

ДОЗИМЕТРИЯ МАЛЫХ ПОЛЕЙ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ МЕДИЦИНСКИХ УСКОРИТЕЛЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ. ЧАСТЬ 1

В.А. Климанов^{1,2}, Ю.С. Курпичев^{3,4}, М.А. Кольванова²,
П.В. Казанцев⁵, А.Н. Мусеев⁶

¹ Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва

² Федеральный медицинский биофизический центр им. А.И. Бурназяна, Москва

³ Национальный медицинский исследовательский центр онкологии
им. Н.Н. Блохина МЗ РФ, Москва

⁴ Центр лучевой терапии “ОнкоСтон”, Москва

⁵ Международное агентство по атомной энергии

⁶ ООО “Медскан”, Москва

Работа представляет аналитический обзор современного состояния в области дозиметрии малых полей, создаваемых пучками тормозного излучения с малым поперечным сечением. Такие пучки все шире используются в современных технологиях дистанционной лучевой терапии (ЛТ). Однако экспериментальная дозиметрия малых полей встречает определенные трудности, связанные в первую очередь с нарушением условий Брэгга-Грея в этой области, большими значениями поправочных факторов и неадекватностью допущения о взаимной независимости отдельных факторов возмущения поля при введении в него дозиметрических детекторов. Два года назад МАГАТЭ опубликовало доклад TRS-483, в котором были относительно подробно проанализированы результаты исследований в области дозиметрии малых полей тормозного излучения с максимальной энергией до 10,0 МэВ. Диапазон же более высоких энергий является недостаточно изученным, поэтому настоящая работа состоит из двух частей. В первой части рассматриваются специфические проблемы абсолютной и относительной дозиметрии малых полей, в частности критерии малости поля, влияние на показания детекторов вариации спектра фотонов, размера, материала чувствительной области и конструкции детекторов, возмущения поля внесением в него детекторов и значения факторов выхода для узких пучков тормозного излучения с максимальной энергией до 10,0 МэВ. Во второй части анализируется имеющаяся в литературе информация для более высоких энергий. В заключении рассматриваются условия, при выполнении которых отпадает необходимость в применении сложных методик, разработанных для дозиметрии малых полей, т.е. поле можно считать не относящимся к классу малых полей.

Ключевые слова: дистанционная лучевая терапия, тормозное излучение, дозиметрия малых полей

Введение

Современная лучевая терапия (ЛТ) все больше отходит от традиционного конвенционального способа облучения для многих локали-

заций новообразований. В значительной степени это связано с успехами диагностики онкологических заболеваний, которые позволили обнаруживать злокачественные новообразования на ранних стадиях, когда они имеют еще

небольшие размеры. На сегодняшний день популярны такие методики, как лучевая терапия с модуляцией интенсивности (ЛТМИ, intensity modulated radiotherapy – IMRT), стереотаксическая радиохирurgia (СРХ, stereotactic radiosurgery – SRS) и стереотаксическая лучевая терапия тела (СЛТТ, stereotactic body radiotherapy – SBRT), в которых широко используются пучки с малым поперечным сечением, создающие поля малого размера или малые поля. Применение таких пучков улучшает изодозовое распределение внутри опухоли и снижает по сравнению с конвенциональной лучевой терапией дозовую нагрузку на окружающие ткани и органы риска. Стандартные условия для абсолютного измерения дозы, которые описаны в техническом докладе TRS 398 [1], основаны на измерениях в водном фантоме при помощи ионизационных камер с калибровочными коэффициентами по поглощенной дозе в стандартных условиях: водный фантом, размер поля 10×10 см и глубина точки измерения 10 см. Вместе с тем, особенностью ряда ускорителей, используемых для стереотаксической ЛТ и радиохирургии, является невозможность формирования радиационного поля размером 10×10 см, которое рекомендуется для калибровки пучков по поглощенной дозе в воде. В 2008 г. рабочей группой МАГАТЭ был разработан новый формализм [2] по эталонной дозиметрии нестандартных и малых полей.

Первой задачей в дозиметрии узких пучков, создающих малые поля, является определение размера поля, поскольку традиционный подход к классификации полей на основе понятия полной ширины на уровне половины максимума (FWHM) не работает при небольших изменениях настройки коллиматора. Вторая проблема заключается в том, что наиболее часто используемые детекторы слишком велики для определения дозиметрических параметров в небольших полях. В дополнение к этому, размер детектора и эффекты возмущения могут быть существенными, в отличие от больших полей. Для учета влияния этих эффектов требуется введение поправочных факторов, которые отсутствуют в рассматриваемой области. Третьей задачей является обеспечение точного моделирования дозы в системах дозиметрического планирования (TPS). И, наконец, изменения в спектре пучка при значительном уменьшении размера поля ($\leq 4 \times 4$ см) вносят дополнительные неопределенности в абсолютные и относительные измерения дозы на осно-

ве существующих дозиметрических протоколов.

В 2017 г. исчерпывающих доклад о состоянии исследований по данной теме выпустило МАГАТЭ (TRS № 483) [3]. Этот доклад носит пока исключительно рекомендательный характер и относится только к статическим полям с номинальной энергией высокоэнергетических фотонов до 10 МэВ (в основном пучки 6 МВ). Будем называть этот энергетический диапазон тормозных пучков МТИ (мегавольтное тормозное излучение). Авторами работы [3] отмечается трудность анализа данных при сборе информации из различных публикаций вызванная несистематичностью проведенных исследований и разбросом данных для определенных размеров полей, особенно для самых малоразмерных полей, отсутствием унификации в отношении расстояния между источниками и поверхностями (SSD) или расстоянием от источника до детектора (SDD), глубины измерения или расчета, определения размера поля на поверхности или на контрольной глубине и т. д. Дальнейшее усложнение определения средних значений для разных детекторов и их последующего статистического анализа заключается в том, что в большинстве опубликованных данных отсутствует надлежащая оценка неопределенности на различных этапах, связанных с определением поправочных коэффициентов.

Несмотря на эти, трудности в работе [3] критически проанализированы и систематизированы методические рекомендации для проведения абсолютной и относительной дозиметрии малых полей с номинальной энергией тормозного излучения фотонов до 10 МэВ. В клинической же практике применяются также пучки тормозного излучения, генерируемых электронами со средней энергией в спектре электронов 12, 15, 18, 20 и 24 МэВ. Будем называть этот энергетический диапазон ВТИ (высокоэнергетическое тормозное излучение). Имеющаяся в литературе информация по дозиметрии таких пучков носит весьма ограниченный характер. Исходя из сказанного выше, целью настоящей работы является анализ ряда актуальных вопросов дозиметрии малых полей для пучков тормозного излучения, при этом большее внимание уделяется диапазону энергий ВТИ.

Настоящий литературный обзор состоит фактически из двух частей. В разделах первой части обсуждаются общие проблемы дозимет-

рии малых полей тормозного излучения в основном с ускоряющим потенциалом до 10 МВ (МТИ). Во второй части анализируются литературные данные по вопросам дозиметрии малых полей с максимальной энергией фотонов в спектре выше 10 МэВ (ВТИ).

Часть 1. Дозиметрия малых полей тормозных фотонов с максимальной энергией до 10 МВ

1.1. Критерии малости полей

Определение понятия “малое поле” в дозиметрии излучений в до публикации TRS-483 было, весьма субъективно и формулировалось для каждого конкретного случая [4]. Не существовало ясного единообразного определения того, что считать малым полем. Обычно, поля размером меньше 4×4 см считались выходящими за рамки традиционных размеров полей облучения, что требует внимания как при измерениях, так и при расчетах доз. Для установления критериев малости поля был необходим научный подход, который определит эти условия, учитывая энергию пучка и плотность вещества. По существу, имеется три “фактора равновесия”, определяющих размеры, при которых поле считается малым: 1) соотношение между пробегом электронов в облучаемом веществе и размером поля; 2) размер видимой части источника через коллимирующую систему из точки измерения; 3) размер детектора, используемый в измерениях.

1.1.1. Пробеги электронов и потеря равновесия заряженных частиц (РЗЧ)

Вторичные электроны, появляющиеся в результате взаимодействия мегавольтных пучков фотонов с веществом, имеют значительный пробег, который еще более удлиняется в среде малой плотности. Сравнимый с размерами поля пробег электронов в поперечном направлении является критическим параметром электронного равновесия, даже более существенным, чем пробег в продольном направлении. Описана зависимость поперечного пробега электронов от энергии [6]. На рис. 1.1 показаны дозовые распределения в воде на границе коллиматора для пучков различных энергий, определенных через их коэффициент качества ($TPR_{20/10}$). Это дает информацию о размерах полутени в единицах плотности среды, которая

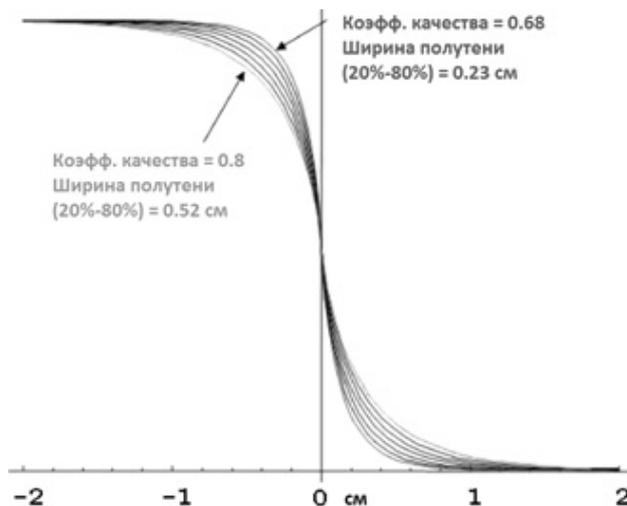


Рис. 1.1. Ширина полутени в зависимости от качества излучения [4]

определяет размеры, при которых наступают условия малости поля, основанные на перекрытии зон распределения электронов от различных краев поля.

Потеря равновесия заряженных частиц (РЗЧ) в поперечном направлении является фундаментальным условием, применимым к определению критерия малости поля. Это происходит в пучках фотонов, когда полуширина или радиус поля меньше максимального попе-

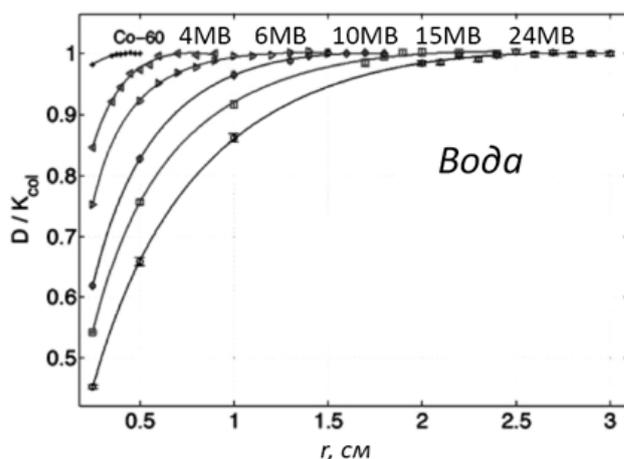


Рис 1.2. Результаты расчета методом Монте-Карло отношения поглощенной дозы к ионизационной керме (D/K_{col}) в зависимости от радиуса пучка на глубине 5 см для разных спектров фотонов. Отношения нормированы на значения D/K_{col} для широкого пучка [7]

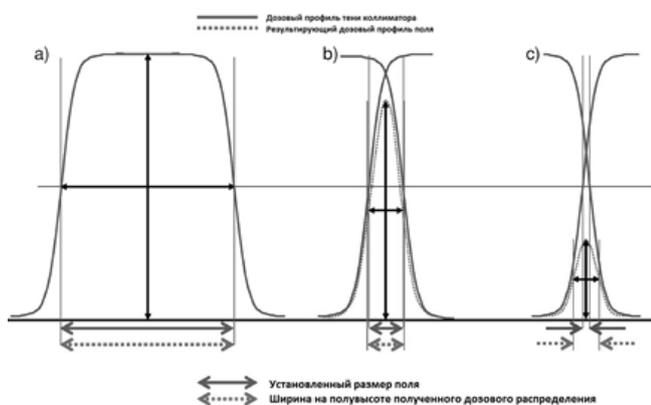


Рис. 1.3. Измерения ширины на полувысоте профиля в зависимости от размера коллиматора [4]

речного пробега вторичных электронов. Отсутствие ПРЗЧ является проблемой для экспериментальной дозиметрии, поскольку нарушается баланс заряженных частиц, попеременно рассеянных в пучок и из пучка. Например, в присутствии объема с плотностью, превышающей среднюю плотность среды (как правило, плотность воды), больше частиц рассеивается наружу, чем внутрь и наоборот.

Основываясь на пионерской работе Li X.A. et al [6], соотношение между поглощенной дозой и кермой столкновения или ионизационной кермой ($D_{\leq, =, \geq K_{col}}$) можно применить как меру степени равновесия заряженных частиц РЗЧ (англ. СРЕ) или, скорее, переходного (динамического) равновесия (ДРЗЧ, англ. LCPE) (рис. 1.3). Минимальный радиус пучка, для которого $D/K_{col} \approx 1$, определяет такое состояние, которое называется поперечным (латеральным) равновесным состоянием заряженных частиц. Будем обозначать этот радиус через r_{LCPE} .

Для определения r_{LCPE} как функции $TPR_{20,10}$ для референсного поля (10×10 см) в работе [3] предлагается следующее эмпирическое выражение:

$$r_{LCPE} = 8,369 \cdot TPR_{20,10} - 4,382. \quad (1.1)$$

Практическое условие для определения является ли поле или пучок малыми, заключается в том, что при измерении дозы в поле в заданном качестве расстояние от внешней границы детектора до края поля излучения меньше или больше, чем r_{LCPE} . Следует иметь в виду при этом, что данное условие включает компоненты детекторов, окружающие чувствитель-

ный к радиации объем детектора (RSV), поскольку они существенно влияют на реакцию детектора.

1.1.2. Влияние размера источника излучения и геометрии коллимации пучка

Очевидно, что при коллимации пучка меньше определенной ширины от источника конечных размеров, из точки детектирования будет видна только часть источника. При этом показания детектора будут меньше таковых, полученных для полей с размерами, при которых весь источник находится в поле зрения детектора [4]. Показания по-разному меняются в зависимости от положения детектора благодаря “размытию” и уширению дозового профиля, что показано на рис. 1.3. Если из точки на оси пучка весь источник не виден, то геометрическая полутень распространяется на все поперечное сечение поля. В таких условиях традиционные методы определения размеров поля, такие как измерение ширины на полувысоте, неприменимы, т.к. дают завышенные результаты.

Для достаточно больших размеров полей, при которых достигается электронное равновесие, и источник полностью виден из точки детектирования, ширина на половине высоты дозового профиля точно определяет размеры поля, так как его края будут примерно на 50 %-ом уровне распределения (рис. 1.3a)

Когда размер поля становится того же порядка, что и поперечный пробег электронов, полутени от противоположных краев поля перекрываются, что вызывает определенную погрешность в определении размера поля через ширину на полувысоте (рис. 1.3b).

Однако в случае малых полей, определение их размеров через ширину на полувысоте дозового распределения вообще невозможно, так как результирующее распределение из-за перекрытия двух областей полутени имеет заниженный максимум, и, следовательно, его половина будет также смещена относительно правильного положения, вызывая завышение размеров поля (рис. 1.3c).

Также на дозовый профиль сильно влияет геометрия коллимации пучка. Малые поля хотя и создаются “вторичными” круглыми или многолепестковыми коллиматорами, находящимися после “основных”, но положение последних также существенно влияет на рассеяние в головке ускорителя. Было показано [5], что профиль пучка может быть значительно изменен положением шторок первичного коллиматора.

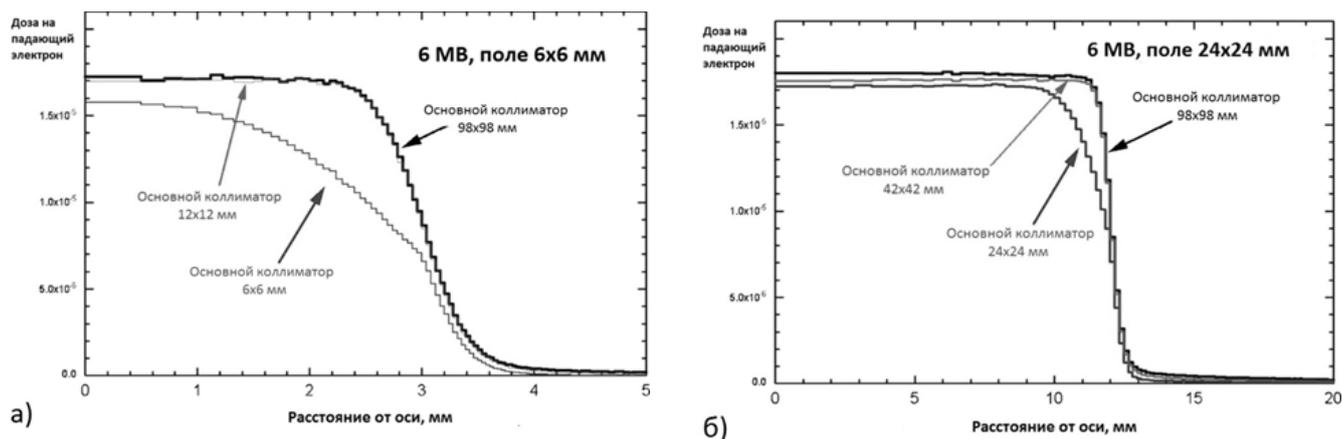


Рис. 1.4. Изменение характера профиля в зависимости от апертуры первичных коллиматоров [5]

Это отражено на рис. 1.4, где приведены профили для пучков 6 МВ с размерами 6×6 мм и 24×24 мм и при различном положении шторок.

1.2. Влияние изменения спектра на отношение массовых тормозных способностей воды и воздуха

Еще одним существенным результатом уменьшения размеров поля и пучка в ЛТ является ужесточение спектра фотонов в пучке. Происходит это вследствие того, что в спектрально-угловом распределении тормозного излучения фотоны, вылетающие из мишени под малыми углами по отношению к направлению падения пучка электронов, генерирующих тормозное излучение, имеют в среднем более высокую энергию, чем остальные. Второй причиной ужесточения является эффект фильтрация пучка в ЛУЭ при прохождении через сглаживающий фильтр, который имеет конусообразную форму, и, следовательно, фотоны, идущие под малыми углами относительно оси пучка, проходят большую толщину тяжелого материала, чем идущие под большими углами.

Уменьшение размера пучка приводит также к уменьшению рассеяния излучения внутри головки ускорителя, а также к уменьшению компонента рассеяния в водном фантоме или облучаемом объекте. Общая картина ужесточения спектра иллюстрируется на рис. 1.5 для пучка тормозных фотонов 6 МВ [8]. Средняя энергия спектров, представленных на рис. 1.5, изменяется от 1,3 МэВ (10×10 см) до 2,0 МэВ (0,5×0,5 см).

Слабая зависимость отношения массовых тормозных способностей воды и воздуха $((s/\rho)_{air}^w$ или $s_{w, air}$) от энергии известна достаточно давно [9]. На рис. 6 показана зависимости данного отношения для пучка 6 МВ со спектрами фотонов, соответствующих полям разных размеров. Различие между зависимостями и данными для опорного (референсного) поля 10×10 см лежит в пределах ~0,3 %. Это свойство играет очень важную роль в абсолютной дозиметрии, так как в ней применяются ионизационные камеры с воздушным наполнением. Если в ускорителе на 6 МВ не используется сглаживающий фильтр, то различие в $s_{w, air}$

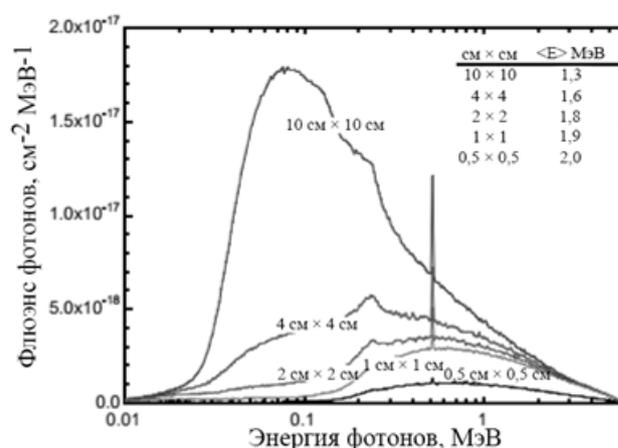


Рис. 1.5. Изменение спектра фотонов в небольшом объеме водного фантома на глубине 10 см в зависимости от размеров поля для пучка тормозных фотонов 6 МВ [8]

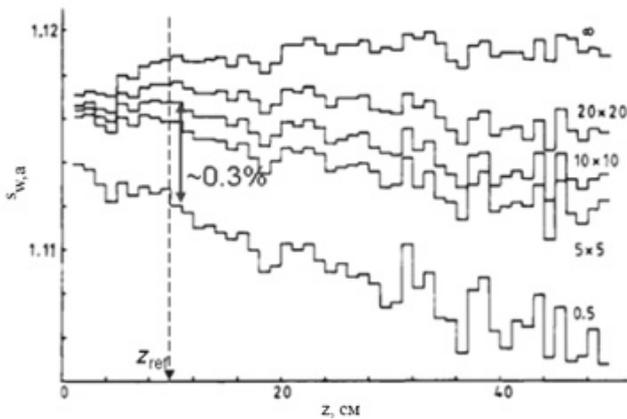


Рис. 1.6. Зависимость отношения $s_{w,air}$ от размера поля и глубины для пучка 6 МВ [9]

остается такого же порядка ($\sim <0,5\%$). Однако как будет видно далее, данное преимущество в постоянстве $s_{w,air}$ при вариациях спектра не играет решающую роль из-за влияния других возмущающих факторов, связанных с особенностями ионизационных камер.

1.3. Эффекты, связанные с особенностями детекторов

В дополнение к ограничениям, накладываемым внутренними характеристиками радиационных полей и коллимацией пучков на дозиметрию малых пучков, существуют еще два важных аспекта. Они связаны с размером детекторов по отношению к размеру поля и возмущающими факторами, связанными с материалом детекторов и их конструкцией.

1.3.1. Размер детекторов против размера поля

Многие годы ионизационные камеры (ИК) являлись основой радиационной дозиметрии конвенциональных полей. С другой стороны, хорошо известно, что они не очень удобны для работы в областях с высоким градиентом дозы, так как это требует уменьшения размера ИК, но тогда ухудшается отношение сигнал/шум ИК. При работе в конвенциональных полях данное обстоятельство не является сильным ограничением, но при переходе к дозиметрии малых полей, имеющих значительный градиент в поперечном профиле дозы, оно становится актуальным. Пример приводится на рис. 1.7. Рисунок демонстрирует эффект усреднения ответа детектора по объему чувствительной области.

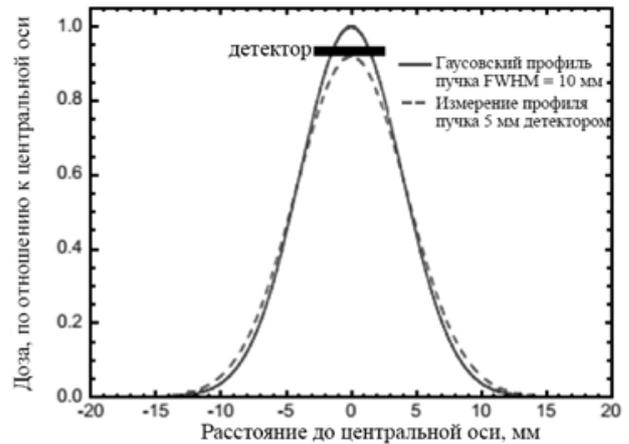


Рис. 1.7. Иллюстрация эффекта усреднения по объему; обозначения: — — гипотетический гауссовский профиль с FWHM (полная ширина на половине высоты)=10 мм; - - - - средний профиль, который был бы измерен детектором 5 мм длины [10]

Если размеры поля меньше размеров детектора и частицы пересекают только часть чувствительного объема, или если профиль флюенса неоднороден по объему детектора, ответ детектора, усредненный по объему будет некорректным. Для его корректировки в этом случае требуется применение специального поправочного фактора, который получают с помощью численного интегрирования по объему чувствительной области детектора.

1.3.2. Эффекты возмущения

Эффекты возмущения, вносимые в поле излучения от ИК и отражающиеся на показаниях камер, работающих в режиме абсолютного измерения дозы на основе принципа Брэгга-Грея, хорошо известны. Они обусловлены изменением потока частиц, вызванным внесением детектора, по сравнению с потоком частиц в воде. Для учета данных эффектов возмущения (воздушная полость камеры, стенки, центральный электрод и др.) вводятся дополнительные поправочные факторы на присутствие ИК в однородной среде. Расчетная формула для дозы имеет вид:

$$D_{w,Q}(z_{ref}) = D_{air,Q}(z_{ref}) \cdot s_{w,air} \cdot p_{ch,Q}, \quad (1.2)$$

где $p_{ch,Q} = p_{cav} \cdot p_{dis} \cdot p_{wall} \cdot p_{cell}$ — полный фактор возмущения, определяемый как произведение малых и независимых факторов возмущения, учитывающих влияние отдельных частей ИК в пучке качеством Q , и имеющих следующий смысл:

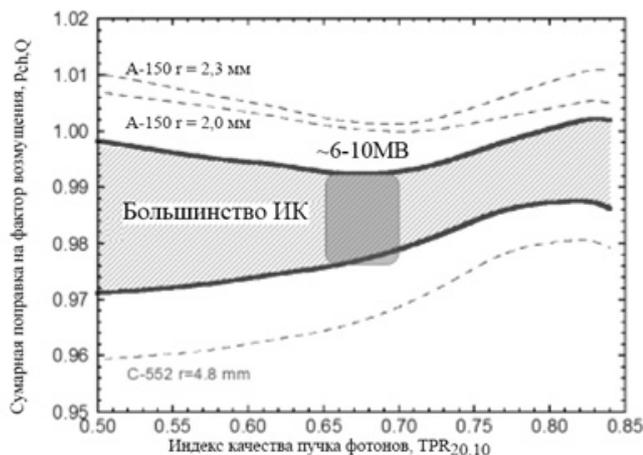


Рис. 1.8. Среднее значение полного поправочного фактора на возмущение $p_{ch,Q}$ для более чем 50 ИК в зависимости от качества пучка тормозных фотонов МТИ, определяемого величиной $TPR_{20,10}$ [11]

p_{dis} – учитывает возмущение, связанное с замещением определенного объема среды воздушной полостью ионизационной камеры;

p_{wall} – учитывает возмущение, связанное с отличием плотности и элементного состава стенок камеры от воды;

p_{cel} – учитывает возмущение, связанное с отсутствием воздухоэквивалентности у центрального электрода камеры;

p_{cav} – учитывает возмущение флюенса электронов в воздушной полости; этот эффект важен для пучков электронов, и им пренебрегают в случае пучков фотонов.

Для широких пучков значения возмущающих факторов невелики (порядка нескольких процентов) и не зависят от размера поля и средней энергии фотонов для большинства коммерческих камер, что показано на рис. 1.8. И как правило, они уже включены в калибровочный коэффициент $N_{D,w}$. Однако в малых полях значения этих факторов непостоянны, зависят от размера поля и, как показано на рис. 1.9, достигают 10 % и больше.

В заключение этого раздела коротко прокомментируем роль твердотельных детекторов (кремниевые диоды, природные и синтетические CVD – химическое осаждение из паровой фазы – алмазы, пластиковые сцинтилляторы, МОП-транзисторы и т.д.). Обоснованием интереса к этим детекторам в основном является их массовая плотность, которая намного выше,

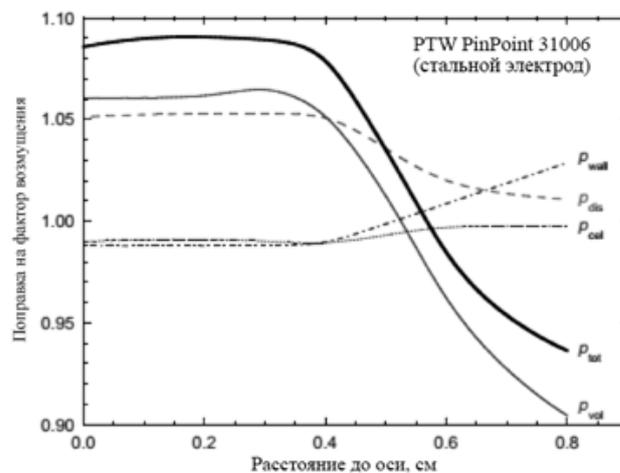


Рис. 1.9. Зависимость значений возмущающих факторов, рассчитанных методом Монте-Карло для ИК PTW PinPoint 31006 в пучке размером $0,8 \times 0,8$ см, от расстояния до оси пучка. Кривая со значком $ptot$ соответствует полному фактору [11]

чем плотность воздуха в ионизационных камерах, что позволяет применять малые объемы чувствительных областей детекторов при высоких соотношениях сигнал/шум. Это обеспечивает высокое пространственное разрешение, в то время как частные объемные эффекты возмущения минимизируются.

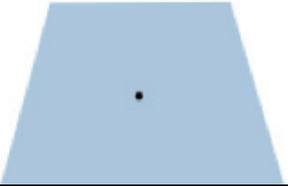
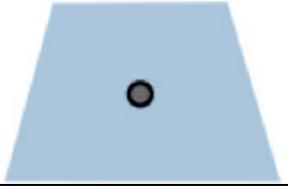
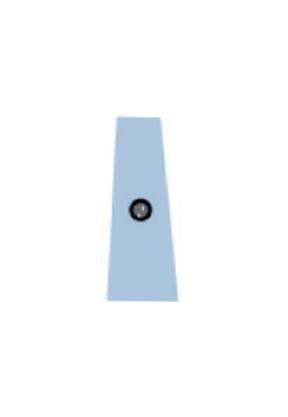
Твердотельные детекторы позволяют преодолевать некоторые ограничения, относящиеся к использованию небольших ИК (например, отношение сигнал/шум, поправки на полярность, электродные эффекты, утечка и т. д.), и их применение для относительной дозиметрии за последние годы увеличилось. Во многих случаях они предпочтительнее небольших ИК. Однако существуют определенные проблемы, которые возникают по отношению к их внутреннему материалу и конструкции для тех твердотельных детекторов, которые иногда применяются для измерений в малых полях, и требуют значительных корректировок.

1.4. Факторы возмущения и теория полости

Строго говоря, дозиметрия на основе расчетов по методу Монте-Карло не требует равновесия заряженных частиц (РЗЧ), но большая часть применяемых формул для преобразования D_{det} в D_{med} основывается на приближениях на основе РЗЧ. Например, обычное применение отношения тормозных способностей среды

Таблица 1.1

Применимость теории Брэгга-Грея в различных ситуациях [11]

Тип пучка	Конфигурация пучек-детектор	Флюенс в детекторе и среде	Применимость теории Брэгга-Грея
(a) Широкий/большой		$\Phi_{det} = \Phi_{med}$	Идеальный детектор (\cong В-Г), ТСРЕ $D_{med,Q}(P) = D_{det,Q}(P) s_{med,det}$
(b) Широкий/большой		$\Phi_{det} \approx \Phi_{med}$	Реальный детектор (\approx В-Г), ТСРЕ, $D_{med,Q}(P) = \bar{D}_{det,Q}(P) s_{med,det} \prod p_i$ малые, почти независимые возмущения \Rightarrow корректирующийся p_i
(c) Узкий/малый		$\Phi_{det} \neq \Phi_{med}$	Реальный детектор (\neq В-Г), отсутствует ТСРЕ, $D_{med,Q}(P) \neq \bar{D}_{det,Q}(P) s_{med,det} \prod p_i$ большие, не независимые возмущения \Rightarrow теория Брэгга-Грея не работает. Используются рассчитанные методом Монте Карло: $F_{det,Q} = \frac{D_{med,Q}(P)}{\bar{D}_{det,Q}}$ (c) сводится к (b) при $\Phi_{det} \approx \Phi_{med}$, т.е. $F_{det,Q} = s_{med,det} \prod p_i$

и детектора $s_{med,det}$ основано на приближении постоянного флюенса электронов $\Phi_{med} \approx \Phi_{det}$, и отклонения от этого приближения учитываются с использованием факторов возмущения. Теории полости предполагают, что эти факторы являются независимыми и их значения невелики. Как было видно из предыдущего раздела, это не так, т.е. можно говорить о неадекватности теории Брэгга-Грея в этой области. Различные ситуации обобщены в табл. 1.1 [11].

Ограничения, накладываемые несостоятельностью теории Брэгга-Грея, когда $\Phi_{med} \neq \Phi_{det}$, можно преодолеть, определяя полный конверсионный фактор для перехода от Φ_{med} к Φ_{det} методом Монте-Карло. Это достигается расчетом следующих величин:

$$F_{det,Q} = \frac{D_{med,Q}(P)}{\bar{D}_{det,Q}}, \quad (1.3)$$

где $D_{med,Q}(P)$ – поглощенная доза в среде в точке P , определяемая обычно в очень небольшом объеме воды; $\bar{D}_{det,Q}$ – средняя поглощенная доза, рассчитанная внутри детектора. Очевидно, что для случая, когда $\Phi_{med} \approx \Phi_{det}$, уравнение (1.3) с учетом (1.2) преобразуется к следующему:

$$F_{det,Q} = s_{med,det} \cdot p_{ch,Q}. \quad (1.4)$$

1.5. Зависимость флюенса от материала и конструкции детектора

Представляет интерес сравнение спектра электронов и фотонов внутри детекторов, предназначенных для измерения в малых полях, со спектрами в воде и как их различие отражается на поглощенной дозе внутри детекторов. Последние годы предполагалось, что причина различия в поглощении энергии в чувствительной области детектора (RSV) и в объеме воды

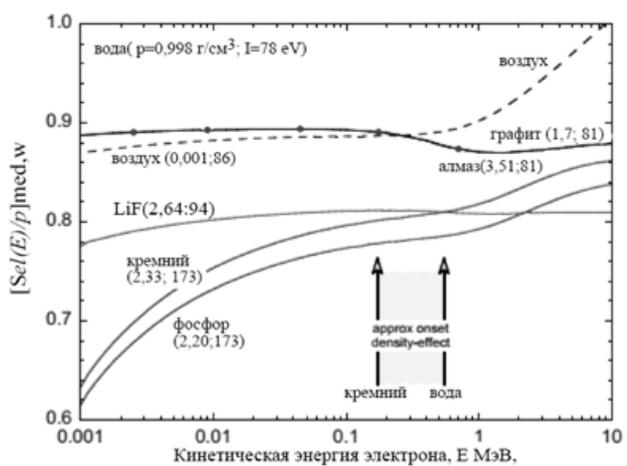


Рис. 1.10. Зависимость отношения массовых электронных тормозных способностей разных материалов к воде $[S_{el}(E)/\rho]_{med,w}$ от энергии электронов [12]

вместе расположения RSV, в основном, связана с различием в массовой плотности среды (вода) и материала чувствительного объема детекторов. Это привело, чтобы сохранить справедливость теории Брэгга-Грея, к введению фактора возмущения на плотность. Относительно недавно появилось мнение, что причина $\Phi_{med} \neq \Phi_{det}$ заключается в разнице массовых тормозных способностей воды и материала RSV, а также конструкционных элементов детекторов [12, 13].

1.5.1. Влияние материала детектора

На рис. 1.10 показано отношение массовых электронных тормозных способностей разных материалов $[S_{el}(E)/\rho]_{med,w}$ для разных энергий электронов. Внутри скобок на рис. 1.10 приводятся значения массовой плотности ρ и средней энергии возбуждения I .

Из рис. 1.10 видно, что энергетическая зависимость отношения массовой тормозной способности материала RSV детектора к воде сильно зависит от значения I и в меньшей степени от плотности электронов ($n_e \sim \rho Z/A$). При низких энергиях электронов энергетическая зависимость тормозной способности связана только с величиной I , но при энергиях выше нескольких сотен кэВ действует комбинированный эффект I и плотности электронов n_e . Оба параметра входят в так называемый эффект плотности для массовой тормозной способности электронов δ . Приближенные значения энер-

гий для начала действия δ указаны на рис. 1.10.

Зависимость эффекта плотности от n_e и I можно прояснить из приближенной формулы для массовой электронной тормозной способности [14], которая не включает в явном виде зависимость от массовой плотности среды:

$$\frac{1}{\rho} S_{el} \propto \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[f(\beta) - \ln I - \delta(I^2, \rho \frac{Z}{A}, \beta) \right], \quad (1.5)$$

где $f(\beta)$ – функция скорости электронов в единицах скорости света в вакууме; δ – эффект плотности, являющийся сложной функцией разных величин, среди которых I^2 играет ведущую роль.

Для узких пучков 6 МВ спектр электронов внутри RSV показывает разные тенденции в зависимости от рассматриваемого интервала энергии. При низких энергиях, где эффект плотности практически пренебрежим, материал RSV имеет тормозную способность ниже, чем у воды (из-за большего значения I) и, соответственно, флюенс электронов оказывается больше, чем в воде (рис. 1.11а). Это говорит о независимости флюенса от массовой плотности материала. Тенденция показывает флуктуации при высоких энергиях, так как различие между отношениями тормозных способностей различных материалов при этих энергиях невелики. Дифференциальная поглощенная доза (точнее, дифференциальная ограниченная кема $S_{\Delta,E}$, так как нет смысла говорить в этом случае о поглощенной дозе ввиду отсутствия РЗЧ) может быть рассчитана для каждой энергии как произведение $\Phi_E S_{el}(\Delta, E)/\rho$, где $S_{el}(\Delta, E)/\rho$ – ограниченная тормозная способность для $\Delta=10$ кэВ. Это показано на рис. 1.11б как аппроксимация “дозового спектра”. Пик данного спектра находится в районе 1 МэВ. Интегралы по энергии от спектра показаны на рис. 1.11с. Амплитуда интегралов и порядок их расположения соответствует порядку отношений массовых тормозных способностей для энергии 1 МэВ, показанных на рис. 1.10. Это доказывает, что поглощенная доза в материале RSV детектора определяется комбинированным эффектом величины I и эффекта плотности δ , но не массовой плотности ρ как ведущего параметра. Другими словами, в общем случае наблюдается закономерность увеличения дозы с уменьшением величины I .

1.5.2. Влияние конструкции детектора

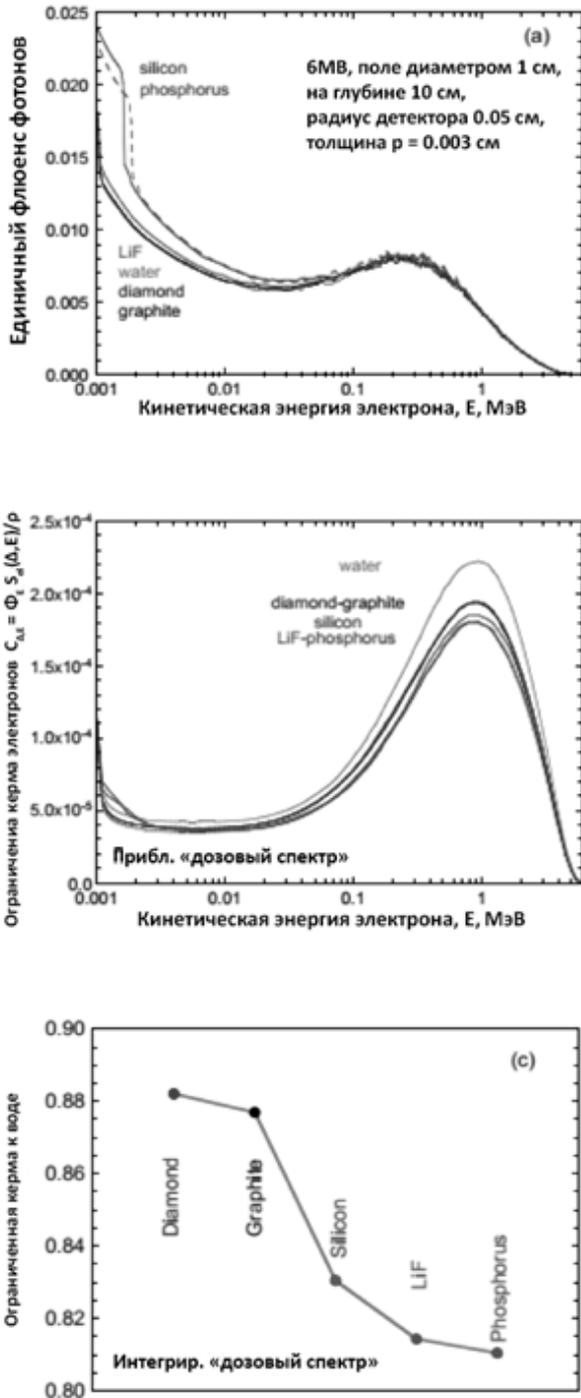


Рис. 1.11. (а) Зависимость дифференциального флюенса электронов на единичный флюенс фотонов в малых объемах различных материалов, расположенных в водном фантоме на глубине 10 см, от энергии электронов для узкого пучка фотонов 6 МВ. (б) Зависимость дифференциальной ограниченной кермы электронов, равной $C_{\Delta,E} = \Phi_e S_e(\Delta,E)/\rho$, от энергии электронов, имеющая максимум при $E \approx 1$ МэВ. (с) Отношения интегрированных по спектру значений ограниченной кермы для разных материалов RSV к воде [12]

На рис. 1.12 представлены энергетические спектры флюенса фотонов, смоделированные методом Монте-Карло внутри RSV разных детекторов, расположенных на глубине 10 см в водном фантоме, с использованием детального описания конструкции детекторов для референсного и малого поля [13].

Из анализа спектров, представленных на рис. 1.12, можно сделать следующие выводы:

- ✓ Для обоих полей спектры в алмазном детекторе практически идентичны таковым в воде (а). Заметна также, как и на рис. 1.5, значительная фильтрация фотонов низких энергий в результате уменьшения размера поля.
- ✓ Для обоих полей спектры в незащищенном детекторе тоже идентичны таковым в воде за исключением пика характеристического излучения, генерируемого в тонкой металлической оболочке кремниевого детектора (b). Заметно также некоторое различие в спектрах диодов разных конструкций (b и с).
- ✓ Для защищенных диодов наблюдается значительная фильтрация фотонов низких энергий, что делает их не похожими на спектры в воде (d). Это является следствием поглощения в материале защиты диодов. По этим причинам диоды с защитой, являющиеся полезными при измерениях в широких полях, не могут рекомендоваться для измерений дозы в малых полях.

Спектры флюенса электронов, которые фактически отвечают за поглощенную дозу в детекторе, наоборот, сильно зависят от материала RSV детекторов (рис. 1.13). Это можно было предполагать из предыдущего обсуждения роли отношения массовых тормозных способностей. Из анализа спектров следует:

- ✓ Несмотря на большое различие в плотности между водой и воздухом, спектры внутри трех ионизационных камер достаточно близки для обоих размеров полей.
- ✓ Для алмазных детекторов, несмотря на большую массовую плотность, спектры подобны спектрам в воде.
- ✓ Спектры для незащищенных и защищенных диодов несильно отличаются друг от друга, но сильно отличаются от спектров в воде, опять подтверждая справедливость важной роли отношения массовых тормозных способностей кремний/вода и большей разницы в значениях I -величины для двух материалов ($I_s/I_w = 2,2$). Относительно небольшая

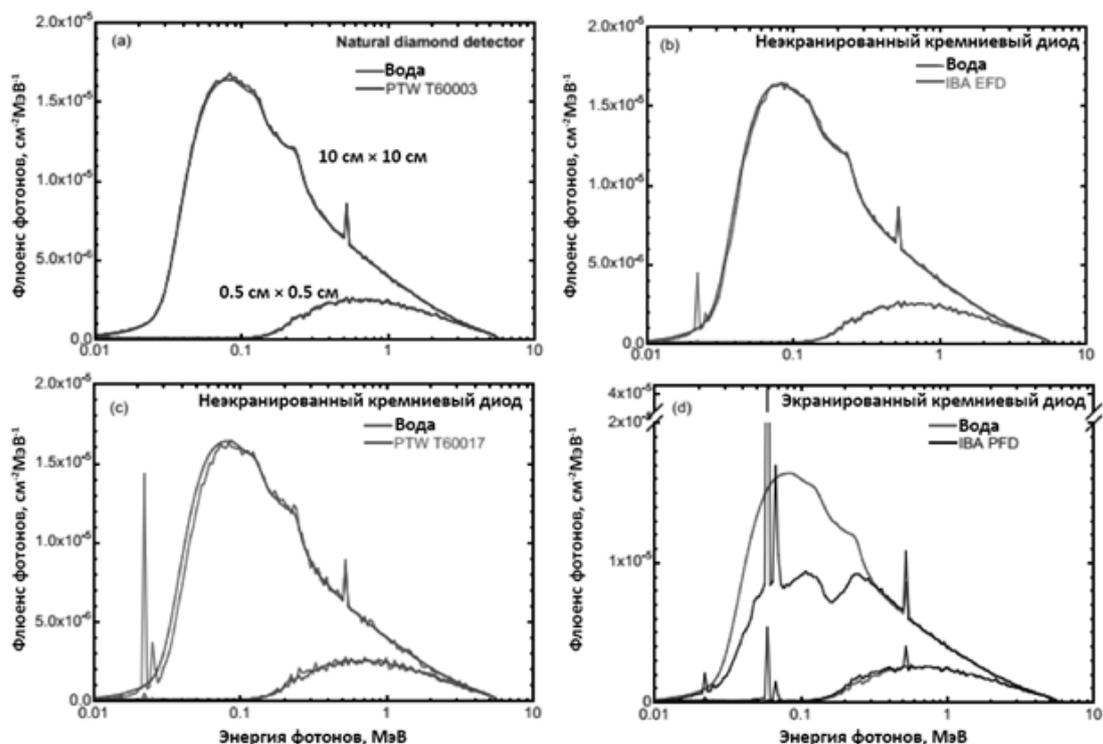


Рис. 1.12. Энергетические спектры флюенса фотонов, смоделированные методом Монте-Карло внутри RSV разных детекторов, расположенных на глубине 10 см в водном фантоме, с использованием детального описания конструкции детекторов для референсного 10×10 см и малого 0,5×0,5 см полей [13]

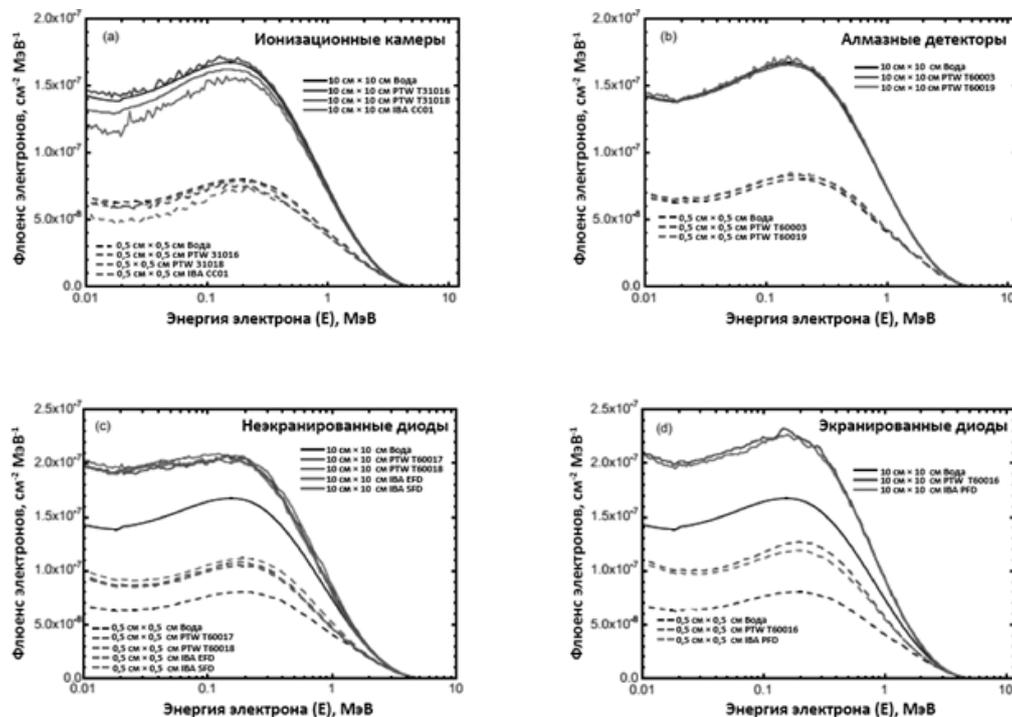


Рис. 1.13. Энергетические спектры флюенса электронов, смоделированные методом Монте-Карло внутри RSV разных детекторов, расположенных на глубине 10 см в водном фантоме, с использованием детального описания конструкции детекторов для референсного 10×10 см и малого 0,5×0,5 см поля; обозначения: — — спектры для поля 10×10 см; - - - - спектры для поля 0,5×0,5 см [13]

разница в спектрах для диодов объясняется небольшой толщиной защитной оболочки диодов.

Полномасштабное моделирование диодов в водном фантоме показывает, что в общем даже для незащищенного диода влияние на флюенс электронов материала с высоким Z , окружающим RSV детектора, более значимо, чем различие во флюенсах между материалом RSV детектора и водой [14].

1.6. Фактор выхода для относительной дозиметрии

В принципе относительная дозиметрия малых полей очень похожа на относительную дозиметрию больших полей, где доза в клиническом поле f_{clin} связано с дозой в стандартном поле f_{ref} ($10 \text{ см} \times 10 \text{ см}$) через так называемый фактор выхода или выходной фактор. Он определяется как отношение дозы в полях f_{clin} и f_{ref} на эталонной глубине z_{ref} .

Для широких пучков это отношение обычно аппроксимируется отношением показаний детектора, то есть:

$$OF_{z_{ref}}(f_{clin}) = \frac{D(z_{ref}, f_{clin}, SAD)}{D(z_{ref}, 10 \times 10, SAD)} \approx \frac{M(z_{ref}, f_{clin}, SAD)}{M_{ref}(z_{ref}, f_{clin}, SAD)}, \quad (1.6)$$

где SAD (расстояние от источника к оси) может быть заменено на SSD (расстояние от источника до поверхности) в зависимости от используемой техники (изоцентрическая или с постоянным SSD). Аппроксимация оправдана практическим постоянством тормозной способности и коэффициентов возмущений при изменении размера поля для больших полей и данного качества фотонного пучка.

Отметим, что новый формализм для эталонной дозиметрии малых полей, реализованный в МАГАТЭ TRS-483 [3], часто упоминаемый как формализм Альфонсо [2], основан на принятии понятия эталонной области машинно-специфического опорного (референсного) поля (msr -поле), f_{msr} . Для аппаратов, которые не могут реализовать стандартные эталонное поле f_{ref} размером $10 \times 10 \text{ см}$, msr -поле принимается как наибольшее возможное поле (точнее, наиболее близкое к полю $10 \times 10 \text{ см}$) в этом ускорителе, например, диаметром 6 см в CyberKnife, $5 \times 20 \text{ см}$ в машине для томотерапии и т. д. Де-

тектор, используемый для измерения в этих полях должен находиться, по меньшей мере, на расстоянии r_{LCPE} от внешней границы поля. Для обычного ЛУЭ msr -поле совпадает со стандартным опорным полем, то есть $f_{msr} \equiv f_{ref} = 10 \text{ см} \times 10 \text{ см}$.

Отметим также, что для композитных пучков, подобных IMRT, в формализме Альфонса введено понятие *plan class specific reference field* – специфического поля для данных типов планов ($pcsr$ -поле), f_{pcsr} , в котором референсное радиационное поле создается из сочетания (суперпозиции) нескольких полей в конфигурации, максимально приближенной к схеме окончатальной клинической доставки дозы. Разработка критериев для определения дополнительных полей, к сожалению, была довольно скудной, но сейчас подготавливаются рекомендации по дозиметрии в составных полях.

Для относительной дозиметрии малых f_{clin} -пучков приближенное уравнения (1.6), однако, неприменимо. Причина в том, что даже если для заданного пучка значение отношения тормозных способностей практически постоянно с размером поля, факторы возмущения и эффекты усреднения по объему существенно зависят от типа и размера детектора, от размера поля и типа ускорителя (эффективный размер источника). Поэтому необходимо строго применять определение выходного фактора как отношения доз в двух полях, которое для клинического поля f_{clin} и референсного msr -поля f_{msr} записываются как:

$$\Omega_{\theta_{clin}, \theta_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}} = \frac{D_{w, \theta_{clin}}^{f_{clin}}}{D_{w, \theta_{msr}}^{f_{msr}}} = \frac{M_{\theta_{clin}}^{f_{clin}}}{M_{\theta_{msr}}^{f_{msr}}} \cdot k_{\theta_{clin}, \theta_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}. \quad (1.7)$$

где символы $\Omega_{\theta_{clin}, \theta_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ (или $\Omega_{\theta_{clin}, \theta_{ref}}^{f_{clin}, f_{ref}}$) с написанными явно полями и характеристиками пучка, используются в формализме Альфонса [2] и в МАГАТЭ TRS-483 [3]; Ω называется выходным фактором поля. Подчеркнем, что соотношение доз в среднем члене уравнения (7) заменяется крайним правым членом, который включает в себя отношение показаний детектора, т.е. как и в уравнении (6), но умножается на коэффициент $k_{\theta_{clin}, \theta_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$. Этот множитель называется “поправочный выходной фактор поля” и он преобразует отношение показаний детектора в истинное отношение доз.

Из уравнения (1.7) следует, что фактор поля определяется как отношение поглощенных доз в воде. Это отношение может быть расчи-

тано напрямую при помощи моделирования по методу Монте-Карло. В качестве альтернативы, фактор поля получают через отношение показаний детектора, умноженное на поправочный фактор $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$, в котором учитываются различия между откликами детектора в полях f_{clin} и f_{msr} в соответствии с уравнением:

$$\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}} = \frac{M_{Q_{clin}}^{f_{clin}}}{M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}} \cdot \left[\frac{D_{w, Q_{clin}}^{f_{clin}} / M_{Q_{clin}}^{f_{clin}}}{D_{w, Q_{msr}}^{f_{msr}} / M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}} \right] \quad (1.8a)$$

или

$$\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}} = \frac{M_{Q_{clin}}^{f_{clin}}}{M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}} \cdot k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}. \quad (1.8b)$$

Поправочный выходной фактор поля $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ вычисляется по методу Монте-Карло [15, 16] или экспериментальным сравнением с “идеальным” детектором. Каждый из подходов имеет свои достоинства и недостатки:

- ✓ Метод Монте-Карло может очень точно имитировать любую конфигурацию детектор–размер поля–ЛУЭ, но предполагает, что все детекторы данной модели и изготовления идентичны. Игнорирование различий между детекторами, особенно для небольших ионизационных камер или твердотельных детекторов, часто является слишком оптимистичным, что может быть компенсировано только увеличением оценки неопределенности (например, неопределенности типа В) поправочного выходного коэффициента поля. Кроме того, описание геометрии, предоставляемое производителями, может быть недостаточно точным и потенциальное влияние электрического поля вокруг RSV детектора, которое может повлиять на отклик детектора, игнорируется.
- ✓ Экспериментальное определение зависит не только от точности (повторяемости и воспроизводимости) измерений, но также основано на использовании детектора, который предполагается практически “идеальным”, т. е. необходимые коррекции хорошо известны или на его показания не влияют возмущения или ограничения любого рода или особые условия использования. Последнее относится к потенциально сложной методологии измерения с некоторыми детекторами; например, жидкая ионизационная камера имеет высокие рекомбинационные эффекты, которые требуют значительных корректировок показаний для их перевода к состоянию насыщения; реакция определен-

ных алмазных детекторов показывает сильную зависимость от мощности дозы и т.д.

Некоторые детекторы могут считаться высоко пригодными для относительной дозиметрии, например радиохромные пленки ЕВТ. Однако и для них ICRU-91 [17] указывает на недостатки, связанные с необходимостью разработки специального протокола измерений из-за нелинейного отклика и ограниченной воспроизводимости при низких дозах. Другие детекторы предполагаются “идеальными”, в основном, их разработчиками. Подробный обзор химических и твердотельных детекторов приводится в работе [18].

Данные из МАГАТЭ TRS-483 [3] для поправочных факторов $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ ряда разных типов детекторов, с $f_{ref} = f_{msr}$, в большом диапазоне значений, полученных для разных типов де-

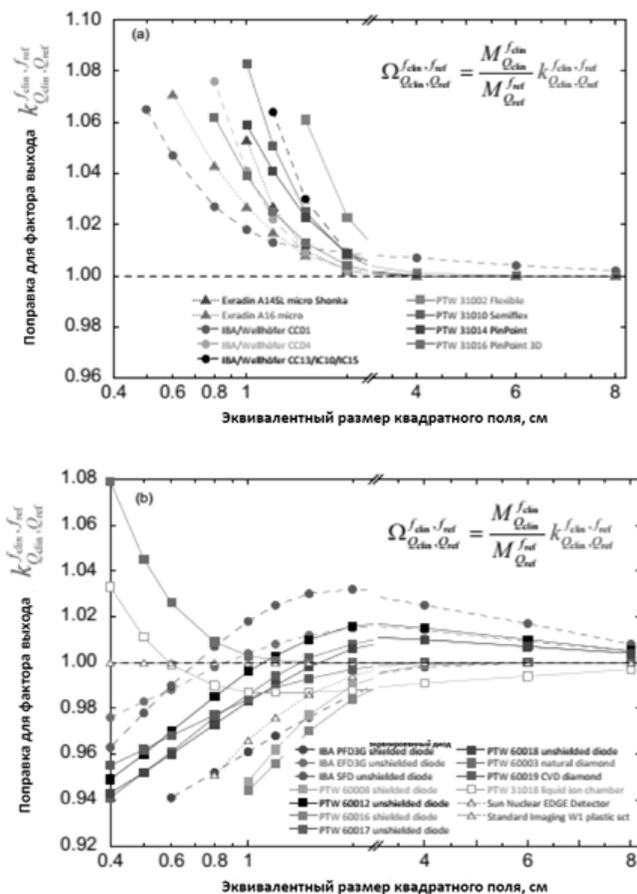


Рис. 1.14. Зависимость поправочного выходного фактора $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ от размера поля для разных типов детекторов и пучков 6 МВ тормозного излучения: а – небольшие ионизационные камеры; б – твердотельные детекторы [3]

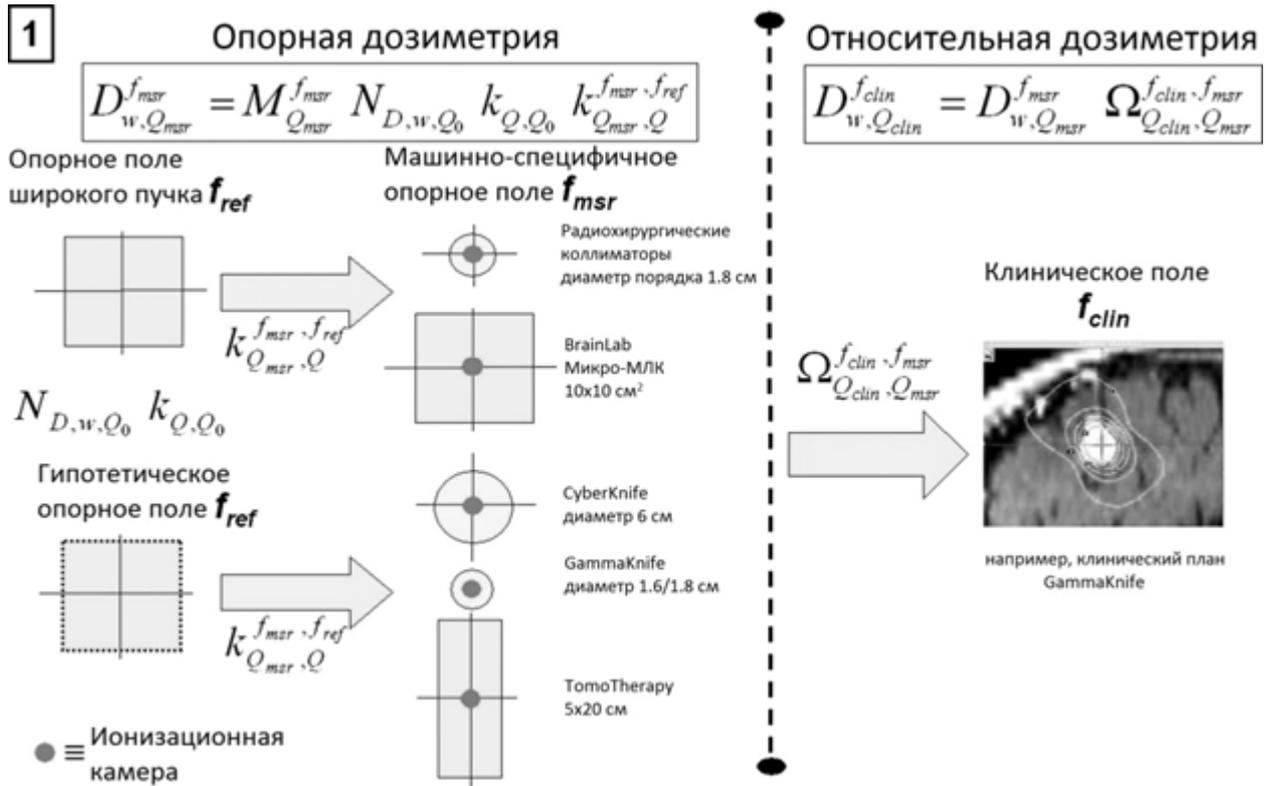


Рис. 1.15. Схематическое представление дозиметрии малых статических полей с использованием концепции машинно-специфичного опорного поля [2]

текторов, особенно для самых маленьких размеров поля, показаны на рис. 1.14. Эти значения были определены из статистического анализа результатов, полученных в большом количестве публикаций, содержащих расчеты по Монте-Карло и экспериментальные данные. Из рис. 1.14 видно, что для самых малых размеров поля некоторые детекторы требуют применения значительного поправочного выходного фактора поля, существенно превышающего рекомендуемый максимум $\pm 5\%$ для любого типа коррекции (см., например, [3]). Кроме того, подходящий для малых полей детектор может стать непригодным для средних или больших полей или наоборот. Примером первого является неэкранированный диод для малых размеров поля, а для последнего – ионизационная камера фермерского типа. Самый разумный подход – выполнять измерения в малых пучках с различными типами детекторов, используя соответствующие поправочные факторы поля

$k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$, и назначить их среднее значение выходному фактору поля $\Omega_{Q_{clin}, Q_{ref}}^{f_{clin}, f_{ref}}$. Получение согласованности в определении входных коэффициентов поля с разными типами детекторов, вероятно, является наилучшим подходом к обеспечению точности дозиметрии малых полей [14].

Хотя относительная дозиметрия концептуально проста, эффекты возмущения значительно влияют на значения поправочных выходных факторов поля для разных типов детекторов, поэтому эти факторы нельзя определять только через отношения показаний детектора. Влияние конструкции детектора может быть значительным, как в случае с некоторыми кремниевыми диодами. Сравнение различных поправочных факторов между различными типами детекторов дает ценную информацию об их адекватности для дозиметрии малых полей.

В качестве обобщения на рис. 1.15 приводится графическое представление процесса

определения поглощенной дозы в воде для малых статических полей через использование машинно-специфичного опорного поля.

Список литературы

1. INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Absorbed Dose Determination in External Beam Radiotherapy: An International Code of Practice for Dosimetry Based on Standards of Absorbed Dose to Water, Technical Reports Series No. 398, IAEA, Vienna (2000).
2. Alfonso R., Andreo P., Capote R. et al. A new formalism for reference dosimetry of small and nonstandard fields, *Med. Phys.* 2008. Vol. 35. P. 5179–5186.
3. INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Dosimetry of Small Static Fields Used in External Beam Radiotherapy: An International Code of Practice for Reference and Relative Dose Determination. IAEA TRS 483, Vienna, 2017.
4. Das I.J., Ding G.X., Ahnesjo A. Small fields: Nonequilibrium radiation dosimetry // *Med. Phys.* 2008. Vol. 35. P. 206–215.
5. Ding G. X., Duggan D. M., Coffey C. W. Commissioning stereotactic radiosurgery beams using both experimental and theoretical methods // *Phys. Med. Biol.* 2006. Vol. 51. P. 2549–2566.
6. Li X. A. et al. Lateral electron equilibrium and electron contamination in measurements of head-scatter factors using miniphantoms and brass caps // *Med. Phys.* 1995. Vol. 22. P. 1167–1170.
7. Papaconstadopoulos P. On the detector response and the reconstruction of the source intensity distribution in small photon fields. PhD thesis, PID: 141364. McGill University, Montreal, 2016. <http://digitool.Library.McGill.CA:80/R/-?func=dbin-jump-full&objectid=141364&silolibrary=GEN01>.
8. Benmakhlouf H., Sempau J., Andreo P. Output correction factors for nine small field detectors in 6 MV radiation therapy photon beams: a PENELOPE Monte Carlo study // *Med. Phys.* 2014. Vol. 41. P. 041711.
9. P. Andreo and A. Brahme. Stopping power data for high-energy photon beams // *Phys. Med. Biol.* 1986. Vol. 31. P. 839–858.
10. Wuerfel J.U. Dose measurements in small fields // *Med. Phys. Int.* 2013. Vol. 1. P. 81–90.
11. Andreo P., Burns D. T., Nahum A.E. et al. Fundamentals of Ionizing Radiation Dosimetry. Weinheim, Germany, Wiley-VCH. 2017.
12. Andreo P., Benmakhlouf H. Role of the density, density effect and mean excitation energy in solid-state detectors for small photon fields // *Phys. Med. Biol.* 2017. Vol. 62. P. 1518–1532.
13. Benmakhlouf H., Andreo P. Spectral distribution of particle fluence in small field detectors and its implication on small field dosimetry // *Med. Phys.* 2017. Vol. 44. P. 713–724.
14. Andreo P. Review. The physics of small megavoltage photon beam dosimetry. Department of Medical Radiation Physics and Nuclear Medicine, Karolinska University, Hospital, and Department of Oncology-Pathology, Karolinska Institutet, SE-171 76 Stockholm, Sweden. 2017.
15. Bouchard H., Seuntjens J. Ionization chamber-based reference dosimetry of intensity modulated radiation beams // *Med. Phys.* 2004. Vol. 31. P. 2454–2465.
16. Capote R. et al. An EGSnrc Monte Carlo study of the microionization chamber for reference dosimetry of narrow irregular IMRT beamlets // *Med. Phys.* 2004. Vol. 31. P. 2416–2422.
17. ICRU. Prescribing, Recording and Reporting of Stereotactic Treatments with Small Photon Beams. ICRU Report 91. International Commission on Radiation Units and Measurements, Bethesda, MD, 2017.
18. Andreo P., D. T. Burns D.T., A. E. Nahum A.E. et al. Fundamentals of Ionizing Radiation Dosimetry. Weinheim, Germany, Wiley-VCH. 2017.
19. Sheikh-Bagheri, Rogers D. W. O. Monte Carlo calculation of nine megavoltage photon beam spectra using the BEAM code // *Med. Phys.* 2002. Vol. 29. № 3. P. 391–402.
20. Yin Z., Hugtenburg R. P., Beddoe A.H. Response corrections for solid-state detectors in megavoltage photon dosimetry // *Phys. Med. Biol.* 2004. Vol. 49. P. 3691–3702.
21. Mohan R, Chui C., Lidofsky L. Energy and angular distribution of photons from medical linear accelerators // *Med. Phys.* 1985. Vol. 12. P. 592–597.
22. Yin Z., Hugtenburg R.P., Beddoe A. H. Response of silicon diode dosimeters to scattered radiation from megavoltage photon beams // *Radiat. Prot. Dosim.* 2002. Vol. 101. P. 415–428.
23. Krauss A., Kapsch R. P. Experimental determination of kQ factors for cylindrical ionization

- chambers in 10 cm × 10 cm and 3 cm × 3 cm photon beams from 4 MV to 25 MV // *Phys. Med. Biol.* 2014. Vol. 59. P. 4227–4246.
24. Sahoo N., Kazi A.M., Hoffman M. Semi-empirical procedures for correcting detector size effect on clinical MV x-ray beam profiles // *Med. Phys.* 2008. Vol. 35. P. 5124–5133.
25. Kamio Y., Bouchard H. Correction-less dosimetry of nonstandard photon fields: a new criterion to determine the usability of radiation detectors // *Phys. Med. Biol.* 2014. Vol. 59. P. 4973–5002.
26. Sauer O.A. Determination of the quality index “Q” for photon beams at arbitrary field sizes // *Med. Phys.* 2009. Vol. 36. № 9. P. 4168–4172.
27. BJR-25, Central axis depth dose data for use in radiotherapy” // *Brit. J. Radiol.* 1996. Suppl. 25. P. 62–109.
28. Palmans H. Determination of the beam quality index of high-energy photon beams under nonstandard reference conditions // *Med. Phys.* 2012. Vol. 39. № 9, P. 5513–5519.
29. Almond P.R., Biggs P.J., Coursey B.M. AAPM’s TG-51 protocol for clinical reference dosimetry of high-energy photon and electron beams // *Med. Phys.* 1999. Vol. 26. № 9. P. 1847–1870.
30. PTW. Absorbed Dose Determination in Small Fields of High Energy Photon Beams. Based on the German Standard DIN 6809 8. www.ptw.de.
31. Scott A.J.D., Kumar S., Nahum A.E., Fenwick J.D. Characterizing the influence of detector density on dosimeter response in non-equilibrium small photon fields // *Phys. Med. Biol.* 2012. Vol. 57. P. 4461–4476.
32. Andreo P., Palmans H., Martensdyttir M. et al. On the Monte Carlo simulation of small-field micro-diamond detectors for megavoltage photon dosimetry // *Phys. Med. Biol.* 2016. Vol. 61. P. L1–L10.
33. Griessbach I., Lapp M., Bohsung J. et al. Dosimetric characteristics of a new unshielded silicon diode and its application in clinical photon and electron beams // *Med. Phys.* 2005. Vol. 32. P. 3750–3754.
34. Papaconstadopoulos P., Tessier F., Seuntjens J. On the correction, perturbation and modification of small field detectors in relative dosimetry // *Phys. Med. Biol.* 2014. Vol. 59. P. 5937–5952.
35. Sauer O. A., Wilbert J. Measurement of output factors for small photon beams // *Med. Phys.* 2007. Vol. 34. P. 1983–1988.
36. Araki F. Monte Carlo study of a Cyberknife stereotactic radiosurgery system // *Med. Phys.* 2006. Vol. 33. P. 2955–2963.
37. Francescon P., Cora S., Cavedon C., Scalchi P. Application of a Monte Carlo-based method for total scatter factors of small beams to new solid state micro-detectors // *J. Appl. Clin. Med. Phys.* 2009. Vol. 10. P. 2939.
38. Cranmer-Sargison G., Weston S., Evans J.A. Monte Carlo modelling of diode detectors for small field MV photon dosimetry: detector model simplification and the sensitivity of correction factors to source parameterization // *Phys. Med. Biol.* 2012. Vol. 57. P. 5141–5153.
39. Fenwick J.D., Kumar S., Scott A.J.D., Nahum A.E. Using cavity theory to describe the dependence on detector density of dosimeter response in non-equilibrium small fields // *Phys. Med. Biol.* 2013. Vol. 58. P. 2901–2923.
40. Eklund K., Ahnesjo A. Modeling silicon diode energy response factors for use in therapeutic photon beams // *Phys. Med. Biol.* 2009. Vol. 54. P. 6135–6150.
41. Eklund K., Ahnesjo A. Modeling silicon diode energy response factors for small photon fields // *Phys. Med. Biol.* 2010. Vol. 55. P. 7411–7423.
42. Eklund K., Ahnesjo A. Fast modelling of spectra and stopping-power ratios using differentiated fluence pencil kernels // *Phys. Med. Biol.* 2008. Vol. 53. P. 4231–4247.
43. Khan F.M. *The Physics of Radiation Therapy*. Second Edition. – Warley company. 1994.
44. Serago C.F., Houdek P.V., Hartmann G.H. et al. Tissue maximum ratios (and other parameters) of small circular 4,6,10,15 and 24 MV X-ray beams for radiosurgery // *Phys. Med. Biol.* 1992. Vol. 37. № 10. P. 1943–1956.
45. Kamio Y., Bouchard H. Correction-less dosimetry of nonstandard photon fields: a new criterion to determine the usability of radiation detectors // *Phys. Med. Biol.* 2014. Vol. 59. P. 4973–5002.

DOSIMETRY OF SMALL FIELDS OF HIGH ENERGY BREMSSTRAHLUNG RADIATION OF MEDICAL ELECTRON ACCELERATORS. PART 1V.A. Klimanov^{1,2}, Yu.S. Kirpichev^{3,4}, M.A. Kolyvanova², P.V. Kazantsev⁵, A.N. Moiseev⁶¹ National Research Nuclear University MEPHI, Moscow, Russia² A.I. Burnazyan Federal Medical Biophysical Center, Moscow, Russia³ N.N. Blokhin National Medical Research Center of Oncology,
Ministry of Health of the Russian Federation, Moscow, Russia⁴ Center of Radiation Therapy "OnkoStop", Moscow, Russia⁵ International Atomic Energy Agency⁶ LLC "Medskan", Moscow, Russia

The paper presents an analytical review of the current state in the field of dosimetry of small fields generated by bremsstrahlung beams with a small cross section. Such beams are increasingly being used in modern technologies of distant radiation therapy (RT). However, experimental dosimetry of small fields encounters certain difficulties, primarily related to the violation of Bragg-Gray conditions in this area, large values of correction factors and inadequate assumptions about the mutual independence of individual field disturbance factors when introducing dosimetric detectors into it. Two years ago, the IAEA published TRS-483, in which the results of research in the field of small fields dosimetry of bremsstrahlung radiation with a maximum energy of up to 10.0 MeV were analyzed in sufficient detail. The range of higher energies is not well investigated, so this work consists of two parts. The first part deals with the specific problems of absolute and relative dosimetry of small fields, in particular, the criteria for small field, the influence on the detector readings of the variation in the photon spectrum, the size, the material of the sensitive area and the design of the detectors, the field perturbations by introducing the detectors and the output factors for the narrow beams of the bremsstrahlung radiation with a maximum energy of up to 10.0 MeV. The second part analyzes the available literature information for higher energies. In conclusion, the conditions are considered under which there is no need to use complex techniques developed for the dosimetry of small fields, i.e. a field can be considered as not belonging to the class of small fields.

Key words: *distant radiation therapy, bremsstrahlung, dosimetry of small fields*

E-mail: vaklimanov@mail.ru