

Федеральное государственное автономное образовательное
учреждение высшего профессионального образования
«Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

На правах рукописи

Далечина Александра Владимировна

**РАЗРАБОТКА МОДЕЛЕЙ И АЛГОРИТМОВ ДЛЯ
РАСЧЕТОВ
ПОТОКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ МЕДИЦИНСКИХ
ЭЛЕКТРОННЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ**

03.01.01 – Радиобиология

Диссертация на соискание ученой степени

Кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

к.ф.-м.н.,

Ксенофонтов Александр Иванович

Научный консультант:

к.ф.-м.н.,

Горлачев Геннадий Ефимович

МОСКВА 2016

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	3
ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ	8
1.1 Медицинский линейный ускоритель электронов	8
1.2 Методы расчета дозы в дистанционной фотонной терапии.....	14
1.3 Применение метода Монте-Карло в лучевой терапии.....	17
1.3.1 Моделирование переноса излучения методом Монте-Карло.....	17
1.3.2 Моделирование источника излучения линейного ускорителя методом Монте-Карло	24
1.3.3 Расчетные программы на основе метода Монте – Карло, применяемые в лучевой терапии.....	29
1.3.4 Методы повышения эффективности расчетов при моделировании методом Монте-Карло	44
ГЛАВА 2. Моделирование источника излучения медицинского электронного ускорителя Cyberknife.....	49
2.1 Радиохирургическая роботизированная система Cyberknife	49
2.2 Влияние параметров электронного пучка на радиационной мишени на свойства тормозного излучения.....	53
2.3 Модель источника излучения ускорителя Cyberknife.....	61
ГЛАВА 3. Ускорение расчетов в лучевой терапии, основанных на методе Монте-Карло	74
ГЛАВА 4. Верификация модели источника ускорителя Cyberknife	81
ВЫВОДЫ	98
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	100

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы

При решении задач планирования в лучевой терапии возникают вопросы, связанные со сложностью описания и определения потоков излучения радиотерапевтических установок, трудностями расчета рассеянного излучения в гетерогенных средах тела пациента, необходимостью учета вторичных электронов, особенно на границах раздела гетерогенностей. Единственным методом, с помощью которого можно вычислить дозу в таких сложных случаях, является метод Монте-Карло.

В контексте дозиметрического планирования лучевой терапии с методом Монте-Карло связаны две проблемы: эффективность моделирования и недостаточность информации о радиационно-физических параметрах взаимодействия излучения с веществом и неопределенности материалов и конструкции аппаратов. Для оперативной и точной реализации метода Монте-Карло в клинике полный расчет дозы от физического источника до дозовых распределений в теле пациента разделяется на несколько этапов. Например, на основе физических процессов, происходящих в терапевтической головке ускорителя, создают так называемую модель источника излучения.

Наиболее распространены три подхода к моделированию источника излучения: прямое представление данных фазового пространства траекторий частиц в качестве модели источника, модельное представление фазового пространства, а также восстановление характеристик источника излучения по измеренным данным. Однако каждый из этих подходов имеет определенные недостатки. Прямое использование данных фазового пространства требует моделирования очень большого количества траекторий, а соответственно, и больших размеров памяти для их сохранения. Аппроксимация фазового пространства аналитическими выражениями и эмпирическими коэффициентами не требует больших объемов памяти, но является

приближенным методом. Модель источника излучения, полученная с помощью стандартного набора измеренных дозовых распределений, может быть применена с уверенностью в точности расчетов только для гомогенных фантомов. В гетерогенных средах подход требует более строгой верификации, и, как правило, должен быть дополнен модельным представлением источника.

Возникает необходимость создания более универсальной модели источника излучения, наиболее сложной части любого комплекса планирования облучения на основе метода Монте-Карло. Создание универсальной модели источника позволяет перейти на новый уровень в области различных методик и подходов в планировании лучевой терапии, повышая точность и скорость вычислений в десятки раз, тем самым улучшая результат лучевого лечения, особенно в тех случаях, где стандартные методы не обеспечивают необходимую корректность расчета дозы.

Цель работы

Разработать и создать оптимальный подход к моделированию источника излучения медицинского линейного электронного ускорителя для дальнейших дозиметрических расчетов дозовых распределений методом Монте-Карло.

В рамках разработки модели источника были поставлены следующие задачи:

1. Разработать модель источника излучения ускорителя, отвечающую регламентированным в лучевой терапии требованиям точности, зависящую от малого числа параметров и значительно увеличивающую скорость расчетов для последующего дозиметрического планирования облучения пациентов;
2. Апробировать разработанную модель к линейному медицинскому ускорителю Cyberknife компании Accuray Inc. (Кибер Нож) с номинальной энергией тормозного излучения 6 МэВ для дальнейших расчетов дозовых распределений;

4. Провести анализ влияния характеристик электронного пучка на радиационной мишени ускорителя Cyberknife на свойства тормозного излучения.

5. Оценить скорость вычислений, основанных на методе Монте-Карло, при применении разработанной модели источника излучения ускорителя;

6. Провести верификацию модели с помощью сравнения рассчитанных дозовых распределений с экспериментальными данными.

Научная новизна

1. Разработан новый подход к моделированию источников тормозного излучения медицинских линейных ускорителей электронов, который может быть использован при создании полномасштабной системы дозиметрического планирования лучевой терапии, основанной на методе Монте-Карло.

2. Определено влияние параметров электронного пучка ускорителя на радиационные свойства излучения. Понимание этих свойств позволяет по-новому взглянуть на процессы проектирования и настройки радиационных полей терапевтических установок.

3. Проведен всесторонний анализ временных характеристик дозиметрических расчетов, имеющих принципиальное значение при создании клинически используемых систем планирования на основе метода Монте-Карло.

Практическая ценность

Результаты диссертации могут быть использованы для выполнения вычислений методом Монте-Карло дозовых распределений от фотонных пучков в случаях сложной геометрии облучаемого объекта, неоднородностей, эффектов сложных форм коллимирующих устройств. Разработанная модель источника излучения может быть включена в систему планирования лучевой терапии. Небольшой объем памяти, требуемый для хранения данных модели, и высокая скорость вычисления позволяют использовать предложенный метод расчета потоков излучения медицинских

электронных ускорителей для решения задач оптимизации плана облучения и свободно распределять обязанности между клиентскими и серверными компонентами системы планирования. Установленные в исследовании зависимости между параметрами ускоренного пучка электронов и дозовыми распределениями имеют существенное влияние при проектировании новых радиотерапевтических установок и юстировании существующих.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Модель источника излучения электронного ускорителя, обеспечивающая генерацию частиц для последующего дозиметрического планирования облучения пациентов.
2. Методы ускорения традиционных расчетов в лучевой терапии, основанных на методе Монте-Карло за счет оптимизации модели источника излучения

Достоверность научных результатов

Достоверность научных результатов обеспечена применением теоретических методов и программного обеспечения, неоднократно проверенных при решении широкого круга задач в предметной области. Результаты работы проверялись воспроизведением экспериментальных данных численным моделированием методом Монте-Карло, как в прямых расчётах, так и при использовании полученной модели.

Личный вклад

Все выносимые на защиту результаты и положения диссертационной работы получены и разработаны автором лично, либо при его непосредственном участии. Автор участвовал в постановке, проведении и обработке результатов аналитического исследования и численного моделирования.

Апробация работы

Основные результаты и положения диссертации представлены на российских и международных конференциях и семинарах: XXIV Российская конференция по ускорителям заряженных частиц RuPAC'14, Обнинск, 2014;

Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов-2014», Москва, 2014; «Научная сессия НИЯУ МИФИ», Москва, 2014; XIV Международная заочная научно-практическая конференция «Научная дискуссия: вопросы математики, физики, химии, биологии», Москва, 2014, VI Троицкая конференция «МЕДИЦИНСКАЯ ФИЗИКА И ИННОВАЦИИ В МЕДИЦИНЕ», Троицк, 2014; XI Международный семинар по проблемам ускорителей заряженных частиц памяти В.П. Саранцева, Алушта, Россия, 2015.

Публикации

Основные положения диссертации отражены в 10 основных печатных работах, в том числе в 3-х работах в изданиях, индексируемых Web of Science и Scopus и в 2-х журналах, входящих в список ВАК.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения, списка литературы, включающего 53 источника. Общий объем работы составляет 104 страницы, в том числе 22 рисунка и 4 таблицы.

ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

1.1 Медицинский линейный ускоритель электронов

История применения ядерно-физических технологий в медицине начинается с открытия проникающих излучений. Великие открытия рентгеновских лучей и радиоактивности, развитие теории строения атома, атомного ядра, электромагнитных излучений и т.д., связанные с именами В.К. Рентгена, А. Беккереля, М. Складовской-Кюри, Д. Томпсона, М. Планка, Н. Бора, Э. Резерфорда, А. Эйнштейна повлияли на развитие лучевой диагностики и лучевой терапии. В конце 1920-х начале 1930-х годов были построены первые ускорители заряженных частиц.

Наиболее общий тип ускорителей заряженных частиц, применяемый в лучевой терапии линейный ускоритель электронов. Медицинский линейный ускоритель электронов может работать в двух режимах: фотонном и электронном. При электронном режиме первичные электроны используются для облучения, а при фотонном - фотоны, полученные при торможении электронов о мишень. В представленной работе будет рассмотрен ускоритель, работающий в фотонном режиме.

Ускорение заряженных частиц в ускорителе происходит под действием электрического (или электрической компоненты переменного электромагнитного) поля, то есть ускорение осуществляется действием электрических сил на заряд частицы. Все типы ускорителей можно разделить по виду траекторий, которые частицы описывают в процессе ускорения, на два класса: циклические и линейные ускорители.

В линейных ускорителях частица проходит путь по прямой линии или близкой к ней. Линейные ускорители делятся на несколько групп. К первой группе относятся высоковольтные ускорители, в этих ускорителях энергия частицы увеличивается за счет высокого напряжения (электростатические,

каскадные и трансформаторные ускорители). Ускорители, в которых энергия частицы возрастает за счет действия вихревой электродвижущей силы, которая возникает при изменении магнитного потока, относятся к индукционным ускорителям. К третьей группе относятся линейные резонансные ускорители. В таких ускорителях частица увеличивает энергию, взаимодействуя с высокочастотным электромагнитным полем. Эффективная передача энергии от поля частице зависит от определенного соответствия в каждый момент времени скорости частицы и скорости ускоряющей электромагнитной волны (или частоты ускоряющего поля).

В клинической практике распространены ускорители электронов на бегущей или стоячей волне. В современных медицинских ускорителях кинетическая энергия ускоренного электрона варьируется от 4 до 25 МэВ [1]. Также ускорители могут различаться по частоте ускоряющего поля: 1 - 2 ГГц (L диапазон); 2 - 4 ГГц (S диапазон), частота характерная для большинства ускорителей в этом диапазоне 2856 МГц (большинство ускорителей работают в этом диапазоне); 4-8 ГГц (C диапазон); 8 – 12 ГГц (X диапазон). Ускоритель Cyberknife, рассматриваемый в этой работе, относится к X диапазону.

Условная схема стандартного медицинского ускорителя с S диапазоном частот показана на рисунке 1.1. Представлены основные компоненты ускорителя, однако существуют значительные различия в зависимости от фирмы производителя, обусловленные конечной кинетической энергией электрона, а также конкретным дизайном, предусмотренным разработчиком.

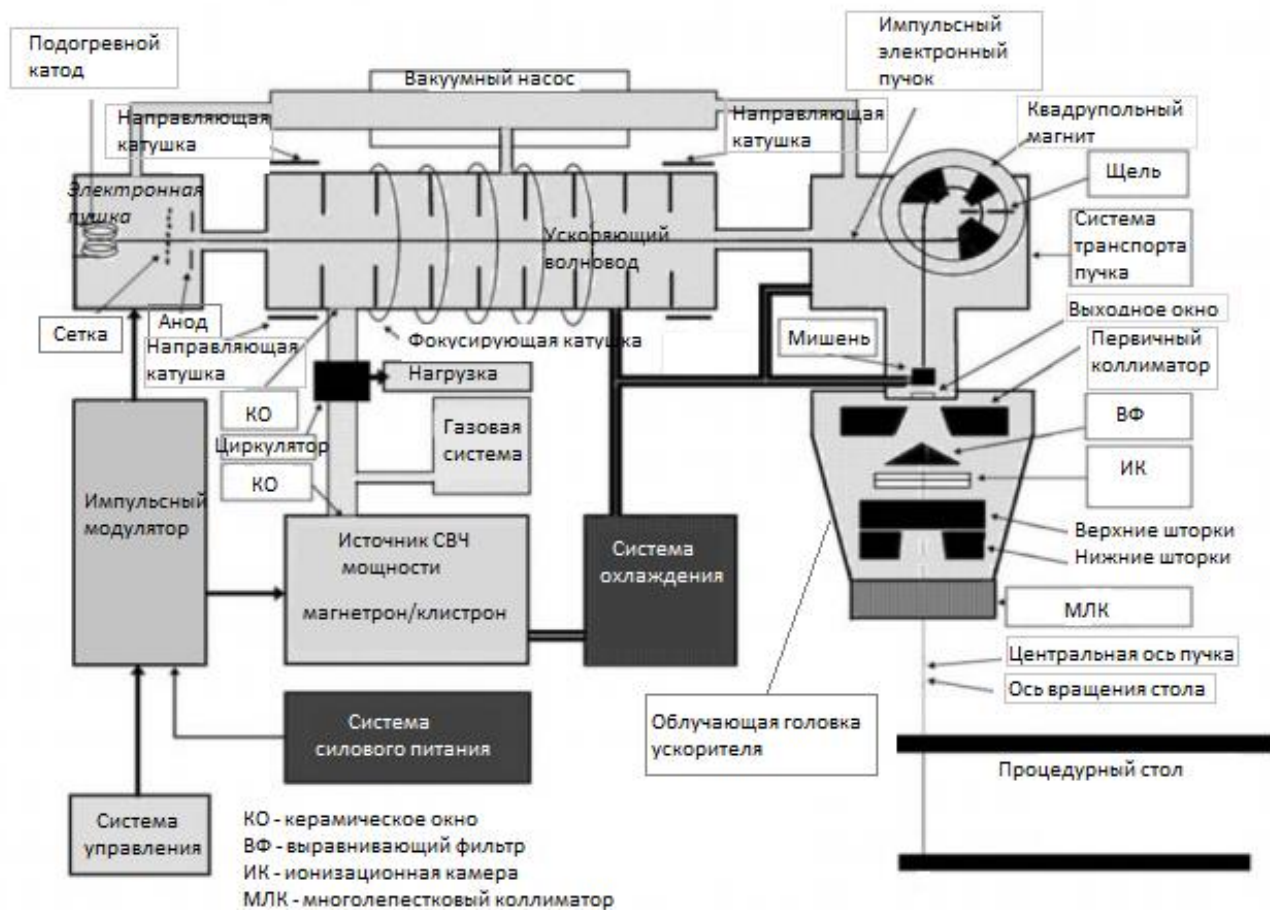


Рисунок 1.1 – Условная схема линейного ускорителя электронов [1]

В качестве источника электронов для линейных резонансных ускорителей используются электронные пушки. Электронная пушка — устройство, с помощью которого получают пучок электронов с необходимой кинетической энергией и заданной конфигурации. Для ускорения электронов до высокой энергии используют электромагнитное поле с волнами высокой частоты (бегущими или стоячими). Высокочастотное электрическое поле возбуждается в вакуумной ускорительной трубке. Высоковольтный источник питания обеспечивает постоянный ток модулятора, который содержит схему формирования импульса высокого напряжения, одновременно передающиеся на магнетрон (или клистрон) и на электронную пушку. Импульсное микроволновое излучение магнетрона (или клистрона) вводится в ускорительную трубку ускорителя через волновод. Электроны из электронной пушки также инжектируются в ускоряющую систему синхронно с микроволновыми импульсами; вылетая из

выходного окна ускоряющей секции параллельным пучком, электроны сразу направляются на мишень. Длина ускоряющей секции определяется конечной кинетической энергией электрона и варьируется от ~ 30 см при энергии 4 МэВ, до ~ 150 см при 25 МэВ.

Более подробно внутренняя структура радиотерапевтической головки ускорителя, работающего в фотонном режиме, схематично изображена на рисунке 1.2.

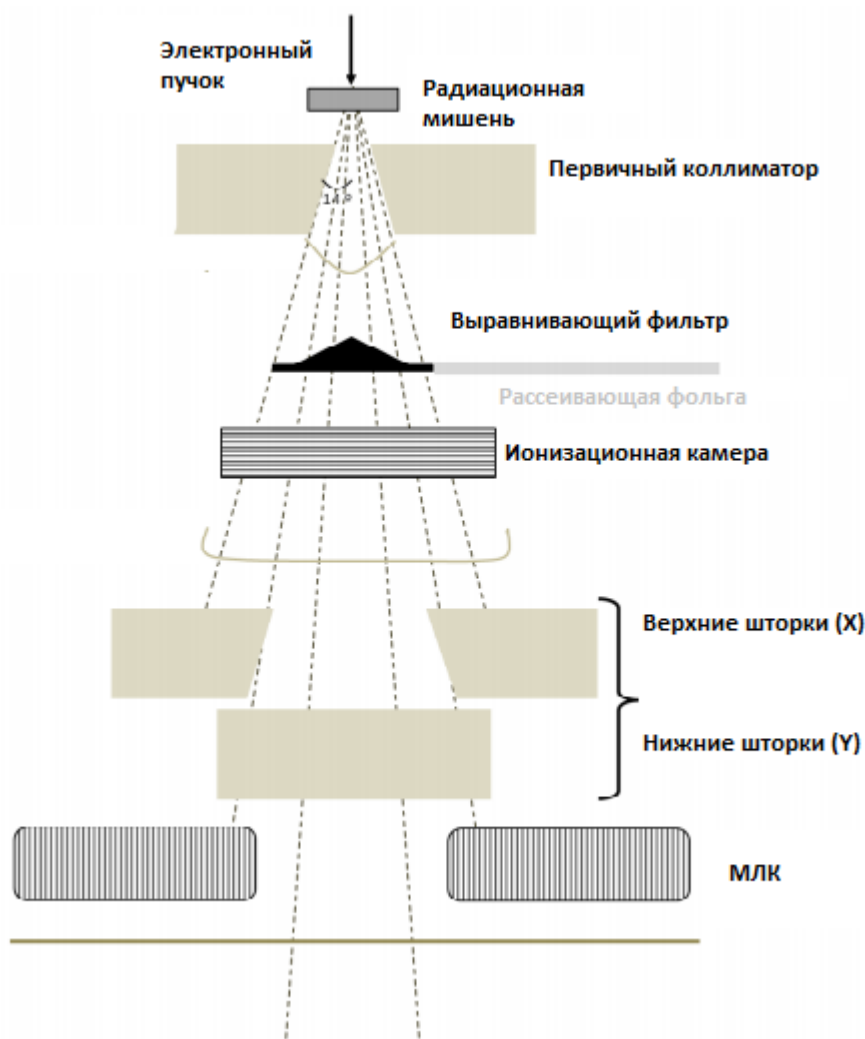


Рисунок 1.2. - Компоненты типичной головки линейного ускорителя (фотонный режим) [1]

Фотонный пучок создается в результате процессов торможения электронов внутри мишени высокого атомного номера при попадании на нее ускоренного электронного пучка. Как правило, в качестве материала мишени используется вольфрам, это обусловлено его высоким атомным номером и

хорошей устойчивостью к тепловой деформации. Способность противостоять тепловой деформации является важной особенностью, так как в типичной вольфрамовой мишени только около 1 % от энергии падающих электронов переходит тормозным фотонам, остальная энергия теряется в качестве тепла в мишени. Это тепло рассеивается с помощью охлаждающей системы ускорителя. Медная фольга, находящаяся в контакте с нижней частью мишени, обеспечивает эффективный отвод и уменьшает поток вторичных электронов.

Первичная коллимация фотонов, выходящих из мишени, осуществляется с помощью вольфрамового коллиматора с коническим отверстием под углом приблизительно 14 градусов. Коническая часть первичного коллиматора цилиндрически симметрична относительно центральной оси пучка. Этот коллиматор размещается сразу же после мишени и отсекает фотоны, которые находятся за пределами заданной расходимости от центральной оси пучка. Коническое отверстие первичного коллиматора определяет максимальный размер поля излучения. Этот максимальный размер далее изменяется с помощью шторок и вторичной коллимации.

Диаграмма направленности тормозных фотонов имеет ярко выраженный максимум в центре. Для выравнивания диаграммы направленности используется конический выравнивающий фильтр. На ускорителях, предусматривающих работу при различных энергиях, фильтры меняются. Фильтр выравнивает фотонный пучок и отсекает фотоны низких энергий без изменения формы спектра для более высоких энергий.

В дополнении к выравнивающей функции фильтра показано его значительное влияние на поле фотонов. С одной стороны, фильтр рассеивает фотоны, тем самым уменьшая среднюю энергию фотона образованием пары и комптоновским рассеянием, и поглощает фотоны низких энергий, что приводит к увеличению жесткости излучения. С другой стороны, фильтр снижает общую интенсивность фотонного пучка и создает загрязняющее

воздействие заряженными и незаряженными частицами. Выравнивающий фильтр является основным источником рассеянного излучения. Он дает вклад в дозу на оси пучка от 10% до 20% в зависимости от конструкции головки ускорителя и размера поля. Точная установка фильтра является критичной по отношению к пучку.

Излучение ускорителя контролируется системой дозиметрии, находящейся после выравнивающего фильтра. В большинстве случаев система дозиметрии состоит из двух подсистем: аналоговой и цифровой. Аналоговая система образуется двумя ионизационными камерами, интегратором и обрабатывающей цифровой электроникой. Ионные камеры состоят из поляризующей пластины с напряжением около 500 В и пары собирающих пластин. Камеры заполнены газом под малым давлением и плотно запечатаны, поэтому на их работу не влияет температура и давление внешнего воздуха. Собирающие пластины главной ионной камеры сконфигурированы таким образом, чтобы определять симметрию пучка в радиальном направлении, а пластины вторичной камеры изменяют поперечную симметрию. Мониторные камеры откалиброваны в значениях monitorных единиц (ME) - 100 ME соответствует 1 Гр при стандартных условиях, т.е. максимуму глубинной дозы в водном фантоме, облученном полем фотонов $10 \times 10 \text{ см}^2$ при расстоянии от источника до поверхности 100 см. Так как камеры находятся в поле высокой интенсивности и импульсном пучке, важно убедиться, что сбор ионов в камерах остается постоянным при изменении мощности дозы.

После monitorной камеры пучок фотонов проходит через вторичную коллимацию, представленную двумя парами вольфрамовых блоков,двигающихся в ортогональных направлениях (X и Y направления), называемые вторичный коллиматор или шторки. Для большинства линейных ускорителей каждый блок или шторки могут перемещаться независимо для создания квадратных полей размером до $40 \times 40 \text{ см}^2$ в плоскости изоцентра, которая обычно располагается на расстоянии 100 см. Две пары шторок

обозначаются как X и Y , а положения каждой шторки (X_1 , X_2 , Y_1 , Y_2) определяют край поля в плоскости изоцентра.

После системы вторичной коллимации может располагаться многолепестковый коллиматор (МЛК), также он может быть установлен в различных моделях вместо одной из пар шторок. МЛК коллиматор состоит из набора движущихся вольфрамовых лепестков, которые позволяют создавать поля различной формы. Физические и дозиметрические свойства МЛК зависят от фирмы производителя. Система управления МЛК представляет собой отдельную сложную систему, включенную в систему управления ускорителем. В зависимости от модели ускорителя вместо МЛК присутствует набор конических коллиматоров.

1.2 Методы расчета дозы в дистанционной фотонной терапии

Расчет дозовых распределений играет решающую роль в планировании лучевой терапии и верификации. Основной задачей совершенствования методов расчета дозы является повышение точности. Быстро растущие технические возможности позволили перейти от ручного вычисления дозы (использование дозовых карт) к автоматическому четырехмерному планированию.

Несколько десятилетий назад расчет дозы заключался в наложении дозовых карт на контур тела пациента. Дозовые карты содержали распределения для пучков конкретных конфигураций и формировались по результатам непосредственных измерений в водном фантоме. Контур получали, например, с помощью свинцовой проволоки в пластиковой оболочке, рисовали на планшете и указывали реперные (ссылочные) точки [2]. С появлением томографии в планировании использовались изображения, полученные при сканировании пациента на компьютерном томографе. Такой метод расчета являлся весьма трудоемким и имел множество существенных приближений, критичных для точного расчета дозы внутри пациента. Одно

из них – допущение того, что поперечное сечение одинаково вдоль всего тела пациента.

Практическими методами расчета глубинных распределений для квадратных, прямоугольных или круглых полей являлись методы, полученные напрямую из ручных вычислений. В этих методах использовались коэффициенты, позволяющие установить связь между дозой в калибровочной точке, находившейся в водном фантоме и дозой в точке, расположенной в теле пациента, например: «отношение ткань-максимум» (TMR–Tissue Maximum Ratio), «отношение ткань-воздух» (TAR– Tissue-Air Ratio), «факторы рассеяния в коллиматоре и фантоме» (Sc,Sp), «фактор клина» (WF– Wedge Factor) [2].

К более общему методу расчета относился алгоритм, впервые разработанный в работе [3]. Он успешно использовался в различных коммерческих системах планирования (Isis, Dosigray, Isogray Dosisoft). В этом методе нерегулярное поле (поле, отличное от квадратного, прямоугольного или круглого) заменяется эквивалентной суммой отдельных секторов квадратных полей. Доза делится на первичную и дозу от рассеянного излучения. Полагается, что первичная доза не зависит от формы и размера поля, а рассеянная компонента может быть рассчитана отдельно, с помощью функции рассеяния, полученной из экспериментальных соотношений «ткань-фантом» (TPR–Tissue Phantom Ratio). Однако этот алгоритм не обеспечивает необходимой точности в случаях косого падения пучка и наличия гетерогенности.

Для того чтобы корректно рассчитывать дозу в реальных условиях лучевого лечения вводились специальные поправки на нерегулярность формы контуров тела пациента, наклонное падение пучков и неоднородность ткани.

Но ни один из методов не обеспечивал расчет дозы необходимой точностью (погрешность свыше 5 %) для всех геометрий облучения. Несмотря на быстроту расчета, в алгоритмах, описанных выше,

существенным недостатком являлось ограниченное моделирование рассеянной компоненты. А также в большинстве случаев предполагалось электронное равновесие, хотя вблизи границ среды, например, вблизи областей малой плотности или воздушных полостей, может наблюдаться потеря электронного равновесия.

В более современных системах планирования ведущее место занимают методы дозовых интегральных ядер, часто называемые методами свертки/суперпозиции, в которых доза вычисляется с помощью свертки высвобождаемой энергии фотонов с функцией распределения энергии [4]. Большинство алгоритмов, основанных на методе свертки (модели дифференциального тонкого луча, тонкого луча, конечного тонкого луча), обеспечивают достаточно высокую точность, учитывают нерегулярность контура и дозу от рассеянного излучения. Однако проблема расчета дозы в условиях неомогенности по-прежнему не решена.

Ни один из перечисленных выше методов не обеспечивает требуемой для клинического использования точности при расчете дозовых распределений в случае сложной геометрии облучаемого объекта. Наиболее радикальное решение заключается в полномасштабном моделировании переноса частиц от точки рождения до точки расчета дозы в теле пациента методом Монте-Карло (МК). На рисунке 1.3 приведен пример сравнения двух алгоритмов расчета, один из которых метод Монте-Карло.

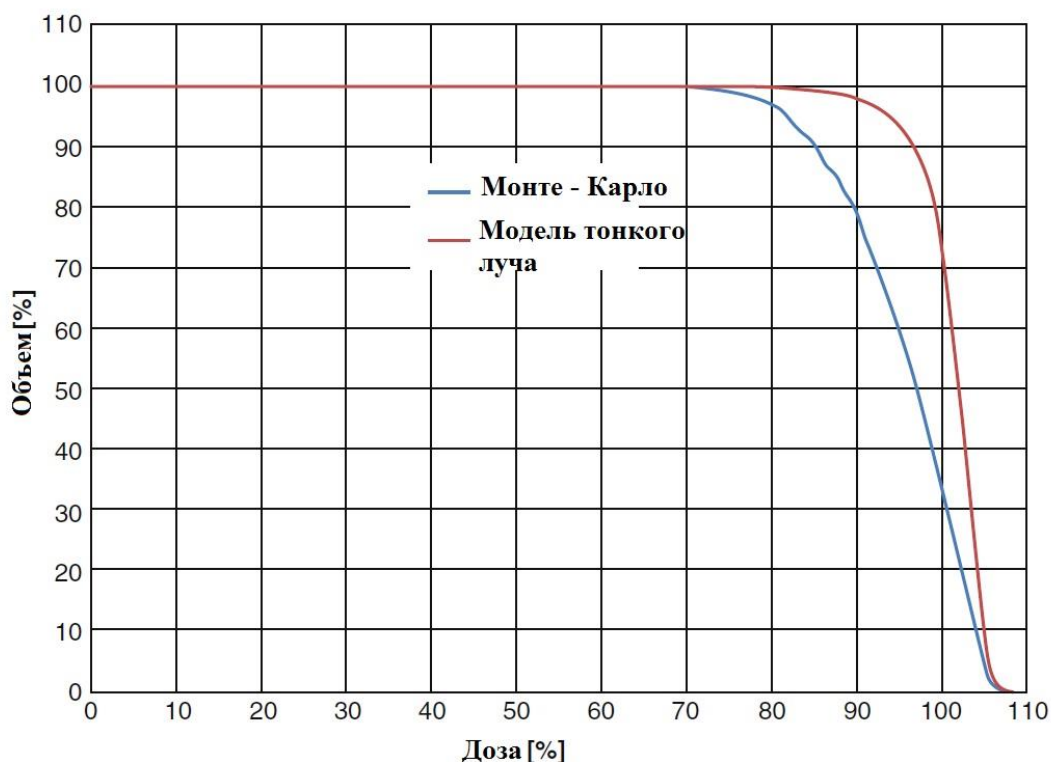


Рисунок 1.3 – Гистограммы «Доза-объем», рассчитанные методом МК и методом тонкого луча, в случае облучения мишени в легких [5]

1.3 Применение метода Монте-Карло в лучевой терапии

Метод Монте-Карло является универсальным численным методом решения задач, основа которого вероятностное моделирование изучаемого явления. Использование метода в задачах переноса ионизирующего излучения возможно при условии детального знания сечений (вероятностей) элементарных процессов взаимодействия ионизирующих частиц с веществом [2].

1.3.1 Моделирование переноса излучения методом Монте-Карло

В применении к решению задач переноса фотонов сущность метода Монте-Карло состоит в том, что сложный стохастический процесс взаимодействия частиц с веществом рассматривается как последовательность

конечного числа элементарных случайных событий. К этим событиям относятся рождение частиц в источнике, движение без взаимодействия на некотором пути, взаимодействие какого - либо типа, и, если частица не поглотилась, то вновь движение до следующего взаимодействия. Учитывая вероятность каждого из этих событий, можно воспроизвести траекторию определенной частицы в веществе.

Для описания пространственного, энергетического и углового распределения излучения справедливо кинетическое уравнение Больцмана – стационарное интегро-дифференциальное уравнение переноса излучения, которое отображает баланс частиц в элементе шестимерного фазового пространства координат и импульсов частиц [6]. Положение частицы в фазовом пространстве задается с помощью переменных $\vec{r}, \vec{\Omega}, E$: $\vec{r}$ - радиус-вектор, определяемый тремя пространственными координатами, $\vec{\Omega}$ – единичный вектор направления движения частицы, определяемый двумя угловыми переменными и E - энергия частицы. Тогда уравнение переноса для точки $\vec{r}'$, лежащей на направлении $\vec{\Omega}$ относительно $\vec{r}$ [6]:

$$\vec{\Omega} \nabla \varphi(\vec{r}', E, \vec{\Omega}) + \Sigma(\vec{r}', E) * \varphi(\vec{r}', E, \vec{\Omega}) = \int_0^\infty \int_{4\pi} \varphi(\vec{r}', E', \vec{\Omega}') * \quad (1.1)$$

$$* \Sigma_s(E', \vec{\Omega}' \rightarrow E, \vec{\Omega} | \vec{r}') dE' d\vec{\Omega}' + Q(\vec{r}', E, \vec{\Omega}),$$

Также уравнение переноса может быть записано через плотность потока частиц $\varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ или плотность столкновений частиц $\psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$:

$$\varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \varphi_0(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$$

$$+ \iiint_V \frac{\varphi(\vec{r}', E', \vec{\Omega}') \Sigma_s(E', \vec{\Omega}' \rightarrow E, \vec{\Omega} | \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^2} * \quad (1.2)$$

$$* \delta\left(\vec{\Omega} - \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|}\right) e^{-\tau(\vec{r}' \rightarrow \vec{r}, E)} dE' d\vec{\Omega}' d\vec{r}',$$

где $\varphi_0(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ – это плотность потока нерассеянного излучения.

$$\begin{aligned}
& \psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \\
&= \psi_1(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) + \int_V \frac{\Sigma(\vec{r}, E)}{|\vec{r} - \vec{r}'|^2} * e^{-\tau(\vec{r}' \rightarrow \vec{r}, E)} \delta\left(\vec{\Omega} - \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|}\right) * \\
& * \int_0^\infty \int_{4\pi} \frac{\Sigma_s(E', \vec{\Omega}' \rightarrow E, \vec{\Omega} | \vec{r})}{\Sigma(\vec{r}, E')} \psi(\vec{r}, E', \vec{\Omega}') dE' d\vec{\Omega}' d\vec{r}',
\end{aligned} \tag{1.3}$$

где $\psi_1(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ – плотность первых входящих столкновений.

Для преобразования уравнения (1.3) к виду более удобному для моделирования необходимо ввести понятия ядер интегрального уравнения переноса.

1. Транспортное ядро:

$$T(\vec{r}' \rightarrow \vec{r} | E, \vec{\Omega}) = \frac{\Sigma(\vec{r}, E)}{|\vec{r} - \vec{r}'|^2} * e^{-\tau(\vec{r}' \rightarrow \vec{r}, E)} * \delta\left(\vec{\Omega} - \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|}\right), \tag{1.4}$$

Транспортное ядро показывает плотность вероятности для частицы, вылетающей из точки $\vec{r}'$ в направлении $\vec{\Omega}$ с энергией E , испытать столкновение в точке $\vec{r}$.

2. Ядро столкновений (ядро рассеяния):

$$C(E', \vec{\Omega}' \rightarrow E, \vec{\Omega} | \vec{r}) = \frac{\Sigma_s(E', \vec{\Omega}' \rightarrow E, \vec{\Omega} | \vec{r})}{\Sigma(\vec{r}, E')}. \tag{1.5}$$

Ядро столкновений – плотность вероятности для частицы, испытывающей столкновение в точке $\vec{r}$ с энергией E' с первоначальным направлением $\vec{\Omega}'$, покинуть точку взаимодействия с энергией E и направлением движения $\vec{\Omega}$.

3. Кинетическое ядро (ядро переноса частиц):

$$K(\vec{r}', E', \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{r}, E, \vec{\Omega}) = T(\vec{r}' \rightarrow \vec{r} | E, \vec{\Omega}) * C(E', \vec{\Omega}' \rightarrow E, \vec{\Omega} | \vec{r}). \tag{1.6}$$

Кинетическое ядро показывает, какова плотность вероятности для частицы, входящей в столкновение в точке $\vec{r}'$ с энергией E' и направлением

движения $\vec{\Omega}'$ испытать очередное столкновение в точке $\vec{r}$, имея энергию E и направление движения $\vec{\Omega}$.

Тогда уравнение для плотности столкновений в новых обозначениях можно записать так:

$$\begin{aligned} \psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = & \psi_1(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) + \\ & + \iiint \psi(\vec{r}', E', \vec{\Omega}') K(\vec{r}', E', \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{r}, E, \vec{\Omega}) dE' d\vec{\Omega}' d\vec{r}', \end{aligned} \quad (1.7)$$

где $\psi_1(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \int_{\infty} Q(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) T(\vec{r}' \rightarrow \vec{r} | E, \vec{\Omega}) d\vec{r}'$ представляет источник первых столкновений.

В операторном виде уравнение для плотности столкновений:

$$\psi = \psi_1 + \mathbf{K}\psi. \quad (1.8)$$

Таким образом, моделирование переноса излучения можно провести, учитывая вероятностную интерпретацию кинетического ядра. Чтобы построить траектории частиц с последовательностью состояний $x_1, x_2 \dots x_n$ и вычислить вклад этих траекторий в показания детектора, необходимо представить ядро $K(\vec{r}', E', \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{r}, E, \vec{\Omega})$ как плотность вероятности перехода из точки $\vec{r}'$ в точку $\vec{r}$.

Детектор находится в поле излучения и регистрирует некоторую величину, значение которой характеризует поле в этот момент времени. Регистрируемая величина зависит от плотности потока частиц как ее функционал и в большинстве случаев может быть выражена в виде интеграла:

$$J_P = \iiint_{\infty 0 4\pi}^{\infty} P(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) * \psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) dE d\vec{\Omega} d\vec{r} \quad (1.9)$$

где P – функция детектора, $\psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ – плотность столкновений.

Для вычисления этого интеграла необходимо:

1. Провести розыгрыш в фазовом пространстве набора случайных точек $(\vec{r}_\xi, E_\xi, \vec{\Omega}_\xi)$ в соответствии с плотностью столкновений $\psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$, то есть смоделировать фазовые состояния частиц.
2. Рассчитать в этих точках функции детектора, а именно построение оценки $P(\vec{r}_\xi, E_\xi, \vec{\Omega}_\xi)$.
3. Определить для числа испытаний выборочное среднее:

$$J_N = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N P_i, \quad (1.10)$$

где N - количество смоделированных частиц, а P_i –сумма оценок, полученных в результате одной истории.

Розыгрыш фазовой точки $(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ заключается в использовании функции источника в качестве плотности вероятности, которая соответствует плотности «нулевых» выходящих столкновений. Чтобы получить точку очередного взаимодействия частицы, выходящей из «нулевого» столкновения, необходимо разыграть транспортное ядро, то есть провести моделирование плотности первых входящих столкновений. После этого проводится моделирование фазовой точки, соответствующей плотности выходящих столкновений, то есть розыгрыш ядра столкновения.

Оценка $P(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ рассчитывается после розыгрыша транспортного ядра, когда фазовое состояние частицы определяется плотностью входящих столкновений. История каждой частицы прерывается при поглощении частицы, выхода из рассматриваемой области или при уменьшении энергии до порогового значения.

В представленной работе построение траекторий фотонов осуществляется согласно моделированию переноса излучения в программном пакете EGS4[7]. Для некоторых систем возможна запись интегро-дифференциального уравнения Больцмана и проведение моделирования методом Монте-Карло. В EGS4 используется прямое

моделирование траекторий частиц и развитая система наблюдений за их поведением. Транспортное ядро программного комплекса EGS4 вызывает пользовательские функции в ответ на все события взаимодействия и переноса. Такая архитектура позволяет настраивать сбор статистики под практически любую задачу. В данной работе использовалась обработка событий входа частиц в объекты среды и коллекционирование выделяющейся в элементах среды энергии. Последняя является мерой дозы излучения – основной физической величины, используемой в клинической дозиметрии. Такая реализация не требует записи уравнений переноса, что принципиально упрощает программирование задач, минимизирует ошибки, и делает подход доступным для широкой аудитории исследователей. Тем не менее, понимание теории переноса позволяет грамотно проектировать численные эксперименты и применять методы ускорения расчетов.

Перенос частицы осуществляется в несколько этапов:

- 1) Определение расстояния до следующего взаимодействия.
- 2) Движение частицы в точку взаимодействия, принимая во внимание рассматриваемую геометрию
- 3) Выбор типа взаимодействия
- 4) Моделирование выбранного типа взаимодействия.

Эта схема относится к аналоговому способу моделирования (согласно физической природе явлений) методом Монте-Карло. Шаги 1-4 повторяются пока рассматриваемая частица и все вторичные частицы не покинут геометрию задачи или не поглотятся.

Далее будет более подробно рассмотрен перенос частицы в EGS4. Длина среднего свободного пробега частицы λ задается как:

$$\lambda = \frac{1}{\Sigma_t} = \frac{M}{N_a \rho \sigma_t}, \quad (1.11)$$

где Σ_t – макроскопическое сечение, M – молекулярная масса, N_a – число Авогадро, ρ – плотность молекул, σ_t – сечение взаимодействия на одну молекулу.

Вероятность взаимодействия на расстоянии dx определяется как:

$$P = \frac{dx}{\lambda}. \quad (1.12)$$

Тогда число средних свободных пробегов:

$$N_\lambda = \int_{x_0}^x \frac{dx}{\lambda(x)}. \quad (1.13)$$

Если $\widetilde{N}_\lambda$ случайное число, обозначающее количество средних пробегов от заданной точки до следующего взаимодействия, тогда N_λ имеет функцию распределения:

$$P\{\widetilde{N}_\lambda < N_\lambda\} = 1 \exp(-N_\lambda) \text{ для } N_\lambda > 0 \quad (1.14)$$

С помощью метода обратных функций и случайного числа ξ значение N_λ :

$$N_\lambda = -\ln \xi. \quad (1.15)$$

Оно может быть использовано в уравнении 1.13 для нахождения точки следующего взаимодействия.

По достижении точки реального взаимодействия частицы необходимо определить, какой из конкурирующих процессов будет происходить. Вероятность того, что произойдет некоторый тип взаимодействия, пропорциональна сечению этого процесса. Предполагая, что типы взаимодействий пронумерованы от 1 до n , тогда номер взаимодействия i случайное число с функцией распределения:

$$F(i) = \frac{\sum_{j=1}^i \sigma_j}{\sigma_t}, \quad (1.16)$$

где σ_j сечение для j типа столкновения, σ_t – полное сечение ($= \sum_{j=1}^n \sigma_j$).

Номер взаимодействия, i , выбирается с помощью случайного числа ξ и поиска значения i , которое удовлетворяет выражению:

$$F(i - 1) < \xi < F(i). \quad (1.17)$$

Следующим шагом после выбора типа взаимодействия является определение параметров частиц, возникших после столкновения. Конечное состояние системы после взаимодействия можно охарактеризовать n параметрами $\mu_1 \dots \mu_n$. Тогда дифференциально сечение представляется в виде:

$$d^n \sigma = g(\vec{\mu}) d^n \mu. \quad (1.18)$$

Полное сечение:

$$\sigma = \int g(\vec{\mu}) d^n \mu. \quad (1.19)$$

Функция $f(\vec{\mu}) = g(\vec{\mu}) / \int g(\vec{\mu}) d^n \mu$ нормирована и обладает свойствами совместной плотности распределения. Розыгрыш этой функции может быть проведен с помощью метода суперпозиции.

1.3.2 Моделирование источника излучения линейного ускорителя методом Монте-Карло

С помощью метода Монте-Карло возможно провести моделирование процесса переноса частиц, начиная с электрона падающего на мишень, а затем тормозных фотонов, проходящих через первичный коллиматор, выравнивающий фильтр, мониторные камеры, вторичную коллимацию, МЛК и т.д., заканчивая расчетом в теле пациента. В случае наличия информации об источнике и структуре объекта облучения метод Монте-Карло может

обеспечить достаточно точное моделирование переноса, учитывая неоднородность и сложную геометрию объекта, в котором рассчитывается пространственное распределение поглощенной энергии. В настоящее время метод Монте-Карло широко используется в медицинской физике для моделирования процессов, происходящих внутри ускорителя и для расчета дозовых распределений. Выполнение полного моделирования переноса излучения (от физического источника тормозных фотонов до взаимодействия в теле пациента) является малоэффективным подходом в силу больших временных затрат, что неприемлемо в клинике. Даже на современных суперкомпьютерах полный расчет может занимать десятки часов.

Модель источника излучения ускорителя позволяет применять метод Монте-Карло в задачах лучевой терапии более оперативно. Возможные способы создания модели обсуждены в публикациях многих авторов и отражены в детальном обзоре [8]. Наиболее распространены три подхода: прямое представление данных фазового пространства траекторий частиц в качестве модели источника, модельное представление фазового пространства, а также восстановление характеристик источника излучения по измеренным данным.

Моделирование фазового пространства заключается в регистрации параметров частиц (энергии, координат на плоскости, направления движения), пересекающих виртуальную плоскость (плоскость фазового пространства), располагающуюся перпендикулярно центральной оси пучка. Новый виртуальный плоский источник используется для расчета дозового распределения в пациенте. Литературные данные подтверждают, что доза, рассчитанная с помощью файла фазового пространства, может точно соответствовать измеренной [9-11]. Этот подход требует моделирования очень большого количества траекторий, а соответственно, и больших размеров памяти для их сохранения. Существует вероятность появления систематической ошибки, связанной с ограниченным размером файла фазового пространства. Универсальность применения файла фазового

пространства напрямую ограничена, и требует настройки параметров первичного электронного пучка на мишени для ускорителей с различными выходами.

Помимо прямого использования файла фазового пространства в качестве модели источника, некоторые авторы применяют модельное представление фазового пространства. На основе информации, сохраненной в фазовом пространстве, создаются гистограммы распределений частиц [10,12]. Модель источника может быть разделена на «подисточники» (от англ. *subsources*), каждый из которых характеризует основные компоненты головки ускорителя, такие как мишень, первичный коллиматор или выравнивающий фильтр. Путем выбора параметров частицы из гистограмм распределений, эти модели восстанавливают фотонный пучок в плоскости фазового пространства. Однако, модели, основанные на гистограммах, имеют тот же недостаток, что и модели, использующие напрямую файл фазового пространства, а именно, необходимость настройки параметров модели источника для соответствия экземпляру ускорителя пользователя. Это требует знания о чувствительности выходных параметров ускорителя к изменению параметров пучка на мишени, то есть, необходимо определить, как должен быть изменен каждый подисточник и в каком допустимом диапазоне. Настраиваемые модели источника, основанные на гистограммах, позволяют подогнать пучок отдельного ускорителя без выполнения заново всего моделирования методом Монте - Карло. Для настройки модели источника в соответствии с ускорителем пользователя требуется только масштабирование заранее полученных с гистограмм распределений подисточника .

Аппроксимация фазового пространства аналитическими выражениями и эмпирическими коэффициентами не требует больших объемов памяти, но является приближенным методом.

Модель источника излучения, полученная с помощью стандартного набора измеренных дозовых распределений, не зависит от деталей

конструкции головки аппарата и не требует длительного моделирования фазового пространства [13-14]. Распределения флюенса могут быть получены с помощью аналитических моделей, параметры которых оптимизированы на основе минимизации разницы между расчетами и измеренными данными. Информация для модели может быть восстановлена из свертки по измеренным данным. Но такое представление источника излучения может быть применено с уверенностью в точности расчетов только для гомогенных фантомов. В гетерогенных средах подход требует более строгой верификации, и, как правило, должен быть дополнен модельным представлением источника.

Определение параметров электронного пучка на радиационной мишени

Первичным источником фотонного излучения является электронный пучок, падающий на мишень. Его фактическая форма и спектр редко известны, и эти параметры практически невозможно определить экспериментально, за исключением специальных измерений. В первом приближении, пучок моделируется в качестве источника с гауссовым пространственным распределением и с моноэнергетическим спектром, исключая те случаи, когда производитель предоставляет информацию о фактической форме спектра. Моделирование неизвестного источника с помощью двух степеней свободы, а именно, средней энергии электрона и гауссиана с дисперсией σ оказывается затруднительным.

Любая ошибка в определении параметров пучка будет причиной систематической ошибки в расчете дозы, полученной пациентом. Определение исходных параметров пучка является сложной частью процесса моделирования, а также важным вопросом для реализации расчета дозы методом Монте-Карло при планировании лечения. За последние годы много работ было посвящено широкому кругу вопросов, касающихся моделирования методом Монте-Карло головки линейного ускорителя, но

очень немногие исследования были сосредоточены на определении исходных характеристик электронного пучка.

Одно из детальных исследований было проведено в работах [15,16], в которых было изучено влияние первоначальных параметров электронного пучка на дозовые распределения фотонного пучка. В результате, было показано, что самые важные параметры электронного пучка, падающего на мишень – радиальное распределение интенсивности и средняя энергия. Авторы [15,16] выполнили вычисления внеосевых отношений в воздухе и глубинных дозовых кривых и сравнили эти вычисления с измерениями, чтобы получить оценки для параметров пучка электронов, падающего на мишень, и изучить влияние толщины мишени, размера отверстия первичного коллиматора, материала рассеивающего фильтра и плотности. Их работа включала несколько энергий электронного пучка ускорителей различных производителей (Varian, Siemens, Elekta). Было установлено, что радиальное распределение интенсивности пучка электронов влияет на внеосевое отношение в значительной степени. Чем больше ширина радиального распределения интенсивности пучка электронов, тем более интенсивным является фотонный пучок на центральной оси.

В работе [16] исследовали три параметра пучка: среднюю энергию, электронное радиальное распределение, плотность мишени. Один параметр менялся, при фиксировании двух других. Авторы обнаружили, что плотность мишени не играет заметной роли в определении флюенса первичного электронного пучка. В публикации [17] средняя энергия была зафиксирована, и радиус пучка определялся путем поиска минимума квадратичной функции, которая соответствовала абсолютной дозовой разнице в полутени. Затем определенное значение радиуса фиксировалось, и энергия пучка определялась тем же путем.

В работе [18] рассматривается применение вычисления дозы методом МК для планирования облучения ускорителя Cyberknife. Для стандартных линейных ускорителей существует модель, состоящая из нескольких

источников. Так как, в систему Cyberknife не входит выравнивающий фильтр, авторы предложили модель из одного источника. Модель источника и ее параметры были первоначально определены с помощью данных файла фазового пространства, полученного в результате МК моделирования.

Модель источника, используемая в этой работе, состоит из одного фотонного источника, расположенного на уровне мишени головки ускорителя, с пространственным и энергетическим распределением. Источник фотонов предполагался цилиндрически симметричным с распределением двумерного флюенса как функции от внеосевого расстояния, которое может быть определено на основе измеренных факторов выхода коллиматора. Энергетический спектр фотонного источника определялся из измеренной процентной глубинной дозы на центральной оси в воде, используя 60 миллиметровый коллиматор, на расстоянии от источника до поверхности (РИП) 80 см. Средняя длина пробега фотона и типы взаимодействия для различных материалов и энергии, а также треки вторичных электронов предварительно моделировались с помощью программы MCSIM. Авторами было достигнуто хорошее совпадение (в пределах 1%) между вычислением дозы методом МК и измерениями процентной глубинной дозы и дозовых профилей. Небольшие различия были обнаружены для факторов выхода коллиматора размером меньше чем 12,5 мм в диаметре, которые, как отмечают авторы, могли быть вызваны ограниченным размером детектора и возможным изменением отклика.

1.3.3 Расчетные программы на основе метода Монте – Карло, применяемые в лучевой терапии

Среди широкого разнообразия доступных МК программных пакетов для целей лучевой терапии наиболее часто применяются ETRAN/ITS [19], EGS4 [7], EGSnrc [20], MCNP4 [21], PENELOPE [22] и GEANT4 [23,24]. Все эти программы написаны на языке программирования FORTRAN, за

исключением GEANT4, написанном на C++. Характеристики некоторых расчетных кодов представлены в таблице 1.1 и 1.2.

.

Таблица 1.1. Характеристики основных программных пакетов, основанных на методе Монте-Карло (фотоны) [25].

МК код	Фотоэлектронные взаимодействия	Рэлеевское (когерентное) рассеяние	Комптоновское рассеяние	Образование электронно-позитронных пар/ образование триплета	Фотоядерные Взаимодействия	Библиот ека сечений
EGS4	Энергия фотона полностью передается электрону атома. Угловое электронное распределение по формуле Заутера Релаксация возбужденных атомов с возникновением флуоресцентного излучения.	Форм-факторы Хаберл и Эвербе (1979)	Теория Клейна-Нишины - Тамма	Борновское приближение (релятивистский случай Мотз (1969)). Образование триплета не моделируется, но учитывается в полном сечении процесса	Нет	Сторм и Израэль (1970)
EGSnrc	Взаимодействия с атомами в сложных соединениях и выбор оболочки внутри атома. Угловое электронное распределение по формуле Заутера Атомные релаксации после созданной вакансии.	Форм-факторы Хаберл и Эвербе (1979)	Импульсное приближение формулы Клейна-Нишины- Тамма Атомная релаксация при применении импульсного приближения	Борновское приближение (релятивистский случай Мотз (1969)). Оптимизированная выборка для энергий частиц. Выбираемый пользователем угол частицы. Образование триплета не моделируется, но учитывается в полном сечении процесса	Нет	Сторм и Израэль (1970)
ETRA N/ITS	Полная передача энергии электрону за вычетом энергии связи на i- й оболочке. Выбор фотоэлектронного угла формуле Заутера	Форм-факторы Хаберл и Эвербе (1979)	Эффекты связи электрона, используя Теорию Клейна - Нишины- Тамма с учетом функций некогерентного рассеяния (Хаберл).	Бете-Гейтлер, Бете – Ашкин (1953) Образование триплета не моделируется, но учитывается в полном сечении процесса	Нет	Хаберл (1985)

	или Фишера. Релаксации (рентгеновское излучение или Оже - электроны) для К оболочки только для ETRAN (в ITS модель полной релаксации).		Выбор энергии и углов – теория Клейна –Нишины –Тамма. Нет релаксаций, нет доплеровского уширения			
MCNP 4	Флуоресцентные фотоны и Оже- электроны	Да	Эффекты связи электрона	Образование пары – да Триплет -Нет	Как в версии 4с	Сторм и Израель (1967) Хабелл (1975) Каллен (1989)_
PENEL OPE	Флуоресцентные фотоны и Оже - электроны. Определение фотоэлектронного угла (формула Заутера)	Форм-факторы Хабелл (1975)	Импульсное приближение Эффекты электронной связи и доплеровское уширение.	Триплет не моделируется, но учитывается в полном сечении процесса	Нет	Каллен (1997)
GEAN T4	Флуоресцентные фотоны и Оже - электроны. Определение фотоэлектронного угла [Sauter, 1931].	Форм-факторы Хабелл и Эвербе (1979)	Теория Клейна - Нишины- Тамма с функциями некогерентного рассеяния (Hubbell). Выбор энергии и углов – Теория Клейна- Нишины- Тамма. Нет релаксаций, нет доплеровского уширения	Триплет не моделируется, но учитывается в полном сечении процесса	10-30 МэВ Моделирование гигантского дипольного резонанса	Каллен (1997) Перкинс (1991)

Таблица 1.2. Характеристики основных программных пакетов, основанных на методе Монте-Карло (электроны) [25].

МК код	Неупругое рассеяние	Тормозное излучение	Электронная импульсная ионизация	Алгоритм многократного рассеяния	Позитронная аннигиляция	Алгоритм транспорта (класс)	Библиотека сечений
EGS4	Меллер (1932) и Баба (1936)	Релятивистский случай, формула Бете – Гайтлера	Нет	Теория Мольера, исключая малые шаги	Аннигиляция позитронов «на лету» и «в покое»	Class II, PRESTAI	ICRU 37 (1984)
EGSnrc	Меллер (1932) и Баба (1936)	EGS4 или NIST тормозные сечения	Нет	Упругое рассеяние со спином или экранированное упругое рассеяние (выбирается пользователем), одиночное упругое рассеяние для коротких размеров шагов	2 аннигиляции фотонов на лету и в покое	CLASS II, PRESTA II	ICRU 37 (1984)
ETRAN/ITS/MC NP4	Меллер (1932), e+ рассматриваются как e- для рассеяния	Зельтцер (1988) Бергер и Зельтцер (1970)	Да	Гаудсмит – Сандерсон (1940) Landau (1944) Бланк- Лейзенгаг (1950)	2 аннигиляции фотонов в покое	Class I до 1 KeV	Бергер и Зельтцер (1985,1986) ICRU 37 (1984) Штернхеймер (1982), Штернхеймер и Пиерлз (1971)
Penelope	Меллер (1936) и Баба (1932) Рассеяние для тяжелых столкновений.	Бете – Гейтлер (1934)	Да	Смешанная схема (однократное и многократное рассеяние. Гаудсмит – Сандерсон (1940)) Модель случайной петли	2 аннигиляции фотонов на лету и в покое	Class II до 100 эВ. Модель случайной петли	Бергер и Зельтцер (1985,1986)
GEANT 4	Меллер(1932) и Баба (1936)	Моделирование	Да	Теория Льюиса Гаудсмит - Сандерсон (1940)	2 фотонные аннигиляции на	Class II до 1 кэВ	Зельтцер Бергер (1985)

	рассеяние	эффекта Черенкова			лету и в покое		EEDL Перкинс (1991)
--	-----------	----------------------	--	--	----------------	--	------------------------

Возможно выделить несколько этапов в применении МК программ для задач лучевой терапии (ЛТ) [2]:

1) Адаптация существующих в ядерной физике МК программ ETRAN, PENELOPE, MCNP, ITS и др. для решения некоторых частных расчетных задач ЛТ. Наиболее широкое применение в медицинской физике получила программа EGS4 [7].

2) Усовершенствование универсальных МК программ ядерной физики для повышения точности расчета поглощенных доз в задачах ЛТ [26–28]. К этому же этапу можно отнести первые попытки разработки программы для расчета в системах планирования доз от электронов на основе метода макроМК (Макро Монте-Карло) [29]. В этом методе используются предварительно полученные с помощью традиционного метода Монте-Карло результаты расчетов транспорта электронов через макроскопические сферы разных диаметров и состоящие из различных сред. Преимуществом таких программ является то, что проблема транспорта электронов, связанная с большим количеством шагов, решается заранее.

3) Увеличение производительности компьютеров, появление мощных объектно-ориентированных языков программирования, разработка быстрых специализированных алгоритмов МК, более высокие требования к повышению точности расчетов в ЛТ способствовали созданию кодов МК, предназначенных для использования в системах планирования для прецизионного расчета доз и полностью основанных на методе МК.

Программой, получившей официальное подтверждение и, представляющей собой первую коммерческую систему планирования в США, является система PEREGINE [30]. PEREGINE это модифицированная версия кода EGS4. Для того чтобы за приемлемое время выполнять полный вариант расчета доз для радиотерапевтических аппаратов, начиная от расчета источника излучения и завершая расчетом дозового распределения в теле пациента, разработчики данной программы создали специальный программно-аппаратный комплекс, состоящий из десятков параллельно

работающих процессоров. Моделирование источника осуществляется с помощью проведения полного моделирования радиотерапевтической головки ускорителя, применяя код BEAM и накапливания частиц в плоскости сохранения частиц, а затем осуществляя генерацию частиц из модели источника.

Другими усовершенствованиями существовавших ранее алгоритмов расчета являются программы, основанные на Voxel Monte Carlo (VMC) серий программ [31]. Первоначальная версия VMC была доступна только для электронных пучков и содержала различные аппроксимации взаимодействий. Алгоритм фотонного транспорта был добавлен позднее, он включал заранее вычисленные значения плотности вероятности в каждом вокселе. Программный пакет со всеми дополнениями был назван XVMC. Авторы программы добились значительного уменьшения времени расчета за счет применения различных техник уменьшения дисперсии и процедуры сглаживания результатов расчета. На отдельных версиях этого кода основаны такие системы планирования как Monaco (CMS), PrePrise (Elekta), IPlan (BrainLab), Eclipse (Varian). Одной из самых быстродействующих программ является система DPM, предназначенная вычисления дозы методом МК от фотонных и электронных пучков [32]. Основной выигрыш в скорости расчета был достигнут за счет применения специального механизма транспорта электронов и функций распределения многократного рассеяния, которые позволили увеличить шаг электронов между конденсированными столкновениями до 5мм. Моделирование траекторий фотонов, включая фотоэффект, комптоновское рассеяние и образование пар, происходит по аналоговому методу. Данная программа была имплементирована в планирующую систему UPlan (University of Michigan) и использована для различных исследований, посвященных фотонному и электронному транспорту.

EGS4

EGS4 (сокр. от англ. «Electron-Gamma Shower») представляет собой программное обеспечение, разработанное в SLAC Стэнфордского университета, используемое для моделирования комбинированного переноса электронов и фотонов через произвольные геометрии в любых простых, $Z = 1 \div 100$, и многокомпонентных средах. Диапазон энергий – от десятков кэВ до сотен ГэВ [7]. Следующие процессы учтены в коде EGS4[7,41]:

- Перенос фотонов и заряженных частиц осуществляется в случайном порядке
 - аннигиляция позитронов “на лету” и “в покое”;
 - многократное рассеяние заряженных частиц при кулоновском рассеянии на ядрах, включая эффекты однократного рассеяния, и большие величины шагов при многократном рассеянии;
 - образование дельта-электронов: сечение Мёллера (e^-e^-) и Баба (e^+e^-);
 - непрерывные энергетические потери между дискретными (или катастрофическими) взаимодействиями (полные потери энергии до величины энергетической отсечки), включающие ионизационные потери и излучение низкоэнергетических фотонов;
 - образование пар фотонами;
 - комптоновское рассеяние на связанных электронах;
 - когерентное (рэлеевское) рассеяние;
 - фотоэффект;
 - релаксация возбужденных атомов с возникновением флюоресцентных фотонов (не в стандартной версии).

Моделирование процессов взаимодействия фотонов с веществом в EGS4

К четырем основным типам взаимодействия фотонов с веществом относятся фотоэффект, когерентное (рэлеевское) рассеяние, Комптон эффект, эффект образования пары. Графическая иллюстрация этих эффектов изображена на рисунке 1.4

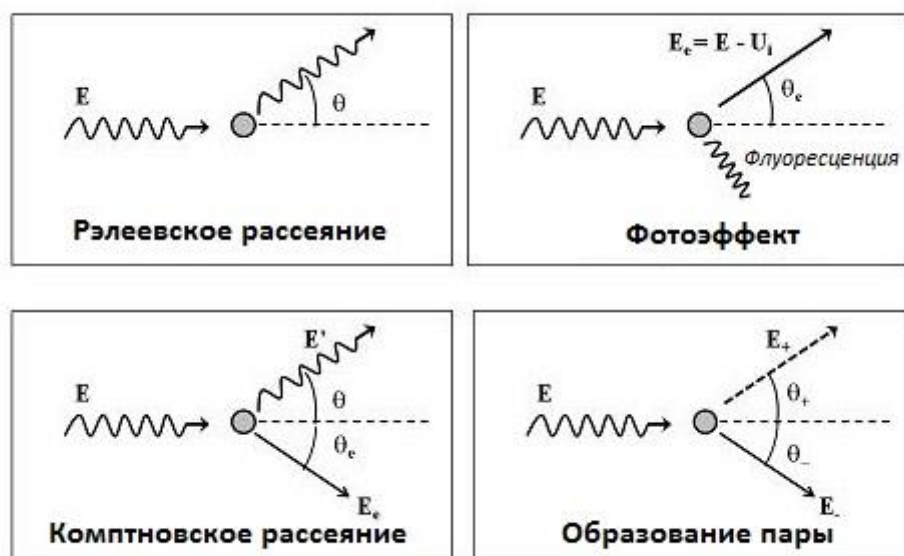


Рисунок 1.4 - Схематическое изображение основных взаимодействий фотонов с веществом [33]

Фотоэффект

При малых энергиях (около десятков кэВ) и для материалов с высоким атомным номером доминирующее фотонное взаимодействие – фотоэффект. При фотоэффекте налетающий фотон поглощается, передает свою энергию одному из атомных электронов и выбивает его из атома. После выбивания связанного электрона появившийся свободный уровень заполняется электроном, и акт фотопоглощения завершается испусканием вторичного низкоэнергетического характеристического гамма излучения – флуоресцентного или испусканием электронов Оже.

Качественная зависимость сечения фотоэффекта от энергии фотона и атомного номера Z для больших энергий ($E_\gamma \gg mc^2$) на К оболочке описывается формулой Заутера [34]:

$$\sigma_{\phi,K} = \frac{4\pi r_e^2 Z^5 m_e c^2}{137 E_\gamma}, \quad (1.20)$$

где r_e – классический радиус электрона.

Для нерелятивистской области справедлива формула Гайтлера [35]:

$$\sigma_{\phi,K} = \frac{32\sqrt{2}\pi r_e^2 Z^5 (m_e c^2)^{7/2}}{3 * 137 * E_\gamma^{7/2}}, \quad (1.21)$$

Полное сечение фотоэффекта при $E_\gamma > E_K$ (E_K – энергия связи электрона на К – оболочке) связано с $\sigma_{\phi,K}$ следующей формулой [36]:

$$\frac{\sigma_\phi}{\sigma_{\phi,K}} \approx 1 + 0,0148 * \ln^2 Z - 0,000788 * \ln^3 Z, \quad (1.22)$$

Сечение фотоэффекта сильно зависит от атомного номера среды (Z^5) и быстро убывает с ростом энергии фотона. Поэтому фотоэффект играет особо существенную роль в области малых энергий фотонов и для веществ с большим атомным номером.

Полные сечения фотоэффекта, которые используются в EGS4 заимствованы из работы [37] и доступны для элементов от 1 до 100. Макроскопическое выражается в единицах обратной радиационной длины ($X_0^{-1} = X_0 \Sigma$):

$$\widetilde{\Sigma}_\phi(Z, k) = \frac{N_a \rho}{M} X_0 * \left(\frac{1 * 10^{-24} \text{см}^2}{\text{барн}} \right) \sigma_\phi(Z, k), \quad (1.23)$$

где $\sigma_\phi(Z, k)$ получают с помощью схемы дважды логарифмической интерполяции по энергии в библиотеке сечений, Полное макроскопическое сечение задается формулой [7]:

$$\widetilde{\Sigma}_\phi(k) = \sum_{i=1}^{N_e} p_i \widetilde{\Sigma}_\phi(Z, k). \quad (1.24)$$

Полные сечения фотоэффекта используются при расчете средней длины пробега.

Среднее значение энергии связи на К – оболочке задается формулой:

$$E_K = \frac{\sum_{i=1}^{N_e} p_i \Sigma_{\phi} E_K(Z_i)}{\sum_{i=1}^{N_e} p_i \Sigma_{\phi}}, \quad (1.25)$$

Если энергия налетающего фотона ниже E_K , тогда этот фотон не учитывается. В противном случае фотоэлектрон создается с энергией

$$E = k - E_k + m, \quad (1.26)$$

где k - энергия фотона в МэВ, энергия покоя электрона в МэВ,

и с тем же направлением движения, что и налетающий фотон. Для сохранения энергетического баланса создается фотон с энергией E_k , а затем уничтожается.

Угловые распределения связанных электронов описаны в публикации [7].

Стандартная версия программного пакета EGS4 не учитывает образование флуоресцентных фотонов и электронов Оже.

Рэлеевское (когерентное) рассеяние

При Рэлеевском рассеяние (или когерентном) происходит упругое рассеяние фотона на одиночном электроне. В результате когерентного рассеяния фотон только отклоняется на небольшой угол относительно направления первоначального движения, практически не изменяя свою энергию. Дифференциальное микроскопическое сечение когерентного рассеяния имеет следующий вид [38]:

$$\sigma_{\text{кор}}(\cos\theta_s) = \frac{r_e^2}{2} (1 + \cos^2\theta_s) [F(|\vec{P}_e|, Z)]^2, \quad (1.27)$$

где $F(|\vec{P}_e|, Z)$ – формфактор, представляющий вероятность передачи импульса $|\vec{P}_e|$ совокупности Z электронов атома, а также имеет отношения амплитуды электромагнитной волны, рассеянной атомом, к амплитуде волны, рассеянной отдельным электроном.

Интегральное микроскопическое сечение когерентного рассеяния, отнесенное к одному атому, пропорционально $(Z/E_\gamma)^2$.

В EGS4 предполагается независимый вклад каждого атома в сечение когерентного рассеяния. Полные сечения когерентного рассеяния в EGS4 также взяты из библиотеки сечений [37] и доступны для элементов от 1 до 100. Так же как и в случае эффекта фотоэлектронного поглощения, сечение выражается в единицах барн/атом

Для розыгрыша угла когерентного рассеяния сечение записывается в виде:

$$\frac{d\sigma_{\text{ког}}(p^2)}{dp^2} = \frac{\pi r_e^2}{k^2} A(p_{\text{max}}^2) \left(\frac{1 + \mu^2}{2} \right) \frac{[F_T(p)]^2}{A(p_{\text{max}}^2)}, \quad (1.28)$$

где $A(p_{\text{max}}^2) = \int_0^{p_{\text{max}}^2} [F_T(p)]^2 d(p^2)$ – функция распределения вероятности, $[F_T(p)]^2 = \sum_{i=1}^{N_e} p_i [F(p, Z_i)]^2$, $(1 + \mu^2)/2$ – функция исключения $F(p, Z_i)$ – атомный форм-фактор для элемента Z_i , $p = 2k \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) = \sqrt{2} k(1 - \cos\theta)^{1/2} = \sqrt{2} k(1 - \mu)^{1/2}$ – значение переданного импульса.

Значение p^2 разыгрывается с помощью случайного числа ζ_1 , равномерно распределенного на интервале (0,1):

$$\zeta_1 = \frac{A(p^2)}{A(p_{\text{max}}^2)}, \quad (1.29)$$

Значение μ выражается через p^2 :

$$\mu = 1 - \frac{p^2}{2k^2}, \quad (1.30)$$

Если второе случайное число выбрано, таким образом, что

$$\frac{1 + \mu^2}{2} \geq \zeta_2, \quad (1.31)$$

Тогда значение μ соответствует углу рассеяния. В ином случае значение μ

Игнорируется и процесс розыгрыша повторяется. В EGS4 табулированные значения форм-факторов заимствованы из работы [39].

Комптон эффект

При энергиях порядка 1 МэВ, наиболее вероятное взаимодействие фотонов с веществом - Комптоновское (некогерентное рассеяние). В отличие от фотоэффекта комптоновское рассеяние не приводит к поглощению фотона, в этом случае фотон с первоначальной энергией E' в результате упругого взаимодействия с электроном передает ему часть энергии и изменяет направление своего движения. Этот процесс можно считать доминирующим для материалов с низким атомным номером.

В EGS4 полное сечение этого процесса определяется согласно теории Клейна-Нишины-Тамма [7]:

$$\frac{d\Sigma_K}{dk} = \frac{X_0 n \pi r_0^2}{k_0^2} \left[\frac{\frac{C_1}{\varepsilon} + C_2}{\varepsilon + C_3 + \varepsilon} \right], \quad (1.32)$$

где X_0 радиационная длина (см), n электронная плотность (электрон/см³),

r_0 классический радиус электрона (см²), m – масса покоя электрона (МэВ),

k_0 – энергия налетающего фотона (МэВ), k – энергия рассеянного фотона (МэВ), $\varepsilon = k/k_0$, $C_1 = (k'_0)^{-2}$, $k'_0 = k_0/m$, $C_2 = 1 - 2(1 + k'_0)/(k'_0)^2$, $C_3 = (1 + 2k'_0)/(k'_0)^2$.

Процесс розыгрыша угла рассеяния фотона подробно описан в документации по EGS4 [7].

Образование пары

Эффект образования электронно-позитронной пары заключается в образовании фотоном в поле ядра заряженных частиц: электрона и позитрона. При этом фотон исчезает, и вся энергия первичного фотона передается паре. Доля энергии, передаваемая ядру отдачи около 5 кэВ. Процесс образования пар имеет энергетический порог, равный двум массам покоя образованной пары ($2m_e c^2 = 1,022 \text{ МэВ}$) [36].

Если образование пары происходит в поле орбитального электрона, то этот процесс называется «образование триплета» (электрон, позитрон и орбитальный электрон), тогда кинетическая энергия распределяется между тремя частицами. Порог данного эффекта ($4m_e c^2$). Эффект образования триплета включается в полное сечение рассматриваемого процесса, хотя в EGS4 образуются только пары. Эффект экранирования поля ядра включен в вычисления сечения образования пары в EGS4. При энергиях ниже 50 МэВ используются данные [37], выше 50 МэВ релятивистский формализм с кулоновскими поправками. В EGS4 эффект образования пары рассматривается совместно с процессом генерации тормозного излучения. Для описания процесса образования пары применяются формулы из работы [40].

Также к процессам взаимодействия фотонов с веществом относят фотоядерные реакции. Одной из разновидностей фотоядерной реакции – образование фотонейтронов, т.е. выбивание нейтронов из ядра под действием фотонов высокой энергии. Эта реакция имеет пороговый характер и происходит при превышении энергии фотона над энергией связи нейтрона в ядре, для большинства ядер эта энергия связи равна 6-8 МэВ. Обычно фотоядерные взаимодействия игнорируются при моделировании процессов в лучевой терапии, так как сечение этой реакции слишком мало, чтобы указанный процесс мог повлиять на ослабление фотонов в среде, и даже для тяжелых ядер оно составляет только 1 б [36].

Другими процессами, не учитываемыми в моделировании методом Монте-Карло, являются: двойной Комптоновский эффект (один фотон рассеивается на электроны и создается другой фотон) хотя сечение взаимодействия включается в общее Комптоновское сечение взаимодействия), ядерное Томпсоновское рассеяние (упругое рассеяние на ядре), Дельбрюкское рассеяние (при котором фотон испытывает упругое рассеяние в кулоновском поле ядра) [7].

1.3.4 Методы повышения эффективности расчетов при моделировании методом Монте-Карло

Способ расчета по методу Монте-Карло, при котором точно моделируются реальные вероятностные законы, называется аналоговым. Основа аналоговых методов заключается в том, что при моделировании фазовых состояний частиц плотность вероятности фазовой точки соответствует физическому процессу. Но, если изучаемые события происходят в реальной системе крайне редко, это наблюдается и в моделируемой системе. Поэтому огромный объем вычислений может дать мало ценной информации. Существует способы, позволяющие при расчетах по методу Монте-Карло получить больше полезной информации. Эти методы называются способами уменьшения дисперсии.

Уменьшение дисперсии одна из основных задач, которую необходимо решать при вычислении методом Монте-Карло. Изменение дисперсии может влиять на время расчета, что существенно для использования метода Монте-Карло в клинической практике.

Показателем эффективности применения того или иного метода уменьшения дисперсии является оценка качества [41]:

$$\varepsilon = \frac{1}{T * \sigma^2}, \quad (1.33)$$

σ^2 – дисперсия, T – полное время расчета для количества историй N .

Так как дисперсия и время расчета зависят от N , то при хорошей сходимости метода эта величина становится постоянной и может быть использована для оценки общего компьютерного времени, требующегося для достижения заданной статистической точности. Уравнение 1.19 позволяет сделать количественную оценку увеличения или уменьшения эффективности, получающуюся при использовании того или иного метода снижения дисперсии.

В данном параграфе рассмотрим методы, относящиеся к фотонному транспорту, их можно разделить на несколько видов [42].

Метод «принудительного взаимодействия»

В случае, когда взаимодействия фотонов происходят вне области интереса, то такие фотоны покидают рассматриваемую геометрию. Эффективность вследствие этого снижается, так как время тратится на отслеживание фотонов, которые затем не участвуют в расчете. Метод заключается в следующем.

Возможно «заставить» такие фотоны взаимодействовать. Строится плотность вероятности:

$$p(\lambda)d\lambda = \frac{e^{-\lambda}d\lambda}{\int_0^{\Lambda} e^{-\lambda'}d\lambda'}, \quad (1.34)$$

где (Λ) расстояние до границы рассматриваемой геометрии, определенное в единицах длины свободного пробега фотона. (λ) ограничена $0 \leq \lambda < \Lambda$ и (λ) находится из уравнения

$$\lambda = -\ln(1 - \xi(1 - e^{-\Lambda})). \quad (1.35)$$

При устремлении (Λ) к бесконечности получается стандартную формулу для розыгрыша длины свободного пробега

$$p(\lambda)d\lambda = e^{-\lambda}d\lambda, \quad (1.36)$$

$$\lambda = -\ln(1 - \xi), \quad (1.37)$$

Так как в данном случае фотон обязательно испытает взаимодействие внутри рассматриваемой геометрии, далее необходимо оценить статистический вес в результате этих взаимодействий. Это делается с помощью изменения весового множителя

$$\omega' = \omega(1 - e^{-\Lambda}), \quad (1.38)$$

где ω старый и ω' новый весовой коэффициент.

При использовании метода «принудительного взаимодействия» весовой коэффициент (ω) умножается на предыдущий. Этот коэффициент является вероятностью того, что фотон будет взаимодействовать до того, как покинет рассматриваемую геометрию.

Данный метод может быть использован, как для первичных, так и для рассеянных фотонов. Также он может быть использован в сочетании с другими техниками уменьшения дисперсии, а также для задач, связанных с решением похожих проблем, но для тормозных фотонов в электронных пучках.

Экспоненциальное преобразование

Экспоненциальное преобразование – тип техники уменьшения дисперсии, применяющийся в задачах, в которых необходимо увеличение эффективности при расчете проникновения в глубокие слои (расчет защиты) или для изучения эффектов на поверхности (область накопления «build-up» в фотонных пучках). Этот метод как правило используется для нейтронов, но может использоваться и для фотонов.

При рассмотрении простого геометрического слоя с плоскостями перпендикулярными оси z . масштабированное расстояние до взаимодействия фотона определяется из следующей формулы:

$$\tilde{\lambda} = \lambda(1 - C\mu), \quad (1.39)$$

где λ расстояние измеренное, в единицах длины свободного пробега., а λ' – масштабированное расстояние, μ - косинус угла между направлением движения фотона и осью z , C – параметр масштабирования.

Плотность распределения вероятности в этом случае:

$$p(\tilde{\lambda})d\lambda = (1 - C\mu)e^{-\lambda(1-C\mu)}d\lambda, \quad (1.40)$$

Множитель $1 - C\mu$ отвечает за нормировку плотности вероятности,

$$\int_0^{\infty} \tilde{p}(\lambda)d\lambda = 1$$

Для $C=0$ имеет место несмещенная плотность вероятности, $e^{-\lambda}d\lambda$. Для $0 < C < 1$ среднее расстояние до взаимодействия удлиняется. Для $C < 0$ среднее расстояние до следующего взаимодействия сокращается. Выражение для статистического веса выглядит следующим образом :

$$\omega' p(\tilde{\lambda})d\lambda = \omega p(\lambda)d\lambda, \quad (1.41)$$

где ω' – новый весовой множитель и ω старый взвешивающий фактор. Решая это уравнение относительно ω' , получим:

$$\omega' = \omega e^{-\lambda C\mu} / (1 - C\mu), \quad (1.42)$$

Расстояние до следующего взаимодействия рассчитывается

$$\lambda = -\ln(\xi) / (1 - C\mu), \quad (1.43)$$

Техника расщепления и русской рулетки

Метод расщепления нацелен на увеличение статистики в тех областях, которые представляют интерес с точки зрения поставленной задачи. Частица,

попадая в такую «интересную» область, расщепляется на n идентичных по фазовому состоянию частиц. При этом вес каждой дочерней частицы устанавливается в N меньшим веса материнской частицы. При этом суммарный вес пучка образованных частиц сохраняется. В дальнейшем история каждой частицы продолжается независимо [6].

Метод русской рулетки предназначен для экономии процессорного времени за счет сокращения статистики частиц в «неинтересных» областях, вклад из которых в общую статистику незначителен. Событие, которое произойдет с такой частицей, определяется случайно: с вероятностью p частица выживает, с вероятностью $1-p$ погибает. Вес выжившей частицы увеличивается в $1/p$ раз [6]. Более подробно эти два способа уменьшения дисперсии будут рассмотрены в главе 3, посвященной методике ускорения расчетов и увеличению эффективности при моделировании методом Монте-Карло.

Применение модели источника излучения

Под этим способом повышения эффективности расчетов подразумевается разделение задачи на несколько частей. Использование виртуальной модели источника в качестве источника частиц позволяет снизить время расчета, тем самым увеличивая эффективность вычислений. Модель источника как средство увеличения эффективности будет рассмотрена в главе 3.

ГЛАВА 2. Моделирование источника излучения медицинского электронного ускорителя Cyberknife

2.1 Радиохирургическая роботизированная система Cyberknife

Разработка модели источника излучения электронного ускорителя осуществлялось на примере ускорителя Cyberknife (Accuray Inc.). Роботизированная радиохирургическая установка Cyberknife включает: системы осуществления лучевого воздействия, позиционирования пациента, визуализации и слежения за целью, планирования лечения, управления данными. Совместная работа этих функциональных компонентов обеспечивает уникальные качества аппарата Cyberknife. Ускоритель, исследуемый в этой работе, установлен в отделении радиологии и радиохирургии НИИ Нейрохирургии им. акад. Н.Н. Бурденко.

Система реализации облучения Cyberknife состоит из малогабаритного линейного ускорителя электронов (ЛУЭ) с номинальной энергией тормозного излучения 6 МэВ, установленного на серийном промышленном роботизированном манипуляторе с 6-ю степенями свободы (рисунок 2.1.).

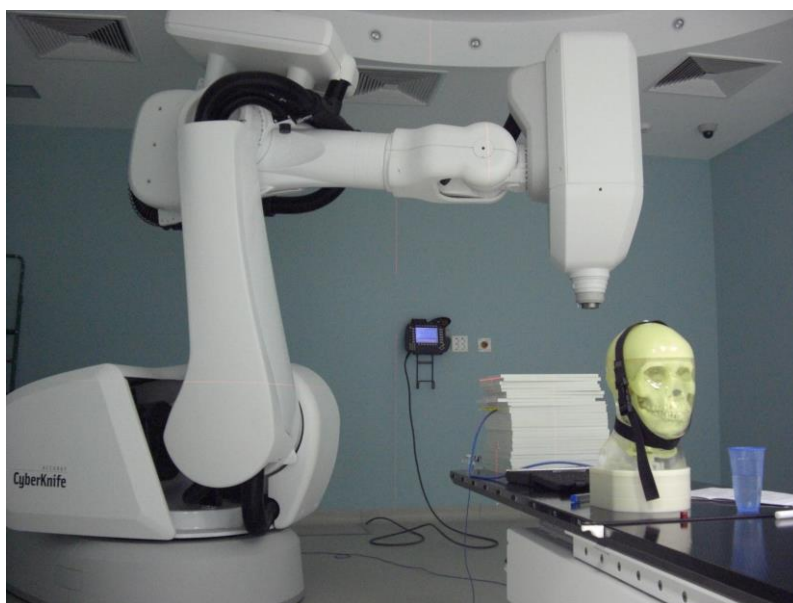


Рисунок 2.1. - Роботизированная радиохирургическая установка Cyberknife (НИИ Нейрохирургии им. акад. Н.Н. Бурденко)

Манипулятор осуществляет движение в пределах имеющегося рабочего пространства. Вокруг пациента и процедурного стола задана зона безопасности, а на вторичном коллиматоре установлен датчик контакта. Активация датчика приводит к аварийной остановке всех движущихся механизмов системы. Максимальная ошибка позиционирования манипулятора составляет $\pm 0,12$ мм [43].

Лучевое воздействие осуществляется круглыми полями диаметром 5, 7.5, 10, 12.5, 15, 20, 25, 30, 35, 40, 50 и 60 мм, измеренном на расстоянии 80 см от источника излучения. Поля формируются с помощью 12 конических коллиматоров. В следствие отсутствия выравнивающего фильтра излучение несколько мягче, чем в конвенциональных ускорителях с аналогичной номинальной энергией. Возникающая при этом неравномерность профиля полей облучения учитывается и компенсируется системой планирования. Ускоритель может обеспечивать высокую мощность дозы излучения 800 МЕ/мин [43].

Система позиционирования пациента представляет собой процедурный стол, имеющий 5 степеней свободы. Технические характеристики системы позиционирования: линейная точность составляет 0,3 мм, а вращательная - 0.3° . Процедурный стол выдерживает вес до 159 кг. Во время процедуры необходимым условием является относительная неподвижность пациента во время сеанса облучения, которая обеспечивается специальными фиксирующими устройствами.

Наблюдение за мишенью осуществляется в течение всего сеанса облучения. Система визуализации состоит из двух рентгеновских трубок с напряжением 40-150 кВ, установленных на потолке, и детекторов размером 672x599x44 мм, вмонтированных в пол [43]. Источники рентгеновского излучения располагаются так, чтобы генерируемые ими пучки пересекались под прямым углом в центре визуализации, который находится на высоте 92 см от пола. Периодичность рентгеновских снимков может быть задана оператором. Получаемые изображения сравниваются с

реконструированными рентгенограммами, генерируемыми на основе данных компьютерной томографии (КТ) области интереса. Для оценки необходимости коррекции текущего положения пациента реальные и реконструированные рентгенограммы сравниваются, определяется смещение костных структур в окрестности изоцентра или вживленных маркеров. Если наблюдается отклонение в пределах 10 мм и 1° , то коррекция осуществляется автоматически перенаправлением пучка. При больших отклонениях коррекция осуществляется позиционированием процедурного стола. Неопределенность позиционирования полей облучения относительно исходного снимка не превышает 1 мм и 1° [44].

Как отмечено в работе [43] точность подведения дозы к мишени на аппарате Cyberknife зависит от погрешностей работы всех компонентов системы. Механическая точность аппарата Cyberknife®® составляет от 0,1 до 0,25 мм, а общая клиническая точность облучения – $0,44 \pm 0,12$ мм, $0,29 \pm 0,10$ мм и $0,53 \pm 0,16$ мм, при навигации по черепу, имплантируемым маркерам и позвоночнику, соответственно.

Вместе с установкой Cyberknife компанией производителем поставляется специализированная программа дозиметрического планирования MultiPlan [45]. Эта программа позволяет регистрировать пациента, загружать и совмещать изображения, оконтуривать мишени и критические структуры, выбирать направления облучения, рассчитывать и оптимизировать дозовые распределения. В системе MultiPlan реализовано совмещение основной серии компьютерной томографии с различными видами дополнительных изображений.

При планировании облучения в системе MultiPlan решается обратная задача оптимизации интенсивности пучков для заданного набора направлений облучения [45]. Формирование дозовых распределений происходит за счет суперпозиции большого количества круглых пучков тормозного излучения. Программное обеспечение MultiPlan обеспечивает возможность осуществления расчета дозовых распределений в теле пациента

двумя методами: изоцентрическим и конформным. При изоцентрическом планировании пучки нацелены в одну точку (изоцентр), причем каждый из пучков сгенерирован системой с различным весом. Метод конформного планирования основывается на наведении лучей на различные точки поверхности мишени, затем осуществляется оптимизация распределения дозы с помощью подбора интенсивности каждого пучка в соответствии с заданными пользователем ограничениями [43].

Алгоритм расчета дозы в системе MultiPlan основан на методе «трассировка луча», при котором отпущенная доза вычисляется в предположении изменений плотности вдоль пути пучка, т.е. происходит «отслеживание» луча при прохождении через ткань [45].

В планирующей системе, поставляемой производителем, также возможен способ расчета с применением метода Монте-Карло. Этот алгоритм, разработанный совместно с Fox Chase Cancer Center (Филадельфия, США), основан на методах, применяющихся в таких программах, как MCDOSE, DOSIMETER, MCSIM, MCBEAM.

Подход к моделированию источника излучения ускорителя Cyberknife опирается на работу [46], в которой авторы показали, что вместо использования полного моделирования Методом Монте-Карло для воссоздания пучков, производимых ускорителем, возможно, использовать модель пучка. Модель источника, используемая в реализации алгоритма расчета методом Монте-Карло, базируется на некоторых отличительных особенностях конструкции головки линейного ускорителя, о которых говорилось ранее (отсутствие выравнивающего фильтра и т.д.). Один источник используется для генерации первичных фотонов, других источников не требуется. Модель источника содержит независимые распределения по точке происхождения, энергии и направлению. Распределения по направлению и координате радиально симметричны, распределение по энергии пространственная инварианта. Ускоритель Cyberknife не использует технику модулированной интенсивности или

формирования полей кроме 12 фиксированных круглых коллиматоров. Поэтому модель источника довольно проста и может быть использована для восстановления распределения фотонов, летящих непосредственно на пациента. Модель источника реконструирует фазовое пространство, находящееся в плоскости ниже вторичного коллиматора, что соответствует неколлимированному пучку.

2.2 Влияние параметров электронного пучка на радиационной мишени на свойства тормозного излучения

Создание точной модели источника излучения электронного ускорителя подразумевает наличие детальных сведений о параметрах ускоренного электронного пучка на радиационной мишени. Из-за обособленности областей ускорительной техники и радиационной дозиметрии специалисты в последней опираются на простые аппроксимации параметров ускоренного электронного пучка гауссовыми распределениями по энергии и радиусу. Одной из основных используемых в области дозиметрического моделирования является экспериментальная работа [47]. В ней определён размер радиационного источника типичного медицинского линейного ускорителя равный $1,5 \pm 0,1$ мм по ширине на полувысоте (англ. FWHM). Тот факт, что прямое моделирование дозовых распределений методом Монте-Карло не обеспечивает приемлемую точность воспроизведения экспериментальных данных, лег в основу представленного междисциплинарного исследования. Основной гипотезой являлось предположение о неточности традиционного описания электронного пучка, падающего на радиационную мишень. В данной работе в качестве стартового распределения электронов на мишени были использованы результаты электрофизического моделирования электронного ускорителя.

С целью определения чувствительности радиационных параметров к параметрам ускоренного пучка электронов было проведено исследование,

включающее электрофизическое моделирование ускорителя типа Cyberknife (Accuray, USA) с энергией 6 МэВ, моделирование радиационного транспорта методом Монте-Карло и сравнение с экспериментальными дозиметрическими данными реальной установки. При электрофизическом моделировании использовалась программа BEAMDULAC-BL [48], разработанная на кафедре электрофизических установок НИЯУ МИФИ. BEAMDULAC-BL позволяет выполнять расчет динамики каждой частицы пучка в 6-мерном фазовом пространстве. Основной принцип расчета построен на решении уравнений движения методом Рунге-Кутты 4-го порядка совместно с уравнением Пуассона и уравнением возбуждения [49].

Моделирование радиационного транспорта осуществлялось с помощью программного обеспечения, написанного на языке C++ и воспроизводящего физику и алгоритмы транспорта пакета EGS4 [7].

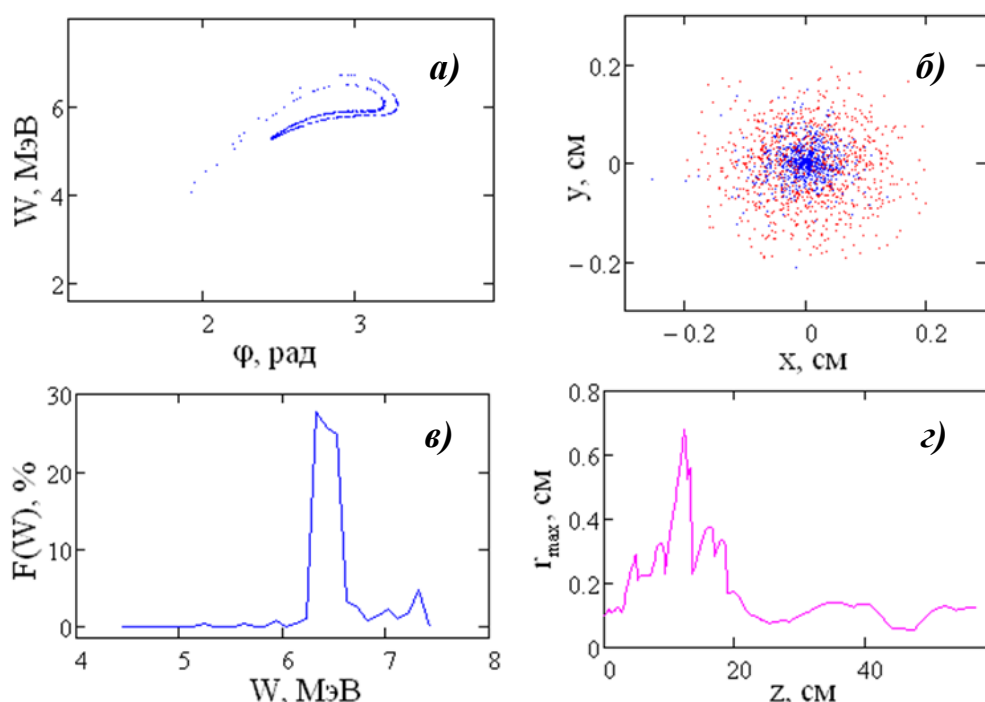


Рисунок 2.2- Параметры электронного пучка на выходе линейного ускорителя С-диапазона по результатам моделирования с помощью программного пакета BEAMDULAC-BL: а) пучок в фазовой плоскости, б) поперечный размер пучка, в) спектр пучка, г) огибающая пучка.

Электрофизическое моделирование проводилось для типичного линейного ускорителя электронов С-диапазона с рабочей частотой 5700 МГц на кафедре электрофизических установок НИЯУ МИФИ Полозовым С.М. Результаты были представлены в виде графиков распределений (рисунок 2.2) и в цифровом виде, содержащем энергию, положение и направление движения каждого электрона на уровне мишени. Была проведена серия расчетов, в которых варьировались токи инъекции и напряженность ускоряющего поля. Каждый результат моделирования на выходе содержал от 15 до 20 тысяч электронов.

Затем распределения электронов были дополнительно проанализированы и аппроксимированы для удовлетворения требованиям моделирования радиационного транспорта. На рисунке 2.3 представлена геометрия моделирования, заложенная в конфигурацию эксперимента, и выведена в графическом формате программным обеспечением.

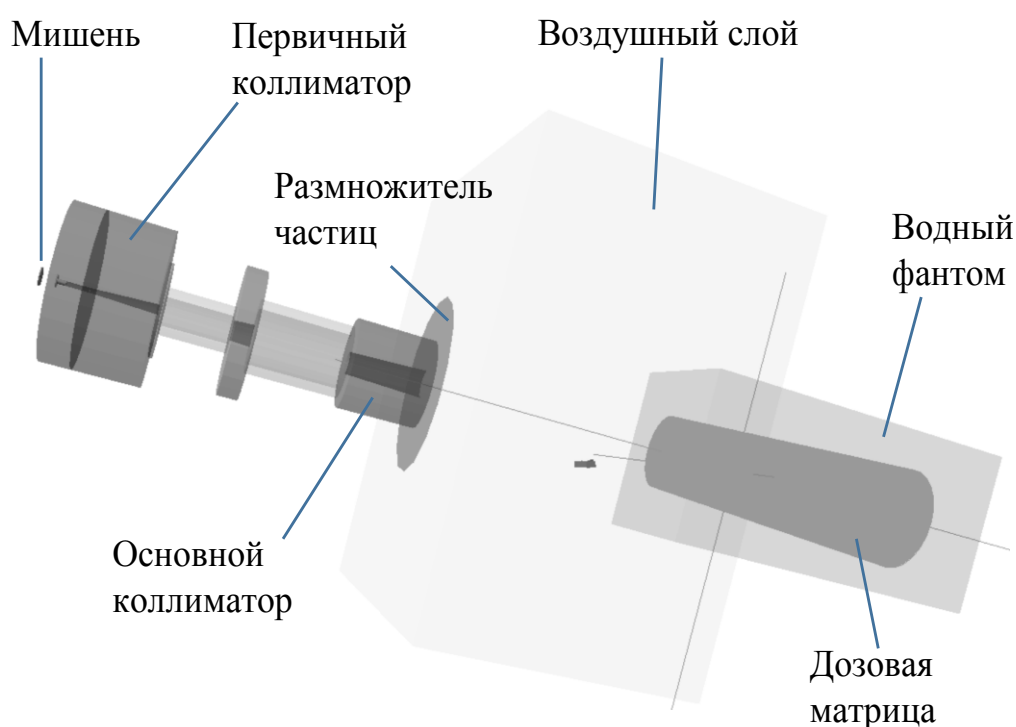


Рисунок 2.3- Геометрия симуляции транспорта излучения методом Монте-Карло.

В качестве радиационной мишени использовалась вольфрамовая пластина толщиной 2 мм. Первичный и основной коллиматоры радиационного поля описывались в соответствии с технической документацией аппарата. Расстояние от источника, на котором указывается размер радиационного поля, равно 80 см. Диаметр моделируемого поля равнялся 6 см. Водяной фантом располагался на расстоянии 70 см от источника. Матрица накопления дозы излучения состояла из конических колец толщиной 1 мм по глубине и радиусу. При каждом наборе параметров пучка дозовое распределение рассчитывалось для 10^9 электронов. Для улучшения статистики дозовых распределений частицы, достигшие выхода из установки, перед дальнейшим транспортом в воздухе и фантоме расщеплялись на 100 частиц с меньшей энергией. Типичное время расчета одного случая на настольном компьютере с 12 параллельными процессами составляло 40 минут.

В качестве дозовых распределений установки типа Cyberknife использованы дозовые профили и глубинные дозовые распределения, измеренные в НИИ нейрохирургии им. акад. Н.Н. Бурденко. В качестве детектора использовалась ионизационная камера PTW PinPoint с характерным размером в направлении сканирования 1 мм. При таком малом размере детектора геометрические искажения не существенны. Амплитуда шумов измерений находилась в пределах 0.5%. Именно эту величину следует рассматривать как погрешность относительных измерений дозовых профилей радиационных полей.

На рисунках 2.4 (А, Б) представлены энергетические спектры и распределения электронов по радиусу на выходе ускорителя, полученные после обработки файлов электрофизических симуляций. Энергетические спектры имеют выраженную зависимость от условий работы ускорителя. Прослеживается закономерность наличия двух пиков с разными амплитудами. В некоторых случаях их наложение приводит к прямоугольной форме спектра. Профиль пучка по радиусу имеет выраженную

экспоненциальную форму в отличие от распространённой гауссовой аппроксимации.

A

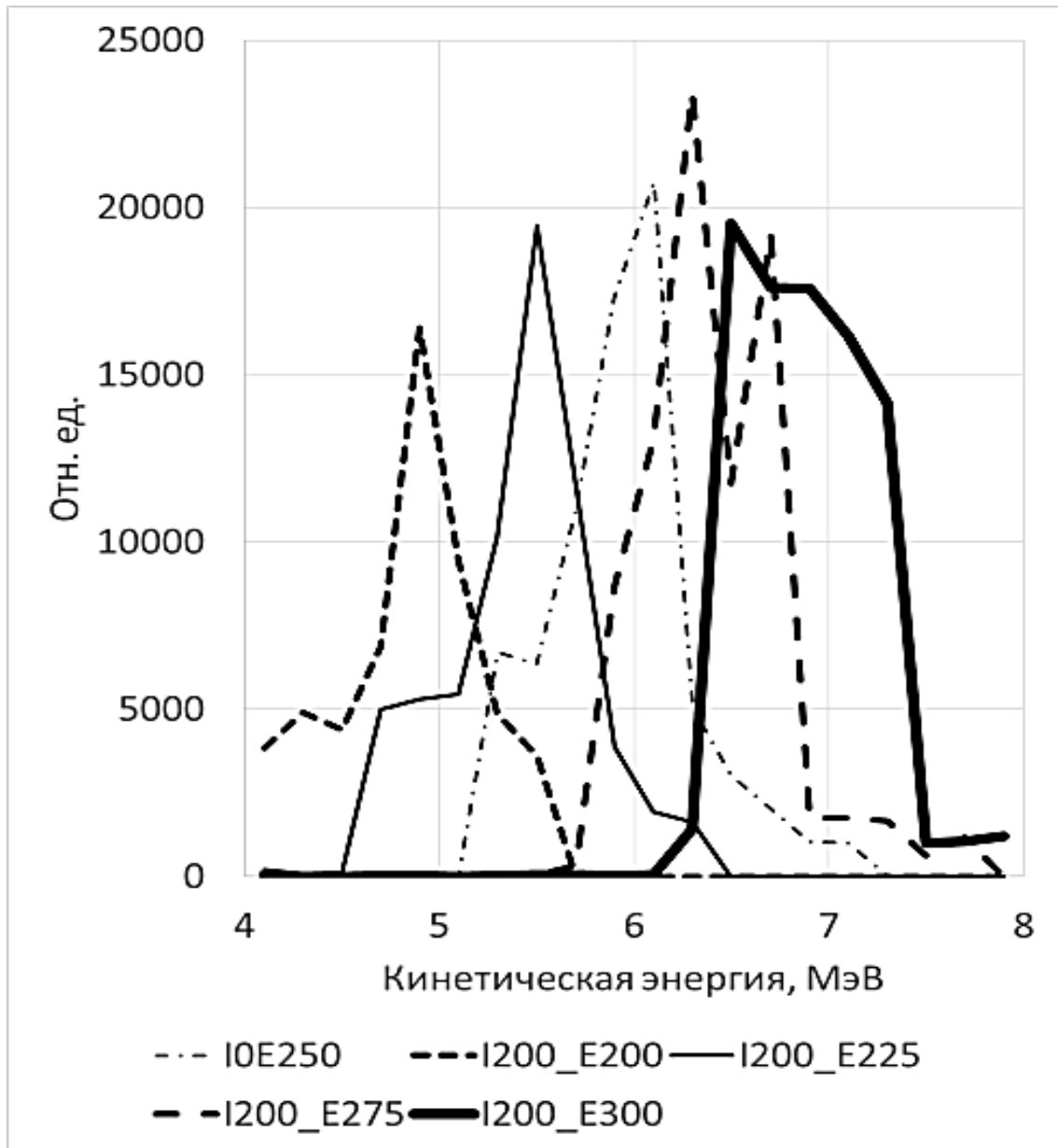


Рисунок 2.4 (А) - Спектры электронов по результатам электрофизических симуляций. Графики спектров представлены при различных токах инжекции (I) и напряженностях ускоряющего поля (E).

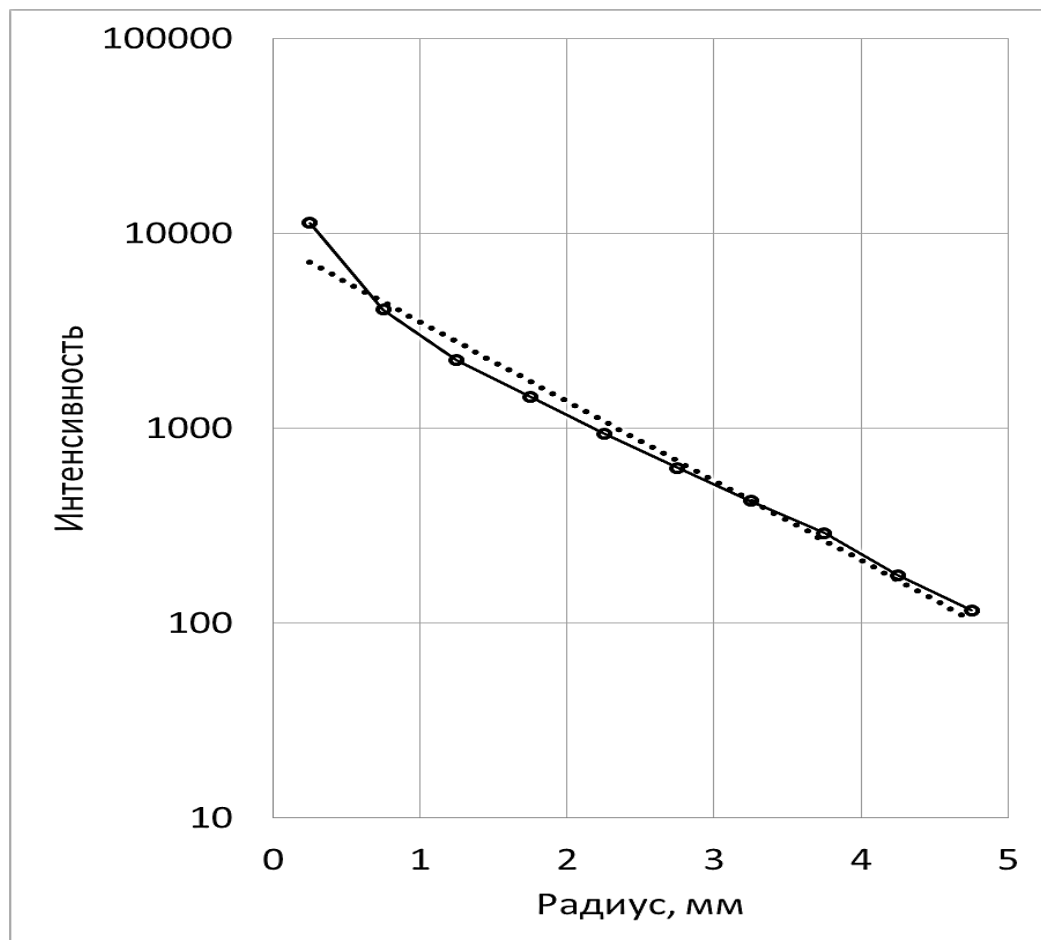


Рисунок 2.4 (Б)- распределение интенсивности пучка по радиусу по результатам электрофизических симуляций.

.Рассчитанные методом Монте-Карло дозовые распределения в сравнении с экспериментальными данными представлены на рисунках 2.5. (А и Б).

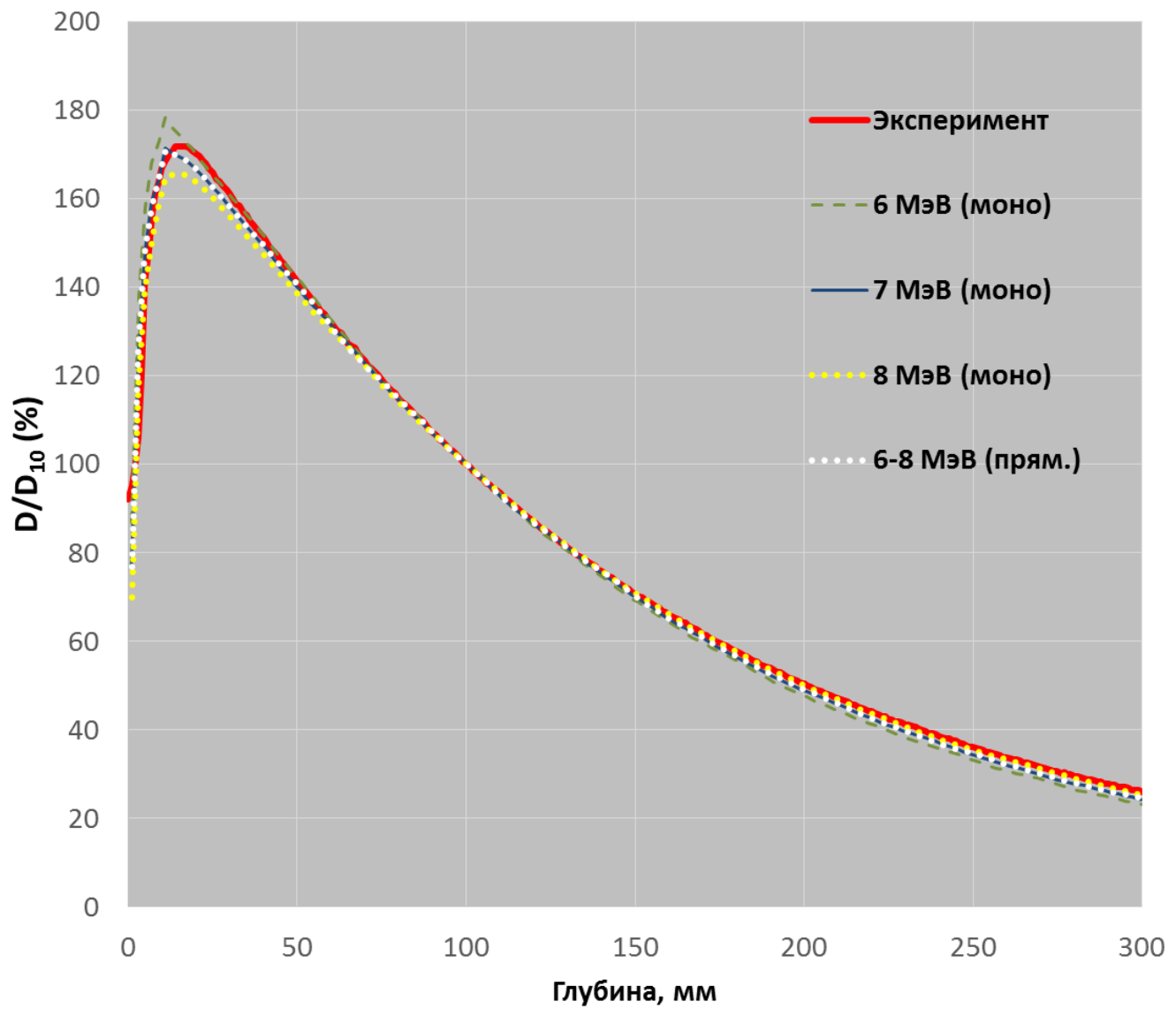


Рисунок 2.5 (А) -Глубинные дозовые распределения, рассчитанные методом Монте-Карло и измеренные на установке Cyberknife (красная кривая). Глубинные распределения представлены для серии моноэнергетических электронных пучков и одного пучка с прямоугольным спектром от 6 до 8 МэВ.

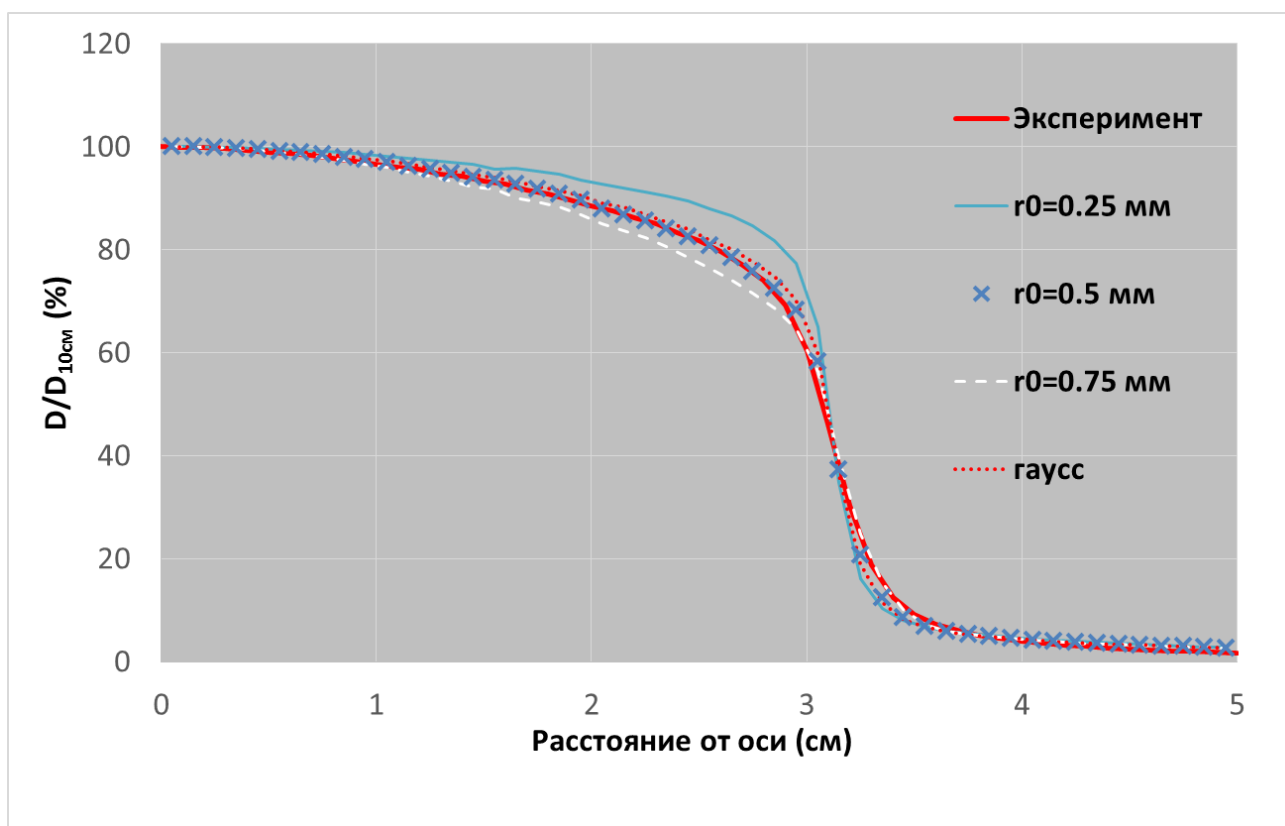


Рисунок 2.5 (Б) - поперечные профили радиационных полей, рассчитанные методом Монте-Карло и измеренные на установке Cyberknife (красная кривая). Параметр r_0 на графиках профилей соответствует радиусу, на котором интенсивность пучка электронов ослабляется в e раз.

Глубинные дозовые кривые отражают энергетическое распределение электронного пучка. Следует отметить, что уширение спектра электронов не приводит к заметному изменению глубинных распределений. Изменение же средней энергии существенно влияет на них. Однако, форма распределения воспроизводится не идеально даже при оптимальной энергии. Вероятно, это может быть объяснено погрешностями сечений взаимодействия, используемых в расчетах, и неточностью знания материала и конструкции мишени, влияющими на спектр тормозного излучения.

Форма профилей радиационных пучков оказалась сильно зависящей от размера электронного пучка, причем не только в полутени, но и в самом поле. Несколько лучший результат по одновременному воспроизведению

распределений в обеих областях дает экспоненциальная аппроксимация профиля электронного пучка по сравнению с гауссом. В работе. [15] с аналогичной задачей исследования для ускорителей с большими радиационными полями подобной зависимости не обнаружено. Причина в том, что в случае установки типа Cyberknife используются узкие пучки и первичный коллиматор имеет диаметр, сопоставимый с размером электронного пучка. В результате этот коллиматор изменяет экранирование тормозного излучения в зависимости от места рождения фотонов.

Результаты моделирования транспорта излучения в установке типа Cyberknife с узкими коллиматорами продемонстрировали существенное, в отношении дозиметрии лучевой терапии, влияние параметров электронного пучка ускорителя на дозовые распределения радиационных полей. Особенно важными параметрами являются толщина электронного пучка и его профиль. Они определяют не только размер полутени радиационного поля, но и форму его поперечного дозового распределения. Влияние спектра электронного пучка на радиационные параметры оказалось не существенным ни с точки зрения глубинного дозового распределения, ни с точки зрения формы поперечных профилей радиационных полей

2.3 Модель источника излучения ускорителя Cyberknife

Полномасштабное моделирование прохождения фотонов через сложную конструкцию головки аппарата достаточно трудоемкий процесс, требует больших временных затрат. Для упрощения процесса моделирования данную задачу можно разделить на два этапа: создание модели виртуального источника излучения, а затем последующая генерация частиц из этого виртуального источника. Как было отмечено в литературном обзоре, существуют несколько способов разработки модели источника ускорителя. В данной работе применялся метод, основанный на представлении

информации, сохраненной фазовом пространстве в виде гистограмм распределений частиц.

Условная схема расчетов при моделировании потоков электронного ускорителя представлена на рисунке 2.6

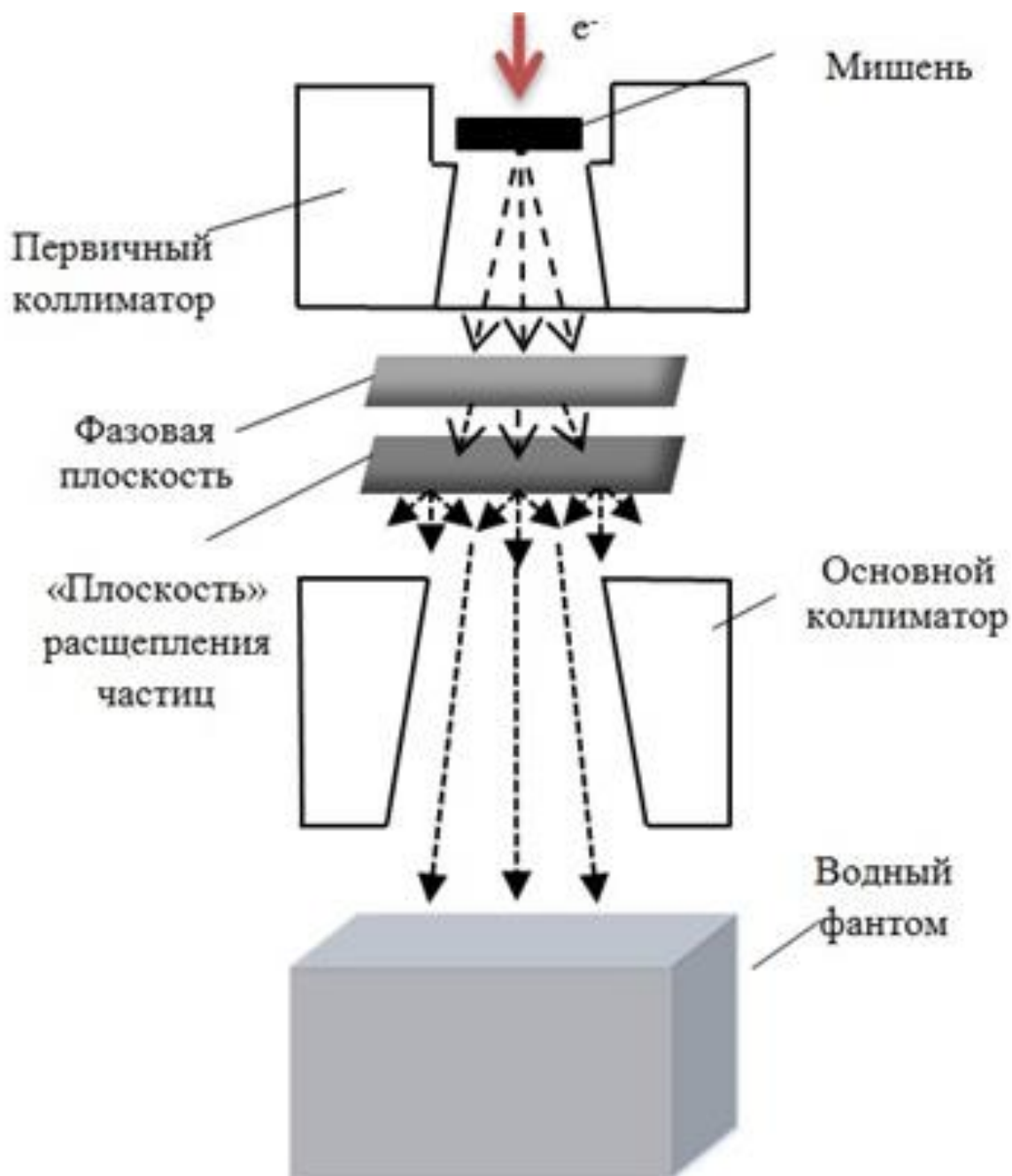


Рисунок 2.6 - Условная схема расчетов при моделировании источника излучения ускорителя Cyberknife

Плоскость фазового пространства располагалась после первичной коллимации головки ускорителя Cyberknife. На рисунке 2.7. показана

условная геометрия модели источника.

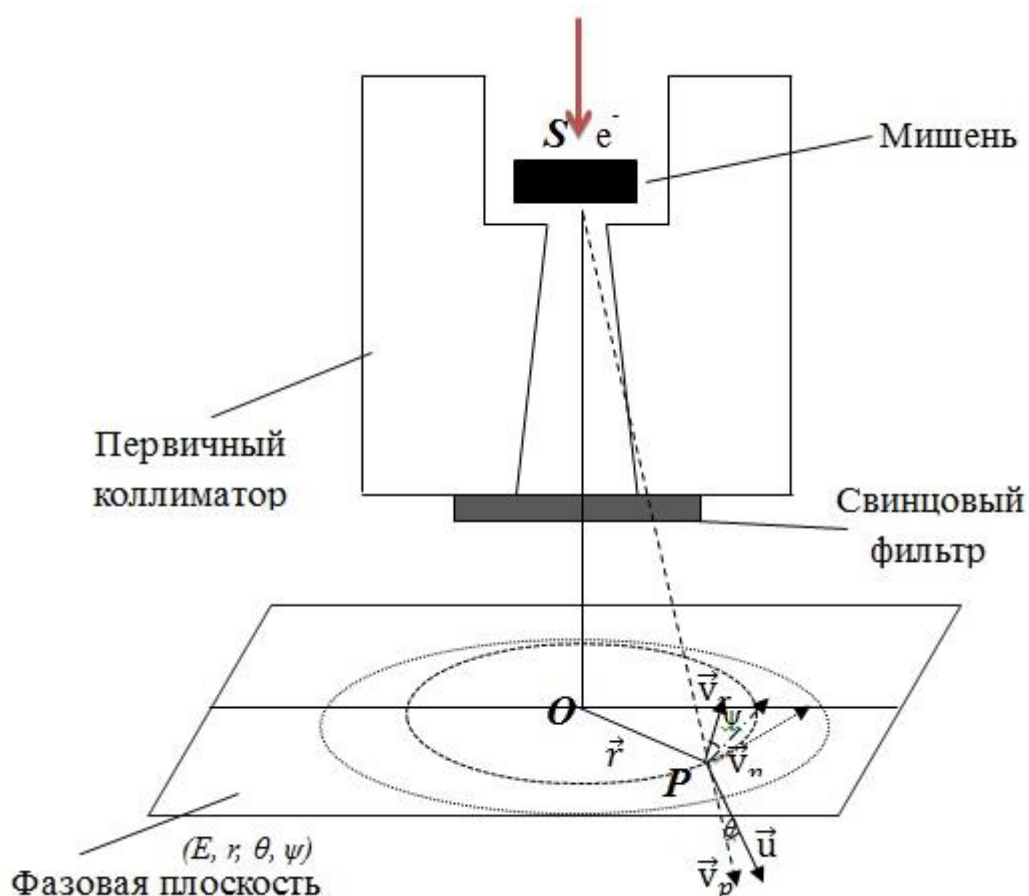


Рисунок 2.7 - Геометрия плоскости фазового пространства (или плоскости запоминания параметров частиц).

В данной задаче рассматривается тормозной спектр. Частицы, проходящие через коллимационные устройства ускорителя, регистрируются на плоскости (плоскость фазового пространства), располагающейся перпендикулярно центральной оси пучка на определенном расстоянии от радиационной мишени. Плоскость фазового пространства разделена на кольцевые участки вокруг центральной оси.

Вследствие радиальной симметрии каждая частица, попадающая в плоскость фазового пространства, описывается только четырьмя координатами: энергией (E), расстоянием до центральной оси (r), углом между вектором скорости частицы и линией между центром физического источника, и точкой пересечения частицей плоскости модели (θ) и

азимутальным углом (угол по отношению к плоскости, проходящей через ось системы и точку пересечения частицы с плоскостью модели, ψ). Для определения азимутального угла необходимо перейти к ортогональной системе координат, в которой $\vec{v}_p$ - вектор, соединяющий точку S на оси пучка и поверхности мишени (фокус) с точкой Р (точкой пересечения частицы с плоскостью фазового пространства), $\vec{v}_n$ - это нормаль к плоскости, проходящей через ось системы и положение частицы, $\vec{v}_r$ - дополнение до ортогональной системы, $\vec{v}_r = \vec{v}_n * \vec{v}_p$. Тогда азимутальный угол может быть выражен в виде $\psi = \arctan \left(\frac{\vec{v}_n * \vec{u}}{\vec{v}_r * \vec{u}} \right)$, где $\vec{u}$ - вектор скорости частицы.

Создание модели источника

Энергетический и азимутальный диапазоны частиц разделены на равномерно распределенные интервалы (бины): $dE = E_{max}/ne$, E_{max} – максимальная энергия частицы в МэВ, $d\psi = \psi_{max}/n\psi$, ψ_{max} – максимальный азимутальный угол в градусах, ne , $n\psi$ - количество интервалов по энергии, азимутальному углу.

Для формирования статистики по радиусу частицы группируются в кольцах (i – е кольцо соответствует пространству между радиусами r_i и r_{i-1}) с нетривиальным шагом по радиусу. Путем экспериментов с различными стратегиями была выбрана функция радиуса:

$$f(r) = 1.0 - \cos \left(\pi * \frac{r}{r_{max}} \right), \quad (2.1)$$

где r_{max} – максимальный радиус в см.

Угловое распределение по углу θ рассчитывается как функция угла между двумя векторами $\vec{v}_p$ и $\vec{u}$, где $\vec{v}_p$ – вектор, соединяющий точку S на оси пучка и поверхности мишени (фокус) с точкой Р (точкой пересечения частицы с плоскостью фазового пространства), $\vec{u}$ – вектор скорости частицы. Функция угла θ :

$$\theta = \arccos(\vec{v}_p * \vec{u}) / \theta_{max}, \quad (2.2)$$

где θ_{max} – максимальный угол в радианах.

Количество интервалов по энергии 51, по радиусу 21, по азимутальному углу 21, по углу θ 21.

Таким образом, формируется четырехмерное распределение плотности вероятности частиц для переменных E, r, θ, ψ :

$$P = P(E, r, \theta, \psi), \quad (2.3)$$

Далее для удобства дальнейшей выборки частиц четырехмерное распределение плотности вероятности частиц трансформируется в распределения меньших размерностей. Для каждой тройки значений параметров E, r, θ получаем гистограмму распределения по ψ , т.е., $NE*NR*N\theta$ гистограмм. Для фиксированных значений параметров E, r для каждого θ суммируем распределение по ψ , получаем гистограмму распределения по θ , т.е. $NE*NR$ гистограмм распределений по θ . Для фиксированного значения параметра E для каждого значения параметра r суммируем распределение P по θ и ψ , получаем гистограмму распределения по r , NE гистограмм. Суммируя распределение P по r, θ, ψ для каждого E , получаем гистограмму распределения по энергии. Таким образом, в файле модели источника содержится $NE*NR*N\theta$ гистограмм по азимутальному углу, $NE*NR$ по углу θ , NE гистограмм по радиусу и одна гистограмма по энергии.

Следующим этапом является выборка параметров частицы из гистограмм распределений. Эта процедура осуществляется с помощью метода обратных функций [6]. Рассмотрим этот метод более подробно.

Необходимо осуществить выборку случайного числа E_r , равномерно распределенного на интервале от $[E_{min}, E_{max}]$ с заданной плотностью вероятности $p(E)$. Причем $F(E)$ - монотонно возрастающая, и плотность вероятности $p(E)$ на отдельных участках отрезка $[E_{min}, E_{max}]$ нигде не может быть равна 0.

Если рассмотреть вероятность того, что значение E_r (это и есть результат розыгрыша), принадлежит малому интервалу значений $(E, E + \Delta E)$, то границы этого интервала отвечают значением $F(E)$ и $F(E + \Delta E)$. С помощью датчика случайных чисел получаем случайное число ξ , равномерно распределенное на $[0,1)$. Вероятность того, что ξ окажется внутри рассматриваемого интервала значений, равна длине интервала $F(E + \Delta E) - F(E)$. Решение уравнения $E_\xi = F^{-1}(\xi)$ позволяет каждому числу ξ сопоставить значение E_ξ . Тогда вероятность того, что E_ξ принадлежит интервалу $(E, E + \Delta E)$ равна вероятности того, что ξ принадлежит $(F(E), F(E + \Delta E))$:

$$\begin{aligned} P\{E_\xi \in (E, E + \Delta E)\} &= P\{\xi \in (F(E), F(E + \Delta E))\} \\ &= F(E + \Delta E) - F(E) = p(E)dE, \end{aligned} \quad (2.4)$$

$$\xi = \int_{E_{min}}^{E_\xi} p(E)dE, \quad (2.5)$$

То есть E_ξ является решением уравнения (2.5) и распределено с заданной плотностью $p(E)$.

Зная соседние значения функция $F_{\xi-1}$ и $F_{\xi+1}$, можно определить соответствующие значения энергии $E_{\xi-1}$ и $E_{\xi+1}$. Применяя линейную интерполяцию, получаем искомое значение энергии:

$$E = E_\xi = E_{\xi-1} + \frac{(E_{\xi+1} - E_{\xi-1})}{(F(E_{\xi+1}) - F(E_{\xi-1}))} * (\xi - F(E_{\xi-1})), \quad (2.6)$$

Для розыгрыша параметров частицы r , θ , ψ выбираем ближайшие соседние значения к найденному E из сетки разбиений по энергии E_{i-1} и E_{i+1} . Для каждого из этих значений определяются r , θ , ψ . При этом используется одинаковый набор случайных чисел (ξ_1, ξ_2, ξ_3).

Рассмотрим алгоритм розыгрыша параметров r , θ , ψ на примере значения E_{i-1} .

1. С помощью метода обратных функций по гистограмме распределения по радиусу, соответствующей значению энергии E_{i-1} , определяется значение радиуса, используя линейную интерполяцию. Этот процесс аналогичен описанному ранее для энергии. Таким образом, интерполированное значение радиуса, соответствующее случайному числу ξ_1 :

$$r = r_{\xi_1} = r_{\xi_1-1} + \frac{(r_{\xi_1+1} - r_{\xi_1-1})}{(F(r_{\xi_1+1}) - F(r_{\xi_1-1}))} * (\xi_1 - F(E_{\xi_1-1})), \quad (2.7)$$

2. Из сетки разбиений по радиусу определяются два ближайших соседних значения к найденному r : r_{i-1} , r_{i+1} . Для каждой пары значений E_{i-1} , r_{i-1} и E_{i+1} , r_{i+1} разыгрывается угол θ :

$$\begin{aligned} \theta_1(E_{i-1}, r_{i-1}) &= \theta_{1,\xi_2} = \\ &= \theta_{1,\xi_2-1} + \frac{(\theta_{1,\xi_2+1} - \theta_{1,\xi_2-1})}{(F((\theta_{1,\xi_2+1}) - F(\theta_{1,\xi_2-1})))} * (\xi_2 - F(\theta_{1,\xi_2-1})), \end{aligned} \quad (2.8)$$

$$\begin{aligned} \theta_2(E_{i-1}, r_{i+1}) &= \theta_{2,\xi_2} = \\ &= \theta_{2,\xi_2-1} + \frac{(\theta_{2,\xi_2+1} - \theta_{2,\xi_2-1})}{(F((\theta_{2,\xi_2+1}) - F(\theta_{2,\xi_2-1})))} * (\xi_2 - F(\theta_{2,\xi_2-1})), \end{aligned} \quad (2.9)$$

Линейно интерполируя полученные значения, определяем угол θ :

$$\theta = \theta_1 + \frac{(r - r_{i-1})}{(r_{i+1} - r_{i-1})} * (\theta_2 - \theta_1), \quad (2.10)$$

3. Определив угол θ , находим из сетки соседние к нему значения θ_{i-1} , θ_{i+1} . Затем для четырех пар параметров r_{i-1} , θ_{i-1} , r_{i+1} , θ_{i+1} и для данного значения энергии E_{i-1} из трехмерной матрицы по азимутальному

углу ψ производим выборку значение азимута с помощью случайного числа ξ_3 .

В результате этой процедуры получаются четыре значения азимутального угла $\psi_{i-1,i-1}$, $\psi_{i-1,i+1}$, $\psi_{i+1,i-1}$, $\psi_{i+1,i+1}$. Линейно интерполируя полученные значения, определяем азимутальный угол ψ :

$$\psi = (1 - f_r) * \left((1 - f_\theta) * \psi_{i-1,i-1} + f_\theta * \psi_{i-1,i+1} \right) + f_r * \left((1 - f_\theta) * \psi_{i+1,i-1} + f_\theta * \psi_{i+1,i+1} \right), \quad (2.11)$$

$$\text{где } f_r = \frac{(r - r_{i-1})}{(r_{i+1} - r_{i-1})}, f_\theta = \frac{(\theta - \theta_{i-1})}{(\theta_{i+1} - \theta_{i-1})}$$

Применяя такой же алгоритм, находим значения параметров для E_{i+1} .

Обозначим полученные наборы параметров для E_{i-1} как r_1 , θ_1 , ψ_1 , а для E_{i+1} r_2 , θ_2 , ψ_2 . Тогда значения параметров с учетом коэффициента интерполяции f_E :

$$r = (1 - f_E) * r_1 + f_E * r_2 \quad (2.12)$$

$$\theta = (1 - f_E) * \theta_1 + f_E * \theta_2 \quad (2.13)$$

$$\psi = (1 - f_E) * \psi_1 + f_E * \psi_2, \quad (2.14)$$

$$\text{где } f_E = \frac{(E - E_{i-1})}{(E_{i+1} - E_{i-1})}.$$

В результате получили частицу с параметрами E , r , θ , ψ .

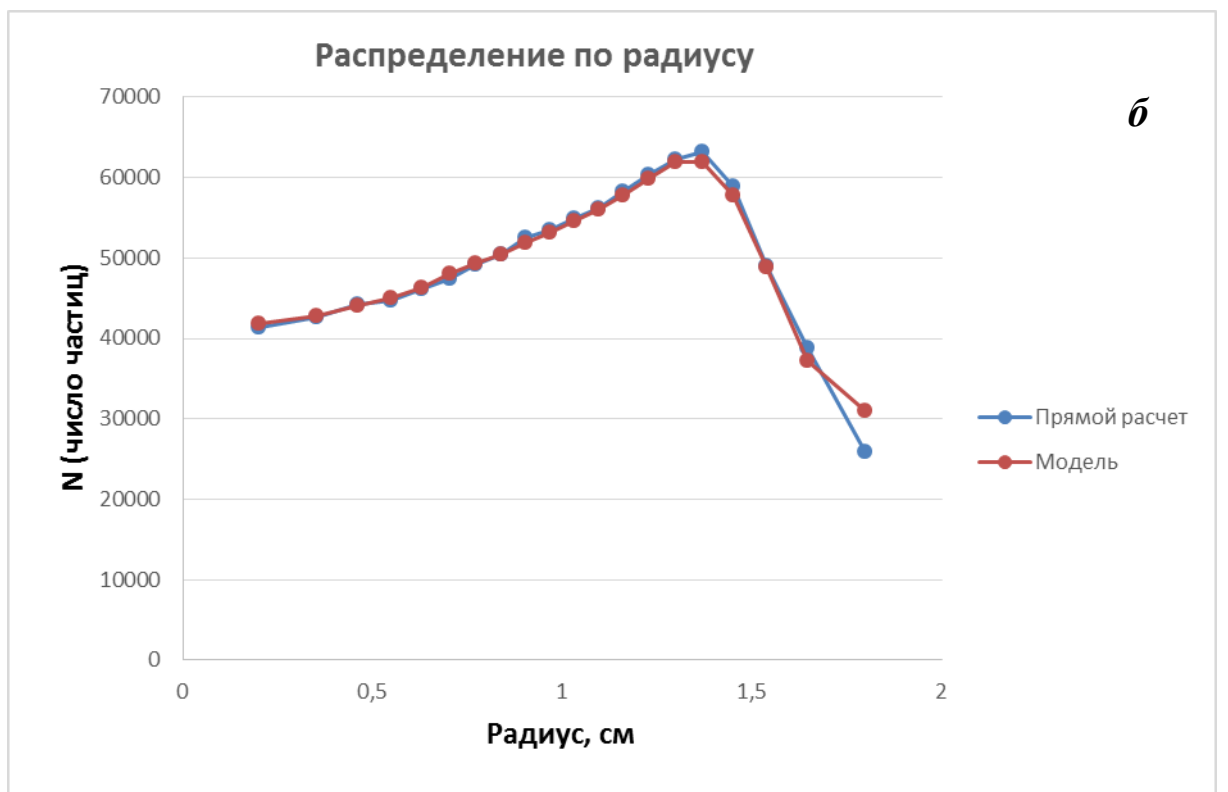
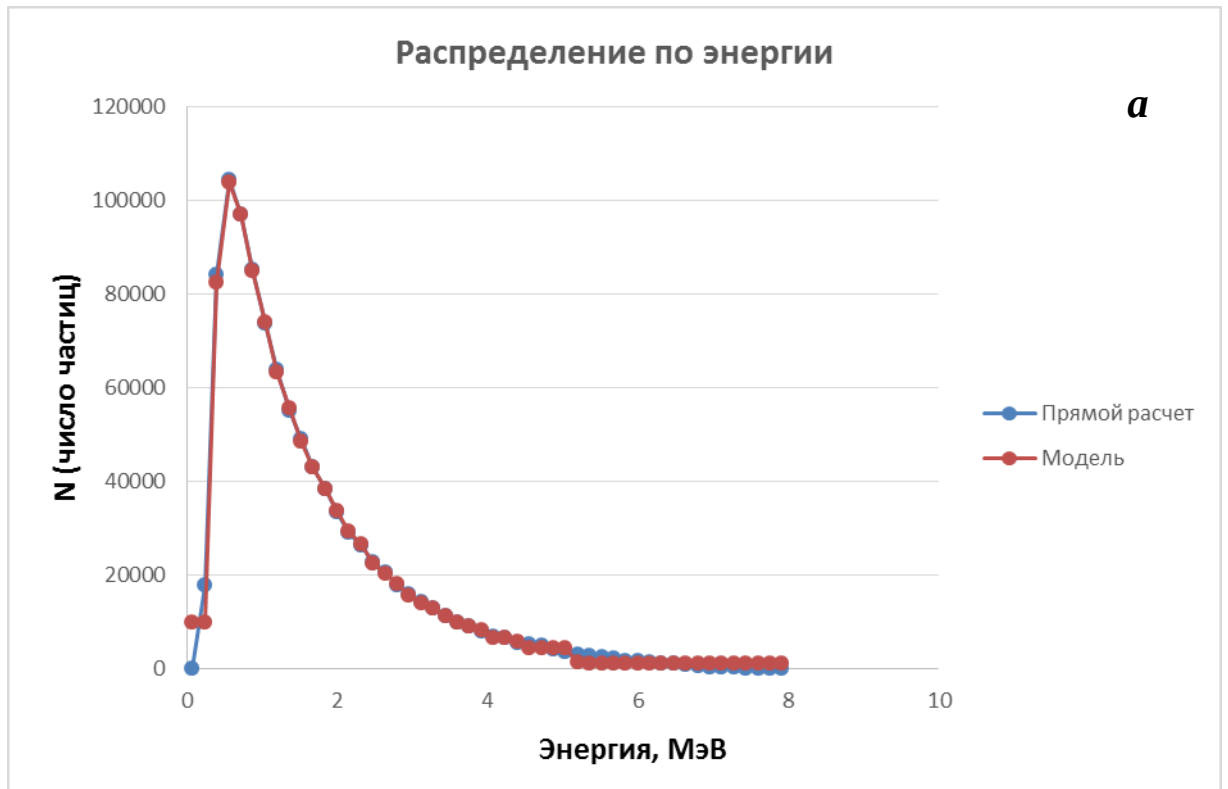
Для хранения данных требуется около 9 Мб памяти. Такой небольшой объем позволяет легко распределить задачи между пользовательскими и серверными компонентами систем планирования.

Сравнение результатов прямого расчета и модельного представления

В завершении создания файла модели программа берет частицы не из транспорта электронного пучка, а из модели источника и заново их регистрирует, получая четырехмерный массив данных. Поскольку работать с четырехмерным массивом сложно, в результате выводятся интегральные характеристики. Т.е. происходит суммирование этого массива по всем параметрам и производится нормировка, при которой каждый элемент массива делится на сумму всех элементов умножается на 10^6 . В результате получается гистограмма распределения частиц по энергии, просуммированная по параметрам r, θ и азимутальному углу, аналогичным способом получают гистограммы по радиусу и углам. Полученные гистограммы сравниваются с распределениями частиц, полученными в результате прямого транспорта.

Сравнение гистограмм распределений частиц, сгенерированных непосредственно из модели источника, показывает хорошее соответствие с распределениями частиц, полученными в результате прямого транспорта. Результаты представлены на рисунке 2.8.

В значимой области наблюдается совпадение в пределах статистической погрешности. Этот результат объясняется не только удачностью подхода к решению задачи, но и детальной его проработкой в части выбора координат представления гистограмм.



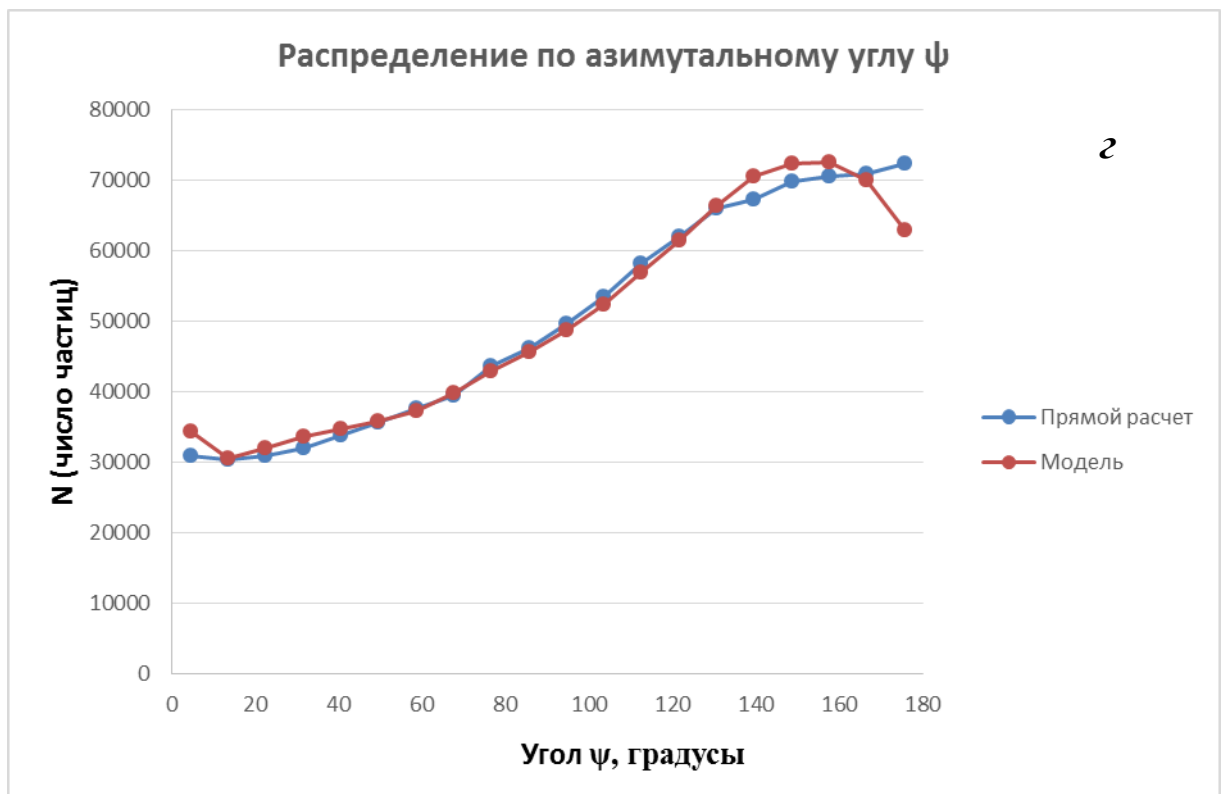
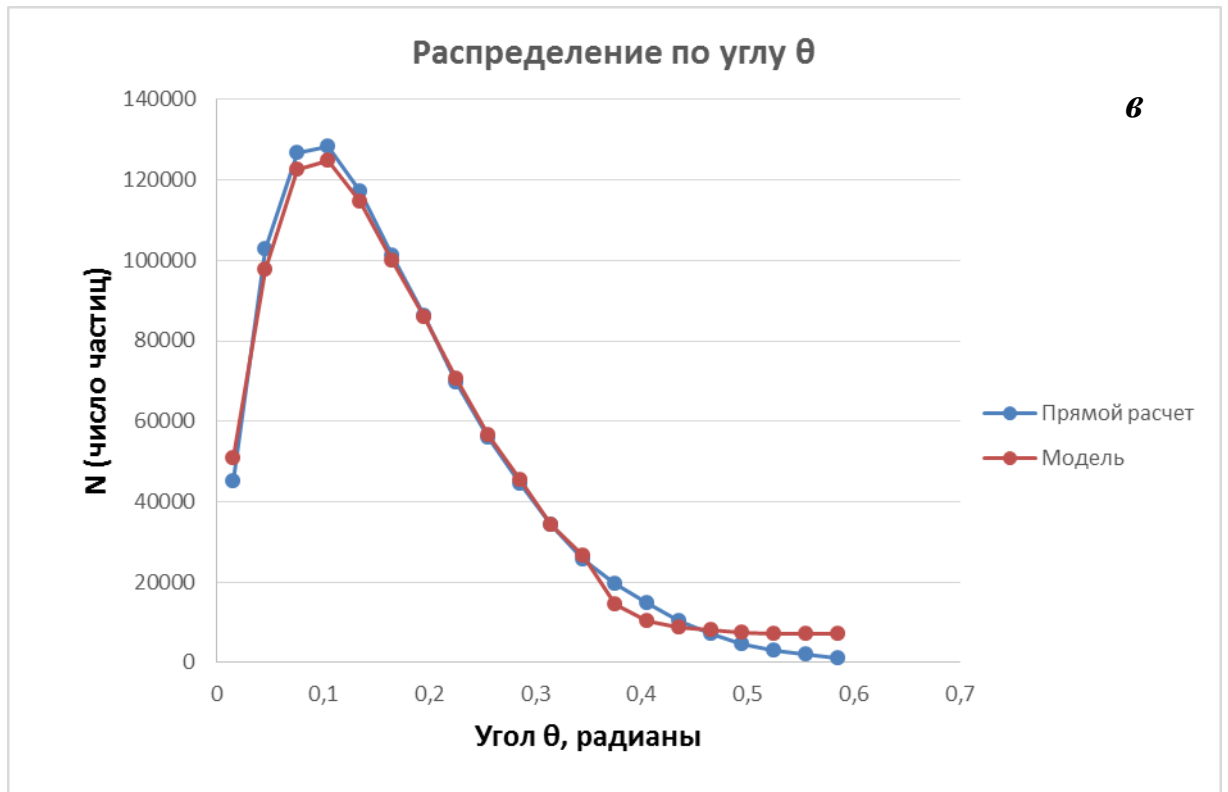


Рисунок 2.8 - Усредненные энергетические (а), радиальные (б), угловые (в) и азимутальные (г) распределения, вычисленные напрямую из физического (синяя кривая) и модельного источников (красная кривая). (Е электронного пучка 6,5 МэВ, показатель спада экспоненты 0,5 мм)

Необходимость детального выбора координат представления гистограмм распределений объясняется тем, как в конечном итоге рассчитываются гистограммы, из которых происходит выборка частиц на этапе использования модели источника. В процессе накопления статистики рассчитываются распределения в зависимости от значения параметра. На этапе выборки частиц мы наоборот идем от вероятности к параметру. Поэтому обратное преобразование содержит погрешности интерполяции. Они будут минимальными при таких преобразованиях координат, при которых минимальны перепады распределений плотности вероятности.

Программная реализация

Программное обеспечение, в представленной работе, основано на пакете EGS4 [7]. При этом из EGS4 использованы только алгоритмы расчетов взаимодействий излучения и сечения для них. Для описания процедур переноса частиц применялся язык программирования C++. Для проведения моделирования головки ускорителя Cyberknife программное обеспечение дополнено геометрическими модулями: CYLINDER (мишень), CYLINDER (алюминиевая заглушка), RING (первичный коллиматор), CYLINDER (алюминиевый фильтр), CONICALHOLE (коническая часть первичного коллиматора), CYLINDER (свинцовый фильтр), RING (первая цилиндрическая труба), CONICALHOLE (коллиматор), RING (вторая цилиндрическая труба), PLANEFILTER (плоскость фазового пространства), CONICALHOLE (вторичный коллиматор), SLAB (водный фантом). Условия моделирования задаются двумя XML файлами. Один описывает геометрия аппарата, другой – источники излучения и параметры симуляции. Для визуализации и контроля приложение выводит сцену моделирования в 3D виде в формате VRML [50]. Схема расположения различных компонентов головки ускорителя Cyberknife показана на рис. 2.9.

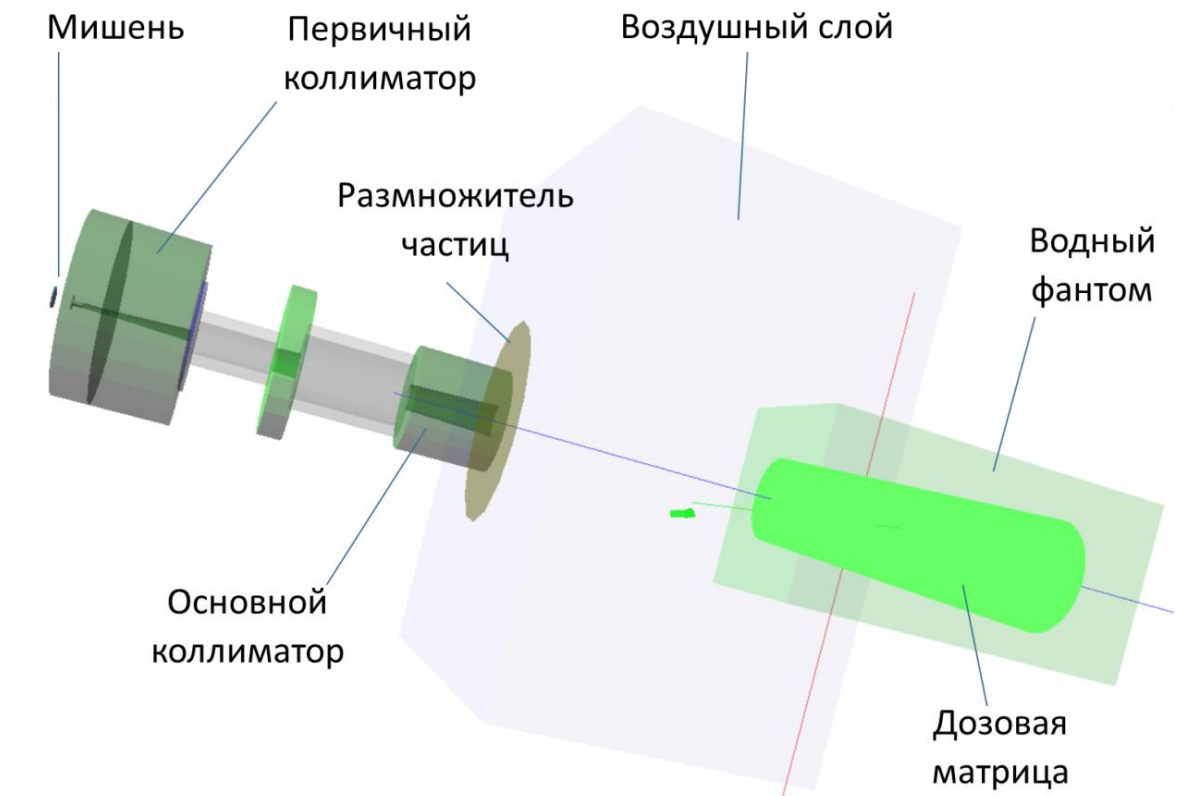


Рисунок 2.9- Схема расположения различных компонентов головки ускорителя Cyberknife

ГЛАВА 3. Ускорение расчетов в лучевой терапии, основанных на методе Монте-Карло

Цель этой части работы заключалась в анализе эффективности генерирования частиц разработанной моделью источника ускорителя Cyber Knife. Для этого была определена эффективность моделирования [41]:

$$\varepsilon = \frac{1}{T * \sigma^2}, \quad (3.1)$$

где σ^2 – дисперсия, T – полное время расчета для количества историй N , при использовании модели источника, а также при применении методов уменьшения дисперсии, а именно техники расщепления.

Для расчетов методом Монте-Карло переноса фотонов методы уменьшения дисперсии крайне важны. К примеру, без применения техники расщепления для получения одного фотона в поле $10 * 10 \text{ см}^2$ на расстоянии 100 см от источника необходимо в среднем смоделировать 350 электронов с энергией 10 МэВ. Это занимает около 0,75 сек на компьютере Pentium Pro (200 MHz). Для электронного пучка необходимо провести моделирование 10 электронов для получения одного электрона на плоскости регистрации [51].

В работе [52] авторы сравнили эффективность моделирования, используя фазовое пространство, с прямым моделированием, а также применяя различные техники уменьшения дисперсии. Исследование было проведено путем расчета процентных глубинных доз от 12 МэВ фотонного пучка в водном фантоме, при размере поля $10 * 10 \text{ см}^2$. Было установлено, что одновременное использование фазового пространства в качестве виртуальной модели ускорителя и техник уменьшения дисперсии повышает эффективность более чем в 700 раз.

Для оценки эффективности и ускорения расчета при использовании модели источника в представленной работе проведено сравнение прямого моделирования транспорта частиц (от рождения в физическом источнике до поглощения в водном фантоме) и симуляция из модели (от генерации частиц в модельном источнике (фазовая плоскость) до поглощения в водном фантоме) с учетом влияния параметра расщепления частиц на описанные выше показатели. Схемы расчетов представлены на рисунке 3.1

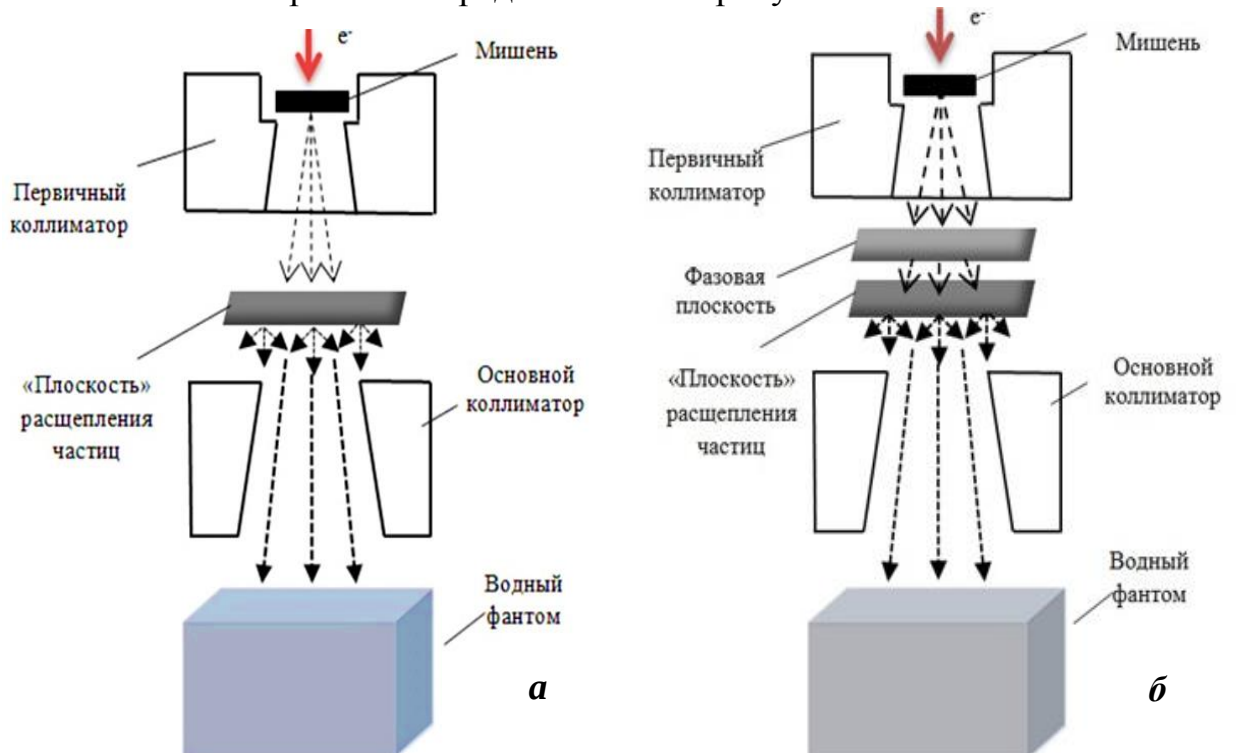


Рисунок 3.1- Условные схемы расчетов при моделировании потоков электронного ускорителя Cyberknife (Accuray Inc.): (а) – прямой расчет, (б) – расчет с использованием модели источника.

Для оценки эффективности и ускорения расчета при использовании модели источника в работе проведено сравнение прямого моделирования транспорта частиц (от рождения в физическом источнике до поглощения в водном фантоме) и симуляция из модели (от генерации частиц в модельном источнике до поглощения в водном фантоме) с учетом влияния параметра расщепления частиц на описанные выше показатели.

Расчеты были проведены от 10^6 до 10^9 числа историй. Вычисления были выполнены на компьютере Intel (R) Core™ – i7-2600K с применением алгоритма параллельных вычислений на 8 процессорах. При моделировании из физического и модельного источников была рассчитана эффективность при различных значениях параметра расщепления частиц. Результат представлен на рисунке 3.2.

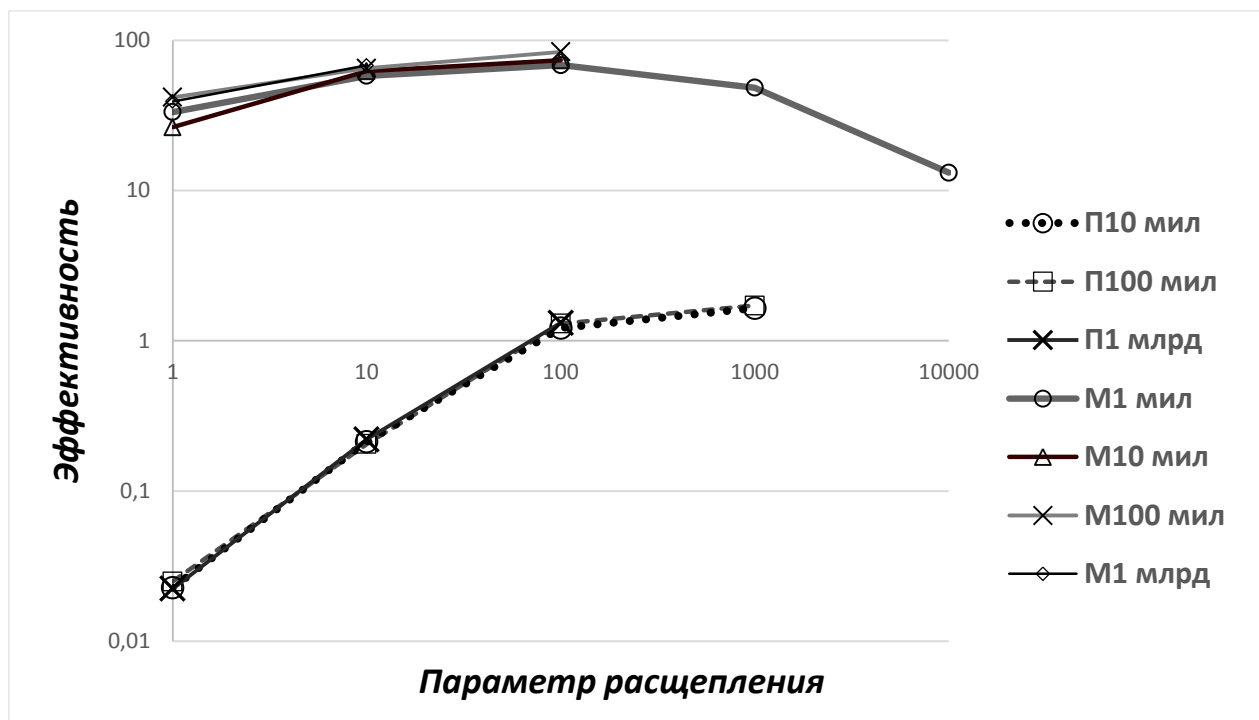


Рисунок 3.2- Эффективность (ϵ) вычислений (П – прямой расчет, М – расчет из модели).

Для вычисления эффективности оценивалось время расчета и дисперсия. Результаты представлены в таблицах 3.1. для прямого расчета и 3.2. для модельного представления.

Таблица 3.1. Показатели моделирования фотонного пучка с номинальной энергией 6 МэВ (прямой расчет).

N, число частиц	Параметр расщепления	Время расчета, сек	σ , %
10^8	1	31.36	118.43
10^8	10	33.96	37.18

10^8	100	51.70	12.61
10^8	1000	286.33	4.60
10^8	1	314.50	35.64
10^8	10	333.26	12.07
10^8	100	499.09	3.92
10^9	1	3040.65	12.12
10^9	10	3171.46	3.78
10^9	100	4693.40	1.27

Таблица 3.2. Показатели моделирования фотонного пучка с граничной энергией 6 МэВ (модельное представление).

N, число частиц	Параметр расщепления	Время расчета, сек	σ , %
10^6	1000	626.893	0.57%
10^6	10000	6600.15	0.34%
10^7	1	18.016	4.59%
10^7	10	73.921	1.47%
10^7	100	644.448	0.46%
10^8	1	119.993	1.41%
10^8	10	718.651	0.46%
10^8	100	5978.52	0.14%
10^9	1	1193.03	0.46%
10^9	10	6487.5	0.15%
10^9	100	54992.3	

Для расчета дисперсии была выбрана эталонная таблица значений, получившаяся в результате расчета с параметрами 10^9 частиц и с коэффициентом расщепления 100 при модельном представлении. Далее рассчитывался нормировочный коэффициент, как отношение среднего значения в области интереса с наилучшей статистикой эталонной таблицы

($\langle \tilde{x}_{\text{эталон}} \rangle$) к среднему значению в области интереса рассматриваемой таблицы ($\langle \tilde{x}_i \rangle$):

$$k = \frac{\langle \tilde{x}_{\text{эталон}} \rangle}{\langle \tilde{x}_i \rangle}, \quad (3.2)$$

Затем каждое значение конкретной таблицы умножалось на коэффициент k , и вычислялся квадрат отклонения от эталонной таблицы:

$$\Delta_i = \left[\frac{(x_i * k - x_{\text{эталон}})}{x_{\text{эталон}}} \right]^2. \quad (3.3)$$

Далее определялась средняя дисперсия:

$$\sigma = \sqrt{\langle \Delta_i \rangle}. \quad (3.4)$$

Увеличение эффективности с помощью техники расщепления зависит от выбора оптимального параметра расщепления. Для прямого расчета эффективность с возрастанием параметра расщепления повышалась почти в 75 раз. Использование расщепления в варианте модели источника влияло на скорость и эффективность расчета незначительно, так как генерация частиц из модели источника происходила за время, которое намного меньше прохождения частицы в среде и сопоставимо со временем расщепления. Однако при значительном увеличении параметра расщепления эффективность начинала снижаться. Анализируя полученные результаты, было определено, что оптимальным значением параметра расщепления является 100. Но даже при идеальной стратегии выбора данного параметра время, затрачиваемое на вычисления, гораздо меньше при модельном представлении источника, реализовать вычисления можно в 100 раз быстрее.

Для объективной оценки скорости проведения полного цикла расчетов в лучевой терапии при применении модели источника и прямого подхода необходимо вычислить абсолютные времена, затрачиваемые на генерацию частицы из модели и расчет дозовых распределений в фантоме.

Введем переменные: T_s – время, затрачиваемое на расщепление одной частицы (время расщепления), T_M – время выборки частицы из модели

источника, T_F – время получения одной частицы в результате выполнения прямого расчета (от физического источника до основного коллиматора), T_P – время переноса частицы в фантом. Количество частиц, попавших в фантом, в результате двух экспериментов считается одинаковым, при условии совпадения дисперсий в обоих случаях.

Если предположить, что N_s количество расщеплений, а A – коэффициент, равный количеству частиц в фантоме, при которых σ^2 равна 1%, $N_P = A/\sigma^2$ – количество частиц в фантоме, тогда время полного моделирования без расщепления:

$$T = N_P(T_P + T_{M,F}), \quad (3.5)$$

с расщеплением:

$$T = N_P(T_P + \frac{T_{M,F}}{N_s} + T_s). \quad (3.6)$$

Считая, что все частицы попадают в фантом значение A для 10^8 частиц и дисперсии 1,14 % :

$$A = N_P * \sigma^2 = 1,99 * 10^8 \quad (3.7)$$

При 10^9 частиц и дисперсии 0,46 % значение A равно $2,12 * 10^8$.

Абсолютное время моделирования в фантоме для модельного представления источника рассчитывается, исходя их ситуации, при которой рассматривалось 10^7 частиц, а параметр расщепления был равен 10:

$$\begin{aligned} T_P &= \frac{T * \sigma^2}{A} = \frac{73,92 * (1,47)^2}{2,12 * 10^8} \\ &= 8 * 10^{-7} \text{сек.} \end{aligned} \quad (3.8)$$

При этом время, затрачиваемое на получение одной частицы при прямом подходе:

$$\begin{aligned} T_F &= \frac{T * \sigma^2}{A} - T_P = \frac{3040,65 * (12,12)^2}{2,12 * 10^8} - 8 * 10^{-7} \\ &= 20,64 * 10^{-4}. \end{aligned} \quad (3.9)$$

Даже при наилучшем расщеплении на 100 частиц при полном моделировании от физического источника до основного коллиматора время на получение полезных частиц превысит время вычислений в фантоме в k раз:

$$k = \frac{T_F}{T_P} = \frac{100 * 20,64 * 10^{-4}}{7,5 * 10^{-7}} \approx 27 \quad (3.10)$$

Таким образом, прямое моделирование неприемлемо в процессе планирования.

ГЛАВА 4. Верификация модели источника ускорителя Cyberknife

В данной главе представлены результаты сравнения расчетов с экспериментальными данными, полученными на действующей установке Cyberknife в НИИ Нейрохирургии им. акад. Н.Н. Бурденко и проведен анализ влияния различных параметров электронного пучка на дозовые распределения. Сравнение с экспериментом дает представление о степени точности воспроизведения реальных условий симуляцией радиационного транспорта методом Монте-Карло. Анализ влияния параметров электронного пучка имеет ценность для понимания и разработки алгоритмов настройки радиотерапевтических установок по дозиметрическим данным, разработки систем дозиметрических расчетов в клинических условиях и методов автоматической тонкой настройки моделей источников по экспериментальным данным конкретных экземпляров радиотерапевтических установок.

Все симуляции проводились на настольном компьютере с 12 ядрами. Для расчета файлов моделей симулировалось $1.5 \cdot 10^{10}$ электронов на мишени. Характерное время составляло 8 часов. В расчете дозовых распределений из модели извлекалось 10^9 фотонов. Время симуляции при этом составляло примерно 10 минут. Дозовая матрица представляла собой кольца толщиной 2 мм по глубине 1 мм по радиусу. Характерное статистическое среднеквадратичное отклонение при этом составляло 1%. С целью повышения точности глубинных дозовых распределений дозовые распределения вблизи оси пучка при относительно больших размерах полей сглаживались параболой. В сглаживании участвовали точки, находящиеся от края поля на расстоянии более 2-х см, что позволяло избегать систематических погрешностей. Для коллиматоров малого размера, когда большая часть фотонов поглощались в самом коллиматоре, использовался алгоритм расщепления. Для коллиматора 5 мм коэффициент расщепления равнялся 100. По мере увеличения размера коллиматора коэффициент

расщепления уменьшался при сохранении суммарного времени симуляции. В конечном итоге статистическая погрешность расчета дозы по уровню 2σ не превышала 0.5% по отношению к дозе на центральной оси.

Сравнение с экспериментальными данными

Результаты вычислений методом Монте - Карло с использованием модели источника и при прямом расчете сравнивались с экспериментальными данными. В качестве эталона дозовых распределений ускорителя Cyberknife использованы дозовые профили и глубинные дозовые распределения, измеренные в НИИ нейрохирургии им. акад. Н.Н. Бурденко. В качестве детектора использовалась ионизационная камера PTW PinPoint с характерным размером в направлении сканирования 1 мм. Амплитуда шумов измерений находилась в пределах 0.5%. Именно эту величину следует рассматривать как погрешность относительных измерений дозовых профилей радиационных полей.

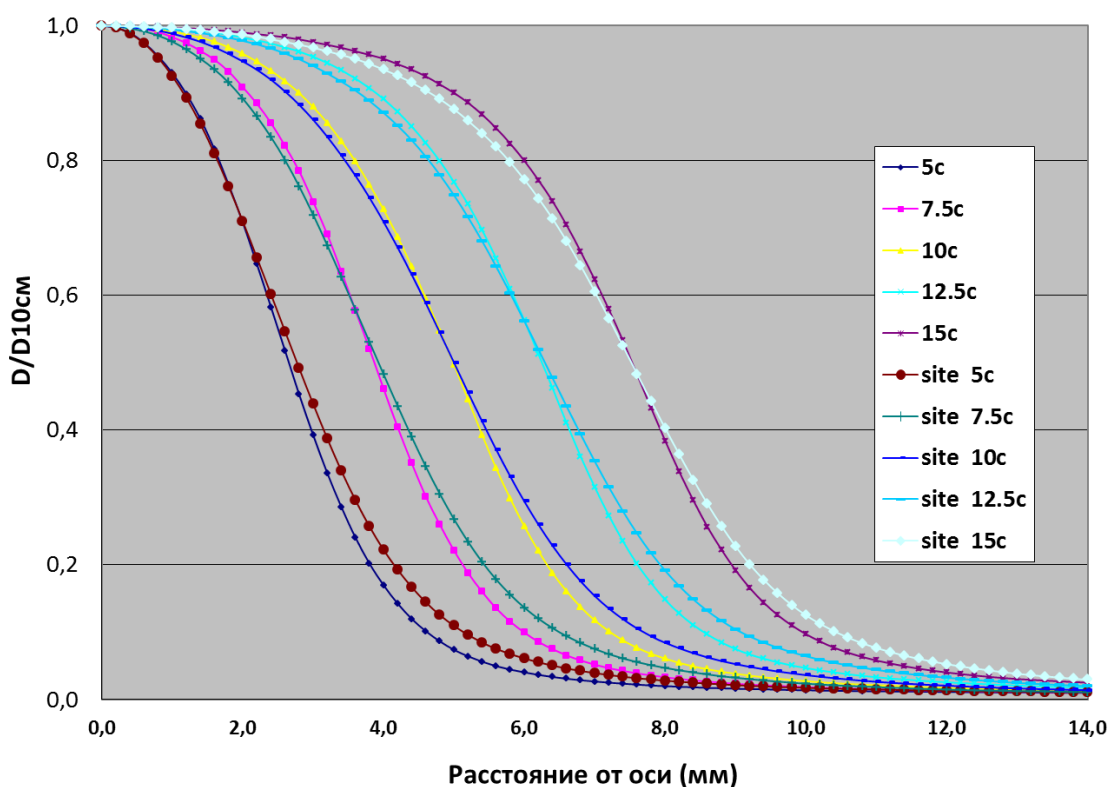


Рисунок 4.1(А) – Разброс дозовых профилей между экземплярами ускорителя Cyberknife (размеры полей 5;7,5;10;12,5;15мм). Измерения, помеченные

“site”, соответствуют измерениям в НИИ Нейрохирургии. Остальные измерения с допусками соответствуют средним измерениям по множеству установок Cyberknife. Данные извлечены из протоколов приёмосдаточных испытаний.

Следует отметить, что все экземпляры одной и той же модели ускорителя различаются. О величине колебаний можно, например, судить по сравнению измерений в НИИ Нейрохирургии со среднестатистическими данными, собираемыми компанией производителей и предоставляемыми пользователям на этапе приёмосдаточных испытаний с целью контроля разумности их измерений. На рисунке 4.1(А, Б, В) представлено сравнение таких данных для профилей на глубине 10 см при различных коллиматорах.

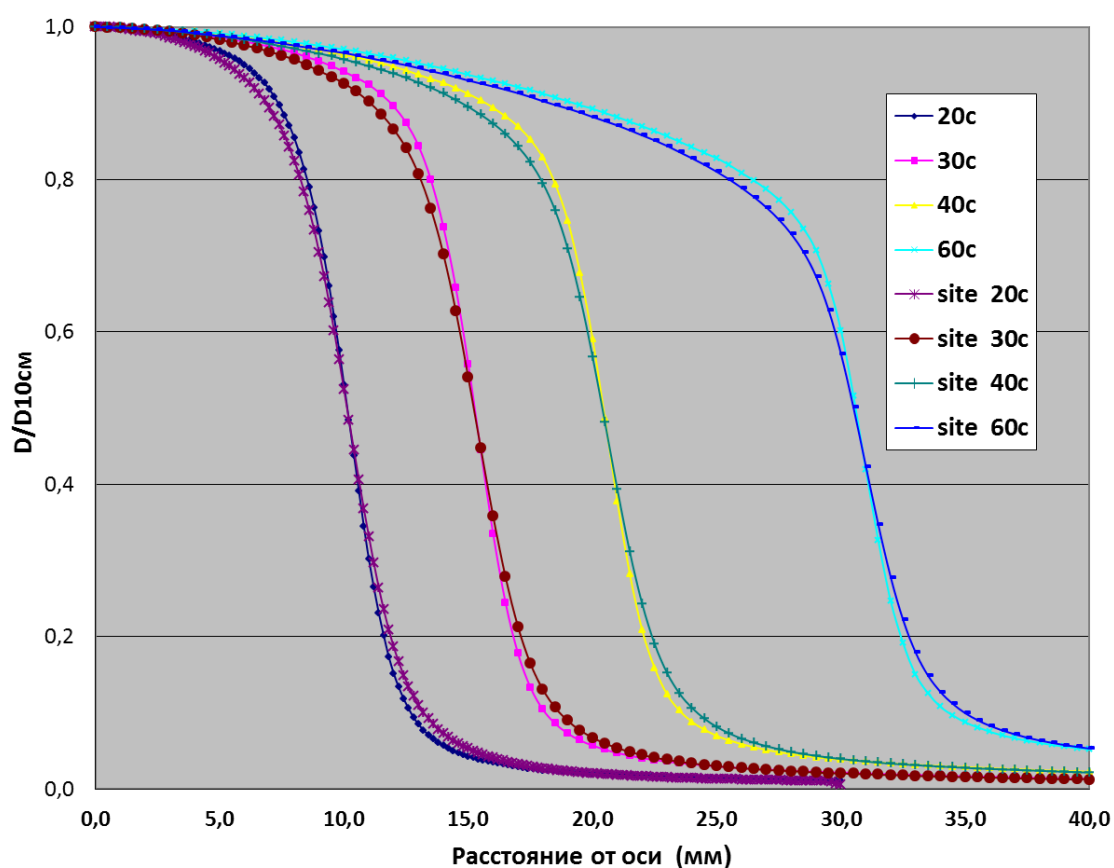


Рисунок 4.1(Б) – Разброс дозовых профилей между экземплярами ускорителя Cyberknife (размеры полей 20;30;40;60 мм). Измерения, помеченные “site”, соответствуют измерениям в НИИ Нейрохирургии. Остальные измерения с

допусками соответствуют средним измерениям по множеству установок Cyberknife. Данные извлечены из протоколов приёмосдаточных испытаний.

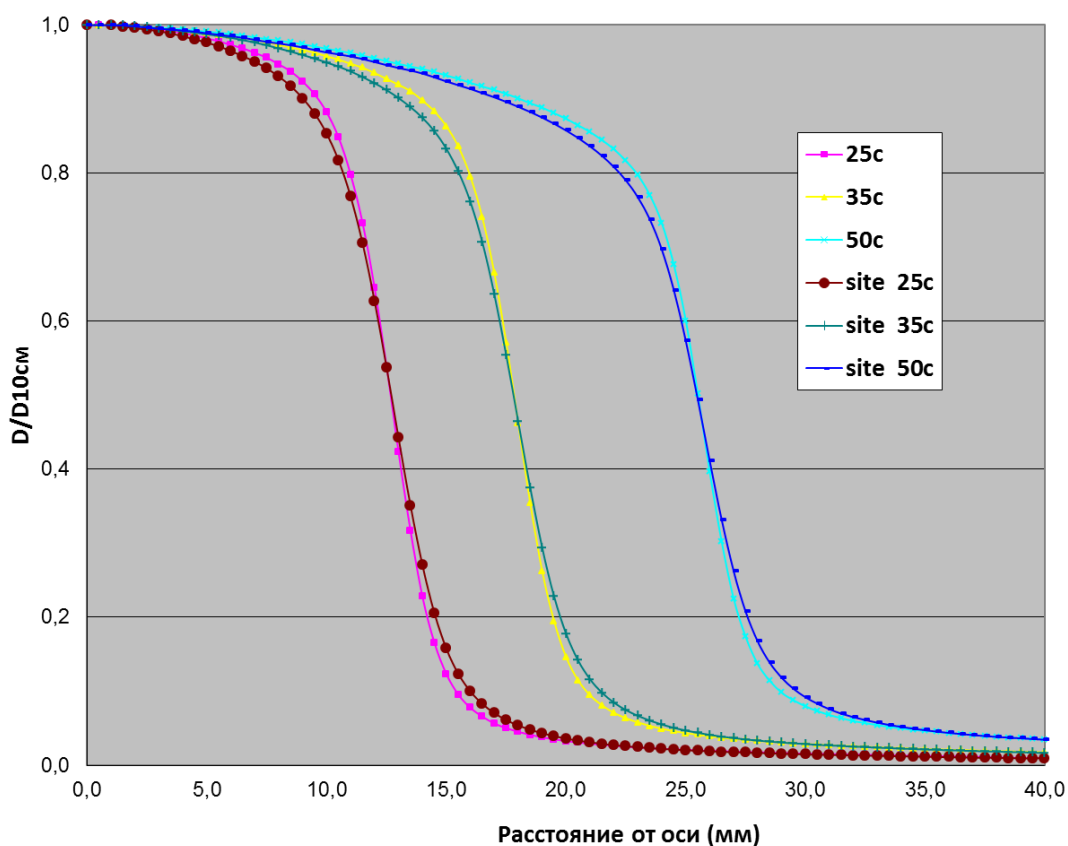


Рисунок 4.1(В) – Разброс дозовых профилей между экземплярами ускорителя Cyberknife (размеры полей 25;35;50 мм). Измерения, помеченные “site”, соответствуют измерениям в НИИ Нейрохирургии. Остальные измерения с допусками соответствуют средним измерениям по множеству установок Cyberknife. Данные извлечены из протоколов приёмосдаточных испытаний.

Отклонение измерений в НИИ Нейрохирургии от средних значений составляет примерно 0.5 мм по положению изоуровней в полутенях и до 2% в области плато.

На рисунке 4.2 представлено сравнение глубинных дозовых распределений и профилей, измеренных и рассчитанных как напрямую от столкновения электронного пучка с радиационной мишенью, так и с использованием разработанной модели источника в качестве посредника. Данные приведены для коллиматора 60 мм.

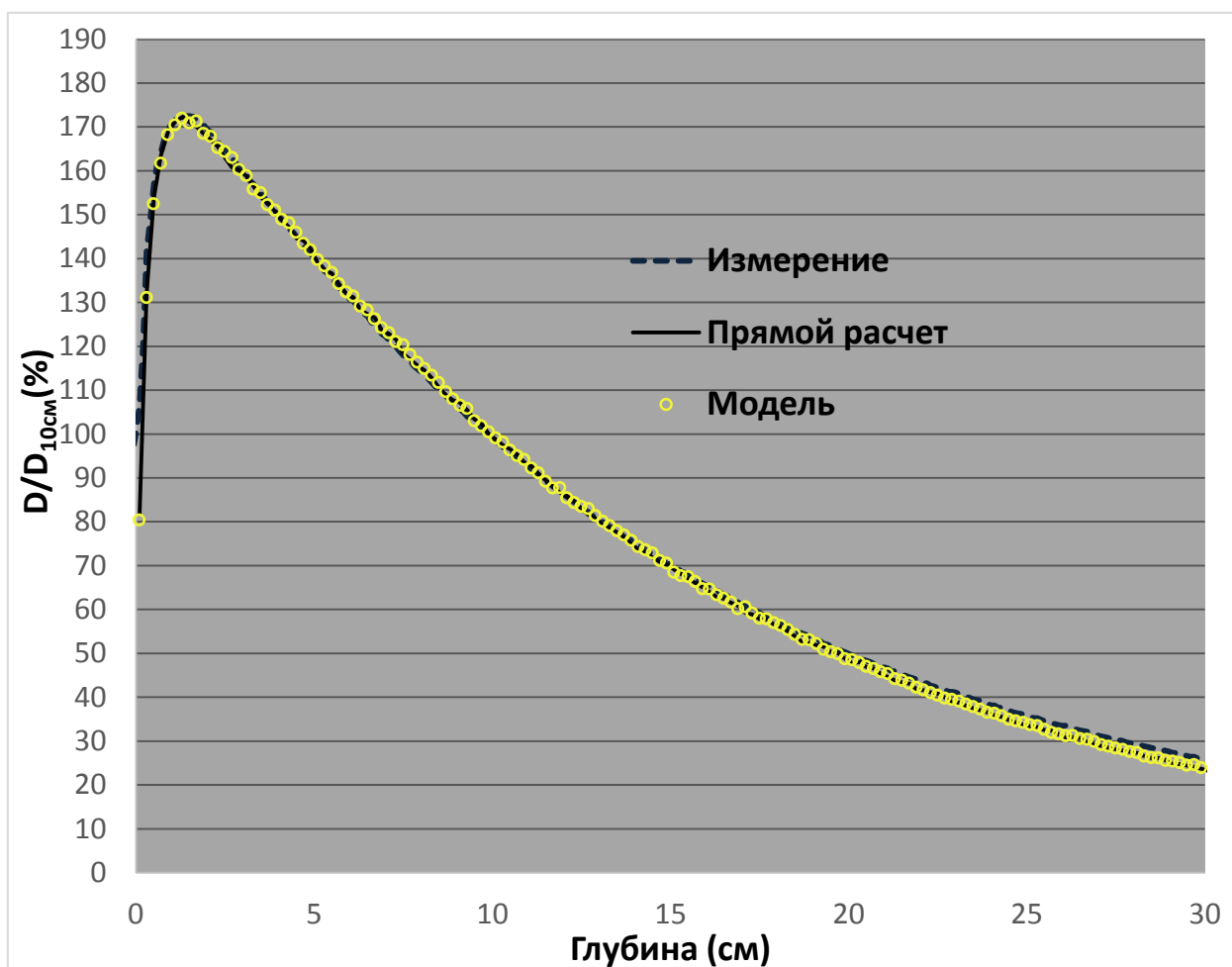


Рисунок 4.2– Сравнение измеренных дозовых распределений и рассчитанных прямым методом от падения ускоренных электронов на мишень и при посредничестве статистической модели источника для коллиматора 60 мм и энергии электронов 6.5 МэВ. Расстояние до фантома 70 см. А – глубинные дозовые распределения.

Экспериментальное глубинное дозовое распределение воспроизводится с точностью порядка 1% по отношению к максимальной дозе. На глубине 30 см погрешность достигает 5% по отношению к дозе на данной глубине. Для расчетов при планировании лучевой терапии такие погрешности лежат на границе допустимого. Поэтому при создании системы для клинического применения желательно повысить точность. При внимательном рассмотрении результатов множества симуляций складывается впечатление, что точность воспроизведения глубинных дозовых распределений не может

быть повышена изменением энергии. Причины погрешности следует искать в уточнении конструкции и материала мишени и в алгоритмах моделирования физических процессов и сечений радиационных взаимодействий.

Б

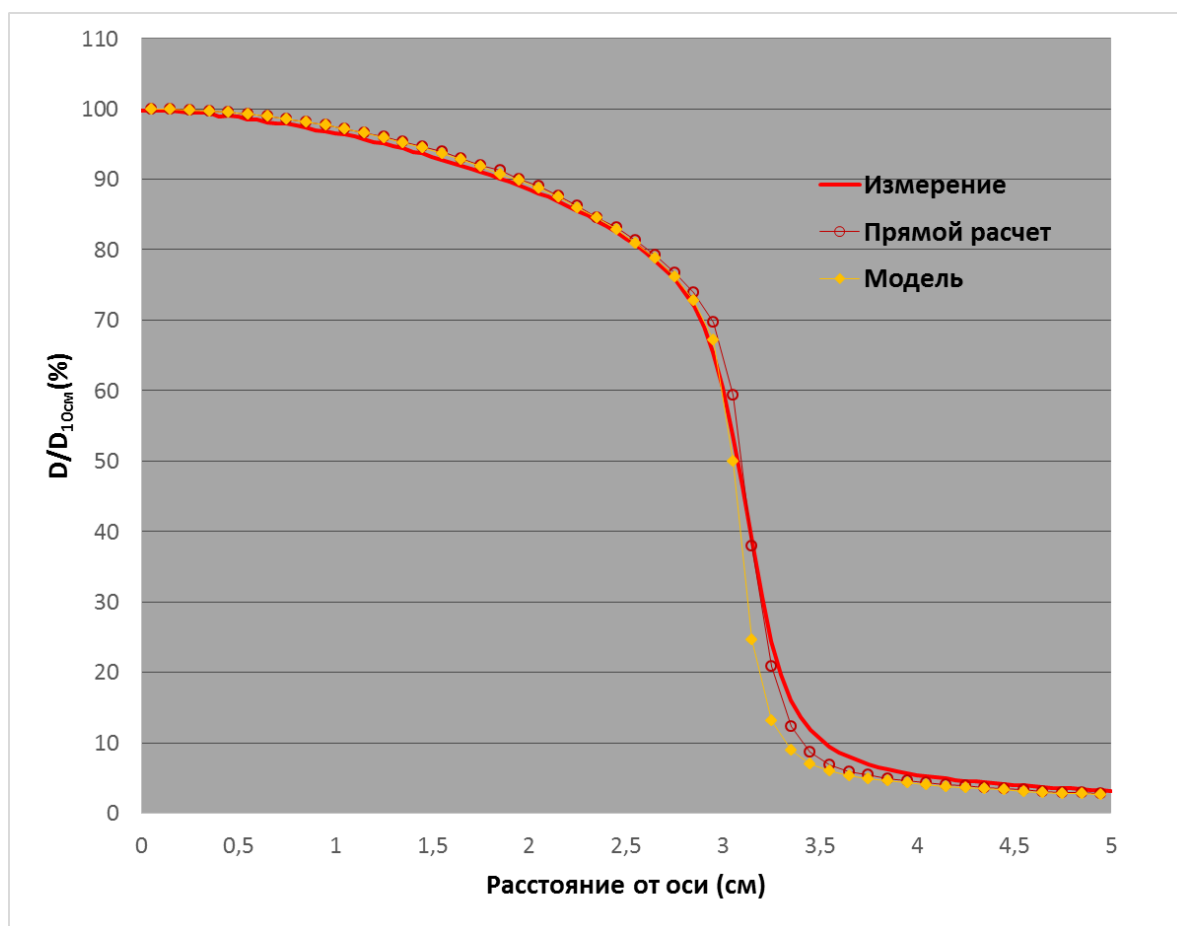


Рисунок 4.2 – Сравнение измеренных дозовых распределений и рассчитанных прямым методом от падения ускоренных электронов на мишень и при посредничестве статистической модели источника для коллиматора 60 мм и энергии электронов 6.5 МэВ. Расстояние до фантома 70 см. Б – поперечные профили на глубине 10 см.

Отклонение расчетных профилей от экспериментальных аналогично разбросу между различными экземплярами установок. Результаты расчетов ближе к среднестатистическим данным, чем к данным НИИ Нейрохирургии. По абсолютной величине погрешность в положении изоуровней в полутени достигает 0.5 мм при прямой симуляции от радиационной мишени и 1 мм при симуляции с использованием модели. В области плато погрешность

зависела от параметров и электронного пучка и могла быть сведены к пренебрежимо малому значению путем подборки его параметров. Дополнительная погрешность использования модели, по-видимому, связано с погрешностями аппроксимации угловых распределений, имеющих большой перепад в области полезных углов. Повышение разрешения в аппроксимации их распределений сопряжено с техническими трудностями, так как предполагает существенное увеличение времени расчетов. В случае создания системы дозиметрических расчетов этот вопрос решаем, так как достаточно один раз рассчитать библиотеку моделей используя длительное время или ресурсы суперкомпьютеров.

Внимательное рассмотрение большого количества симуляций профилей в том числе и приведенных далее в тексте указывает на невозможность принципиально лучшего их воспроизведения варьированием параметров электронного пучка. На пути дальнейшего повышения точности в первую очередь необходимо изучать физические алгоритмы и сечения, заложенные в системы радиационного транспорта методом Монте-Карло.

Влияние энергии и спектра электронного пучка на дозовые распределения

Одной из основных задач данного исследования являлось определение наиболее значимых параметров электронного пучка, которые могли бы быть использованы для подгонки параметров модели источника к экспериментальным данным конкретной установки. Первая серия численных экспериментов на этом пути относилась к определению зависимости дозовых распределений от энергетического спектра электронного пучка. Результаты электрофизических симуляций демонстрируют большой разброс энергии электронов на выходе ускорителя, что потенциально может влиять свойства радиационных полей.

На рисунке 4.3 представлены глубинные дозовые распределения и профили поля для энергий монохроматических электронных пучков 6, 6.5 и 8 МэВ.

A

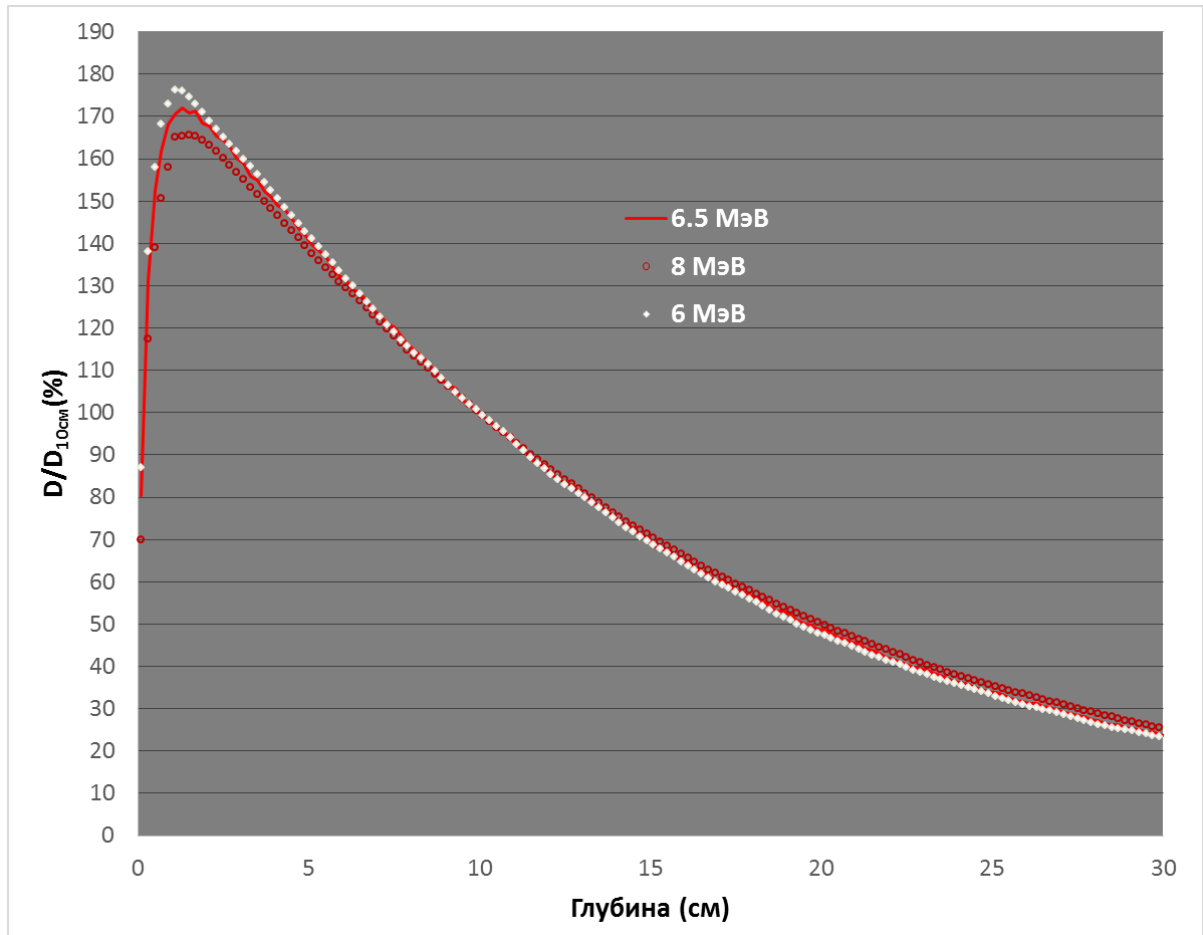


Рисунок 4.3 – Влияние энергии электронного пучка на дозовые распределения. Во всех случаях профиль электронного пучка предполагался гауссовым с характерным радиусом 0.5 мм. А – глубинные дозовые распределения

Б

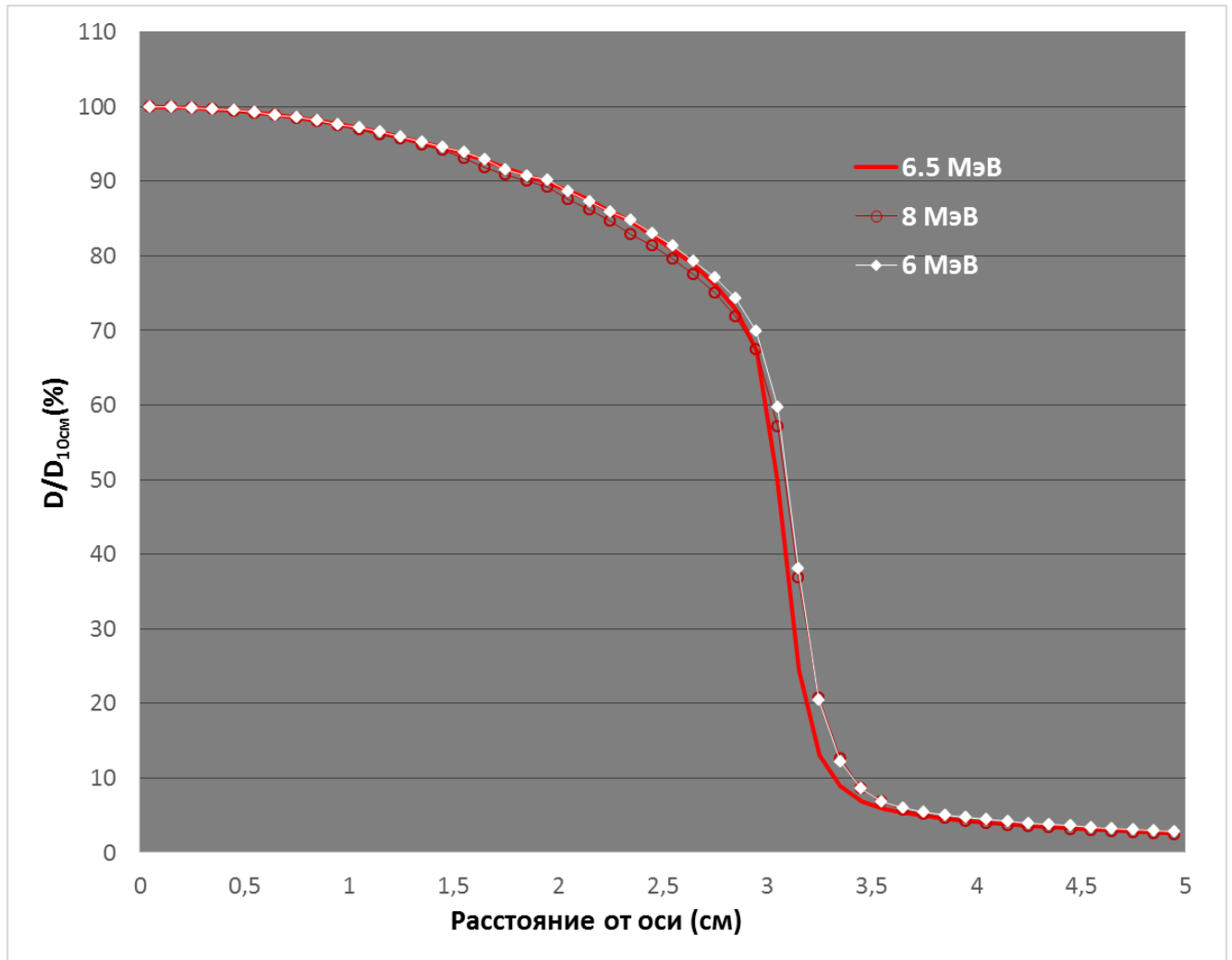


Рисунок 4.3 – Влияние энергии электронного пучка на дозовые распределения. Во всех случаях профиль электронного пучка предполагался гауссовым с характерным радиусом 0.5 мм. Б – поперечные дозовые профили на глубине 10 см.

Следует отметить, что при изменении энергии в столь широком диапазоне форма дозовых распределений деформируется в пределах 3%. В эксперименте, результаты которого представлены на рисунке 4.4, фиксировалась средняя энергия электронного пучка на уровне 7 МэВ и варьировалась ширина прямоугольного спектра от 0 до 2 МэВ.

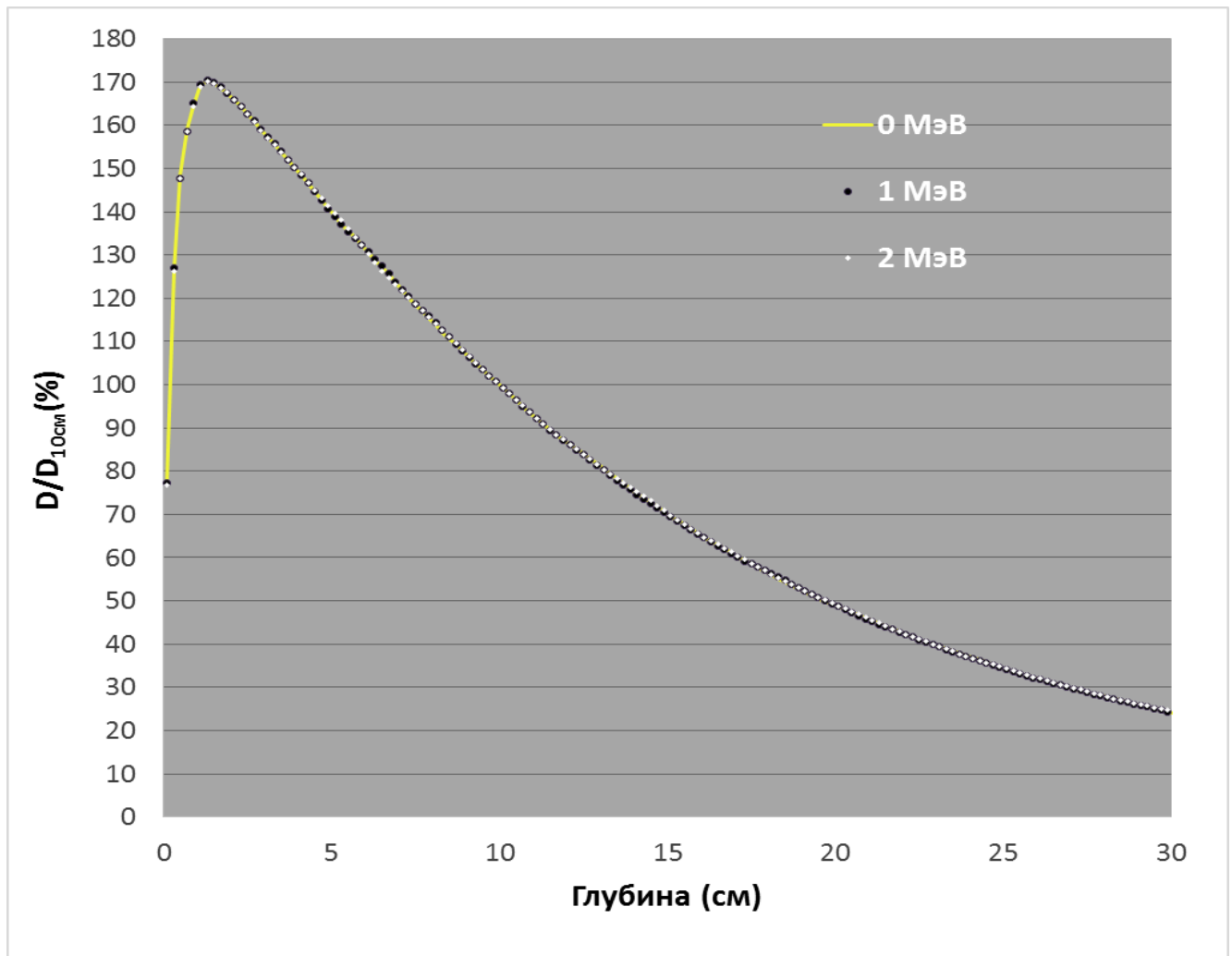


Рисунок 4.4 – Влияние энергетического распределения электронного пучка на дозовые распределения. А- глубинные дозовые распределения

Вариации дозовых распределений при этом оказались практически не обнаруживаемыми. Малая чувствительность относительных дозовых распределений к энергии электронного пучка при используемых энергиях является ожидаемой, поскольку сечения взаимодействия определяются конкуренцией комптоновского рассеяния и рождения пар и имеют близкую к нулю производную по энергии.

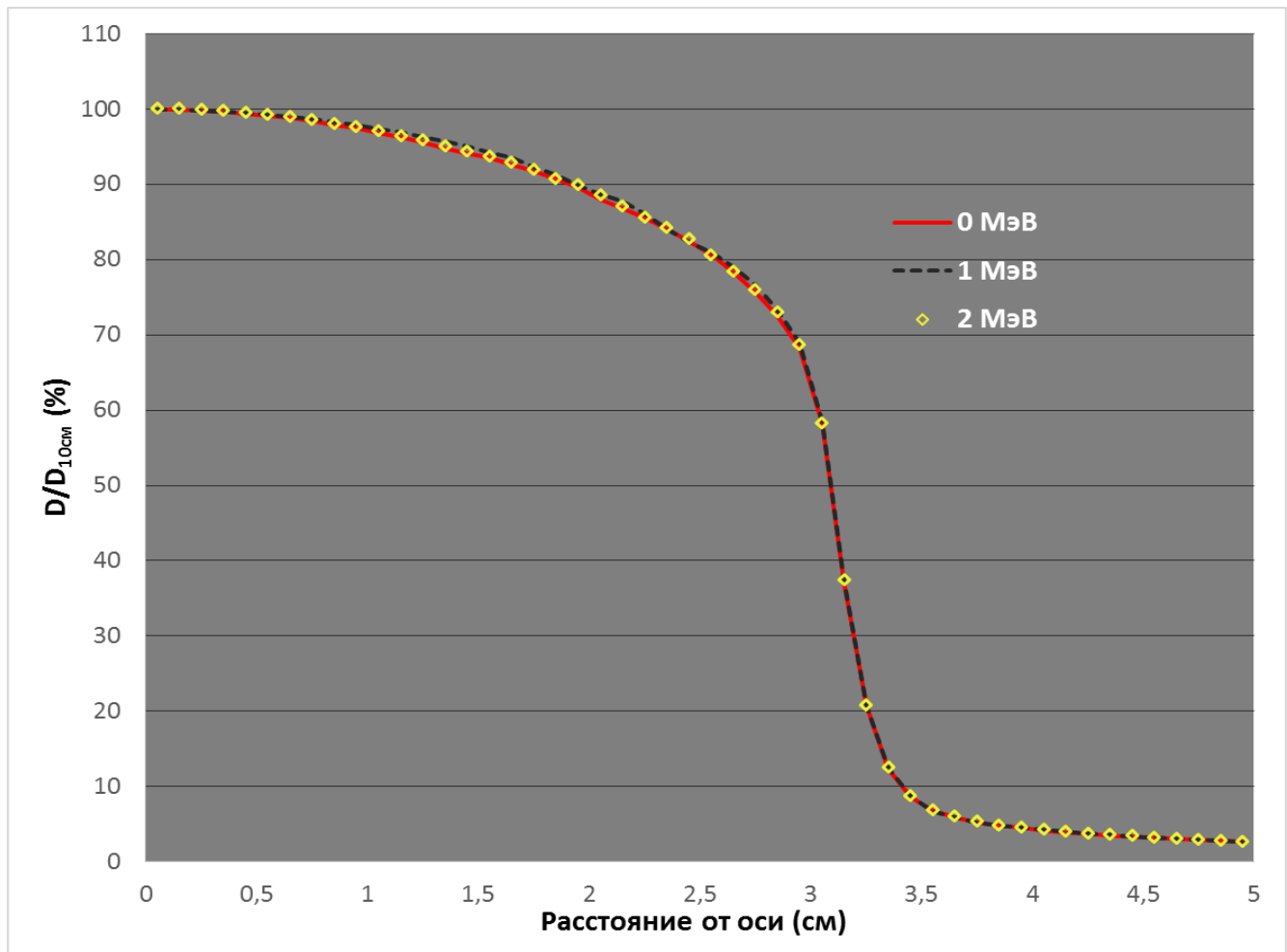


Рисунок 4.4 – Влияние энергетического распределения электронного пучка на дозовые распределения. Б – поперечные профили на глубине 10 см.

Полезным выводом данного эксперимента является практическая возможность при моделировании источника считать электронный пучок монохроматичным и учитывать только среднюю его энергию.

Влияние размера пучка на дозовые распределения

В лучевой терапии размер источника традиционно находится в поле пристального внимания в связи с его влиянием на размер паразитной полутени радиационных профилей. В случае установки типа Cyberknife это обстоятельство так же имеет серьезное значение. Дополнительной спецификой Cyberknife является крайне малый диаметр отверстия

первичного коллиматора. Через это отверстие электронный пучок может быть виден из точек расчета не полностью и порождать неожиданные искажения радиационных полей.

В данной работе выдвигалась еще и гипотеза о важном значении не только диаметра электронного пучка, но и формы его радиального профиля интенсивности. В предметной области принято считать, что профиль электронного пучка имеет гауссову форму. Однако, в радиофизических симуляциях мы видим экспоненциальную форму. Поэтому были проведены численные эксперименты для обоих случаев. На рисунке 4.5 представлены расчетные радиационные профили для экспоненциальной (А) и гауссовой (Б) форм при различных диаметрах электронных пучков.

А

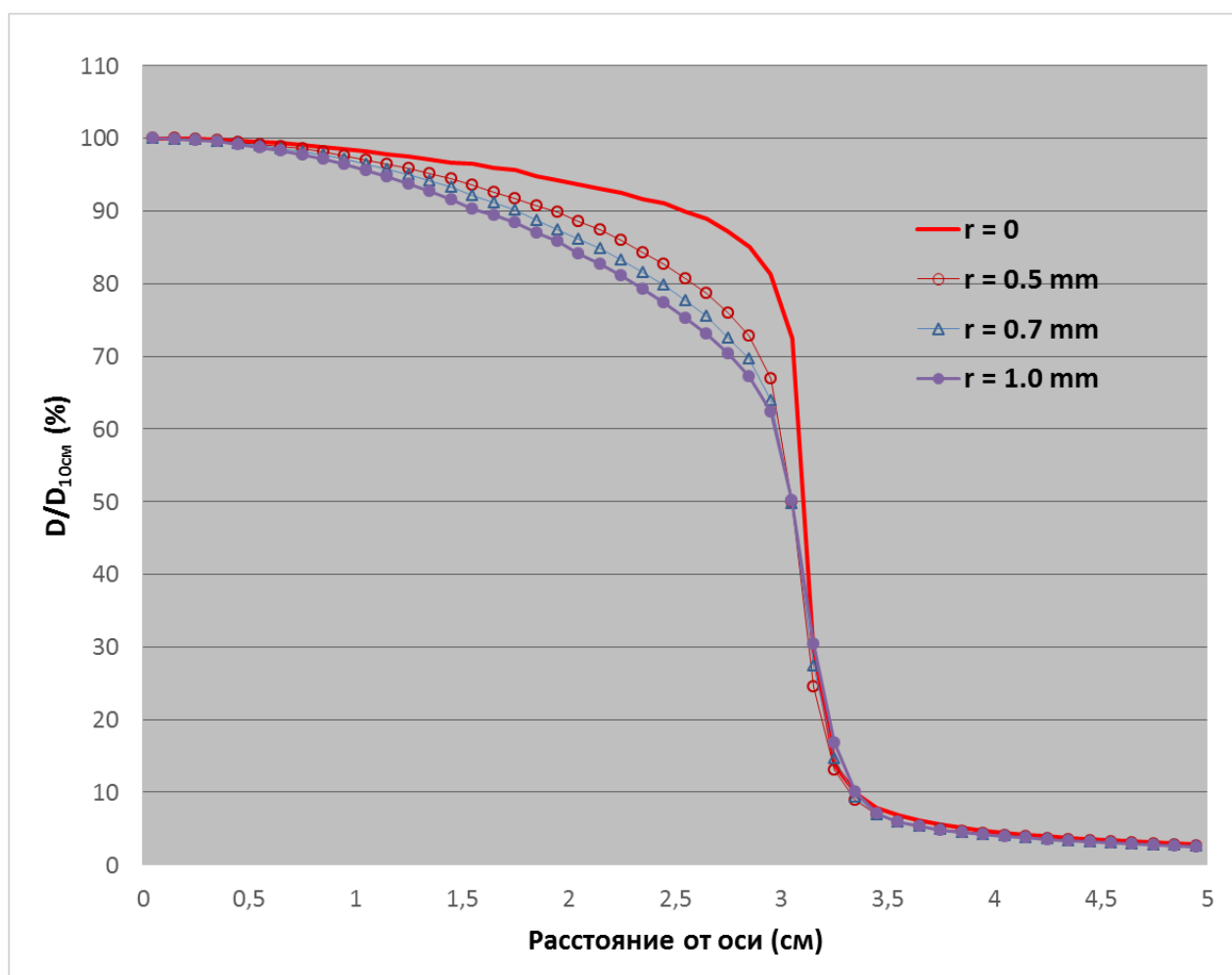


Рисунок 4.5 – Влияние профиля и размера электронного пучка на дозовые распределения. А – экспоненциальный профиль электронного пучка

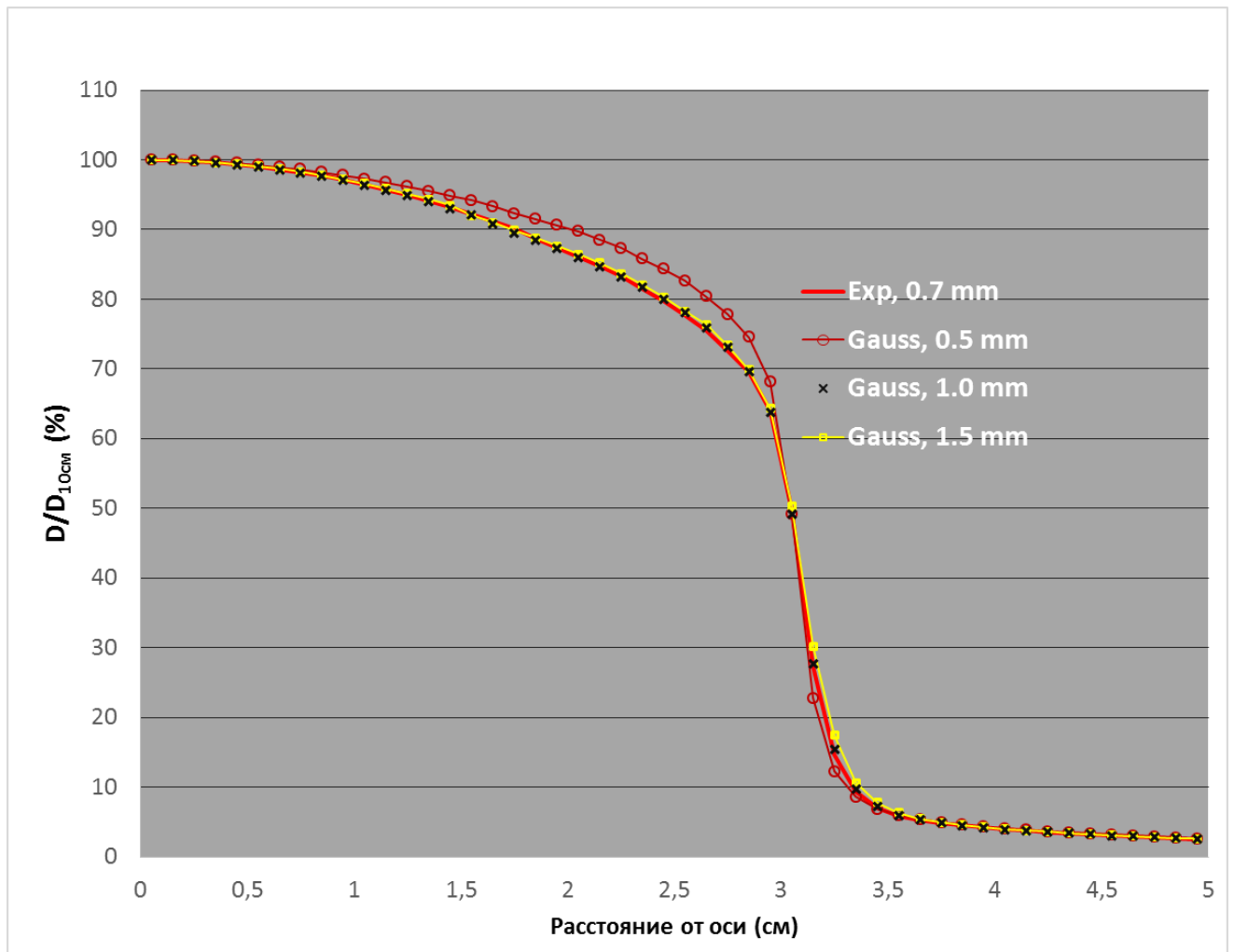


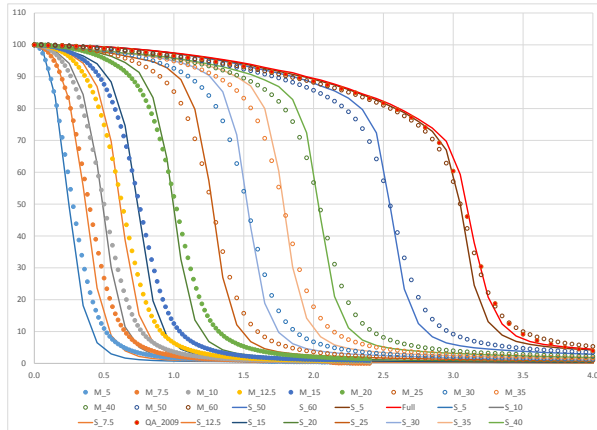
Рисунок 4.5 – Влияние профиля и размера электронного пучка на дозовые распределения. Б – гауссов профиль электронного пучка.

Видна огромная разница между бесконечно тонким пучком и пучками с реалистичными размерами. В этом реалистичном диапазоне размеров пучков имеет место существенная зависимость формы радиационного поля от диаметра пучка. Это обстоятельство можно эффективно использовать для подгонки модели источника к экспериментальным данным. На рисунке (Б) вместе с гауссовыми профилями представлен средний экспоненциальный профиль. Из сравнения не видно убедительных данных, какая форма профиля электронного пучка является предпочтительной.

На рисунке 4.6 представлена большая серия расчетов профилей сразу для всех коллиматоров при различных параметрах электронных пучков в сравнении с экспериментальными данными НИИ Нейрохирургии.

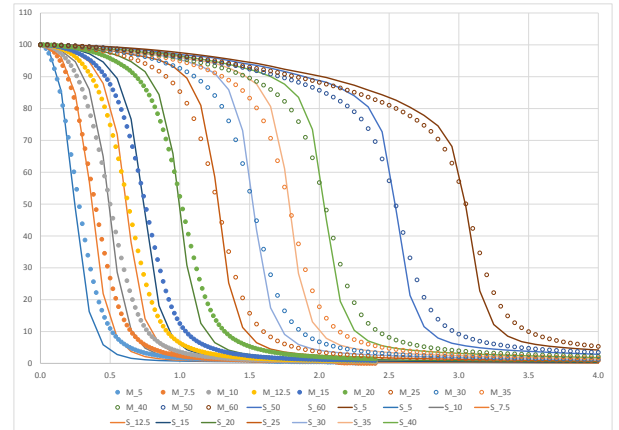
Exponent

$r = 0.5 \text{ mm}$

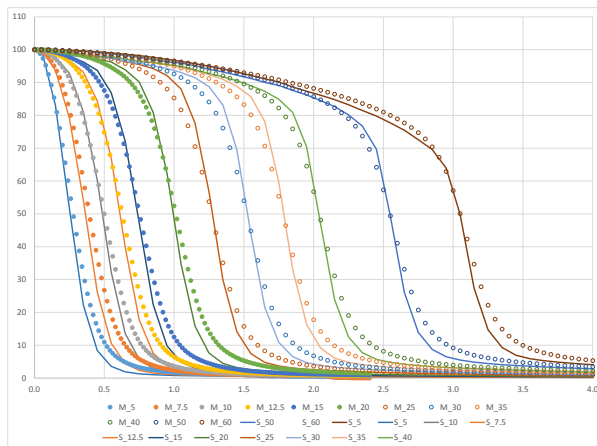


Gauss

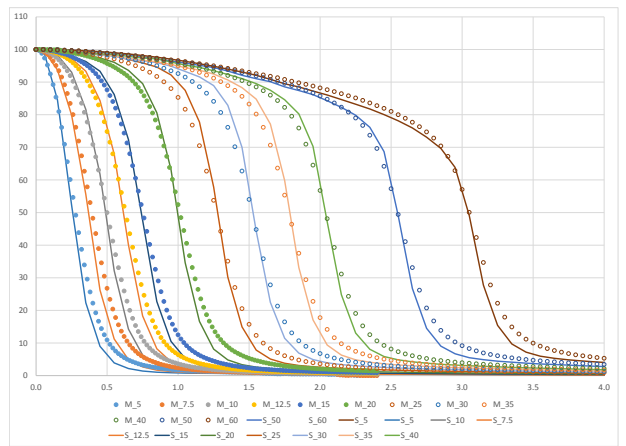
$r = 0.5 \text{ mm}$



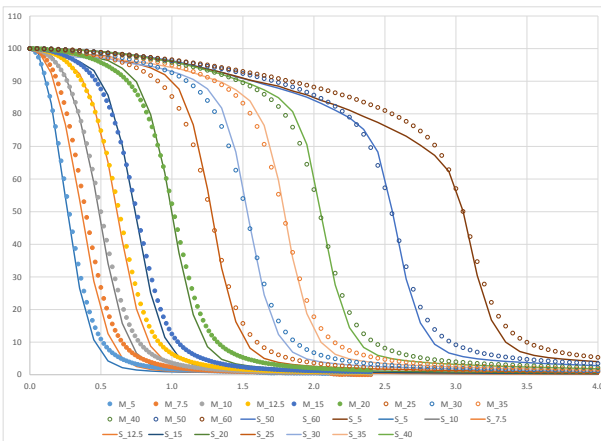
$r = 0.7 \text{ mm}$



$r = 1.0 \text{ mm}$



$r = 1.0 \text{ mm}$



$r = 1.5 \text{ mm}$

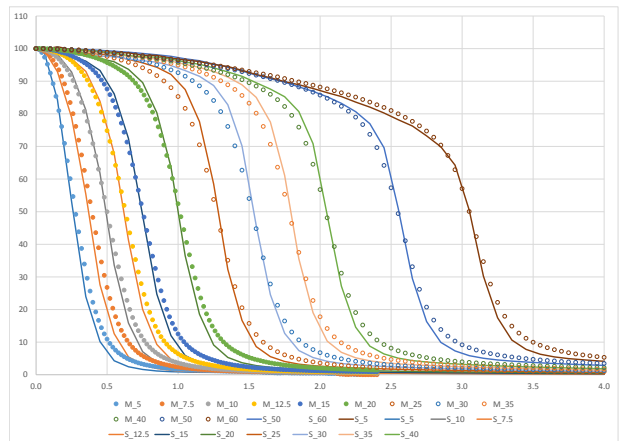


Рисунок 4.6 – Коллективное воспроизведение профилей всех коллиматоров.

Сплошными линиями показаны измеренные профили, символами – рассчитанные (по оси ординат- относительная доза, по оси абсцисс- расстояние от оси пучка).

Характерные отклонения в полутенях сохраняются для всех размеров полей. Вариации параметров электронного пучка упираются в предел воспроизведения порядка 2% / 1 мм. Это приемлемый результат для современной лучевой терапии учитывая некоторое улучшение за счет процесса подстройки на этапе ввода оборудования в эксплуатацию. Дальнейшее повышение точности, как уже неоднократно отмечалось, наиболее вероятно возможно за счет увеличения точности физики радиационного транспорта.

Воспроизведение абсолютных доз моделью источника

Последним, и одним из наиболее важных численных экспериментов является воспроизведение абсолютных доз, точнее воспроизводимости дозы в зависимости от размера коллиматора (факторов выхода). Это свойство должно обеспечиваться самой моделью, так как комбинаций размеров полей может быть бесконечное множество. Поэтому модель источника должна предсказывать радиационный выход радиотерапевтической установки с точностью не хуже 2%. На рисунке 4.7 представлены факторы выхода в сравнении с экспериментом и в зависимости от параметров электронного пучка. Никакие алгоритмы дополнительной коррекции при этом не использовались. Просто в симуляции менялся объект, представляющий основной коллиматор. На рисунке (А) представлены графики зависимости радиационного выхода от диаметра коллиматора. На рисунке (Б) представлены отклонения от эксперимента в единицах относительно дозы каждого коллиматора.

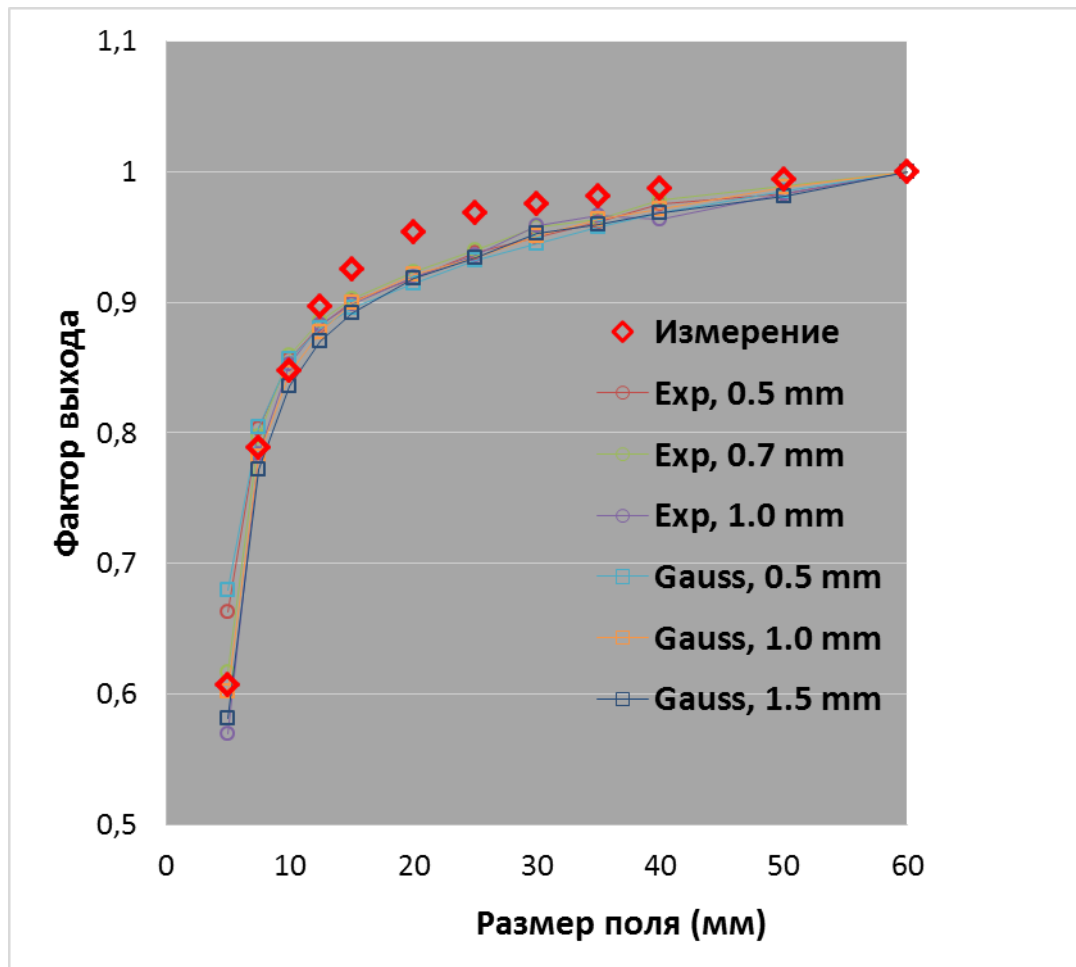


Рисунок 4.7 – Факторы выхода. А – абсолютные значения для серии параметров электронного пучка.

Следует отметить высокую чувствительность факторов выхода наименьших коллиматоров к параметрам электронного пучка. Однако к этим данным следует относиться осторожно, так как точность экспериментальных данных для них сомнительна. Дело не только в высоких требованиях к размеру детектора, но и в отсутствии электронного равновесия.

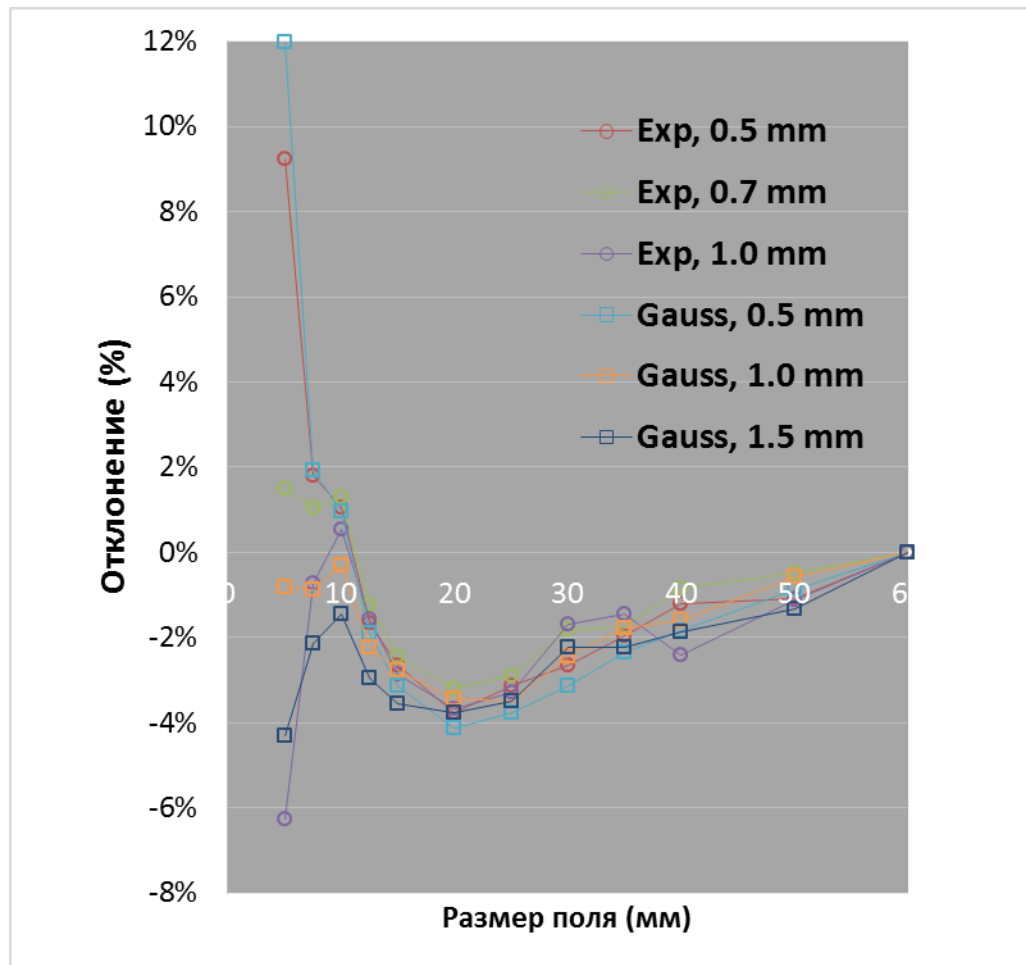


Рисунок 4.7 – Б – Соответствующие абсолютным значениям (рисунок 4.7. А) отклонения от измеренных значений.

Литературные данные указывают на большой разброс (порядка 10%) экспериментальных факторов выхода в зависимости от типа детектора [53]. В целом природа этого эффекта изучена недостаточно

ВЫВОДЫ

1. Разработана оригинальная модель источника излучения медицинского электронного ускорителя, основанная на представлении потоков излучения в виде гистограмм распределений частиц по энергии, направлению и положению в радиально-симметричной системе.
2. Разработанная модель источника апробирована к медицинскому линейному ускорителю Cyberknife (Accuray Inc.) с номинальной энергией тормозного излучения 6 МэВ для дальнейших расчетов дозовых распределений.
3. Проведено детальное изучение первоначальных параметров электронного пучка, падающего на радиационную мишень. Результаты моделирования транспорта излучения в установке типа Cyberknife с узкими коллиматорами продемонстрировали существенное, в отношении дозиметрии лучевой терапии, влияние параметров электронного пучка ускорителя на дозовые распределения радиационных полей.
4. На основании использовавшегося в работе подхода достигнута высокая скорость вычислений дозовых распределений. Даже при оптимальном выборе стратегии расщепления скорость работы всего цикла расчетов дозовых распределений в 100 раз выше при использовании модели источника чем при прямом подходе. Это также дает возможность использовать предложенный алгоритм в клинической практике для ускорения процессов расчета дозы.
5. Исследовано применение модельного представления источника в расчетах дозовых распределений. Показано, что представление потоков частиц в виде гистограмм с удовлетворительным разрешением ограничивается объемом данных до 10 Мб для одного источника, что облегчает использование модели в системе

планирования и предоставляет возможность реализации сверхбыстрых дозиметрических расчетов методом Монте-Карло

6. Проведена верификация модели с помощью сравнения измеренных дозовых распределений в водном фантоме и полученных в расчетах с применением модели источника. Результаты указывают на приемлемую точность метода для клинического применения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Podgorsak E. B. Radiation oncology physics: a handbook for teachers and students. International Atomic Energy Agency, 2005. 657 p.
2. Климанов В.А. Радиобиологическое и дозиметрическое планирование лучевой и радионуклидной терапии. Часть 1. Радиобиологические основы лучевой терапии. Радиобиологическое и дозиметрическое планирование дистанционной лучевой терапии пучками тормозного и гамма-излучения и электронами. Учебное пособие. М.: НИЯУ МИФИ, 2011. 500 с.
3. Clarkson J. R. A note on depth-doses in fields of irregular shape // Br. J. Radiol, 1941, Vol. 14, P.26-268.
4. Ahnesjo A. A pencil beam model for photon dose calculation // Med. Phys.1992.Vol.19, P. 263-274.
5. De Salles. et al. Shaped Beam Radiosurgery. Basic Principles. Monte Carlo Treatment Planning. / Springer .2011
6. Панин М.П. Моделирование переноса излучения. Учебное пособие. М.: МИФИ, 2008.
7. Nelson W.R . The EGS4 Code System // Stanford Linear Accelerator Center, Report SLAC-265, 1985.
8. Chetty I. J.et al. Report of the AAPM Task Group No. 105: Issues associated with clinical implementation of Monte Carlo-based photon and electron external beam treatment planning // Med. Phys.2007. V.34. №12. P. 4818-4853.
9. Siebers J. V. et al. Comparison of EGS4 and MCNP4b Monte Carlo codes for generation of photon phase space distributions for a Varian 2100C // Phys. Med. Biol.1999.V. 44. P.3009–3026.
10. Fix M. K. et al. A multiple source model for 6 MV photon beam dose calculations using Monte Carlo // Phys. Med. Biol. 2001. V.46. P.1407–1427.
11. Francescon P. et al. Photon dose calculation of a three-dimensional treatment planning system compared to the Monte Carlo code BEAM // Med. Phys.2000.V. 27. P.1579–1587.

12. Schach von Wittenau A. E. et al. Correlated histogram representation of Monte Carlo derived medical accelerator photon output phase space // Med. Phys. 1999. V.26. P. 1196–2111.
13. Faddegon B. A. et al. Electron spectra derived from depth dose distributions // Med. Phys. 2000. V. 27. P. 514–526.
14. Deng J. et al. Derivation of electron and photon energy spectra from electron beam central axis depth dose curves // Phys. Med. Biol. 2001. V. 46. P. 1429–1449.
15. Sheikh-Bagheri D. et al. Sensitivity of megavoltage photon beam Monte Carlo simulations to electron beam and other parameters // Med. Phys. 2002. V. 29. P. 379–390.
16. Keall P. J. et al. Determining the incident electron fluence for Monte Carlo-based photon treatment planning using a standard measured data set // Med. Phys. 2003. V. 30. P. 574–582.
17. Tzedakis A. et al. Influence of initial electron beam parameters on Monte Carlo calculated absorbed dose distributions for radiotherapy photon beams // Med. Phys. 2004. V. 31. P. 907–913.
18. Ma C.-M. et al. Implementation of Monte-Carlo Dose calculation for Cyber Knife treatment planning // J. Phys. 2008. Conf. Ser. 102. P. 1–10
19. Seltzer S. ETRAN Electron-photon Monte Carlo calculations: The ETRAN code // International journal of radiation applications and instrumentation. Part A. Applied Radiation and Isotopes. 1991. V. 42. P. 917–941
20. Kawrakow I. et al. The EGSnrc Code System: Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport // NRCC Report PIRS-701. 2013.
21. Briesmeister J.F. (Editor). MCNP - A general Monte Carlo N-particle transport code // LANL (Los Alamos, NM). Report LA-12625-M. 1993.
22. Salvat F. et al. PENELOPE, an algorithm and computer code for Monte Carlo simulation of electron-photon showers // University of Barcelona preprint. 1996.
23. Poon E. et al. Accuracy of the photon and electron physics in GEANT4 for radiotherapy applications // Med. Phys. 32. 2005. P. 1696–1711.

24. Agostinelli S. et al. Geant4—A Simulation Toolkit. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. 2003. A 506. P 250–303.
25. Verhaegen F. et al. Monte Carlo modelling of external radiotherapy photon beams // Physics in medicine and biology. 2003. V 48. P 107-164.
26. Bielajew A.F. et al. History, overview and recent improvements of EGS4 // National research council of Canada Report PIRS-0436. 1994.
27. Kawrakow I. Accurate condensed history Monte Carlo simulation of electron transport EGSnrc, new EGS4 version // Med. Phys. V. 3. 2000. P. 485-498.
28. Hartmann-Siantar C.L. et al. Description and dosimetric verification of the PEREGRINE Monte Carlo dose calculation system for photon beams incident on a water phantom // Med. 2001. Phys. V. 28. P. 1322-1337.
29. Kawrakow I. VMC++, electron and photon Monte Carlo calculation optimized for radiation treatment planning // In: Advanced Monte Carlo for radiation physics. Particle transport simulation and application: Proceedings of Monte Carlo 2000 meeting Lisbon. Eds. A. Kling et al. Springer, Berlin. P. 229-236. 2001.
30. Patterson R. et al. PEREGRINE: Bringing Monte Carlo based Treatment Planning Calculations to Today's Clinic // The Use of Computers in Radiation Therapy. 2000.
31. Kawrakow I. et al. 3D electron dose calculation using a Voxel based Monte Carlo algorithm (VMC) // Med. Phys. 1996. V. 23, P. 445 – 457.
32. Sempau J. et al. DPM, a fast, accurate Monte Carlo code optimized for photon and electron radiotherapy treatment planning dose calculations // Phys. Med. Biol. 2000. V. 45. P 2263-2291.
33. Salvat F. et al. A Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport // Workshop Proceedings Issy-les-Moulineaux, France. 5-7 November 2001. P. 2-234.
34. Sauter F. Über den atomaren Photoeffekt in der K-Schale nach der relativistischen Wellenmechanik Diracs // Ann. Physik. 1931. V. 11. P. 454-488.

35. Heitler W. The Quantum Theory of Radiation // Clarendon Press. Oxford.1954.
36. Климанов В.А. Физика ядерной медицины. Часть 1. Физический фундамент ядерной медицины, устройство и основные характеристики гамма-камер и коллиматоров γ -излучения, однофотонная эмиссионная томографии, реконструкция распределений радионуклидов в организме человека, получение радионуклидов. Учебное пособие. М.: НИЯУ МИФИ, 2012. 308 с.
37. Storm E. et al. Photon Cross Sections from 1 KeV to 100 MeV for Elements Z=1 to Z=100 // Atomic Data and Nucl. Data Tables 7. 1970. P. 565.
38. Гусев Н.Г., Климанов В.А., Машкович В.П. и др. Физические основы защиты от излучений. Том 1.М: Энергоатомиздат, 1989.
39. Hubbell J. H. et al. Relativistic Atomic Form Factors and Photon Coherent Scattering Cross Sections // J. Phys. Chem. Ref. Data 9. 1979. P. 69 - 105.
40. Motz J. W. et al. Pair Production by Photons // Rev. Mod. Phy. 1969. V. 41 P. 581-639.
41. Смирнов В.В. Моделирование процесса переноса электронов в задачах радиационной физики: Учебное пособие. М.: МИФИ, 2008. 76 с.
42. Bielajew A.F. et al. Lecture notes: Variance Reduction Techniques // Report PIRS – 0396. National Research Council of Canada, Ottawa, 1993.
43. Коновалов А.Н. и др. Использование роботизированной радиохирургической системы КиберНож (CyberKnife) для лечения нейрохирургических больных // Вопросы нейрохирургии им. Н.Н. Бурденко. 2012. №1. С. 3-12.
44. Adler J. R. et al. The Cyberknife: a frameless robotic system for radiosurgery// Stereotact. Funct. Neurosurg. 1997. V. 69. P. 124-128.
45. URL: <http://www accuray.com/solutions/treatment-planning/cyberknife-treatment-planning-system>
46. Fan J. et al. A single source model for CyberKnife phase space reconstruction. Proc. of the 15th International Conference on the Use of Computer

- in Radiation Therapy (ICCR), Eds: Jean-Pierre Bissooette (Novel Digital Publishing, Oakville). 2007. P. 455-459.
47. Loewenthal E. et al. Measurement of the source size of a 6- and 18-MV radiotherapy linac // Med. Phys. 1992. V. 19. P. 687 -690.
48. Bondarenko T. V. et al. BEAMDULAC-BL code for 3D simulation of electron beam dynamics taking into account beam loading and coulomb field. Problems of Atomic Science and Technology // Nuclear Physics Investigation. 2013. № 6. P. 114-118.
49. Бахвалов Н.С. Численные методы. М., Наука, 1975.
50. URL: <http://www.web3d.org/>
51. Sheikh – Bagheri D. Monte Carlo Study of Photon Beams from Medical Linear Accelerators: Optimization, Benchmark and Spectra. Dissertation Doctor of Philosophy. Carleton University, Canada. 1998.
52. Zoubair M. et al. Computing Efficiency Improvement in Monte Carlo Simulation of a 12 MV Photon Beam Medical LINAC // World Journal of Nuclear Science and Technology. 2013. №.3. P. 14- 26.
53. Arakia F. Monte Carlo study of a Cyber knife stereotactic radiosurgery system // Med. Phys. 2006. V.33. №8. P. 2955–2963.