenergie-Organisation. – Vienna : IAEA, 2011. – Текст : непосредственный.
5. Almond, P. R. AAPM's TG-51 protocol for clinical reference dosimetry of high-energy photon and electron beams / P. R. Almond, P. J. Biggs, B. M. Coursey [et al.]. – Текст : непосредственный // Medical Physics. – 1999. – Vol. 26, No. 9. – P. 1847–1870.
6. Merwe, D. van der. Accuracy requirements and uncertainties in radiotherapy : a report of the International Atomic Energy Agency / D. van der Merwe, J. Van Dyk, B. Healy [et al.]. – Текст : непосредственный // Acta Oncologica. – 2017. – Vol. 56, No. 1. – P. 1–6.
7. Massillon-JL, G. Future directions on low-energy radiation dosimetry / G. Massillon-JL. – Текст : непосредственный // Scientific Reports. – 2021. – Vol. 11, No. 1. – P. 10569.
8. Proton Beam Radiotherapy : Physics and Biology / под редакцией K. Tsuboi, T. Sakae, A. Gerelchuluun. – Singapore : Springer, 2020. – URL:

<http://link.springer.com/10.1007/978-981-13-7454-8> (дата обращения: 02.02.2024). – Текст : электронный.

9. Malouff, T. D. Carbon Ion Therapy : A Modern Review of an Emerging Technology / T. D. Malouff, A. Mahajan, S. Krishnan [et al.]. – Текст : непосредственный // *Frontiers in Oncology*. – 2020. – Vol. 10. – P. 82.

10. Smith, A. Proton Physics and Technology / A. Smith. – Houston, TX : MD Anderson Cancer Center, 2008. – 210 p. – Текст : непосредственный.

11. Paganetti, H. Proton Therapy Physics / H. Paganetti. – Boca Raton, FL : CRC Press, 2016. – 672 p. – Текст : непосредственный.

12. Sander, T. Air kerma and absorbed dose standards for reference dosimetry in brachytherapy / T. Sander. – Текст : непосредственный // *The British Journal of Radiology*. – 2014. – Vol. 87, No. 1041. – P. 20140176.

13. DeWerd, L. A. A dosimetric uncertainty analysis for photon-emitting brachytherapy sources : Report of AAPM Task Group No. 138 and GEC-ESTRO / L. A. DeWerd, G. S. Ibbott, A. S. Meigooni [et al.]. – Текст : непосредственный // *Medical Physics*. – 2011. – Vol. 38, No. 2. – P. 782–801.

14. Dosimetry in brachytherapy : an international code of practice for secondary standards dosimetry laboratories and hospitals / International Atomic Energy Agency. – Vienna : IAEA, 2023. – 190 p. – (Technical Reports Series ; No. 498). – Текст : непосредственный.

15. Perez-Calatayud, J. GEC-ESTRO ACROP recommendations on calibration and traceability of HE HDR-PDR photon-emitting brachytherapy sources at the hospital level / J. Perez-Calatayud, F. Ballester, Å. Carlsson Tedgren [et al.]. – Текст : непосредственный // *Radiotherapy and Oncology*. – 2022. – Vol. 176. – P. 108–117.

16. Nagappan, B. Brachytherapy source calibration, reviews, and consistency of ^{192}Ir high-dose rate afterloading sources supplied over the period of 10 years : A retrospective analysis / B. Nagappan, Y. Kumar, N. Patel [et al.]. – Текст : непосредственный // *Radiation Protection and Environment*. – 2015. – Vol. 38, No. 4. – P. 144–150.

17. РД 50-25645.308-85. Методика контроля флюенса и мощности поглощенной дозы при испытаниях материалов и технических устройств на ускорителях протонов : методические указания. – Москва : Издательство стандартов, 1986. – 24 с. – Текст : непосредственный.

18. Бутенко, А. В. Анализ проблем метрологического обеспечения испытательного стенда для проведения испытаний радиоэлектронных изделий на стойкость к воздействию тяжелых ионов высокой энергии / А. В. Бутенко, Е. М. Сыресин, С. И. Тютюнников [и др.]. – Текст : непосредственный // Письма в журнал «Физика элементарных частиц и атомного ядра». – 2019. – Т. 16, № 6 (225). – С. 522–534.

19. McMahan, M. A. Standard Practice for Dosimetry of Proton Beams for use in Radiation Effects Testing of Electronics / M. A. McMahan, E. Blackmore, E. W. Cascio [et al.]. – Текст : электронный // 2008 IEEE Radiation Effects Data Workshop. – Tucson, AZ : IEEE, 2008. – P. 135–141. – URL: <http://ieeexplore.ieee.org/document/4638629/> (дата обращения: 11.02.2024).

20. Vignati, A. A new detector for the beam energy measurement in proton therapy : a feasibility study / A. Vignati, S. Giordanengo, F. M. Milian [et al.]. – Текст : непосредственный // Physics in Medicine & Biology. – 2020. – Vol. 65, No. 21. – P. 215030.

21. Schilling, I. Measuring the Beam Energy in Proton Therapy Facilities Using ATLAS IBL Pixel Detectors / I. Schilling, C. M. Bäcker, C. Bäumer [et al.]. – Текст : непосредственный // Instruments. – 2022. – Vol. 6, No. 4. – P. 80.

22. Boisseau, P. Use of the Multi-layer Faraday Collector as a Convenient Transferable Standard for Proton Range and Beam Energy / P. Boisseau, A. Dart, J. Gordon [et al.]. – Текст : непосредственный // Physics in Medicine & Biology. – 2021. – Vol. 66, No. 12. – P. 124001.

23. Dosimetric effects of residual uncertainties in carbon ion treatment of head chordoma / P. Trnková [et al.]. – Текст : электронный // Radiotherapy and Oncology. – 2014. – Vol. 112, No. 3. – P. 320–325. – URL:

<https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S0167814014003223> (дата обращения: 10.06.2025).

24. Rietzel, E. Range accuracy in carbon ion treatment planning based on CT-calibration with real tissue samples / E. Rietzel, D. Schardt, T. Haberer. – Текст : непосредственный // *Radiation Oncology*. – 2007. – Vol. 2. – P. 14.

25. Do Carmo, S. Simple, Immediate and Calibration-Free Cyclotron Proton Beam Energy Determination Using Commercial Targets / S. Do Carmo, P. De Oliveira, F. Alves. – Текст : непосредственный // *Instruments*. – 2019. – Vol. 3, No. 1. – P. 20.

26. Kim, K. R. Proton Energy Measurement Using Stacked Silicon Detectors / K. R. Kim. – Текст : непосредственный // *Journal of the Korean Physical Society*. – 2011. – Vol. 59, No. 2. – P. 679–685.

27. Burrage, J. W. A simple method to measure proton beam energy in a standard medical cyclotron / J. W. Burrage, A. H. Asad, R. A. Fox [et al.]. – Текст : непосредственный // *Australasian Physical & Engineering Sciences in Medicine*. – 2009. – Vol. 32, No. 2. – P. 92–97.

28. Magrin, G. Characterizing Radiation Effectiveness in Ion-Beam Therapy Part II : Microdosimetric Detectors / G. Magrin, P. Colautti, H. Palmans [et al.]. – Текст : непосредственный // *Frontiers in Physics*. – 2020. – Vol. 8. – P. 451.

29. Uncertainties in proton therapy : Analysis of the effects of density changes, calibration curve errors and setup errors in proton dose distributions / J. M. Verburg [et al.]. – Текст : непосредственный // *Physics in Medicine & Biology*. – 2014. – Vol. 59, No. 15. – P. 4007–4031.

30. Prescribing, Recording, and Reporting Proton-Beam Therapy / International Commission on Radiation Units and Measurements. – Bethesda, MD : ICRU, 2007. – 135 p. – (ICRU Report ; No. 78). – Текст : непосредственный.

31. Берлянд, А. В. Государственный первичный эталон единиц поглощённой дозы и мощности поглощённой дозы фотонного, электронного, протонного излучений и в пучках ионов углерода, количества, флюенса, плотности потока и энергии частиц в пучках протонов и тяжёлых заряженных

частиц ГЭТ 38-2024 / А. В. Берлянд. – Текст : непосредственный // Измерительная техника. – 2024. – № 9. – С. 12–18.

32. Rosenfeld, A. B. Semiconductor dosimetry in modern external-beam radiation therapy / A. B. Rosenfeld, G. Biasi, M. Petasecca [et al.]. – Текст : непосредственный // Physics in Medicine and Biology. – 2020. – Vol. 65, No. 16. – P. 16TR01.

33. Shani, G. Radiation dosimetry : instrumentation and methods / G. Shani. – Boca Raton, FL : CRC Press, 2001. – 490 p. – Текст : непосредственный.

34. Крамер-Агеев, Е. А. Инструментальные методы радиационной безопасности / Е. А. Крамер-Агеев. – Москва : НИЯУ МИФИ, 2011. – 256 с. – Текст : непосредственный.

35. Голованова, А. А. Измерение поглощенной дозы в пучках ионов с помощью ТЛД для лечебной терапии / А. А. Голованова, В. А. Голованов, К. О. Власов, П. В. Анисимов. – Текст : непосредственный // АНРИ. – 2025. – № 2. – С. 54–64.

36. De Saint-Hubert, M. Characterization of passive dosimeters in proton pencil beam scanning : A EURADOS intercomparison for mailed dosimetry audits in proton therapy centres / M. De Saint-Hubert, C. De Angelis, Ž. Knežević [et al.]. – Текст : непосредственный // Physica Medica. – 2021. – Vol. 82. – P. 134–143.

37. Medin, J. Ionization chamber dosimetry of proton beams using cylindrical and plane parallel chambers : Nw versus NK ion chamber calibrations / J. Medin, P. Andreo, E. Grusell [et al.]. – Текст : непосредственный // Physics in Medicine and Biology. – 1995. – Vol. 40, No. 7. – P. 1161–1176.

38. Vatnitsky, S. Proton dosimetry intercomparison based on the ICRU report 59 protocol / S. Vatnitsky, M. Moyers, D. Miller [et al.]. – Текст : непосредственный // Radiotherapy and Oncology. – 1999. – Vol. 51, No. 3. – P. 273–279.

39. Dhanesar, S. Quality assurance of proton beams using a multilayer ionization chamber system / S. Dhanesar, N. Sahoo, M. Kerr [et al.]. – Текст : непосредственный // Medical Physics. – 2013. – Vol. 40, No. 9. – P. 092102.

40. Palmans, H. Gradient corrections for reference dosimetry using Farmer-type ionization chambers in single-layer scanned proton fields / H. Palmans, J. Medin, P. Trnkova, S. Vatnitsky. – Текст : непосредственный // Medical Physics. – 2020. – Vol. 47, No. 8. – P. 3644–3655.

41. Brede, H. J. Absorbed dose to water determination with ionization chamber dosimetry and calorimetry in restricted neutron, photon, proton and heavy-ion radiation fields / H. J. Brede, K.-D. Greif, O. Hecker [et al.]. – Текст : непосредственный // Physics in Medicine and Biology. – 2006. – Vol. 51, No. 15. – P. 3667–3682.

42. Giordanengo, S. Dose detectors, sensors, and their applications / S. Giordanengo, H. Palmans. – Текст : электронный // Medical Physics. – 2018. – Vol. 45, No. 11. – P. e1050–e1063. – URL: <https://aapm.onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/mp.13089> (дата обращения: 05.02.2024).

43. Kupfer, T. Commissioning of a PTW 34070 large-area plane-parallel ionization chamber for small field megavoltage photon dosimetry / T. Kupfer, J. Lehmann, D. J. Butler [et al.]. – Текст : непосредственный // Journal of Applied Clinical Medical Physics. – 2017. – Vol. 18, No. 6. – P. 206–217.

44. Gagnebin, S. Experimental determination of absorbed dose to water in a scanned proton beam using a water calorimeter and an ionization chamber / S. Gagnebin. – Lausanne : EPFL, 2010. – 142 p. – Текст : непосредственный.

45. Araki, F. Absorbed dose-to-water measurement of an HDR ^{192}Ir source with Farmer ionization chambers in a sandwich setup / F. Araki, T. Ohno, K. Takei, S. Kawamura. – Текст : непосредственный // Biomedical Physics & Engineering Express. – 2015. – Vol. 1, No. 3. – P. 037002.

46. Lecante, C. Comparison of extrapolation chamber measurements of the absorbed dose rate in beta radiation / C. Lecante, I. Uryaev, N. Villevalde [et al.]. – Текст : непосредственный // Metrologia. – 2004. – Vol. 41, No. 1A. – P. 06009.

47. The Use of Plane Parallel Ionization Chambers in High Energy Electron and Photon Beams / International Atomic Energy Agency. – Vienna : IAEA, 1997.

– URL: <https://www.iaea.org/publications/5715/the-use-of-plane-parallel-ionization-chambers-in-high-energy-electron-and-photon-beams> (дата обращения: 22.07.2025). – Текст : электронный.

48. Nahum, A. E. The use of plane-parallel chambers for the dosimetry of electron beams in radiotherapy / A. E. Nahum, D. I. Thwaites. – Текст : непосредственный // IAEA TECDOC. – 1997. – No. 962. – P. 101–111.

49. Krauss, A. The PTB water calorimeter for the absolute determination of absorbed dose to water in ^{60}Co radiation / A. Krauss. – Текст : непосредственный // Metrologia. – 2006. – Vol. 43, No. 3. – P. 259–272.

50. McEwen, M. R. A portable calorimeter for measuring absorbed dose in the radiotherapy clinic / M. R. McEwen, S. Duane. – Текст : непосредственный // Physics in Medicine and Biology. – 2000. – Vol. 45, No. 12. – P. 3675–3691.

51. Sakama, M. Graphite calorimetry for absorbed dose measurements in heavy-ion beams / M. Sakama, T. Kanai, A. Fukumura. – Текст : непосредственный // Physics in Medicine and Biology. – 2009. – Vol. 54, No. 5. – P. 1111–1130.

52. Daures, J. New constant-temperature operating mode for graphite calorimeter at LNE-LNHB / J. Daures, A. Ostrowsky. – Текст : непосредственный // Physics in Medicine and Biology. – 2005. – Vol. 50, No. 17. – P. 4035–4052.

53. Renaud, J. Absorbed dose calorimetry / J. Renaud, H. Palmans, A. Sarfehnia, J. Seuntjens. – Текст : непосредственный // Physics in Medicine & Biology. – 2020. – Vol. 65, No. 5. – P. 05TR02.

54. Pruitt, J. S. The Graphite Calorimeter as a Standard of Absorbed Dose for Cobalt-60 Gamma Radiation / J. S. Pruitt, S. R. Domen, R. Loevinger. – Текст : непосредственный // Journal of Research of the National Bureau of Standards. – 1981. – Vol. 86, No. 5. – P. 495–502.

55. Шаронов, С. В. Диагностика пучков заряженных частиц в ускорителях / С. В. Шаронов. – Новосибирск : Параллель, 2009. – 180 с. – Текст : непосредственный.

56. Скуратов, В. А. Измерение энергии тяжелых ионов на установке для тестирования электронных изделий / В. А. Скуратов, Ю. Г. Тетерев, О. В. Лишили́н [и др.]. – Текст : непосредственный // Приборы и техника эксперимента. – 2014. – № 1. – С. 15–21.
57. Park, Y.-S. Proton Beam Energy Determination Using a Device for Range Measurement of an Accelerated High Energy Ion Beam / Y.-S. Park, J.-H. Kim, G.-B. Kim [et al.]. – Текст : непосредственный // Journal of the Korean Physical Society. – 2011. – Vol. 59, No. 2. – P. 679–685.
58. Mather, R. Range-energy relation for 660-MeV protons / R. Mather, E. Segrè. – Текст : непосредственный // Physical Review. – 1951. – Vol. 84, No. 2. – P. 191–193.
59. Kisieliński, M. The proton beam energy measurement by a time-of-flight method / M. Kisieliński, J. Wojtkowska. – Текст : непосредственный // Nukleonika. – 2008. – Vol. 53. – P. 35–39.
60. Skuratov, V. A. Measurement of heavy ion energy at the test facility of electronic components / V. A. Skuratov, Yu. G. Teterev, O. V. Lishilin [et al.]. – Текст : непосредственный // Instruments and Experimental Techniques. – 2014. – Vol. 57, No. 1. – P. 11–16.
61. Milluzzo, G. TOF technique for laser-driven proton beam diagnostics for the ELIMED beamline / G. Milluzzo, V. Scuderi, A. G. Amico [et al.]. – Текст : непосредственный // Journal of Instrumentation. – 2017. – Vol. 12. – P. C03044.
62. Азнабаев, Д. Измерение времени пролета заряженных частиц временным детектором на основе МКП для установки МАВР / Д. Азнабаев, В. И. Смирнов, А. Исатов [и др.]. – Текст : непосредственный // Письма в журнал «Физика элементарных частиц и атомного ядра». – 2019. – Т. 16, № 6 (225). – С. 620–626.
63. Palmans, H. Literature review and simulations for total absorption calorimetry in a proton beam / H. Palmans, J. Martinkovič, J. Dobrovodský. – Teddington : National Physical Laboratory, 2018. – 45 p. – (NPL Report ; No. NPL-IR-12). – Текст : непосредственный.

64. Arjomandy, B. AAPM task group 224 : Comprehensive proton therapy machine quality assurance / B. Arjomandy, P. Taylor, C. Ainsley [et al.]. – Текст : непосредственный // Medical Physics. – 2019. – Vol. 46, No. 8. – P. e778–e810.

65. Grusell, E. Faraday cup dosimetry in a proton therapy beam without collimation / E. Grusell, U. Isacson, A. Montelius, J. Medin. – Текст : непосредственный // Physics in Medicine and Biology. – 1995. – Vol. 40, No. 11. – P. 1831–1840.

66. Winterhalter, C. Faraday cup for commissioning and quality assurance for proton pencil beam scanning beams at conventional and ultra-high dose rates / C. Winterhalter, M. Togno, K. P. Nesteruk [et al.]. – Текст : непосредственный // Physics in Medicine & Biology. – 2021. – Vol. 66, No. 12. – P. 124001.

67. Giordanengo, S. Fluence Beam Monitor for High-Intensity Particle Beams Based on a Multi-Gap Ionization Chamber and a Method for Ion Recombination Correction / S. Giordanengo, L. F. Guarachi, S. Braccini [et al.]. – Текст : непосредственный // Applied Sciences. – 2022. – Vol. 12, No. 23. – P. 12160.

68. Mirandola, A. Dosimetric commissioning and quality assurance of scanned ion beams at the Italian National Center for Oncological Hadrontherapy / A. Mirandola, S. Molinelli, G. Vilches Freixas [et al.]. – Текст : непосредственный // Medical Physics. – 2015. – Vol. 42, No. 9. – P. 5287–5300.

69. Ziegler, J. F. Portable Faraday cup for nonvacuum proton beams / J. F. Ziegler, P. A. Saunders, T. H. Zabel. – Текст : непосредственный // IBM Journal of Research and Development. – 1996. – Vol. 40, No. 1. – P. 73–76.

70. Kojima, T. Fluence measurements applied to 5–20 MeV/amu ion beam dosimetry by simultaneous use of a total-absorption calorimeter and a Faraday cup / T. Kojima, H. Sunaga, H. Takizawa [et al.]. – Текст : непосредственный // Radiation Physics and Chemistry. – 1998. – Vol. 53, No. 2. – P. 115–121.

71. Rajen, I. V. Measuring Charged Particle Beam Fluence Beyond 1015 neq/cm² Using Planar and 3D Silicon Diodes / I. V. Rajen, S. Seidel, M. Hoefkamp. – Текст : непосредственный // Nuclear Instruments and Methods in

Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. – 2021. – Vol. 990. – P. 164983.

72. Judy, D. C. Measurement of fluence and flux of proton beams using differentially filtered diamond detectors and radiachromic film / D. C. Judy, J. Blackburn, G. Merkel [et al.]. – Текст : непосредственный // IEEE Transactions on Nuclear Science. – 1996. – Vol. 43, No. 6. – P. 2701–2708.

73. Paganetti, H. Range uncertainties in proton therapy and the role of Monte Carlo simulations / H. Paganetti. – Текст : непосредственный // Physics in Medicine and Biology. – 2012. – Vol. 57, No. 11. – P. R99–R117.

74. Kraan, A. C. Range Verification Methods in Particle Therapy : Underlying Physics and Monte Carlo Modeling / A. C. Kraan. – Текст : электронный // Frontiers in Oncology. – 2015. – Vol. 5. – P. 150. – URL: <http://journal.frontiersin.org/Article/10.3389/fonc.2015.00150/abstract> (дата обращения: 05.02.2024).

75. Zhao, P. Evaluation Method of Heavy-Ion-Induced Single-Event Upset in 3D-Stacked SRAMs / P. Zhao, T. Liu, C. Cai [et al.]. – Текст : непосредственный // Electronics. – 2020. – Vol. 9, No. 8. – P. 1230.

76. Gumus, H. Comparison of theoretical stopping powers and application to the range calculation for bismuth ions in Si and SiO₂ / H. Gumus, Ö. Kabadayi. – Текст : непосредственный // Vacuum. – 2005. – Vol. 79, No. 3. – P. 155–162.

77. Randhawa, G. S. Stopping power and range of heavy ions in solids : A comparative study / G. S. Randhawa, H. S. Virk. – Текст : непосредственный // Radiation Measurements. – 1996. – Vol. 26, No. 4. – P. 541–560.

78. Tai, H. Comparison of Stopping Power and Range Databases for Radiation Transport Study / H. Tai, H. Bichsel, J. Wilson [et al.]. – Hampton, VA : NASA Langley Research Center, 1997. – 24 p. – (NASA Technical Memorandum ; No. TM-110323). – Текст : непосредственный.

79. Titze, M. Evaluation of the accuracy of stopping and range of ions in matter simulations through secondary ion mass spectrometry and Rutherford backscattering spectrometry for low energy heavy ion implantation / M. Titze, J. L.

Pacheco, T. Byers [et al.]. – Текст : непосредственный // Journal of Vacuum Science & Technology A. – 2021. – Vol. 39, No. 6. – P. 063222.

80. Fontana, C. Stopping power measurements with the Time-of-Flight (ToF) technique / C. Fontana, C.-H. Chen, M. Crespillo [et al.]. – Текст : непосредственный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms. – 2016. – Vol. 366. – P. 104–116.

81. Paul, H. On the Accuracy of Stopping Power Codes and Ion Ranges Used for Hadron Therapy / H. Paul. – Текст : электронный // Advances in Quantum Chemistry. – Amsterdam : Elsevier, 2013. – Vol. 65. – P. 39–61. – URL: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/B9780123964557000029> (дата обращения: 10.11.2024).

82. Saied, D. B. M. Stopping power and range for proton interaction with Ovary and Testis tissues / D. B. M. Saied, S. M. Hadi. – Текст : непосредственный // International Journal of Recent Research and Review. – 2017. – Vol. 4, No. 8. – P. 12–18.

83. Pettersen, H. E. S. Accuracy of parameterized proton range models : A comparison / H. E. S. Pettersen, M. Chaa, I. Meric [et al.]. – Текст : непосредственный // Radiation Physics and Chemistry. – 2018. – Vol. 144. – P. 295–297.

84. Bozkurt, A. Monte Carlo calculation of proton stopping power and ranges in water for therapeutic energies / A. Bozkurt. – Текст : непосредственный // EPJ Web of Conferences. – 2017. – Vol. 154. – P. 01007.

85. Kim, D.-H. Proton range verification in inhomogeneous tissue : Treatment planning system vs. measurement vs. Monte Carlo simulation / D.-H. Kim, S. Cho, K. Jo [et al.] ; под редакцией N. Depauw. – Текст : непосредственный // PLOS ONE. – 2018. – Vol. 13, No. 3. – P. e0193904.

86. El-Ghossain, M. O. Calculations Of Stopping Power, And Range Of Electrons Interaction With Different Material And Human Body Parts / M. O. El-

Ghossain. – Текст : непосредственный // International Journal of Physics and Astronomy. – 2017. – Vol. 6, No. 1. – P. 45–52.

87. Kunert, C. S. G. A Multi-Leaf Faraday Cup Especially for Proton Therapy of Ocular Tumors / C. S. G. Kunert, J. Bundesmann, T. Damerow, A. Denker. – Текст : непосредственный // Proceedings of Cyclotrons 2013. – Vancouver : JACoW, 2013. – P. 344–346.

88. Hill, M. A. The variation in biological effectiveness of X-rays and gamma rays with energy / M. A. Hill. – Текст : непосредственный // Radiation Protection Dosimetry. – 2004. – Vol. 112, No. 4. – P. 471–481.

89. Hsiao, Y.-Y. Monte Carlo Simulation of Double-Strand Break Induction and Conversion after Ultrasoft X-rays Irradiation / Y.-Y. Hsiao, F.-H. Chen, C.-C. Chan. – Текст : непосредственный // International Journal of Molecular Sciences. – 2021. – Vol. 22, No. 21. – P. 11713.

90. Hsiao, Y.-Y. The Effect of Hypoxia on Relative Biological Effectiveness and Oxygen Enhancement Ratio for Cells Irradiated with Grenz Rays / Y.-Y. Hsiao, C.-C. Chan, F.-H. Chen. – Текст : непосредственный // Cancers. – 2022. – Vol. 14, No. 5. – P. 1262.

91. Zheng, Y. Mechanisms of Nanoscale Radiation Enhancement by Metal Nanoparticles : Role of Low Energy Electrons / Y. Zheng, L. Sanche. – Текст : непосредственный // International Journal of Molecular Sciences. – 2023. – Vol. 24, No. 5. – P. 4697.

92. Берлянд, А. В. Методическое обеспечение дозиметрии для целей лучевой терапии / А. В. Берлянд, В. А. Берлянд. – Текст : непосредственный // Альманах современной метрологии. – 2019. – № 3 (19). – С. 78–92.

93. Берлянд, А. В. Воспроизведение мощности поглощенной дозы фотонного излучения в графите с помощью графитовой экстраполяционной камеры в графитовом фантоме / А. В. Берлянд, В. А. Берлянд. – Текст : непосредственный // АНРИ. – 2014. – № 4 (76). – С. 56–59.

94. Ioppolo, J. L. Diagnostic x-ray dosimetry using Monte Carlo simulation / J. L. Ioppolo, R. I. Price, T. Tuchyna, C. E. Buckley. – Текст : непосредственный // *Physics in Medicine and Biology*. – 2002. – Vol. 47, No. 10. – P. 1707–1720.
95. Cai, Z. Dosimetry of ultrasoft x-rays (1.5 keV Al(K α)) using radiochromatic films and colour scanners / Z. Cai, X. Pan, D. Hunting [et al.]. – Текст : непосредственный // *Physics in Medicine and Biology*. – 2004. – Vol. 49, No. 18. – P. 4111–4124.
96. Lara, C. M. Dependence of the Yield of DNA Double-Strand Breaks in Chinese Hamster V79-4 Cells on the Photon Energy of Ultrasoft X Rays / C. M. Lara, M. Hill, T. J. Jenner [et al.]. – Текст : непосредственный // *Radiation Research*. – 2001. – Vol. 155, No. 3. – P. 440–448.
97. Krauss, A. Calorimetric determination of the absorbed dose to water for medium-energy x-rays with generating voltages from 70 to 280 kV / A. Krauss, L. Büermann, H.-M. Kramer, H.-J. Selbach. – Текст : непосредственный // *Physics in Medicine and Biology*. – 2012. – Vol. 57, No. 19. – P. 6245–6268.
98. DuSautoy, A. R. The UK primary standard calorimeter for photon-beam absorbed dose measurement / A. R. DuSautoy. – Текст : непосредственный // *Physics in Medicine and Biology*. – 1996. – Vol. 41, No. 1. – P. 137–151.
99. Chica, U. Study of the formalism used to determine the absorbed dose for low-energy x-ray beams / U. Chica, M. Anguiano, A. M. Lallena. – Текст : непосредственный // *Physics in Medicine and Biology*. – 2008. – Vol. 53, No. 23. – P. 6963–6977.
100. Seuntjens, J. Determination of absorbed dose to water with ionisation chambers calibrated in free air for medium-energy X-rays / J. Seuntjens, H. Thierens, A. V. D. Plaetsen, O. Segart. – Текст : непосредственный // *Physics in Medicine and Biology*. – 1988. – Vol. 33, No. 10. – P. 1171–1185.
101. Loevinger, R. Absorbed Dose Determination for X-rays in the Grenz-ray Region (5 to 20 keV Quantum Energy) / R. Loevinger, S. S. Yaniv. – Текст : непосредственный // *Physics in Medicine and Biology*. – 1965. – Vol. 10, No. 2. – P. 213–227.

102. Hill, R. A dosimetric evaluation of water equivalent phantoms for kilovoltage x-ray beams / R. Hill, L. Holloway, C. Baldock. – Текст : непосредственный // *Physics in Medicine and Biology*. – 2005. – Vol. 50, No. 21. – P. N331–N344.
103. Schneider, T. A method to determine the water kerma in a phantom for x-rays with energies up to 40 keV / T. Schneider. – Текст : непосредственный // *Metrologia*. – 2009. – Vol. 46, No. 1. – P. 95–100.
104. Munck Af Rosenschöld, P. Kilovoltage x-ray dosimetry : an experimental comparison between different dosimetry protocols / P. Munck Af Rosenschöld, P. Nilsson, T. Knöös. – Текст : непосредственный // *Physics in Medicine and Biology*. – 2008. – Vol. 53, No. 16. – P. 4431–4442.
105. Burns, D. T. Re-evaluation of the BIPM international standards for air kerma in x-rays / D. T. Burns, C. Kessler, P. J. Allisy. – Текст : непосредственный // *Metrologia*. – 2009. – Vol. 46, No. 5. – P. L21–L23.
106. Seuntjens, J. Photon absorbed dose standards / J. Seuntjens, S. Duane. – Текст : непосредственный // *Metrologia*. – 2009. – Vol. 46, No. 2. – P. S39–S58.
107. McEwen, M. Kerma for 60Co and X-rays & absorbed dose in photon and electron beams / M. McEwen. – Ottawa : National Research Council of Canada, 2010. – Текст : непосредственный.
108. De Prez, L. A. The new NMi orthovolt x-rays absorbed dose to water primary standard based on water calorimetry / L. A. De Prez, J. A. De Pooter. – Текст : непосредственный // *Physics in Medicine and Biology*. – 2008. – Vol. 53, No. 13. – P. 3531–3542.
109. Marino, S. A. A Microdosimetry Chamber for Low-energy X Rays / S. A. Marino, G. W. Johnson. – Текст : непосредственный // *Radiation Protection Dosimetry*. – 2002. – Vol. 99, No. 1. – P. 377–378.
110. Goodhead, D. T. Current Status of Ultrasoft X Rays and Track Structure Analysis as Tools for Testing and Developing Biophysical Models of Radiation Action / D. T. Goodhead, H. Nikjoo. – Текст : непосредственный // *Radiation Protection Dosimetry*. – 1990. – Vol. 31, No. 1–4. – P. 343–350.

111. Klevenhagen, S. C. Complications in low energy X-ray dosimetry caused by electron contamination / S. C. Klevenhagen, D. D'Souza, I. Bonnefoux. – Текст : непосредственный // *Physics in Medicine and Biology*. – 1991. – Vol. 36, No. 8. – P. 1111–1116.

112. Ipe, N. E. Low Energy X Ray Dosimetry Studies (7 to 17.5 keV) with Synchrotron Radiation / N. E. Ipe, H. Bellamy, J. R. Flood [et al.]. – Текст : непосредственный // *Radiation Protection Dosimetry*. – 1996. – Vol. 66, No. 1. – P. 69–74.

113. Nariyama, N. Absorbed Dose Measurements and Calculations in Phantoms for 1.5 to 50 keV Photons / N. Nariyama, S. Tanaka, Y. Nakane [et al.]. – Текст : непосредственный // *Health Physics*. – 1995. – Vol. 68, No. 2. – P. 253–260.

114. Hoshi, M. Dosimetry comparison and characterisation of an Al K ultrasoft X-ray beam from an MRC cold-cathode source / M. Hoshi, D. T. Goodhead, D. J. Brenner [et al.]. – Текст : непосредственный // *Physics in Medicine and Biology*. – 1985. – Vol. 30, No. 10. – P. 1029–1041.

115. Aspradakis, M. M. Reference dosimetry in low and medium energy x-ray beams : SSRMP Recommendations No. 9 / M. M. Aspradakis, T. Buchillier, G. Kohler [et al.]. – Текст : непосредственный // *Zeitschrift für Medizinische Physik*. – 2023. – Vol. 33, No. 4. – P. 601–617.

116. Towards a determination of the absorbed dose to water for x-rays below 50 keV / Absorbed Dose Working Group. – Braunschweig : Physikalisch-Technische Bundesanstalt, 2012. – Текст : непосредственный.

117. Schneider, T. Towards a determination of the absorbed dose to water in water for low-energy photon-emitting brachytherapy seeds / T. Schneider, B. Lange, H.-J. Selbach. – Текст : непосредственный // *Metrologia*. – 2007. – Vol. 44, No. 5. – P. 407–413.

118. Ma, C.-M. AAPM protocol for 40–300 kV x-ray beam dosimetry in radiotherapy and radiobiology / C.-M. Ma, C. W. Coffey, L. A. DeWerd [et al.]. –

Текст : непосредственный // *Medical Physics*. – 2001. – Vol. 28, No. 6. – P. 868–893.

119. Rakowski, J. T. Extrapolation Ionization Chamber Dosimetry of Fluorescent X-Ray Energies from 4.5 to 19.6 keV / J. T. Rakowski, M. A. Tucker, M. G. Snyder [et al.]. – Текст : непосредственный // *Radiation Research*. – 2016. – Vol. 186, No. 3. – P. 283–291.

120. Böhm Extrapolation Chamber / PTW. – Freiburg : PTW-Freiburg, 2023. – URL: <https://www.ptwdosimetry.com/en/products-metrology/boehm-extrapolation-chamber> (дата обращения: 12.06.2025). – Текст : электронный.

121. Rosado, P. H. Determination of the absorbed dose to water for medium-energy x-ray beams using Fricke dosimetry / P. H. Rosado, C. Salata, M. G. David [et al.]. – Текст : непосредственный // *Medical Physics*. – 2020. – Vol. 47, No. 11. – P. 5802–5809.

122. Design, fabrication and characterization of a windowless extrapolation chamber for low-energy X-rays : Experimental and Monte Carlo results / Low-Energy X-Ray Dosimetry Group. – Текст : электронный // ResearchGate. – 2018. – URL: https://www.researchgate.net/publication/328707217_Design_fabrication_and_characterization_of_a_windowless_extrapolation_chamber_for_low-energy_X-rays_Experimental_and_Monte_Carlo_results (дата обращения: 12.06.2025).

123. Salata, C. Validating Fricke dosimetry for the measurement of absorbed dose to water for HDR ¹⁹²Ir brachytherapy : a comparison between primary standards of the LCR, Brazil, and the NRC, Canada / C. Salata, M. G. David, C. E. De Almeida [et al.]. – Текст : непосредственный // *Physics in Medicine and Biology*. – 2018. – Vol. 63, No. 8. – P. 085004.

124. deAlmeida, C. E. A Feasibility Study of Fricke Dosimetry as an Absorbed Dose to Water Standard for ¹⁹²Ir HDR Sources / C. E. deAlmeida, R. Ochoa, M. C. D. Lima [et al.] ; под редакцией Q. Zhang. – Текст : непосредственный // *PLoS ONE*. – 2014. – Vol. 9, No. 12. – P. e115155.

125. Austerlitz, C. Quality assurance of HDR sources using a Fricke dosimeter / C. Austerlitz, H. Mota, C. E. Almeida [et al.]. – Текст : непосредственный // Medical Physics. – 2007. – Vol. 34, No. 4. – P. 1348–1353.

126. Soares, C. Protection-Level Beta Particle Source & Instrument Calibrations / C. Soares. – Gaithersburg, MD : National Institute of Standards and Technology, 2010. – Текст : непосредственный.

127. Берлянд, А. В. Экстраполяционная ионизационная камера в твердотельном фантоме для воспроизведения поглощенной дозы низкоэнергетического рентгеновского излучения / А. В. Берлянд, В. А. Берлянд, К. А. Кольцов. – Текст : непосредственный // АНРИ. – 2025. – № 1 (120). – С. 24–33.

128. NIST : X-Ray Mass Attenuation Coefficients - Carbon, Graphite / National Institute of Standards and Technology. – Gaithersburg, MD : NIST, 1996. – URL: <https://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/ElemTab/z06.html> (дата обращения: 12.06.2025). – Текст : электронный.

129. Aslam, A. Soft tissue and water substitutes for megavoltage photon beams : An EGSnrc-based evaluation / A. Aslam, M. B. Kakakhel, S. A. Shahid [et al.]. – Текст : непосредственный // Journal of Applied Clinical Medical Physics. – 2016. – Vol. 17, No. 1. – P. 408–415.

130. Andreo, P. Calibration of Photon and Electron Beams / P. Andreo, J. P. Seuntjens, E. B. Podgorsak. – Текст : электронный // Review of Radiation Oncology Physics : A Handbook for Teachers and Students. – Vienna : International Atomic Energy Agency, 2005. – URL: https://recherche-expertise.asnr.fr/sites/default/files/documents/professionnels_sante/documentation/syllabus_chapitre_9.pdf (дата обращения: 14.06.2026).

131. Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients from 1 keV to 20 MeV for Elements $Z = 1$ to 92 and 48 Additional Substances of Dosimetric Interest / J. H. Hubbell, S. M. Seltzer. – Gaithersburg, MD : National Institute of Standards and Technology, 1995. – URL:

<https://www.nist.gov/pml/x-ray-mass-attenuation-coefficients> (дата обращения: 14.06.2026). – Текст : электронный.

132. ICRU Report 90, Key Data For Ionizing-Radiation Dosimetry : Measurement Standards And Applications / International Commission on Radiation Units and Measurements. – Bethesda, MD : ICRU, 2016. – URL: <https://www.icru.org/report/icru-report-90-key-data-for-ionizing-radiation-dosimetry-measurement-standards-and-applications/> (дата обращения: 14.06.2026). – Текст : электронный.

133. Update to ESTAR, PSTAR, and ASTAR Databases / National Institute of Standards and Technology. – Gaithersburg, MD : NIST, 2020. – Текст : непосредственный.

134. Stopping Powers for Electrons and Positrons / International Commission on Radiation Units and Measurements. – Bethesda, MD : International Commission on Radiation Units and Measurements, 1984. – 271 p. – (ICRU Report ; No. 37). – Текст : непосредственный.

135. ESTAR : Computer Programs for Calculating Stopping-Power and Range Tables for Electrons and Positrons / M. J. Berger, J. S. Coursey, M. A. Zucker, J. Chang. – Gaithersburg, MD : National Institute of Standards and Technology, 2005. – URL: <https://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html> (дата обращения: 14.06.2026). – Текст : электронный.

136. Zankowski, C. E. Calibration of photon and electron beams with an extrapolation chamber / C. E. Zankowski, E. B. Podgorsak. – Текст : непосредственный // Medical Physics. – 1997. – Vol. 24, No. 4. – P. 497–503.

137. Figueiredo, M. T. T. Determination of the effective volume of an extrapolation chamber for X-ray dosimetry / M. T. T. Figueiredo. – São Paulo : Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, 2015. – Текст : непосредственный.

138. Reynaldo, S. R. Characterization of an extrapolation chamber as a primary standard dosimeter for beta radiation / S. R. Reynaldo, J. A. Benavente, T. A. D. Silva. – Rio de Janeiro : Instituto de Radioproteção e Dosimetria, 2018. – Текст : непосредственный.

139. Selbach, H.-J. Realization of reference air-kerma rate for low-energy photon sources / H.-J. Selbach, H.-M. Kramer, W. S. Culberson. – Текст : непосредственный // Metrologia. – 2008. – Vol. 45, No. 4. – P. 422–428.

140. NIST : X-Ray Mass Attenuation Coefficients - Air, Dry / National Institute of Standards and Technology. – Gaithersburg, MD : NIST, 1996. – URL: <https://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/ComTab/air.html> (дата обращения: 08.07.2024). – Текст : электронный.

141. Poludniowski, G. Technical Note : SpekPy v2.0—a software toolkit for modeling x-ray tube spectra / G. Poludniowski, A. Omar, R. Bujila, P. Andreo. – Текст : непосредственный // Medical Physics. – 2021. – Vol. 48, No. 7. – P. 3630–3637.

142. Vorbau, R. Technical note : SpekPy Web—online x-ray spectrum calculations using an interface to the SpekPy toolkit / R. Vorbau, G. Poludniowski. – Текст : непосредственный // Journal of Applied Clinical Medical Physics. – 2024. – Vol. 25, No. 3. – P. e14301.

143. MCNP Code Version 6.3.0 Theory & User Manual / J. Kulesza, T. Adams, J. Armstrong [et al.]. – Los Alamos, NM : Los Alamos National Laboratory, 2022. – URL: <https://www.osti.gov/servlets/purl/1889957/> (дата обращения: 14.06.2025). – Текст : электронный.

144. NRC User Codes for EGSnrc / D. W. O. Rogers, I. Kawrakow, J. P. Seuntjens [et al.]. – Ottawa : National Research Council of Canada, 2011. – Текст : непосредственный.

145. Boone, J. M. An accurate method for computer-generating tungsten anode x-ray spectra from 30 to 140 kV / J. M. Boone, J. A. Seibert. – Текст : непосредственный // Medical Physics. – 1997. – Vol. 24, No. 11. – P. 1661–1670.

146. Matzke, M. Unfolding of pulse height spectra : the HEPRO program system / M. Matzke. – Geneva : CERN, 1994. – URL: <https://cds.cern.ch/record/275528> (дата обращения: 14.06.2026). – Текст : электронный.

147. Review of recent gamma spectrum unfolding algorithms and their application / L. Fei, G. Zhixing, G. Liangquan [et al.]. – Текст : непосредственный // Results in Physics. – 2019. – Vol. 13. – P. 102211.
148. Shepp, L. A. Maximum Likelihood Reconstruction for Emission Tomography / L. A. Shepp, Y. Vardi. – Текст : непосредственный // IEEE Transactions on Medical Imaging. – 1982. – Vol. 1, No. 2. – P. 113–122.
149. LeCun, Y. Deep learning / Y. LeCun, Y. Bengio, G. Hinton. – Текст : непосредственный // Nature. – 2015. – Vol. 521, No. 7553. – P. 436–444.
150. Jeon, B. Reconstruction of Compton Edges in Plastic Gamma Spectra Using Deep Autoencoder / B. Jeon, Y. Lee, M. Moon [et al.]. – Текст : непосредственный // Sensors. – 2020. – Vol. 20, No. 10. – P. 2895.
151. Huang, Y. Deep Learning Based Pile-Up Correction Algorithm for Spectrometric Data Under High-Count-Rate Measurements / Y. Huang, X. Zheng, Y. Zhu [et al.]. – Текст : непосредственный // Sensors. – 2025. – Vol. 25, No. 5. – P. 1464.
152. Kessler, C. Re-establishment of the air kerma and ambient dose equivalent standards for the BIPM protection-level ^{60}Co beam / C. Kessler, P. Roger. – Sèvres : Bureau International des Poids et Mesures, 2019. – Текст : непосредственный.
153. Mitch, M. G. Treatment of Uncertainties in Radiation Dosimetry / M. G. Mitch, R. Minniti. – Gaithersburg, MD : National Institute of Standards and Technology, 2018. – Текст : непосредственный.
154. Kato, M. Photon W-value of dry air determined using a cryogenic radiometer combined with a multi-electrode ion chamber for soft X-rays / M. Kato, I. H. Suzuki, A. Nohtomi [et al.]. – Текст : непосредственный // Radiation Physics and Chemistry. – 2010. – Vol. 79, No. 4. – P. 397–404.
155. Williams, A. J. Study of the uncertainty in the determination of the absorbed dose to water during the calibration of photon beams / A. J. Williams. – Текст : непосредственный // Journal of Physics : Conference Series. – 2015. – Vol. 587. – P. 012015.

156. Li-Rong Zheng. Comparison of X-ray Radiant Power Absolute Measurement between a Free-Air Ionization Chamber and a Cryogenic Electrical Substitution Radiometer / Li-Rong Zheng. – Текст : непосредственный // Metrologia. – 2023. – Vol. 60, No. 4. – P. 045003.

157. Pruitt, J. S. Beta-Ray Calibration at NBS / J. S. Pruitt, C. G. Soares, M. Ehrlich. – Gaithersburg, MD : National Bureau of Standards, 1988. – Текст : непосредственный.

158. Böhm, J. The Design and Secondary Standard Calibration of an Extrapolation Chamber for Beta Radiation / J. Böhm. – Текст : непосредственный // Health Physics. – 1980. – Vol. 38, No. 4. – P. 703–708.

159. Attix, F. H. Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry / F. H. Attix. – Weinheim, Germany : John Wiley & Sons, 2008. – 624 p. – Текст : непосредственный.

160. ISO 6980-2:2023. Nuclear energy – Reference beta-particle radiations – Part 2 : Calibration fundamentals of dosimetry systems with regard to the basic quantities characterising the radiation field : international standard. – Geneva : International Organization for Standardization, 2023. – Текст : непосредственный.

161. NIST Measurement Services : National Primary Standards for Beta-Particle Dosimetry / R. Minniti, C. G. Soares. – Gaithersburg, MD : National Institute of Standards and Technology, 2015. – Текст : непосредственный.

162. Comparison of Extrapolation Chamber Measurements of the Absorbed Dose Rate for Beta Radiation between VNIIM (Russia) and PTB (Germany) / J. Bohm, N. D. Villevalde, A. V. Oborin, P. Christensen. – Braunschweig : Physikalisch-Technische Bundesanstalt, 2005. – Текст : непосредственный.

163. E4980A Precision LCR Meter DATA SHEET / Keysight Technologies. – Santa Rosa, CA : Keysight Technologies, 2014. – URL: https://spegroup.ru/upload/wikifiles/E4980_datasheet.pdf?ysclid=mbw9cxi9y4823490615 (дата обращения: 14.06.2025). – Текст : электронный.

164. Xi, Z. Research on Electric Field Distribution of Free Air Ionization Chamber / Z. Xi, S. Mingzhe, T. Zhongbin [et al.]. – Текст : непосредственный // Atomic Energy Science and Technology. – 2020. – Vol. 54, No. 3. – P. 542–548.
165. Norgren, M. K. The capacitance of the circular parallel plate capacitor obtained by solving the Love integral equation using an analytic expansion of the kernel / M. K. Norgren, B. L. G. Jonsson. – Текст : непосредственный // Progress In Electromagnetics Research. – 2009. – Vol. 97. – P. 357–372.
166. Hughes, J. V. The Dielectric Constant of Dry Air / J. V. Hughes, H. L. Armstrong. – Текст : непосредственный // Journal of Applied Physics. – 1952. – Vol. 23, No. 5. – P. 501–504.
167. CODATA Recommended values of the fundamental physical constants / National Institute of Standards and Technology. – Gaithersburg, MD : NIST, 2022. – URL: https://physics.nist.gov/cuu/pdf/wall_2022.pdf (дата обращения: 14.06.2025). – Текст : электронный.
168. Yi, C.-Y. Temperature dependence of effective area and depth of extrapolation chamber in dosimetry / C.-Y. Yi, Y. H. Kim, I. Kim. – Текст : непосредственный // Metrologia. – 2021. – Vol. 58, No. 4. – P. 045001.
169. Billas, I. Development of a primary standard for absorbed dose from unsealed radionuclide solutions / I. Billas, D. Shipley, S. Galer [et al.]. – Текст : непосредственный // Metrologia. – 2016. – Vol. 53, No. 6. – P. 1259–1271.
170. Petrie, L. M. Characterisation of a Graphite Calorimeter in Scanned Proton Beams / L. M. Petrie. – Glasgow : University of Strathclyde, 2016. – Текст : непосредственный.
171. Osinga, J.-M. Absorbed dose in ion beams: comparison of ionisation- and fluence-based measurements / J.-M. Osinga, S. Brons, J. A. Bartz [et al.]. – Текст : непосредственный // Radiation Protection Dosimetry. – 2014. – Vol. 161, No. 1–4. – P. 387–392.
172. Ortiz, R. Preclinical dosimetry in proton minibeam radiation therapy : Robustness analysis and guidelines / R. Ortiz, L. De Marzi, Y. Prezado. – Текст : непосредственный // Medical Physics. – 2022. – Vol. 49, No. 8. – P. 5551–5561.

173. Vatnitsky, S. Proton dosimetry intercomparison / S. Vatnitsky, J. Siebers, D. Miller [et al.]. – Текст : непосредственный // *Radiotherapy and Oncology*. – 1996. – Vol. 41, No. 2. – P. 169–177.

174. Ruangchan, S. Dose calculation accuracy in particle therapy : Comparing carbon ions with protons / S. Ruangchan, H. Palmans, B. Knäusl [et al.]. – Текст : непосредственный // *Medical Physics*. – 2021. – Vol. 48, No. 10. – P. 5742–5755.

175. Rossomme, S. Conversion from dose-to-graphite to dose-to-water in an 80 MeV/A carbon ion beam / S. Rossomme, H. Palmans, D. Shipley [et al.]. – Текст : непосредственный // *Physics in Medicine and Biology*. – 2013. – Vol. 58, No. 16. – P. 5363–5380.

176. Lourenço, A. Absolute dosimetry for FLASH proton pencil beam scanning radiotherapy / A. Lourenço, A. Subiel, N. Lee [et al.]. – Текст : непосредственный // *Scientific Reports*. – 2023. – Vol. 13, No. 1. – P. 2054.

177. Paganetti, H. Dose to water versus dose to medium in proton beam therapy / H. Paganetti. – Текст : непосредственный // *Physics in Medicine and Biology*. – 2009. – Vol. 54, No. 14. – P. 4399–4421.

178. Mulder, J. Water calorimetry for proton therapy : Implementing a primary dose measurement standard / J. Mulder. – Groningen : Rijksuniversiteit Groningen, 2017. – Текст : непосредственный.

179. Lourenço, A. A portable primary-standard level graphite calorimeter for absolute dosimetry in clinical pencil beam scanning proton beams / A. Lourenço, N. Lee, F. Charlwood [et al.]. – Текст : непосредственный // *Physics in Medicine and Biology*. – 2023. – Vol. 68, No. 17. – P. 175021.

180. Palmans, H. Dosimetry using plane-parallel ionization chambers in a 75 MeV clinical proton beam / H. Palmans, F. Verhaegen, J.-M. Denis, S. Vynckier. – Текст : непосредственный // *Physics in Medicine and Biology*. – 2002. – Vol. 47, No. 16. – P. 2895–2905.

181. Wang, Z. Water calorimetry-based determination of absorbed dose to water and beam quality correction factors for ten ionization chambers in scanned

proton beams / Z. Wang, S. Jin, C. Li [et al.]. – Текст : непосредственный // *Physics in Medicine & Biology*. – 2025. – Vol. 70, No. 14. – P. 145024.

182. Rossomme, S. Determination of KQ,Q0-Factors From Water and Graphite Calorimetry in a 60 MeV Proton Beam / S. Rossomme, J. Renaud, N. Lee [et al.]. – Текст : непосредственный // *Medical Physics*. – 2014. – Vol. 41, No. 6. – P. 319.

183. Holm, K. M. Direct determination of kQ for Farmer-type ionization chambers in a clinical scanned carbon-ion beam using water calorimetry / K. M. Holm, O. Jäkel, A. Krauss. – Текст : непосредственный // *Physics in Medicine & Biology*. – 2022. – Vol. 67, No. 4. – P. 049401.

184. Holm, K. M. Water calorimetry-based kQ factors for Farmer-type ionization chambers in the SOBP of a carbon-ion beam / K. M. Holm, O. Jäkel, A. Krauss. – Текст : непосредственный // *Physics in Medicine & Biology*. – 2021. – Vol. 66, No. 14. – P. 145012.

185. Giesen, U. Dosimetry with a transportable water calorimeter in neutron, proton and heavy-ion radiation fields / U. Giesen, H. J. Brede, K.-D. Greif. – Текст : непосредственный // *Radiation Protection Dosimetry*. – 2007. – Vol. 126, No. 1–4. – P. 600–603.

186. McCallum, S. Proof-of-Principle of Absolute Dosimetry Using an Absorbed Dose Portable Calorimeter with Laser-Driven Proton Beams / S. McCallum, N. Lee, G. Milluzzo [et al.]. – Текст : непосредственный // *Applied Sciences*. – 2023. – Vol. 13, No. 21. – P. 11894.

187. Reference dosimetry for protons and light-ion beams based on graphite calorimetry / H. Palmans, S. Rossomme, R. Thomas [et al.]. – Sèvres : Bureau International des Poids et Mesures, 2021. – Текст : непосредственный.

188. Rossomme, S. Reference dosimetry for light-ion beams based on graphite calorimetry / S. Rossomme, H. Palmans, R. Thomas [et al.]. – Текст : непосредственный // *Radiation Protection Dosimetry*. – 2014. – Vol. 161, No. 1–4. – P. 92–95.

189. Renaud, J. Development and application of a water calorimeter for the absolute dosimetry of short-range particle beams / J. Renaud, S. Rossomme, A. Sarfehnia [et al.]. – Текст : непосредственный // *Physics in Medicine and Biology*. – 2016. – Vol. 61, No. 18. – P. 6602–6619.
190. Ross, C. K. Water calorimetry for radiation dosimetry / C. K. Ross, N. V. Klassen. – Текст : непосредственный // *Physics in Medicine and Biology*. – 1996. – Vol. 41, No. 1. – P. 1–29.
191. Domen, S. R. A sealed water calorimeter for measuring absorbed dose / S. R. Domen. – Текст : непосредственный // *Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology*. – 1994. – Vol. 99, No. 2. – P. 121–141.
192. Domen, S. R. An Absorbed Dose Water Calorimeter : Theory, Design, and Performance / S. R. Domen. – Текст : непосредственный // *Journal of Research of the National Bureau of Standards*. – 1982. – Vol. 87, No. 3. – P. 211–235.
193. Karger, C. P. Dosimetry for ion beam radiotherapy / C. P. Karger, O. Jäkel, H. Palmans, T. Kanai. – Текст : непосредственный // *Physics in Medicine and Biology*. – 2010. – Vol. 55, No. 21. – P. R193–R234.
194. Sakama, M. Evaluation of w values for carbon beams in air, using a graphite calorimeter / M. Sakama, T. Kanai, A. Fukumura, K. Abe. – Текст : непосредственный // *Physics in Medicine and Biology*. – 2009. – Vol. 54, No. 5. – P. 1111–1130.
195. Durante, M. Nuclear physics in particle therapy : a review / M. Durante, H. Paganetti. – Текст : непосредственный // *Reports on Progress in Physics*. – 2016. – Vol. 79, No. 9. – P. 096702.
196. Protocol for Heavy Charged-Particle Therapy Beam Dosimetry / J. T. Lyman, M. Awschalom, P. Berardo [et al.]. – College Park, MD : American Association of Physicists in Medicine, 1986. – URL: <https://www.aapm.org/pubs/reports/detail.asp?docid=15> (дата обращения: 05.02.2024). – Текст : электронный.

197. Subiel, A. Recent developments in absolute dosimetry for FLASH radiotherapy / A. Subiel, F. Romano. – Текст : непосредственный // The British Journal of Radiology. – 2023. – Vol. 96, No. 1141. – P. 20220560.

198. NPL introduces absolute dosimetry for FLASH proton beams / National Physical Laboratory. – Teddington : National Physical Laboratory, 2023. – Текст : непосредственный.

199. Gottschalk, B. Radiotherapy Proton Interactions in Matter / B. Gottschalk. – Lemont, IL : arXiv, 2018. – URL: <http://arxiv.org/abs/1804.00022> (дата обращения: 05.02.2024). – Текст : электронный.

200. Lourenço, A. Experimental and Monte Carlo studies of fluence corrections for graphite calorimetry in low- and high-energy clinical proton beams / A. Lourenço, R. Thomas, H. Bouchard [et al.]. – Текст : непосредственный // Medical Physics. – 2016. – Vol. 43, No. 7. – P. 4122–4132.

201. Andreo, P. Fundamentals of Ionizing Radiation Dosimetry : Solutions to the Exercises / P. Andreo, D. T. Burns, A. E. Nahum, J. Seuntjens. – Weinheim, Germany : John Wiley & Sons, 2017. – 186 p. – Текст : непосредственный.

202. Osinga-Blättermann, J.-M. Direct determination of kQ for Farmer-type ionization chambers in a clinical scanned carbon ion beam using water calorimetry / J.-M. Osinga-Blättermann, S. Brons, S. Greilich [et al.]. – Текст : непосредственный // Physics in Medicine and Biology. – 2017. – Vol. 62, No. 6. – P. 2033–2054.

203. ICRU Report 49 : Stopping Power and Ranges for Protons and Alpha Particles / International Commission on Radiation Units and Measurements. – Bethesda, MD : ICRU, 1993. – URL: <https://www.icru.org/report/stopping-power-and-ranges-for-protons-and-alpha-particles-report-49/> (дата обращения: 17.06.2025). – Текст : электронный.

204. ICRU Report 73 : Stopping of Ions Heavier Than Helium / International Commission on Radiation Units and Measurements. – Bethesda, MD : ICRU, 2005. – URL: <https://www.icru.org/report/stopping-of-ions-heavier-than-helium-report-73/> (дата обращения: 17.06.2025). – Текст : электронный.

205. ICRU Report 90 : Key Data For Ionizing-Radiation Dosimetry : Measurement Standards And Applications / International Commission on Radiation Units and Measurements. – Bethesda, MD : ICRU, 2016. – URL: <https://www.icru.org/report/icru-report-90-key-data-for-ionizing-radiation-dosimetry-measurement-standards-and-applications/> (дата обращения: 17.06.2025). – Текст : электронный.

206. Burigo, L. N. Impact of new ICRU 90 key data on stopping-power ratios and beam quality correction factors for carbon ion beams / L. N. Burigo, S. Greilich. – Текст : непосредственный // Physics in Medicine & Biology. – 2019. – Vol. 64, No. 19. – P. 195005.

207. PSTAR : Program for Calculating Stopping-Power and Range Tables for Protons / National Institute of Standards and Technology. – Gaithersburg, MD : NIST, 1998. – URL: <https://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/PSTAR.html> (дата обращения: 17.06.2025). – Текст : электронный.

208. Lühr, A. Fluence correction factors and stopping power ratios for clinical ion beams / A. Lühr, D. Hansen, N. Sobolevsky [et al.]. – Текст : непосредственный // Acta Oncologica. – 2011. – Vol. 50, No. 6. – P. 797–805.

209. Hara, Y. Experimental verification of short-range low-energy carbon-ion scanning in NIRS-HIMAC / Y. Hara, N. Saotome, T. Furukawa [et al.]. – Текст : непосредственный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms. – 2019. – Vol. 461. – P. 6–9.

210. Jia, Y. Experimental validation of GEANT4 nuclear interaction models in dose calculations of therapeutic carbon ion beams / Y. Jia, M. Favaretto, L. Hartl [et al.]. – Текст : непосредственный // Medical Physics. – 2025. – Vol. 52, No. 8. – P. mp.17906.

211. Palmans, H. Fluence correction factors for graphite calorimetry in a low-energy clinical proton beam : I. Analytical and Monte Carlo simulations / H. Palmans, L. Al-Sulaiti, P. Andreo [et al.]. – Текст : непосредственный // Physics in Medicine and Biology. – 2013. – Vol. 58, No. 10. – P. 3481–3499.

212. Liu, R. Experimental validation of proton physics models of Geant4 for calculating stopping power ratio / R. Liu, X. Zhao, M. Medrano. – Текст : непосредственный // Journal of Radiological Protection. – 2022. – Vol. 42, No. 2. – P. 021530.

213. Böhlen, T. T. The FLUKA Code : Developments and Challenges for High Energy and Medical Applications / T. T. Böhlen, F. Cerutti, M. P. W. Chin [et al.]. – Текст : непосредственный // Nuclear Data Sheets. – 2014. – Vol. 120. – P. 211–214.

214. Souda, H. Commissioning of carbon ion treatment accelerator with a superconducting rotating gantry / H. Souda. – Chiba : National Institute of Radiological Sciences, 2017. – Текст : непосредственный.

215. Palmans, H. Fluence correction factors in plastic phantoms for clinical proton beams / H. Palmans, J. E. Symons, J.-M. Denis [et al.]. – Текст : непосредственный // Physics in Medicine and Biology. – 2002. – Vol. 47, No. 17. – P. 3055–3071.

216. Petrie, L. M. Monte Carlo calculated correction factors for the NPL proton calorimeter / L. M. Petrie, S. Galer, D. Shipley, H. Palmans. – Текст : непосредственный // Radiation Physics and Chemistry. – 2017. – Vol. 140. – P. 383–385.

217. Palmans, H. A small-body portable graphite calorimeter for dosimetry in low-energy clinical proton beams / H. Palmans, R. Thomas, M. Simon [et al.]. – Текст : непосредственный // Physics in Medicine and Biology. – 2004. – Vol. 49, No. 16. – P. 3737–3749.

218. Palmans, H. Feasibility Of Graphite Calorimetry In A Modulated Low-Energy Clinical Proton Beam / H. Palmans, R. Thomas, M. Simon [et al.]. – Teddington : National Physical Laboratory, 2004. – Текст : непосредственный.

219. Klassen, N. V. Water calorimetry : A correction to the heat defect calculations / N. V. Klassen, C. K. Ross. – Текст : непосредственный // Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology. – 2002. – Vol. 107, No. 2. – P. 171–178.

220. Panta, P. P. Thermal defects of water, graphite and polystyrene affecting calorimetric response / P. P. Panta. – Текст : электронный // IAEA-SM-350/40. – Vienna : IAEA, 1997. – URL: https://www.researchgate.net/publication/325685774_THERMAL_DEFECTS_OF_WATER_GRAPHITE_AND_POLYSTYRENE_AFFECTING_CALORIMETRIC_RESPONSE (дата обращения: 18.06.2025).

221. Pryanichnikov, A. Status of the Proton Therapy Complex Prometheus / A. Pryanichnikov, V. Alexandrov, V. Balakin [et al.] ; под редакцией K. V. Maksim, S. R. W. Volker. – Текст : непосредственный // Proceedings of the 26th Russian Particle Accelerator Conference. – Protvino : JACoW, 2018. – Vol. RUPAC2018. – P. 121–124.

222. Мерзликин, Г. В. Верификация угловых характеристик узкого расходящегося пучка протонов на КИТ “ПРОМЕТЕУС” / Г. В. Мерзликин, В. О. Сабуров. – Текст : непосредственный // Краткие сообщения по физике ФИАН. – 2024. – Т. 51, № 8. – С. 35–42.

223. Green, S. IPEM code of practice for proton therapy dosimetry based on the NPL primary standard proton calorimeter calibration service / S. Green, A. Lourenço, H. Palmans. – Текст : непосредственный // Physics in Medicine & Biology. – 2025. – Vol. 70, No. 6. – P. 065016.

224. ATIMA : program for calculating stopping power and ranges of ions in matter / GSI Helmholtz Centre for Heavy Ion Research. – Darmstadt : GSI, 2021. – URL: <https://web-docs.gsi.de/~weick/atima/> (дата обращения: 04.08.2025). – Текст : электронный.

225. Guerra, A. S. A standard graphite calorimeter for dosimetry in brachytherapy with high dose rate ^{192}Ir sources / A. S. Guerra, S. Loreti, M. Pimpinella [et al.]. – Текст : непосредственный // Metrologia. – 2012. – Vol. 49, No. 5. – P. S179–S183.

226. Bambynek, M. Calorimetric Determination of Absorbed Dose to Water for an ^{192}Ir HDR Brachytherapy Source in Near-Field Geometry / M. Bambynek, A. Krauss, H.-J. Selbach ; под редакцией O. Dössel, W. C. Schlegel. – Текст :

электронный // World Congress on Medical Physics and Biomedical Engineering, September 7–12, 2009, Munich, Germany. – Berlin ; Heidelberg : Springer, 2009. – P. 89–92. – URL: http://link.springer.com/10.1007/978-3-642-03474-9_26 (дата обращения: 12.03.2024).

227. AlDehaybes, M. Development of Graphite Calorimeters as Primary Standards for Absorbed Dose to Water Measurements for ^{192}Ir HDR Source and IMRT / M. AlDehaybes. – London : University of Surrey, 2013. – Текст : непосредственный.

228. Rivard, M. J. Update of AAPM Task Group No. 43 Report : A revised AAPM protocol for brachytherapy dose calculations / M. J. Rivard. – Текст : непосредственный // Medical Physics. – 2004. – Vol. 31, No. 3. – P. 633–674.

229. Sander, T. NPL's new absorbed dose standard for the calibration of HDR ^{192}Ir brachytherapy sources / T. Sander, S. Duane, N. Lee [et al.]. – Текст : непосредственный // Metrologia. – 2012. – Vol. 49, No. 5. – P. S154–S160.

230. Sander, T. A prototype calorimeter for HDR ^{192}Ir brachytherapy sources / T. Sander, H. Palmans, S. Duane. – Teddington : National Physical Laboratory, 2011. – Текст : непосредственный.

231. Dose Calculation for Photon-Emitting Brachytherapy Sources with Average Energy Higher than 50 keV : Full Report of the AAPM and ESTRO / American Association of Physicists in Medicine, European Society for Radiotherapy and Oncology. – Alexandria, VA : AAPM, 2020. – Текст : непосредственный.

232. Schneider, T. Realization of the absorbed dose to water for 70 kV electronic brachytherapy sources for surface applications / T. Schneider. – Текст : непосредственный // Physics in Medicine & Biology. – 2023. – Vol. 68, No. 2. – P. 025014.

233. Sarfehnia, A. Realizing Absorbed Dose Directly for HDR Ir-192 Brachytherapy : Water Calorimetry and comparison to Ion Chamber, Gafchromic Film, and TG-43 / A. Sarfehnia, J. Seuntjens. – Текст : непосредственный // Medical Physics. – 2009. – Vol. 36, No. 9. – P. 4323.

234. Rivard, M. J. Supplement 2 for the 2004 update of the AAPM Task Group No. 43 Report : Joint recommendations by the AAPM and GEC-ESTRO / M. J. Rivard, F. Ballester, W. M. Butler [et al.]. – Текст : электронный // Medical Physics. – 2017. – Vol. 44, No. 9. – P. e25–e41. – URL: <https://aapm.onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/mp.12430> (дата обращения: 13.08.2025).

235. Bovi, M. Ionizing radiation metrology in cancer radiation therapy : ENEA-INMRI / M. Bovi, M. Capogni, C. Caporali [et al.]. – Текст : непосредственный // Energia, Ambiente e Innovazione. – 2012. – No. 6. – P. 1–13.

236. Adolfsson, E. Measurement of absorbed dose to water around an electronic brachytherapy source. Comparison of two dosimetry systems : lithium formate EPR dosimeters and radiochromic EBT2 film / E. Adolfsson, S. White, G. Landry [et al.]. – Текст : непосредственный // Physics in Medicine and Biology. – 2015. – Vol. 60, No. 9. – P. 3869–3882.

237. Sarfehnia, A. Direct measurement of absorbed dose to water in HDR 192Ir brachytherapy : Water calorimetry, ionization chamber, Gafchromic film, and TG-43 / A. Sarfehnia, I. Kawrakow, J. Seuntjens. – Текст : непосредственный // Medical Physics. – 2010. – Vol. 37, No. 4. – P. 1924–1932.

238. Sander, T. Design and Principles of a Graphite Calorimeter for Brachytherapy / T. Sander, P. Owen, M. Bailey [et al.]. – Текст : электронный // Standards, Applications and Quality Assurance in Medical Radiation Dosimetry (IDOS) : proceedings of an international symposium. – Vienna : IAEA, 2011. – Vol. 1. – P. 75–85. – URL: <https://inis.iaea.org/records/pnsg4-11602> (дата обращения: 17.06.2025).

239. Faddegon, B. A. The accuracy of EGSnrc, Geant4 and PENELOPE Monte Carlo systems for the simulation of electron scatter in external beam radiotherapy / B. A. Faddegon, I. Kawrakow, Y. Kubyshev [et al.]. – Текст : непосредственный // Physics in Medicine and Biology. – 2009. – Vol. 54, No. 20. – P. 6151–6163.

240. Failing, T. Enhancement of the EGSnrc code egs_chamber for fast fluence calculations of charged particles / T. Failing, G. H. Hartmann, F. W. Hensley [et al.]. – Текст : непосредственный // Zeitschrift für Medizinische Physik. – 2022. – Vol. 32, No. 4. – P. 417–427.

241. Walters, B. R. B. QA tests of the EGSnrc system and comparisons with EGS4 (Draft) / B. R. B. Walters, J. Treurniet, D. W. O. Rogers, I. Kawrakow. – Ottawa : National Research Council of Canada, 2001. – Текст : непосредственный.

242. Gilmore, I. S. Fluence, flux, current and current density measurement in faraday cups for surface analysis / I. S. Gilmore, M. P. Seah. – Текст : непосредственный // Surface and Interface Analysis. – 1995. – Vol. 23, No. 4. – P. 248–258.

243. Delle Side, D. Study of Faraday cups for fast ion beams provided by a LIS source / Delle Side D., Velardi L. – Lecce : Università del Salento, 2015. – Текст : непосредственный.

244. Gomà, C. Proton beam monitor chamber calibration / C. Gomà, S. Lorentini, D. Meer, S. Safai. – Текст : непосредственный // Physics in Medicine and Biology. – 2014. – Vol. 59, No. 17. – P. 4961–4971.

245. Koshelev, A. V. The Compact Faraday Cup for Radiobiological Researches in IHEP Accelerators Beams / A. V. Koshelev, Y. Antipov, G. A. Dantsevich [et al.]. – Protvino : Institute for High Energy Physics, 2010. – Текст : непосредственный.

246. Kim, K.-R. Development of an External Faraday Cup for the Beam Current Measurement / K.-R. Kim, M.-H. Jung, S. J. Ra [et al.]. – Текст : непосредственный // Journal of the Korean Physical Society. – 2010. – Vol. 56, No. 6. – P. 2104–2107.

247. Pavlov, L. Software and hardware complex for monitoring the ion beam parameters of a particle accelerator / L. Pavlov, G. Nikonova, A. Kabanov, A. Shchelkanov. – Текст : непосредственный // Journal of Physics : Conference Series. – 2020. – Vol. 1441, No. 1. – P. 012075.

248. Rawat, B. S. Design and Simulation of 10kW Faraday Cup for Ion Beam Current Measurement / B. S. Rawat, S. Vala, M. Abhangi [et al.]. – Текст : электронный // Volume 9 : Student Paper Competition. – Shanghai, China : American Society of Mechanical Engineers, 2017. – P. V009T15A051. – URL: <https://asmedigitalcollection.asme.org/ICONE/proceedings/ICONE25/57878/Shanghai,%20China/253101> (дата обращения: 05.02.2024).

249. Kanai, T. Initial recombination in a parallel-plate ionization chamber exposed to heavy ions / T. Kanai, M. Sudo, N. Matsufuji, Y. Futami. – Текст : непосредственный // Physics in Medicine and Biology. – 1998. – Vol. 43, No. 12. – P. 3549–3558.

250. Mizushima, K. Experimental study on monitoring system of clinical beam purity in multiple-ion beam operation for heavy-ion radiotherapy / K. Mizushima, Y. Iwata, M. Muramatsu [et al.]. – Текст : непосредственный // Review of Scientific Instruments. – 2020. – Vol. 91, No. 2. – P. 023309.

251. Urakabe, E. Parallel Plate Ionization Chamber for the Medical-use Heavy-ion Beams / E. Urakabe. – Harima Science Garden City : Japan Synchrotron Radiation Research Institute, 1997. – Текст : непосредственный.

252. Application of a secondary-electron transmission monitor for high-precision intensity measurements of relativistic heavy-ion beams / GSI Helmholtz Centre for Heavy Ion Research. – Darmstadt : GSI, 2002. – URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S0168900201019313> (дата обращения: 20.06.2025). – Текст : электронный.

253. The use of CVD-diamond for heavy-ion detection / Diamond Detection Collaboration. – Amsterdam : Elsevier, 2001. – URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S0925963501004435> (дата обращения: 20.06.2025). – Текст : электронный.

254. Jeong, T. W. CR-39 track detector for multi-MeV ion spectroscopy / T. W. Jeong, P. K. Singh, C. Scullion [et al.]. – Текст : непосредственный // Scientific Reports. – 2017. – Vol. 7, No. 1. – P. 2152.

255. Knolle, D. A segmented Faraday cup for two-dimensional representation of the current distribution of an ion beam / D. Knolle, D. Ratschko, M. Gläser. – Текст : непосредственный // Review of Scientific Instruments. – 1996. – Vol. 67, No. 9. – P. 3082–3084.

256. Lazerson, S. A. Development of a Faraday cup fast ion loss detector for keV beam ions / S. A. Lazerson, R. Ellis, C. Freeman [et al.]. – Текст : непосредственный // Review of Scientific Instruments. – 2019. – Vol. 90, No. 9. – P. 093504.

257. РД 50-25645.308-85. Методика контроля флюенса и мощности поглощенной дозы при испытаниях материалов и технических устройств на ускорителях протонов : методические указания. – Москва : Издательство стандартов, 1986. – 18 с. – Текст : непосредственный.

258. SEETRAM : Secondary Electron Transmission Monitor Info / GSI Helmholtz Centre for Heavy Ion Research. – Darmstadt : GSI, 2005. – URL: <https://www-windows.gsi.de/charms/seetraminfo/seetram2.htm> (дата обращения: 20.06.2025). – Текст : электронный.

259. CR-39 Plastic Nuclear Track Detector / Oklahoma State University. – Stillwater, OK : OSU, 2023. – URL: https://cas.okstate.edu/physics/about_us/dr_bentons_lab/research/cr-39_plastic_nuclear_track_detector.html (дата обращения: 20.06.2025). – Текст : электронный.

260. Determination of optimum etching duration of CR-39 track detector for high fluence alpha particle measurement using UV–Vis spectroscopy / Radiation Physics Collaboration. – Amsterdam : Elsevier, 2023. – URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S0969806X22005011> (дата обращения: 20.06.2025). – Текст : электронный.

261. Федоров, С. Г. Расчет значений амбиентного индивидуального эквивалента дозы нейтронного излучения на основе метода определения спектра / С. Г. Федоров, А. В. Берлянд, В. М. Дьяченко. – Текст :

непосредственный // Альманах современной метрологии. – 2021. – № 3 (27). – С. 46–61.

262. Федоров, С. Г. Государственный первичный эталон единиц поглощённой дозы, мощности поглощённой дозы, амбиентного и индивидуального эквивалентов дозы, мощностей амбиентного и индивидуального эквивалентов дозы нейтронного излучения ГЭТ 117-2023 / С. Г. Федоров, А. В. Берлянд, В. А. Берлянд [и др.]. – Текст : непосредственный // Измерительная техника. – 2024. – № 10. – С. 4–12.

263. Karelin, A. The measurement of cosmic ray proton energy with electromagnetic calorimeter of PAMELA instrument / A. Karelin. – Moscow : National Research Nuclear University MEPhI, 2009. – Текст : непосредственный.

264. Brown, J. A. A Double Time of Flight Method For Measuring Proton Light Yield / J. A. Brown. – Berkeley, CA : University of California, Berkeley, 2018. – Текст : непосредственный.

265. Accurate spectra for high energy ions by advanced time-of-flight diamond-detector schemes in experiments with high energy and intensity lasers / M. Salvadori, F. Consoli, C. Verona [et al.]. – Текст : электронный // Scientific Reports. – 2021. – Vol. 11, No. 1. – P. 3173. – URL: <https://www.nature.com/articles/s41598-021-82655-w> (дата обращения: 26.07.2025).

266. Аверьянов, А. В. Детекторы времяпролетной системы спектрометра ГИПЕРНИС / А. В. Аверьянов [и др.]. – Текст : непосредственный // Письма в ЭЧАЯ. – 2019. – Т. 16, № 6. – С. 565–576.

267. Азнабаев, Д. Измерение времени пролета заряженных частиц времяпролетным детектором на основе МКП / Д. Азнабаев, И. Смирнов, А. Исатов [и др.]. – Текст : непосредственный // Письма в ЭЧАЯ. – 2019. – Т. 16, № 6. – С. 620–626.

268. Boisseau, P. Use of the Multi-layer Faraday Collector as a Transferable Standard for Proton Range and Beam Energy / P. Boisseau, A. Dart, J. Gordon [et

al.]. – Boston, MA : Massachusetts General Hospital, 2015. – Текст : непосредственный.

269. Burrage, J. W. A simple method to measure proton beam energy in a standard medical cyclotron / J. W. Burrage, A. H. Asad, R. A. Fox [et al.]. – Текст : непосредственный // Australasian Physical & Engineering Sciences in Medicine. – 2009. – Vol. 32, No. 2. – P. 92–97.

270. Титаренко, Ю. Е. Токовый измеритель плотности потока частиц в режиме реального времени / Ю. Е. Титаренко, В. Ф. Батяев, С. П. Боровлев [и др.]. – Текст : непосредственный // Приборы и техника эксперимента. – 2013. – № 5. – С. 132–133.

271. Huang, S. Validation and clinical implementation of an accurate Monte Carlo code for pencil beam scanning proton therapy / S. Huang, M. Kang, K. Souris [et al.]. – Текст : непосредственный // Journal of Applied Clinical Medical Physics. – 2018. – Vol. 19, No. 5. – P. 558–572.

272. Lambrechts, K. Fitting the Bragg peak for accurate proton range determination / K. Lambrechts. – Louvain-la-Neuve : Université catholique de Louvain, 2014. – Текст : непосредственный.

273. Verburg, J. M. Reducing Range Uncertainty in Proton Therapy / J. M. Verburg. – Текст : непосредственный // Proton Therapy : physics and clinical applications / edited by H. Paganetti. – Boca Raton, FL : CRC Press, 2018. – P. 155–182.

274. Kumazaki, Y. Determination of the mean excitation energy of water from proton beam ranges / Y. Kumazaki, T. Akagi, T. Yanou [et al.]. – Текст : непосредственный // Radiation Measurements. – 2007. – Vol. 42, No. 10. – P. 1683–1691.

275. Grün, R. Physical and biological factors determining the effective proton range / R. Grün, T. Friedrich, M. Krämer [et al.]. – Текст : непосредственный // Medical Physics. – 2013. – Vol. 40, No. 11. – P. 111716.

276. The Stopping and Range of Ions in Matter / J. F. Ziegler, J. P. Biersack. – Текст : электронный // Ions in Matter : conference paper / edited by J. F. Ziegler.

– New York : Springer, 1980. – P. 124–140. – URL: https://link.springer.com/chapter/10.1007/978-1-4615-8103-1_3 (дата обращения: 25.06.2025).

277. Schuemann, J. Site-specific range uncertainties caused by dose calculation algorithms for proton therapy / J. Schuemann, S. Dowdell, C. Grassberger [et al.]. – Текст : непосредственный // *Physics in Medicine and Biology*. – 2014. – Vol. 59, No. 15. – P. 4007–4031.

278. Shi, C. Monte Carlo calculation of the mass stopping power of EBT3 and EBT-XD films for protons for energy ranges of 50–400 MeV / C. Shi, C. Chen, D. Mah, M. F. Chan. – Текст : непосредственный // *Precision Radiation Oncology*. – 2018. – Vol. 2, No. 4. – P. 106–113.

279. Liang, Y. A general-purpose Monte Carlo particle transport code based on inverse transform sampling for radiotherapy dose calculation / Y. Liang, W. Muhammad, G. R. Hart [et al.]. – Текст : непосредственный // *Scientific Reports*. – 2020. – Vol. 10, No. 1. – P. 9808.

280. The FLUKA Code : An Accurate Simulation Tool for Particle Therapy / G. Battistoni, J. Bauer, T. T. Boehlen [et al.]. – Текст : электронный // *Frontiers in Oncology*. – 2016. – Vol. 6. – P. 116. – URL: <http://journal.frontiersin.org/Article/10.3389/fonc.2016.00116/abstract> (дата обращения: 27.07.2025).

281. The MCNPX Monte Carlo Radiation Transport Code / L. S. Waters, G. W. McKinney, J. W. Durkee [et al.]. – Текст : электронный // *Nuclear Instruments and Methods*. – Batavia, IL : AIP, 2007. – P. 81–90. – URL: <https://pubs.aip.org/aip/acp/article/896/1/81-90/611203> (дата обращения: 27.07.2025).

282. Mangiarotti, A. A survey of energy loss calculations for heavy ions between 1 and 100 keV / A. Mangiarotti, M. I. Lopes, M. L. Benabderrahmane [et al.]. – Текст : непосредственный // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. – 2007. – Vol. 580, No. 1. – P. 114–117.

Приложения

Приложение 1

РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ



RU2022664676

ФЕДЕРАЛЬНАЯ СЛУЖБА
ПО ИНТЕЛЛЕКТУАЛЬНОЙ СОБСТВЕННОСТИ
ГОСУДАРСТВЕННАЯ РЕГИСТРАЦИЯ ПРОГРАММЫ ДЛЯ ЭВМ

Номер регистрации (свидетельства):
2022664676
Дата регистрации: 03.08.2022
Номер и дата поступления заявки:
2022664244 28.07.2022
Дата публикации и номер бюллетеня:
03.08.2022 Бюл. № 8

Автор(ы):
Берлянд Александр Владимирович (RU),
Берлянд Владимир Александрович (RU),
Федоров Сергей Григорьевич (RU),
Дьяченко Владимир Михайлович (RU)
Правообладатель(и):
Российская Федерация, от имени которой
выступает Федеральное агентство по
техническому регулированию и метрологии
(РОССТАНДАРТ) (RU)

Название программы для ЭВМ:

Программа считывания и обработки данных ионизационной камеры

Реферат:

Программа предназначена для коммутации преобразователя первичного ионометрического и электрометра с персональным компьютером и реализации следующих функций: удаленное управление функциями электрометра; измерение ионизационного тока и последующий расчет мощности поглощенной дозы излучения; измерение электрического заряда за установленное время с последующим расчетом поглощенной дозы; установка высокого напряжения для ионизационного преобразователя; компенсация токов утечки преобразователя первичного ионометрического путем вычитания измеренных значений из последующего результата измерений.

Программа обеспечивает решение следующих задач: удаленное управление первичным преобразователем ионометрическим и электрометром; измерение ионизационного тока и электрического заряда; расчет значений поглощенной дозы и мощности поглощенной дозы.

ОС: Windows 7 SP1.

Язык программирования: C++

Объем программы для ЭВМ: 10 МБ

Стр.: 1



Приложение 2



МИНИСТЕРСТВО ПРОМЫШЛЕННОСТИ И ТОРГОВЛИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО
ПО ТЕХНИЧЕСКОМУ РЕГУЛИРОВАНИЮ И МЕТРОЛОГИИ
(Росстандарт)

П Р И К А З

26 сентября 2024 г.

№ 2273

Москва

**Об утверждении Государственной поверочной схемы
для средств измерений поглощенной дозы и мощности поглощенной дозы
фотонного, электронного, протонного излучений и в пучках ионов
углерода, амбиентного, направленного и индивидуального эквивалентов
дозы, мощностей амбиентного, направленного и индивидуального
эквивалентов дозы фотонного излучения, количества, флюенса,
плотности потока и энергии частиц в пучках протонов
и тяжелых заряженных частиц**

В соответствии с пунктом 6 главы II Положения об эталонах единиц величин, используемых в сфере государственного регулирования обеспечения единства измерений, утвержденным постановлением Правительства Российской Федерации от 23 сентября 2010 г. № 734 «Об эталонах единиц величин, используемых в сфере государственного регулирования обеспечения единства измерений», требованиями к содержанию и построению государственных поверочных схем и локальных поверочных схем, в том числе к их разработке, утверждению и изменению, утвержденными приказом Министерства промышленности и торговли Российской Федерации от 11 февраля 2020 г. № 456, Планом разработки, пересмотра и утверждения государственных поверочных схем на 2024 год, утвержденным приказом Федерального агентства по техническому регулированию и метрологии от 28 декабря 2023 г. № 2823 (с изменениями, внесенными приказами Федерального агентства по техническому регулированию и метрологии от 2 февраля 2024 г. № 286, от 24 апреля 2024 г. № 1089, от 14 августа 2024 г. № 1893), п р и к а з ы в а ю:

1. Утвердить прилагаемую Государственную поверочную схему для средств измерений поглощенной дозы и мощности поглощенной дозы фотонного, электронного, протонного излучений и в пучках ионов углерода, амбиентного, направленного и индивидуального эквивалентов дозы, мощностей амбиентного, направленного и индивидуального эквивалентов дозы

фотонного излучения, количества, флюенса, плотности потока и энергии частиц в пучках протонов и тяжелых заряженных частиц (далее – ГПС).

2. Установить, что:

ГПС применяется для Государственного первичного эталона единиц поглощенной дозы и мощности поглощенной дозы фотонного, электронного, протонного излучений и в пучках ионов углерода, количества, флюенса, плотности потока и энергии частиц в пучках протонов и тяжелых заряженных частиц (ГЭТ 38-2024), прослеживаемых к нему эталонов и средств измерений поглощенной дозы и мощности поглощенной дозы фотонного, электронного, протонного излучений и в пучках ионов углерода, количества, флюенса, плотности потока и энергии частиц в пучках протонов и тяжелых заряженных частиц и вводится в действие с 1 октября 2024 г.;

эталон, аттестованный на соответствие требованиям государственной поверочной схемы для средств измерений поглощенной дозы и мощности поглощенной дозы, эквивалента дозы и мощности эквивалента дозы фотонного и электронного излучений, поглощенной дозы и мощности поглощенной дозы протонного излучения, утвержденной приказом Федерального агентства по техническому регулированию и метрологии от 26 сентября 2022 г. № 2359 «Об утверждении Государственной поверочной схемы для средств измерений поглощенной дозы и мощности поглощенной дозы, эквивалента дозы и мощности эквивалента дозы фотонного и электронного излучений, поглощенной дозы и мощности поглощенной дозы протонного излучения» (далее – Приказ № 2359), или локальным поверочным схемам, применяются до даты окончания срока действия свидетельства об аттестации, выданного до ввода в действие ГПС;

эталон, аттестованный на соответствие требованиям Приказа № 2359, соответствующие по своим метрологическим характеристикам указанному разряду ГПС, подлежат периодической аттестации на соответствие ГПС не позднее срока окончания действия свидетельства об аттестации, в документы на эталоны вносятся соответствующие изменения;

эталон, аттестованный на соответствие требованиям Приказа № 2359, не соответствующие по своим метрологическим характеристикам указанному разряду ГПС, подлежат первичной аттестации не позднее срока окончания действия свидетельства об аттестации и утверждению в соответствии с ГПС;

эталон, аттестованный на соответствие локальным поверочным схемам, подлежат первичной аттестации не позднее срока окончания действия свидетельства об аттестации и утверждению в соответствии с ГПС;

информация о прекращении применения эталонов по Приказу № 2359 или локальным поверочным схемам, или об изменении ГПС для эталонов, не требующих переутверждения, передается держателем эталона в Федеральный информационный фонд по обеспечению единства измерений (далее – Федеральный фонд) после даты окончания срока действия свидетельства об аттестации.

3. Федеральному государственному унитарному предприятию «Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических

и радиотехнических измерений» направить сведения о ГПС в федеральное государственное бюджетное учреждение «Всероссийский научно-исследовательский институт метрологической службы» для их внесения в Федеральный фонд.

4. Управлению метрологии, государственного контроля и надзора Федерального агентства по техническому регулированию и метрологии обеспечить размещение информации об утверждении ГПС на официальном сайте Федерального агентства по техническому регулированию и метрологии в информационно-телекоммуникационной сети «Интернет».

5. Признать утратившим силу приказ Федерального агентства по техническому регулированию и метрологии от 26 сентября 2022 г. № 2359 «Об утверждении Государственной поверочной схемы для средств измерений поглощенной дозы и мощности поглощенной дозы, эквивалента дозы и мощности эквивалента дозы фотонного и электронного излучений, поглощенной дозы и мощности поглощенной дозы протонного излучения» с 1 октября 2024 г.

6. Контроль за исполнением настоящего приказа оставляю за собой.

Заместитель руководителя



Е.Р. Лазаренко

Приложение 3

УТВЕРЖДЕНА
приказом Федерального агентства
по техническому регулированию
и метрологии
от «26» сентября 2024 г. № 2273

**ГОСУДАРСТВЕННАЯ ПОВЕРОЧНАЯ СХЕМА ДЛЯ СРЕДСТВ
ИЗМЕРЕНИЙ ПОГЛОЩЕННОЙ ДОЗЫ И МОЩНОСТИ
ПОГЛОЩЕННОЙ ДОЗЫ ФОТОННОГО, ЭЛЕКТРОННОГО,
ПРОТОННОГО ИЗЛУЧЕНИЙ И В ПУЧКАХ ИОНОВ УГЛЕРОДА,
АМБИЕНТНОГО, НАПРАВЛЕННОГО И ИНДИВИДУАЛЬНОГО
ЭКВИВАЛЕНТОВ ДОЗЫ, МОЩНОСТЕЙ АМБИЕНТНОГО,
НАПРАВЛЕННОГО И ИНДИВИДУАЛЬНОГО ЭКВИВАЛЕНТОВ ДОЗЫ
ФОТОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, КОЛИЧЕСТВА, ФЛЮЕНСА,
ПЛОТНОСТИ ПОТОКА И ЭНЕРГИИ ЧАСТИЦ В ПУЧКАХ ПРОТОНОВ
И ТЯЖЕЛЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ**

1 Область применения

Настоящая Государственная поверочная схема распространяется на средства измерений поглощенной дозы и мощности поглощенной дозы фотонного, электронного, протонного излучений и в пучках ионов углерода, амбиентного, направленного и индивидуального эквивалентов дозы, мощностей амбиентного, направленного и индивидуального эквивалентов дозы фотонного излучения, количества, флюенса, плотности потока и энергии частиц в пучках протонов и тяжелых заряженных частиц и устанавливает порядок передачи единиц поглощенной дозы – грея (Гр), мощности поглощенной дозы – грея в секунду ($\text{Гр} \cdot \text{с}^{-1}$) фотонного, электронного, протонного излучения и в пучках ионов углерода, эквивалента дозы (амбиентного, индивидуального и направленного) – зиверта (Зв), и мощности эквивалента дозы (амбиентного, индивидуального и направленного) – зиверта в секунду ($\text{Зв} \cdot \text{с}^{-1}$) фотонного излучения, количества частиц, флюенса (см^{-2}), плотности потока ($\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$) и энергии частиц (МэВ) от государственного первичного эталона единиц поглощенной дозы и мощности поглощенной дозы фотонного, электронного, протонного излучений и в пучках ионов углерода, количества, флюенса, плотности потока и энергии частиц в пучках протонов и тяжелых заряженных частиц при помощи вторичных и рабочих эталонов средствам измерений с указанием погрешностей и методов передачи единиц величин.

Графическая часть Государственной поверочной схемы для средств измерений поглощенной дозы и мощности поглощенной дозы фотонного, электронного, протонного излучений и в пучках ионов углерода, амбиентного, направленного и индивидуального эквивалентов дозы, мощностей амбиентного, направленного и индивидуального эквивалентов дозы фотонного излучения, количества, флюенса, плотности потока и энергии частиц в пучках протонов и тяжелых заряженных частиц представлена в приложении А.

2 Сокращения и обозначения

2.1 Сокращения:

ГПЭ – государственный первичный эталон;

МПД – мощность поглощенной дозы;

НСП – неисключенная систематическая погрешность;

ПД – поглощенная доза;

СКО – среднее квадратическое отклонение.

2.2 Обозначения:

S_0 – относительное среднее квадратическое отклонение;

Θ_0 – относительная неисключенная систематическая погрешность;

S_Σ – относительное суммарное СКО результатов измерений;

u_A – стандартная неопределенность, оцененная по типу А;

u_B – стандартная неопределенность, оцененная по типу В;

u_c – суммарная стандартная неопределенность;

U – расширенная неопределенность при коэффициенте охвата $K = 2$;
 δ_o – допускаемые значения доверительных границ относительной погрешности рабочих эталонов;
 Δ_o – пределы допускаемых относительных погрешностей средств измерений.

3 Государственный первичный эталон

3.1 Государственный первичный эталон предназначен для воспроизведения и хранения единиц поглощенной дозы и мощности поглощенной дозы фотонного, электронного, протонного излучений и в пучках ионов углерода, количества, флюенса, плотности потока и энергии частиц в пучках протонов и тяжелых заряженных частиц.

3.2 В основу измерений поглощенной дозы, мощности поглощенной дозы фотонного, электронного, протонного излучений и в пучках ионов углерода, выполняемых в Российской Федерации, должны быть положены единицы, воспроизводимые указанным государственным первичным эталоном.

3.3 Государственный первичный эталон состоит из комплекса первичных измерительных преобразователей, измерительно-информационных технических средств:

дифференциальный калориметр интегрального теплового потока для фотонного излучения с энергией 1,25 МэВ (гамма-излучения Co-60);

адиабатический калориметр для фотонного излучения в диапазоне энергий от 50 кэВ до 50 МэВ и электронного излучения с энергией от 5 МэВ до 50 МэВ;

адиабатический калориметр для фотонного излучения в диапазоне энергий от 15 кэВ до 50 кэВ;

графитовый фантом для размещения наперстковых ионизационных камер;

графитовый фантом для размещения плоскопараллельных ионизационных камер на поверхности фантома;

водный фантом с глубиной размещения наперстковых ионизационных камер 5 г/см² (глубина определяется как произведение длины на плотность);

водный фантом с глубиной размещения наперстковых ионизационных камер 2 г/см²;

твердотельный фантом для размещения плоскопараллельных ионизационных камер на поверхности фантома;

компаратор: транспортабельный калориметр, универсальный дозиметр с ионизационными камерами;

плоскопараллельная ионизационная камера-монитор;

экстраполяционная графитовая ионизационная камера в графитовом фантоме;

адиабатический калориметр для воспроизведения единиц поглощенной дозы и мощности поглощенной дозы протонного излучения в диапазоне энергий от 50 МэВ до 300 МэВ;

3D- водный фантом стационарный;
 поглотитель переменной толщины;
 цилиндр Фарадея;
 плоскопараллельная ионизационная камера;
 дозиметр с ионизационными камерами;
 комплекс эталонной аппаратуры для измерения параметров пучков протонов и тяжелых заряженных частиц для целей лучевой терапии и испытаний на стойкость к воздействию тяжелых заряженных частиц;
 калориметр полного поглощения;
 система сбора и обработки данных;
 мера сопротивления;
 нановольтметр;
 измеритель малых токов;
 комплекс управления калориметрическими измерениями.

3.4 Диапазоны значений поглощенной дозы и мощности поглощенной дозы фотонного, электронного, протонного излучений и в пучках тяжелых заряженных частиц, в которых воспроизводится единица, составляют соответственно от 1 до 10^3 Гр и от 10^{-3} до 10^2 Гр/с.

Диапазоны энергий излучений, в которых эталон воспроизводит единицы поглощенной дозы и мощности поглощенной дозы, составляют:

фотонного излучения - от 15 кэВ до 50 МэВ;

электронного излучения - от 5 до 50 МэВ;

пучков протонов - от 30 до 1000 МэВ;

ионов углерода – от 50 до 1000 МэВ;

Государственный первичный эталон обеспечивает воспроизведение единиц поглощенной дозы и мощности поглощенной дозы со следующими составляющими погрешности:

для фотонного и электронного излучений:

среднее квадратическое отклонение результата измерений не превышает 0,20 % при 20 независимых измерениях;

неисключенная систематическая погрешность не превышает:

0,35 % в энергетическом диапазоне фотонного излучения от 50 кэВ до 50 МэВ и электронного излучения в энергетическом диапазоне от 5 до 50 МэВ;

0,63 % в энергетическом диапазоне фотонного излучения от 15 до 50 кэВ.

для пучков протонов и ионов углерода:

среднее квадратическое отклонение результата измерений не превышает 0,40 % при 20 независимых измерениях;

неисключенная систематическая погрешность не превышает:

0,70 % для пучков протонов в энергетическом диапазоне от 30 МэВ до 250 МэВ;

0,87 % для пучков протонов в энергетическом диапазоне от 250 МэВ до 1000 МэВ и ионов углерода в энергетическом диапазоне от 50 МэВ до 1000 МэВ.

Государственный первичный эталон обеспечивает воспроизведение единиц поглощенной дозы и мощности поглощенной дозы со следующими составляющими неопределенности результатов измерений:

для фотонного излучения в диапазоне энергий от 50 кэВ до 50 МэВ и электронного излучения с энергией от 5 до 50 МэВ:

стандартная неопределенность, оцененная по типу А 0,20 %;

стандартная неопределенность, оцененная по типу В 0,15 %;

суммарная стандартная неопределенность 0,25 %;

расширенная неопределенность 0,50 % при коэффициенте охвата $K = 2$.

для фотонного излучения в диапазоне энергий от 15 до 50 кэВ:

стандартная неопределенность, оцененная по типу А 0,20 %;

стандартная неопределенность, оцененная по типу В 0,26 %;

суммарная стандартная неопределенность 0,33 %;

расширенная неопределенность 0,66 % при коэффициенте охвата $K = 2$.

для пучков протонов в энергетическом диапазоне от 30 МэВ до 250 МэВ:

стандартная неопределенность, оцененная по типу А 0,40 %;

стандартная неопределенность, оцененная по типу В 0,29 %;

суммарная стандартная неопределенность 0,50 %;

расширенная неопределенность 1,0 % при коэффициенте охвата $K = 2$.

для пучков протонов в энергетическом диапазоне от 250 МэВ до 1000 МэВ и ионов углерода в энергетическом диапазоне от 50 МэВ до 1000 МэВ:

стандартная неопределенность, оцененная по типу А 0,40 %;

стандартная неопределенность, оцененная по типу В 0,36 %;

суммарная стандартная неопределенность 0,54 %;

расширенная неопределенность 1,1 % при коэффициенте охвата $K = 2$.

Диапазон значений количества частиц в пучках протонов и тяжелых заряженных частиц, в которых воспроизводится единица, составляет от 10^7 до 10^{13} .

Государственный первичный эталон обеспечивает воспроизведение единицы со средним квадратическим отклонением результата измерений, не превышает 0,69 % при 20 независимых измерениях.

Неисключенная систематическая погрешность не превышает 2,0 %.

Стандартная неопределенность:

оцененная по типу А 0,69 %;

оцененная по типу В 0,80 %.

Суммарная стандартная неопределенность 1,1 %.

Расширенная неопределенность 2,2 % при коэффициенте охвата $K = 2$.

Диапазон значений энергии частиц в пучках протонов и тяжелых заряженных частиц, в которых воспроизводится единица, составляет от 30 до 1000 МэВ.

Государственный первичный эталон обеспечивает воспроизведение единицы со средним квадратическим отклонением результата измерений, не превышающим 0,80 % при 20 независимых измерениях.

Неисключенная систематическая погрешность не превышает 2,1 %.

Стандартная неопределенность:

оцененная по типу А 0,80 %;

оцененная по типу В 0,84 %.

Суммарная стандартная неопределенность 1,2 %.

Расширенная неопределенность 2,4 % при коэффициенте охвата $K = 2$.

Диапазон значений флюенса частиц в пучках протонов и тяжелых заряженных частиц, в которых воспроизводится единица, составляет от 10^7 до 10^{13} см⁻².

Государственный первичный эталон обеспечивает воспроизведение единицы со средним квадратическим отклонением результата измерений, не превышающим 0,69 % при 20 независимых измерениях.

Неисключенная систематическая погрешность не превышает 2,1 %.

Стандартная неопределенность:

оцененная по типу А 0,69 %;

оцененная по типу В 0,85 %.

Суммарная стандартная неопределенность 1,1 %.

Расширенная неопределенность 2,2 % при коэффициенте охвата $K = 2$.

Диапазон значений плотности потока частиц в пучках протонов и тяжелых заряженных частиц, в которых воспроизводится единица, составляет от 10^7 до 10^{13} см⁻²·с⁻¹.

Государственный первичный эталон обеспечивает воспроизведение единицы со средним квадратическим отклонением результата измерений, не превышающим 0,80 % при 20 независимых измерениях.

Неисключенная систематическая погрешность не превышает 2,2 %.

Стандартная неопределенность:

оцененная по типу А 0,80 %;

оцененная по типу В 0,90 %.

Суммарная стандартная неопределенность 1,2 %.

Расширенная неопределенность 2,4 % при коэффициенте охвата $K = 2$.

3.5 Государственный первичный эталон применяют для передачи единиц:

поглощенной дозы и мощности поглощенной дозы фотонного, электронного, протонного излучений и в пучках тяжелых заряженных частиц вторичным эталонам, рабочим эталонам и средствам измерений (дозиметрам повышенной точности) сличения при помощи компаратора, методом прямых измерений;

амбиентного, индивидуального и направленного эквивалентов дозы и их мощностей методом косвенных измерений с использованием дозиметров с ионизационными камерами и дозиметров со сцинтилляционными датчиками, входящих в состав вторичного эталона;

количества частиц в пучках протонов и тяжелых заряженных частиц методом сличения при помощи компаратора;

энергий частиц в пучках протонов и тяжелых заряженных частиц помощи калориметра полного поглощения, входящего в состав ГЭТ, с понижением точности измерений;

флюенса частиц в пучках протонов и тяжелых заряженных частиц методом сличения при помощи компаратора;

плотности потока частиц в пучках протонов и тяжелых заряженных частиц методом сличения при помощи компаратора.

3.6 Соотношение показателей точности при передаче единиц дозиметрических величин вторичным, рабочим эталонам и средствам измерений должно быть не более 1/2.

4 Вторичные эталоны

4.1 В качестве вторичных эталонов единиц поглощенной дозы и мощности поглощенной дозы фотонного и (или) электронного излучения (в воде, тканеэквивалентном материале, графите, воздухе, кремнии) применяют:

эталонные дозиметрические установки фотонного излучения (с радионуклидными источниками, с источниками рентгеновского и тормозного излучения) с ионизационными камерами и фантомами (водными или твердотельными) 30 см х 30 см х 30 см, сцинтилляционными детекторами в диапазоне измерений поглощенной дозы в воде, дозиметры с ионизационными камерами и сцинтилляционными детекторами в диапазоне измерений поглощенной дозы в воде от $1 \cdot 10^{-6}$ до $1 \cdot 10^7$ Гр и мощности поглощенной дозы в воде от $2,7 \cdot 10^{-10}$ до $1 \cdot 10^3$ Гр/с с энергией фотонов от 15 кэВ до 50 МэВ;

эталонные дозиметрические установки электронного излучения (с ускорителями электронов) с ионизационными камерами и фантомами (водными или твердотельными) 30 см х 30 см х 30 см, сцинтилляционными детекторами в диапазоне измерений поглощенной дозы в воде, дозиметры с ионизационными камерами и сцинтилляционными детекторами в диапазоне измерений поглощенной дозы в воде от $2 \cdot 10^{-5}$ до $1 \cdot 10^7$ Гр и мощности поглощенной дозы в воде от $1 \cdot 10^{-5}$ до $1 \cdot 10^3$ Гр/с с энергией электронов от 5 до 50 МэВ;

Суммарные СКО S_{Σ} , составляют от 0,50 до 1,5 %.

4.2 В качестве вторичных эталонов эквивалентов дозы (амбиентного, индивидуального и направленного) и мощности эквивалентов дозы (амбиентного, индивидуального и направленного) фотонного излучения используют: эталонные дозиметрические установки с радионуклидными источниками с типовыми коллиматорами, эталонные дозиметрические установки с источниками рентгеновского, тормозного излучений с ионизационными камерами с водными или твердотельными фантомами в соответствии со стандартом ISO 4037-3 и сцинтилляционными детекторами в диапазоне от $1 \cdot 10^{-6}$ до $1 \cdot 10^2$ Зв; от $2,7 \cdot 10^{-10}$ до $1 \cdot 10^3$ Зв/с в диапазоне энергий фотонов от 0,015 до 50 МэВ, дозиметры с ионизационными камерами и сцинтилляционными детекторами в диапазоне измерений от $1 \cdot 10^{-6}$ до $1 \cdot 10^2$ Зв; от $2,7 \cdot 10^{-10}$ до $1 \cdot 10^3$ Зв/с с энергией фотонов от 0,015 до 50 МэВ.

Суммарные СКО S_{Σ} , составляют от 1,0 до 3 %.

4.3 В качестве вторичных эталонов единиц поглощенной дозы и мощности поглощенной дозы протонного излучения и ионов углерода в воде,

кремнии используют:

дозиметры с ионизационными камерами в диапазоне измерений от $2 \cdot 10^{-5}$ до $1 \cdot 10^7$ Гр; от $2 \cdot 10^{-6}$ до $1 \cdot 10^3$ Гр/с с энергией протонов и ионов углерода в воде от 30 до 3000 МэВ.

Суммарные СКО S_{Σ} , составляют от 1,0 до 2,0 %.

4.4 Вторичные эталоны применяют для передачи соответствующих единиц величин рабочим эталонам 1-го разряда и средствам измерений (дозиметрам повышенной точности) методом прямых измерений, сличением при помощи компаратора (калориметров, ионизационных камер, химических или твердотельных дозиметров), непосредственным сличением или методом косвенных измерений¹.

4.5 Соотношение показателей точности при передаче единиц дозиметрических величин средствам измерений (дозиметрам повышенной точности) должно быть не более 1/2 (для амбиентного, индивидуального и направленного эквивалентов доз и их мощностей не более 0,9).

5 Рабочие эталоны

5.1 Рабочие эталоны 1-го разряда

5.1.1 В качестве рабочих эталонов 1-го разряда применяют эталонные дозиметрические установки с радионуклидными источниками с типовыми коллиматорами, эталонные самозащищенные дозиметрические установки с радионуклидными источниками, имеющие защиту от фонового излучения, эталонные дозиметрические установки с источниками рентгеновского, тормозного и электронного излучений, с водными или твердотельными фантомами стандартных размеров в соответствии со стандартом ISO 4037-3, дозиметры с ионизационными камерами и сцинтилляционными блоками детектирования, калориметры, термолюминесцентные дозиметры, химические дозиметры в диапазонах измерений: поглощенной дозы (в воде, тканеэквивалентном материале, графите, воздухе) от $1 \cdot 10^{-6}$ до $1 \cdot 10^7$ Гр; мощности поглощенной дозы от $2,7 \cdot 10^{-11}$ до $1 \cdot 10^5$ Гр/с; произведения поглощенной дозы в воздухе на площадь от $8 \cdot 10^{-8}$ до $1 \cdot 10^3$ Гр·м², произведения мощности поглощенной дозы в воздухе на площадь от $1 \cdot 10^{-8}$ до $6 \cdot 10^2$ (Гр/с)·м²,

¹ Метод косвенных измерений операционных величин (амбиентного, индивидуального, направленного эквивалентов дозы) основан на прямом измерении поглощенной дозы в воде (в точке минимального объема водной среды, расположенного в воздухе и обеспечивающего электронное равновесие заряженных частиц (РЗЧ)) и использовании конверсионных коэффициентов перехода от поглощенной дозы к операционным величинам, определение которых, основывается на расчете значения поглощенной дозы в воде в условиях РЗЧ на единичный флюенс фотонов данной энергии с учетом массовых коэффициентов поглощения для данной энергии с последующим переходом к операционным величинам с учетом значений эквивалентов дозы на единичный флюенс фотонов, приведенных в нормативных документах.

произведения поглощенной дозы в воздухе на длину от $1 \cdot 10^{-5}$ до 500 Гр·см, произведения мощности поглощенной дозы в воздухе на длину от $3 \cdot 10^{-6}$ до 20 (Гр/с)·см, эквивалента дозы (амбиентного, индивидуального, направленного) от $1 \cdot 10^{-7}$ до $1 \cdot 10^2$ Зв; мощности эквивалента дозы (амбиентного, индивидуального, направленного) от $2,7 \cdot 10^{-11}$ до $1 \cdot 10^3$ Зв/с в диапазоне энергий фотонного излучения от 15 кэВ до 50 МэВ, в диапазоне энергий электронного излучения от 5 до 50 МэВ и в диапазоне энергий протонного излучения и ионов углерода от 30 до 1000 МэВ, эталонные приборы с преобразователями типа ЦФ, сцинтилляционными и полупроводниковыми детекторами, ионизационными камерами в диапазоне количества протонов и тяжелых заряженных частиц от 10^2 до 10^{13} , эталонные приборы с время-пролетными детекторами, с преобразователями типа ЦФ и ионизационными камерами в диапазоне энергий протонов и тяжелых заряженных частиц от 10 до 10000 МэВ, эталонные приборы с преобразователями типа ЦФ, сцинтилляционными и полупроводниковыми детекторами, ионизационными камерами, диапазон измерений флюенса протонов и тяжелых заряженных частиц от 10^2 до 10^{13} см⁻², эталонные приборы с время-пролетными детекторами, с преобразователями типа ЦФ и ионизационными камерами, диапазон плотности потока частиц протонов и тяжелых заряженных частиц от 10^7 – 10^{13} см⁻²·с⁻¹.

5.1.2 Доверительные границы относительных погрешностей δ_0 рабочих эталонов 1-го разряда при доверительной вероятности 0,95 составляют для средств измерений поглощенной дозы от 2,0 до 5 %, для средств измерений произведения поглощенной дозы в воздухе на площадь и длину и произведения мощности поглощенной дозы в воздухе на площадь и длину от 4 до 6 %, для средств измерений эквивалента дозы (амбиентного, индивидуального, направленного) от 4 до 7 %, для средств измерений количества, флюенса и плотности потока и энергии частиц в пучках протонов и тяжелых заряженных частиц от 1,8 до 3,5 %.

5.1.3 Рабочие эталоны 1-го разряда применяют для передачи единиц величин рабочим эталонам 2-го разряда и средствам измерений методом прямых измерений, сличением при помощи компаратора (калориметров, ионизационных камер, химических и твердотельных дозиметров), непосредственным сличением.

5.1.4 Соотношение показателей точности при передаче единиц рабочим эталонам 2-го разряда и средствам измерений должно быть не более 1/2 (для ambiентного, индивидуального и направленного эквивалентов доз и их мощностей не более 0,9).

5.2 Рабочие эталоны 2-го разряда

5.2.1 В качестве рабочих эталонов 2-го разряда применяют эталонные дозиметрические установки с радионуклидными источниками с типовыми коллиматорами, эталонные самозащищенные дозиметрические установки с радионуклидными источниками, имеющие защиту от фонового излучения, эталонные дозиметрические установки с источниками рентгеновского, тормозного и электронного излучений с водными или твердотельными

фантомами стандартных размеров в соответствии со стандартом ISO 4037-3, дозиметры с ионизационными камерами и сцинтилляционными блоками детектирования, термолюминесцентные дозиметры, химические дозиметры в диапазоне измерений: поглощенной дозы (в воде, тканеэквивалентном материале, графите, воздухе) от $1 \cdot 10^{-6}$ до $1 \cdot 10^7$ Гр; мощности поглощенной дозы от $2,7 \cdot 10^{-11}$ до $1 \cdot 10^5$ Гр/с; эквивалента дозы (амбиентного, индивидуального, направленного) от $1 \cdot 10^{-7}$ до $1 \cdot 10^2$ Зв; мощности эквивалента дозы (амбиентного, индивидуального, направленного) от $2,7 \cdot 10^{-11}$ до $1,0 \cdot 10^3$ Зв/с в диапазоне энергий фотонного излучения от 15 кэВ до 50 МэВ и в диапазоне энергий электронного излучения от 5 до 50 МэВ; произведения поглощенной дозы в воздухе на площадь от $8 \cdot 10^{-8}$ до $1 \cdot 10^3$ Гр·м²; произведения мощности поглощенной дозы в воздухе на площадь от $1 \cdot 10^{-8}$ до $6 \cdot 10^2$ (Гр/с)·м², произведения поглощенной дозы в воздухе на длину от $1 \cdot 10^{-5}$ до $5 \cdot 10^2$ Гр·см, произведения мощности поглощенной дозы в воздухе на длину от $3 \cdot 10^{-6}$ до 20 (Гр/с)·см.

5.2.2 Доверительные границы относительных погрешностей рабочих эталонов 2-го разряда при доверительной вероятности 0,95 составляют от 5 до 10 % для средств измерений поглощенной дозы; от 8 до 12 % для средств измерений эквивалента дозы (амбиентного, индивидуального, направленного); от 7 до 10 % для средств измерений произведения поглощенной дозы в воздухе на площадь и длину, произведения мощности поглощенной дозы в воздухе на площадь и длину.

5.2.3 Рабочие эталоны 2-го разряда применяют для поверки средств измерений поглощенной дозы, ambiентного эквивалента дозы, индивидуального эквивалента дозы, направленного эквивалента дозы и их мощностей методом прямых измерений, непосредственным сличением.

5.2.4 Соотношение показателей точности при передаче единиц дозиметрических величин средствам измерений должно быть не более 1/2 (для ambiентного, индивидуального и направленного эквивалентов доз и их мощностей не более 0,9).

6 Средства измерений

6.1 В качестве средств измерений поглощенной дозы и мощности поглощенной дозы применяют дозиметры (клинические, для техники безопасности, аварийного и технологического назначения), основанные на калориметрическом, ионизационном, сцинтилляционном, термолюминесцентном, радиофотолюминесцентном, химическом методах, и установки дозиметрические с пределами измерений: поглощенной дозы (в воде, тканеэквивалентном материале, графите, воздухе) от $1 \cdot 10^{-6}$ до $1 \cdot 10^7$ Гр; мощности поглощенной дозы от $2,7 \cdot 10^{-11}$ до $1 \cdot 10^5$ Гр/с; произведения поглощенной дозы в воздухе на площадь от $8 \cdot 10^{-8}$ до $1 \cdot 10^3$ Гр·м², произведения мощности поглощенной дозы в воздухе на площадь от $6 \cdot 10^{-7}$ до $6 \cdot 10^{-2}$ (Гр/с)·м², произведения поглощенной дозы в воздухе на длину от $1 \cdot 10^{-5}$ до 500 Гр·см, произведения мощности поглощенной дозы в воздухе на длину

от $3 \cdot 10^{-6}$ до 20 (Гр/с)·см, эквивалента дозы (амбиентного, индивидуального, направленного) от $1 \cdot 10^{-7}$ до $1 \cdot 10^2$ Зв; мощности эквивалента дозы (амбиентного, индивидуального, направленного) от $2,7 \cdot 10^{-11}$ до $1 \cdot 10^3$ Зв/с в диапазонах энергий: фотонного излучения от 15 кэВ до 50 МэВ, электронного излучения от 5 до 50 МэВ, протонного излучения от 30 до 3000 МэВ.

6.2 Пределы допускаемых относительных погрешностей Δ_0 средств измерений составляют от 2,0 до 60 %.

6.3 В качестве средств измерений единиц количества частиц применяются приборы с преобразователями типа цилиндра Фарадея (ЦФ), сцинтилляционными и полупроводниковыми детекторами, ионизационными камерами, трековые детекторы с пределами измерений от 10^2 до 10^{13} .

6.4 Пределы допускаемых относительных погрешностей Δ_0 средств измерений единиц количества частиц в пучках протонов и тяжелых заряженных частиц составляют от 7 до 15 %.

6.5 В качестве средств измерений единиц энергии частиц применяются приборы с времяпролетными детекторами, с преобразователями типа ЦФ и ионизационными камерами с пределами измерений от 10 до 10000 МэВ.

6.6 Пределы допускаемых относительных погрешностей Δ_0 средств измерений единиц энергии частиц в пучках протонов и тяжелых заряженных частиц составляют от 7 до 15 %.

6.7 В качестве средств измерений единиц флюенса частиц в пучках протонов и тяжелых заряженных частиц применяются приборы с преобразователями типа ЦФ, сцинтилляционными и полупроводниковыми детекторами, ионизационными камерами, трековые детекторы с пределами измерений от 10^2 до 10^{13} см⁻².

6.8 Пределы допускаемых относительных погрешностей Δ_0 средств измерений единиц флюенса частиц в пучках протонов и тяжелых заряженных частиц составляют от 7 до 15 %.

6.9 В качестве средств измерений единиц плотности потока частиц в пучках протонов и тяжелых заряженных частиц применяются приборы с времяпролетными детекторами, с преобразователями типа ЦФ и ионизационными камерами с пределами измерений от 10^7 до 10^{13} см⁻²·с⁻¹.

6.10 Пределы допускаемых относительных погрешностей Δ_0 средств измерений единиц плотности потока частиц в пучках протонов и тяжелых заряженных частиц составляют от 7 до 15 %.

Приложение 4



МИНИСТЕРСТВО ПРОМЫШЛЕННОСТИ И ТОРГОВЛИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО
ПО ТЕХНИЧЕСКОМУ РЕГУЛИРОВАНИЮ И МЕТРОЛОГИИ
(Росстандарт)

П Р И К А З

02 февраля 2021 г.

№ 68

Москва

Об утверждении Государственного первичного эталона единиц поглощенной дозы и мощности поглощенной дозы фотонного, электронного и протонного излучений

В соответствии с пунктом 5.4.18 Положения о Федеральном агентстве по техническому регулированию и метрологии, утвержденного постановлением Правительства Российской Федерации от 17 июня 2004 г. № 294 «О Федеральном агентстве по техническому регулированию и метрологии», в связи с выполнением Федеральным государственным унитарным предприятием «Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений» (далее – ФГУП «ВНИИФТРИ») работ по совершенствованию Государственного первичного эталона единиц поглощенной дозы и мощности поглощенной дозы фотонного и электронного излучений (ГЭТ 38-2011) и разработке проекта государственной поверочной схемы для средств измерений поглощенной дозы и мощности поглощенной дозы, эквивалента дозы и мощности эквивалента дозы фотонного, электронного и протонного излучений в интересах медицинских учреждений, военно-промышленного комплекса, приборостроительной отрасли, ядерного энергетического комплекса и фундаментальных наук, а также принимая во внимание раздел I протокола научно-технической комиссии по метрологии и измерительной технике Федерального агентства по техническому регулированию и метрологии от 16 декабря 2020 г. № 129-пр, п р и к а з ы в а ю:

1. Утвердить:

Государственный первичный эталон единиц поглощенной дозы и мощности поглощенной дозы фотонного, электронного и протонного излучений и присвоить ему регистрационный номер ГЭТ 38-2021 (далее – ГЭТ 38-2021);

ученым хранителем ГЭТ 38-2021 Берлянда Александра Владимировича, кандидата технических наук, начальника лаборатории дозиметрии научно-исследовательского отделения метрологии ионизирующих излучений ФГУП «ВНИИФТРИ».

2. Установить, что ГЭТ 38-2021 утверждается взамен ГЭТ 38-2011 «Государственный первичный эталон единиц поглощенной дозы и мощности поглощенной дозы фотонного и электронного излучений».

3. Определить состав ГЭТ 38-2021, указанный в его паспорте.

4. Установить:

обязательные метрологические, технические требования (характеристики) ГЭТ 38-2021, указанные в его паспорте;
правила содержания и применения ГЭТ 38-2021;
межаттестационный интервал ГЭТ 38-2021, равный 5 лет;
место хранения, содержания и применения ГЭТ 38-2021 – ФГУП «ВНИИФТРИ».

5. ФГУП «ВНИИФТРИ» (С.И.Донченко) внести сведения об утверждении ГЭТ 38-2021 в Федеральный информационный фонд по обеспечению единства измерений.

6. Управлению метрологии (А.С.Гусев) обеспечить размещение информации об утверждении ГЭТ 38-2021 на официальном сайте Федерального агентства по техническому регулированию и метрологии в информационно-телекоммуникационной сети «Интернет».

7. Признать утратившим силу приказ Федерального агентства по техническому регулированию и метрологии от 3 мая 2012 г. № 294 «Об утверждении Государственного первичного эталона единиц поглощенной дозы и мощности поглощенной дозы фотонного и электронного излучений».

8. Контроль за исполнением настоящего приказа возложить на заместителя Руководителя Федерального агентства по техническому регулированию и метрологии С.С.Голубева.

Руководитель

А.П.Шалаев

Подлинник электронного документа, подписанного ЭП,
хранится в системе электронного документооборота
Федерального агентства по техническому регулированию и
метрологии

СВЕДЕНИЯ О СЕРТИФИКАТЕ ЭП

Сертификат: 016E36D000EAAB18AD4D7A06289A6DC807
Кому выдан: Шалаев Антон Павлович
Действителен: с 30.06.2020 до 30.06.2021

Приложение 5



МИНИСТЕРСТВО ПРОМЫШЛЕННОСТИ И ТОРГОВЛИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО
ПО ТЕХНИЧЕСКОМУ РЕГУЛИРОВАНИЮ И МЕТРОЛОГИИ
(Росстандарт)

П Р И К А З

02 февраля 2024 г.

№ 277

Москва

**Об утверждении Государственного первичного эталона единиц
поглощенной дозы и мощности поглощенной дозы фотонного,
электронного, протонного излучений и в пучках ионов углерода,
количества, флюенса, плотности потока и энергии частиц в пучках
протонов и тяжелых заряженных частиц**

В соответствии с частью 5.4.18 подпункта 5.4 части 5 главы II Положения о Федеральном агентстве по техническому регулированию и метрологии, утвержденного постановлением Правительства Российской Федерации от 17 июня 2004 г. № 294 «О Федеральном агентстве по техническому регулированию и метрологии», в целях соблюдения интересов медицинских учреждений, военно-промышленного комплекса, приборостроительной отрасли, ядерного энергетического комплекса и фундаментальных наук, в связи с выполнением Федеральным государственным унитарным предприятием «Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений» работ по совершенствованию Государственного первичного эталона единиц поглощенной дозы и мощности поглощенной дозы фотонного, электронного и протонного излучений (ГЭТ 38-2021) и разработке проекта государственной поверочной схемы для средств измерений поглощенной дозы и мощности поглощенной дозы фотонного, электронного, протонного излучений и в пучках ионов углерода, амбиентного, направленного и индивидуального эквивалентов дозы, мощностей амбиентного, направленного и индивидуального эквивалентов дозы, мощностей амбиентного, направленного и индивидуального эквивалентов дозы фотонного излучения количества, флюенса, плотности потока и энергии частиц в пучках протонов и тяжелых заряженных частиц п р и к а з ы в а ю:

1. Утвердить:

Государственный первичный эталон единиц поглощенной дозы и мощности поглощенной дозы фотонного, электронного, протонного

излучений и в пучках ионов углерода, количества, флюенса, плотности потока и энергии частиц в пучках протонов и тяжелых заряженных частиц и присвоить ему регистрационный номер ГЭТ 38-2024 (далее – ГЭТ 38-2024);

ученым-хранителем ГЭТ 38-2024 начальника лаборатории дозиметрии № 410 научно-исследовательского отделения метрологии ионизирующих излучений НИО-4 федерального государственного унитарного предприятия «Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений», кандидата технических наук Берлянда Александра Владимировича.

2. Установить:

ГЭТ 38-2024 утверждается взамен ГЭТ 38-2021 «Государственный первичный эталон единиц поглощенной дозы и мощности поглощенной дозы фотонного, электронного и протонного излучений»;

обязательные метрологические, технические требования (характеристики) ГЭТ 38-2024, указанные в его паспорте;

правила содержания и применения ГЭТ 38-2024, хранящиеся в федеральном государственном унитарном предприятии «Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений»;

межаттестационный интервал ГЭТ 38-2024, равный 5 годам;

место хранения, содержания и применения ГЭТ 38-2024 – федеральное государственное унитарное предприятие «Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений».

3. Определить состав ГЭТ 38-2024, указанный в его паспорте.

4. Федеральному государственному унитарному предприятию «Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений» направить сведения об утверждении ГЭТ 38-2024 в федеральное государственное бюджетное учреждение «Всероссийский научно-исследовательский институт метрологической службы» для их внесения в Федеральный информационный фонд по обеспечению единства измерений.

5. Управлению метрологии, государственного контроля и надзора обеспечить размещение информации об утверждении ГЭТ 38-2024 на официальном сайте Федерального агентства по техническому регулированию и метрологии в информационно-телекоммуникационной сети «Интернет».

6. Признать утратившим силу приказ Федерального агентства по техническому регулированию и метрологии от 2 февраля 2021 г. № 68 «Об утверждении Государственного первичного эталона единиц поглощенной дозы и мощности поглощенной дозы фотонного, электронного и протонного излучений».

7. Контроль за исполнением настоящего приказа оставляю за собой.

Руководитель



А.П.Шалаев

Приложение 6

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО
ПО ТЕХНИЧЕСКОМУ РЕГУЛИРОВАНИЮ
И МЕТРОЛОГИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ
УНИТАРНОЕ ПРЕДПРИЯТИЕ

«ВСЕРОССИЙСКИЙ
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ИНСТИТУТ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИХ
И РАДИОТЕХНИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ»

ФГУП «ВНИИФТРИ»

СВИДЕТЕЛЬСТВО

об аттестации методики (метода) измерений
№ 926-RA.RU.311243-2025/410.173

Методика измерений мощности поглощённой дозы в воде от брахитерапевтических источников фотонного излучения

разработана Федеральным государственным унитарным предприятием «Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений» (ФГУП «ВНИИФТРИ»), адрес: 141570, Московская область, г. Солнечногорск, пгт. Менделеево, промзона ФГУП ВНИИФТРИ, корпус 11

и изложена в документе «Методика измерений. Определение мощности поглощённой дозы в воде от брахитерапевтических источников фотонного излучения МВИ 410/0093-25» на 20 страницах, утвержденном в 2025 году.

Методика аттестована Федеральным государственным унитарным предприятием «Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений» (ФГУП «ВНИИФТРИ»), адрес: 141570, Московская область, Солнечногорский район, г. Солнечногорск, пгт. Менделеево, промзона ФГУП ВНИИФТРИ, корпус 11 в соответствии с «Порядком аттестации первичных референтных методик (методов) измерений, референтных методик (методов) измерений и методик (методов) измерений и их применения», утвержденным приказом Минпромторга России от 15.12.2015 № 4091, по результатам теоретических исследований.

В результате аттестации установлено, что методика измерений мощности поглощённой дозы в воде от брахитерапевтических источников фотонного излучения соответствует предъявляемым к ней требованиям и обеспечивает получение результатов измерений с показателями точности, приведёнными на обороте настоящего свидетельства.

Заместитель главного метролога
М.П.

С.В. Алехин

«01» августа 2025 г.

С № 0003387

Диапазон измерений мощности поглощённой дозы в воде от брахитерапевтических источников от $5 \cdot 10^{-2}$ до $4 \cdot 10^2$ Гр/ч.

Относительная расширенная неопределённость не более 3 % при коэффициенте охвата $k = 2$ и уровне доверия 95 % для радионуклидов: ^{192}Ir , ^{137}Cs , ^{60}Co .

Относительная расширенная неопределённость не более 5 % при коэффициенте охвата $k = 2$ и уровне доверия 95 % для радионуклидов: ^{103}Pd , ^{125}I , ^{131}Cs .

Бюджет неопределённости с оценкой составляющих и расчетной формулой для относительной расширенной неопределённости приведены в разделе 10 методики.

Эксперт, заместитель начальника
НИО-4 по научной работе



О.И. Коваленко

ВНИИФТРИ