

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАЗМЕРА ФОКУСНОГО ПЯТНА ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ БЕТАТРОНА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ КОЛЛИМАТОРОВ

© 2021 г. В. Б. Сорокин^{а,*}, Е. Л. Маликов^а

^а Инженерная школа неразрушающего контроля и безопасности Национального исследовательского Томского политехнического университета
Россия, 634050, Томск, ул. Савиных, 7

*e-mail: sorvb@tpu.ru

Поступила в редакцию 23.09.2020 г.

После доработки 25.10.2020 г.

Принята к публикации 27.10.2020 г.

Приведены результаты тестирования метода измерения фокусного пятна тормозного излучения с использованием “специального свинцового объектива”. Тестирование выполнено на основе экспериментальных распределений дозы в детекторе, полученных при исследовании характеристик тормозного излучения бетатрона на энергию ускорения 4 МэВ. Проведено моделирование метода с использованием набора коллиматоров с различными размерами цилиндрических апертур. Показано, что по сравнению с щелевыми коллиматорами использование коллиматоров с цилиндрическими апертурами, в том числе и “специального свинцового объектива”, приводит к взаимозависимости результатов измерений по разным направлениям.

DOI: 10.31857/S0032816221020221

ВВЕДЕНИЕ

Тормозное излучение (т.и.) бетатронов используется в неразрушающем контроле, в системах досмотра. Ведутся работы по применению бетатронов в томографии.

Наиболее важным параметром, определяющим результаты контроля, является размер фокусного пятна т.и., и задача определения этого параметра всегда была актуальной.

В 60-х годах обсуждался метод определения размеров фокусных пятен т.и. бетатронов, основанный на принципе действия камеры-обскуры [1]. Полагалось, что распределение дозы в детекторе, идентичное распределению квантов т.и. в фокусе, можно получить с применением “специального свинцового объектива” (с.с.о.), содержащего коллиматор с цилиндрической апертурой диаметром 0.1–0.2 мм.

В работе [2] с.с.о. упоминался как средство определения размеров фокусных пятен т.и. экспериментальных бетатронов, но методика измерения и получаемые при этом распределения дозы в детекторе опубликованы не были.

В оптике однозначное соответствие между зрительным восприятием объекта и его изображением в камере-обскуре достигается применением тонкой диафрагмы из поглощающего свет материала с малым отверстием.

Полное поглощение квантов т.и., даже в относительно толстых и выполненных из наиболее плотных материалов с высоким атомным номером диафрагмах, невозможно. Кроме того, использование толстых диафрагм, коллиматоров, заведомо исключает однозначное соответствие между распределениями квантов на поверхности мишени и дозы в детекторе из-за наличия полутеней в распределении квантов по поверхности детектора.

Применение с.с.о. — попытка компромиссного решения вышеуказанных противоречий. При этом полагается, что распределение дозы в детекторе и распределение квантов на поверхности мишени совпадают [3]. Однако отсутствие априорной информации о действительном распределении квантов т.и. на поверхности мишени бетатронов не позволяло экспериментально оценить степень соответствия между распределением квантов в фокусе т.и. и наблюдаемым при использовании с.с.о. распределением дозы в детекторе.

Потребность в источниках т.и. стимулировала совершенствование бетатронов с учетом новых технологий приборостроения. Но до сих пор размеры фокусных пятен т.и. бетатронов пытаются определять с использованием с.с.о. на основе субъективных представлений об его функциональности [3–5].

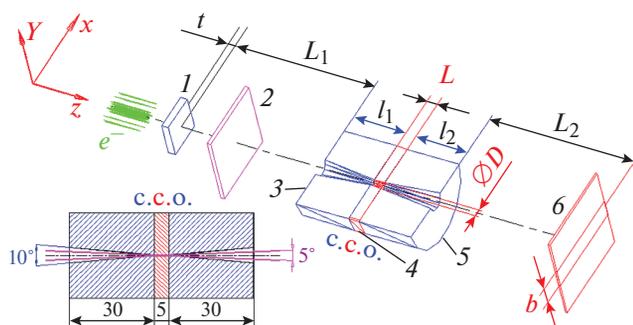


Рис. 1. Схема реализации метода определения размера фокусного пятна т.и. бетатрона с применением коллиматоров с цилиндрической апертурой, в том числе с.с.о. 1 – мишень; 2 – стенка ускорительной камеры; 3, 5 – соответственно входной и выходной коллиматоры с коническими апертурами; 4 – цилиндрический коллиматор; 6 – детектор.

Компьютерное моделирование переноса излучения дает возможность оценить объективность методов определения размеров фокусных пятен т.и.

Численные эксперименты с использованием щелевого коллиматора выявили объективный критерий определения FWHM γ распределения квантов на поверхности мишени, который был подтвержден экспериментальными результатами определения размера фокусного пятна т.и. бетатрона на энергию 4 МэВ. По результатам экспериментальных измерений и компьютерного моделирования была получена полная компьютерная модель т.и. этого бетатрона [6, 7].

Наличие компьютерной модели т.и. бетатрона на 4 МэВ [7] и экспериментальные результаты применения с.с.о. на этом бетатроне дают возможность объективно оценить функциональность метода определения размеров фокусных пятен т.и. бетатронов с применением коллиматоров с цилиндрической апертурой в сравнении с методом с использованием щелевого коллиматора.

ТЕСТИРОВАНИЕ МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЯ ФОКУСНОГО ПЯТНА БЕТАТРОНА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ С.С.О.

Коллиматор с цилиндрической апертурой является основным элементом, определяющим функциональность метода измерения размера фокусного пятна т.и. с использованием с.с.о.

Схема метода измерения фокусного пятна бетатрона с помощью с.с.о. (рис. 1) аналогична схеме метода с использованием щелевого коллиматора [6, 7], только в качестве контрольного объекта на оси пучка т.и. бетатрона установлен с.с.о.

При проведении измерений пучок ускоренных электронов падает в вакууме на мишень 1 из металла с высоким атомным номером, вольфрама или

тантала, толщиной t (рис. 1). Электроны при взаимодействии с атомами материала мишени испытывают ионизационные и радиационные потери энергии и рассеиваются с образованием вторичных электронов. Кванты т.и., излучаемые как первичными, так и вторичными электронами, частично поглощаются материалом мишени, а непоглощенные кванты рассеиваются на электронах атомов материала мишени. Электроны и кванты т.и. выходят из поверхности мишени в различных ее точках под разными углами с разной энергией. Пространственно-энергетическое распределение электронного и тормозного излучений после мишени определяется материалом мишени, ее геометрией и пространственно-энергетическим распределением электронов в падающем на мишень пучке.

Энергетическое и угловое распределения электронного излучения, падающего на мишень, могут быть приняты моноэнергетическими и мононаправленными. Это дает возможность определить энергетические и угловые распределения электронов и квантов т.и. после мишени путем моделирования. Однако отсутствие информации о распределении ускоренных электронов на поверхности мишени не позволяет получить с необходимой точностью распределение электронов и квантов т.и. на поверхности мишени, т.е. определить размер фокусного пятна.

При реализации рассматриваемого метода на оси пучка т.и. устанавливают с.с.о. на расстоянии L_1 от мишени. Выходящие из мишени электроны относительно малых энергий поглощаются стенкой 2 стеклянной ускорительной камеры практически без генерации т.и. Тормозное излучение из мишени проходит через стенку камеры и воздух и попадает на с.с.о. Последний выполнен в виде составного коллиматора: входного коллиматора 3 длиной $l_1 = 30$ мм с конической апертурой, цилиндрического коллиматора 4 с апертурой диаметром 0.2 мм и длиной $L = 5$ мм и выходного коллиматора 5 длиной $l_2 = 30$ мм, аналогичного входному [2, 3].

При таком диаметре апертуры цилиндрического коллиматора кванты т.и. проходят через с.с.о. без взаимодействия с его материалом при углах отклонения от оси коллиматора $< 2.5^\circ$, что меньше угла между осью коллиматора и образующими конических апертур, составляющего 5° .

Остальное т.и. взаимодействует с материалом с.с.о., частично поглощаясь в нем и рассеиваясь с образованием вторичных квантов и быстрых электронов, испытывающих рассеяние и ионизационные и радиационные потери энергии.

Детектор 6 в виде рентгеновской пленки, установленный на расстоянии L_2 от с.с.о., облучается т.и., не только прошедшим через с.с.о. без взаимодействия с его материалом, но и выходящим из

поверхности с.с.о., в том числе из поверхности апертур.

Для тестирования рассматриваемого метода нами использован рентгеновский снимок, полученный при выполнении экспериментальной части работы по исследованию характеристик т.и. бетатрона на энергию ускорения 4 МэВ [4] с применением с.с.о. Ранее размеры фокусного пятна т.и. этого бетатрона были определены с использованием щелевого коллиматора [6, 7].

Для минимизации влияния субъективного фактора на результаты определения размеров фокусного пятна рентгеновский снимок был обработан сканером Epson Perfection V850 Pro, а при исследовании полученного при этом изображения использовалась программа OriginPro.

На рис. 2 показано распределение дозы в рентгеновской пленке в плоскости ускорения бетатрона (по оси X), усредненное в направлении оси Y в интервале от $-b/2 = -3$ мм до $+b/2 = +3$ мм (b – размер области интегрирования распределений дозы в детекторе в направлении, нормальном направлению измерения распределений, см. рис. 1) и скорректированное с учетом различия расстояний L_1 и L_2 , при которых был выполнен снимок. Вид распределения отличается от нормального, его параметры не согласуются с размерами мишени бетатрона, и, вопреки утверждению в [3], это распределение не может быть принятым в качестве копии распределения квантов на поверхности мишени.

В публикациях [2–5] по реализации метода с использованием с.с.о. нет сведений о параметре распределения, который используется в качестве меры размера фокусного пятна. Мы провели анализ экспериментального распределения с выделением его нормальных составляющих и приняли, как и при исследовании метода с использованием щелевого коллиматора, FWHM одной из нормальных составляющих распределения в качестве меры размера фокусного пятна.

Анализ распределения дозы на рис. 2 показал, что аналитическая аппроксимация CCO_X^0 этого распределения представляет собой сумму трех нормальных распределений: CCO_X^1 , CCO_X^2 , CCO_X^3 .

Составляющие CCO_X^1 , CCO_X^2 по величинам их FWHM естественно ассоциировать с наличием конечных апертур с.с.о., а CCO_X^3 – с коллиматором с цилиндрической апертурой диаметром 0.2 мм.

FWHM составляющей CCO_X^3 оказалась равной 0.44 мм, что превышает FWHM у распределения квантов на поверхности мишени бетатрона, определенную при измерениях размера фокусного пятна с использованием щелевого коллиматора (0.36 мм) [6, 7].

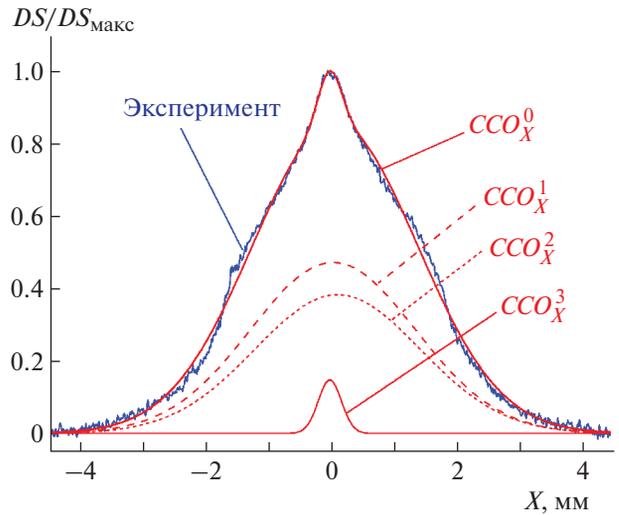


Рис. 2. Экспериментальное распределение дозы DS в детекторе в плоскости ускорения бетатрона при использовании с.с.о. (Эксперимент). CCO_X^0 – аналитическая аппроксимация экспериментального распределения; CCO_X^1 , CCO_X^2 , CCO_X^3 – нормальные составляющие аналитической аппроксимации.

Использование распределения, усредненного в направлении оси Y , минимизировало влияние флуктуаций дозы в рентгеновской пленке и погрешностей, возникающих при ее обработке и анализе. Выбор интервала усреднения оказался некритичным по величине. Анализ усредненных распределений при b от 3 до 8 мм дал практически одинаковые FWHM их нормальных составляющих CCO_X^3 , отклонения не превышали 1%.

К сожалению, использование программы Origin Pro не позволило полностью исключить влияние субъективного фактора при анализе распределения, так как результат анализа в некоторой мере зависит от начальных условий аппроксимации и количества выделенных нормальных составляющих. При различных начальных условиях анализ распределения дозы в детекторе без усреднения по оси Y показал либо отсутствие составляющей CCO_X^3 , либо, что редко, ее наличие, но с FWHM во много раз меньше FWHM, полученной при анализе усредненных распределений.

На рис. 3 в нормированном виде представлены экспериментальное распределение дозы в детекторе и его аналитическая аппроксимация CCO_X^0 , ее нормальная составляющая CCO_X^3 , а также распределения квантов на поверхности мишени (распределение 1) и дозы в детекторе (распределение 2) при наличии только цилиндрического коллиматора, полученные путем моделирования схемы измерений, приведенной в [4].

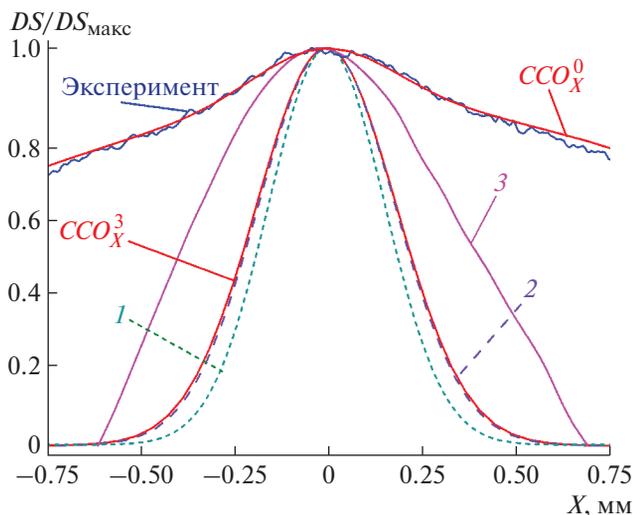


Рис. 3. Сравнение в нормированном виде экспериментальных (Эксперимент) и модельных распределений дозы в детекторе. CCO_X^0 – аналитическая аппроксимация экспериментального распределения; CCO_X^3 – нормальная составляющая аналитической аппроксимации; 1 – модельное распределение квантов на поверхности мишени; 2 – модельное распределение дозы в детекторе при использовании только цилиндрического коллиматора в составе с.с.о.; 3 – зависимость, используемая в публикации [4].

Распределение, полученное при наличии только цилиндрического коллиматора, является нормальным ($FWHM_{ц.к.} = 0.43$ мм). Оно менее отличается от распределения квантов на поверхности мишени, чем CCO_X^3 . Это свидетельствует о том, что наличие коллиматоров с коническими апертурами до и после цилиндрического коллиматора только усложняет анализ распределения дозы в детекторе.

Результаты моделирования с.с.о. показывают наличие зависимости FWHM нормальной составляющей CCO_X^3 от диаметра апертуры цилиндрического коллиматора и положения с.с.о. относительно мишени. Например, изменение расстояний L_1 и L_2 до 200 мм и диаметра цилиндрической апертуры D до 0.3 мм приводит к изменению FWHM нормальной составляющей CCO_X^3 до 0.6 мм.

На рис. 4 показано усредненное по оси X распределение дозы в рентгеновской пленке в аксиальной плоскости бетатрона (по оси Y). Анализ распределения дозы в направлении Y , аналогичный выполненному для направления X , позволил выделить нормальные составляющие $CCO_Y^1, CCO_Y^2, CCO_Y^3$. При этом для составляющей CCO_Y^3 , ассоциируемой с цилиндрическим коллиматором в составе с.с.о., FWHM оказалась намного меньше (1.3 мм) по срав-

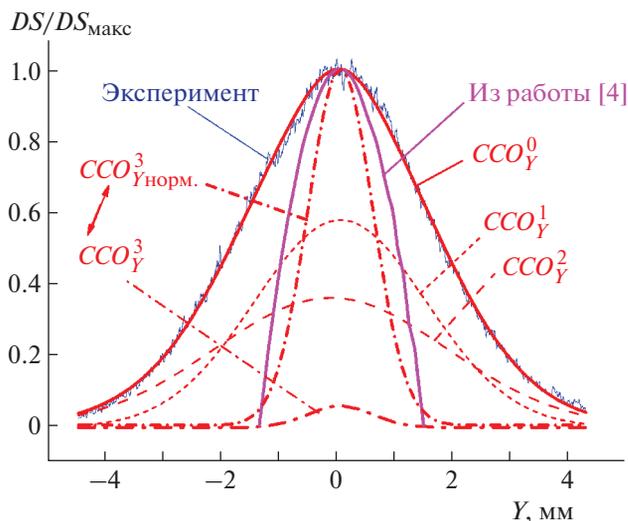


Рис. 4. Экспериментальное распределение дозы DS в детекторе в аксиальной плоскости бетатрона при использовании с.с.о. (Эксперимент). CCO_Y^0 – аналитическая аппроксимация экспериментального распределения; $CCO_Y^1, CCO_Y^2, CCO_Y^3$ – нормальные составляющие аналитической аппроксимации. Сравнение в нормированном виде CCO_Y^0 и $CCO_Y^3_{норм}$ с зависимостью, используемой в публикации [4].

нению с FWHM, полученной с использованием целевого коллиматора (3.5 мм) [6, 7].

На рис. 3 и 4 также представлены распределения, зависимость которых от режимов работы бетатрона использована в [4] в качестве критерия изменения размера фокусного пятна т.и. Зависимости существенно отличаются от сравниваемых с ними распределений CCO_X^3 и CCO_Y^3 . К сожалению, не сообщается, как из экспериментального распределения дозы в рентгеновской пленке были выделены эти зависимости, и не показана связь параметров этих зависимостей с параметрами распределения квантов на мишени.

МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЯ ФОКУСНОГО ПЯТНА БЕТАТРОНА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ КОЛЛИМАТОРОВ

Анализ результатов эксперимента и моделирования метода определения размера фокусного пятна с использованием с.с.о. показали отсутствие преимуществ с.с.о. перед цилиндрическим коллиматором и существенные отклонения от результатов, полученных с использованием щелевого коллиматора, а также необоснованность параметров с.с.о. и пространственных условий его использования.

В то же время моделирование измерений фокусного пятна с использованием щелевого коллиматора выявило объективный критерий [6, 7], согласно которому FWHM_Y распределения квантов на поверхности мишени равно FWHM распределения дозы в детекторе, соответствующей минимуму производной зависимости FWHM распределений дозы в детекторе от ширины щели коллиматора. Этот критерий выбора не зависит от параметров щелевого коллиматора и его пространственного положения относительно мишени.

Для оценки эффективности использования аналогичного критерия при измерении размера фокусного пятна с применением цилиндрических коллиматоров нами проведено моделирование метода измерения фокусного пятна т.и. бетатрона (см. схему на рис. 1) с применением набора цилиндрических коллиматоров с апертурами разных размеров, но без коллиматоров 3, 5 с коническими апертурами и при других, произвольно выбранных расстояниях L_1 и L_2 и длине L .

На рис. 5 в качестве примера показана зависимость ширины нормальных распределений дозы в детекторе FWHM_X от диаметра апертуры D цилиндрического коллиматора длиной $L = 30$ мм при расстояниях $(L_1 + l_1) = (L_2 + l_2) = 200$ мм в плоскости ускорения бетатрона. Выбор равных расстояний L_1 и L_2 при моделировании позволил заведомо исключить дополнительные погрешности определения FWHM^* (FWHM^* – это FWHM_Y , найденная по распределениям дозы в детекторе), связанные с приведением результата от $L_1 \neq L_2$ к $L_1 = L_2$ [6, 7].

Размер фокусного пятна бетатрона на 4 МэВ в плоскости ускорения (по оси X) в виде FWHM_X^* , соответствующей минимуму производной, оказался равным 0.49 мм при диаметре апертуры $D_{fX}^* = 0.24$ мм, что на 30% больше FWHM_Y нормального распределения квантов на поверхности мишени.

Оценка размера фокусного пятна в аксиальной плоскости бетатрона (по оси Y) дала значение $\text{FWHM}_Y^* = 3.24$ мм при диаметре апертуры $D_{fY}^* = 1.04$ мм, что на 8% меньше ширины нормального распределения квантов на поверхности мишени в этом направлении.

Этот пример показывает, что определение размеров фокусного пятна т.и. бетатрона с использованием цилиндрического коллиматора на основе критерия, примененного при измерениях с щелевым коллиматором, приводит к завышению размера фокусного пятна в плоскости ускорения и занижению его в аксиальной плоскости по сравнению с размерами фокусного пятна на поверхности мишени. Это качественно согласуется с анализом экспериментальных распределений до-

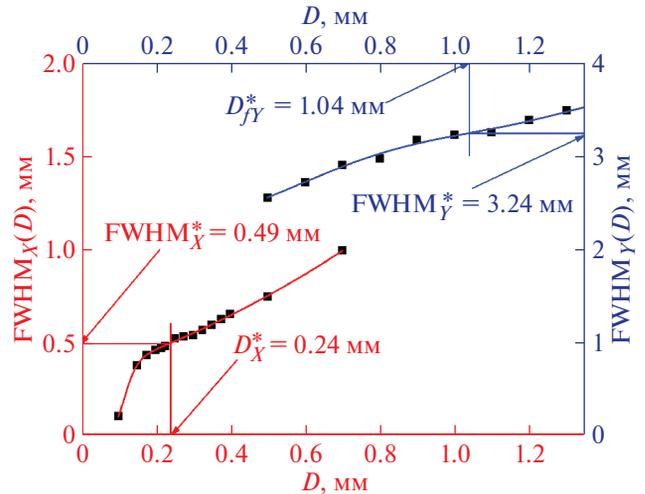


Рис. 5. Зависимости ширины нормальных распределений дозы в детекторе от диаметра апертуры D цилиндрического коллиматора в плоскости ускорения (по оси X) и в аксиальной плоскости (по оси Y).

зы в детекторе при использовании с.с.о. с фиксированной апертурой.

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ МЕТОДОВ ОПРЕДЕЛЕНИЯ РАЗМЕРОВ ФОКУСНОГО ПЯТНА Т.И. С ПРИМЕНЕНИЕМ КОЛЛИМАТОРОВ

Моделирование показало, что применение критерия, подобного тому, что был использован при измерениях с щелевым коллиматором, приводит к большим погрешностям при измерениях с цилиндрическими коллиматорами, причем особенно при измерениях узкого фокусного пятна т.и. бетатрона в плоскости ускорения – параметра, наиболее важного для практики. Поскольку других критериев до сих пор не предложено, то является актуальным выяснение причин такого явления.

Для исключения возможных дополнительных погрешностей при сравнении методов нами проведено моделирование метода измерения фокусного пятна т.и. бетатрона с использованием щелевого коллиматора, имеющего такую же длину, выполненного из такого же материала и расположенного таким же образом относительно мишени и детектора, что и цилиндрический коллиматор.

На рис. 6 показаны зависимости FWHM_X и FWHM_Y распределений дозы в детекторе от величины зазора S коллиматора в плоскости ускорения бетатрона и в аксиальной плоскости.

Для узкого распределения в плоскости ускорения отклонения FWHM_X^* от FWHM_Y , равной 0.36 мм,

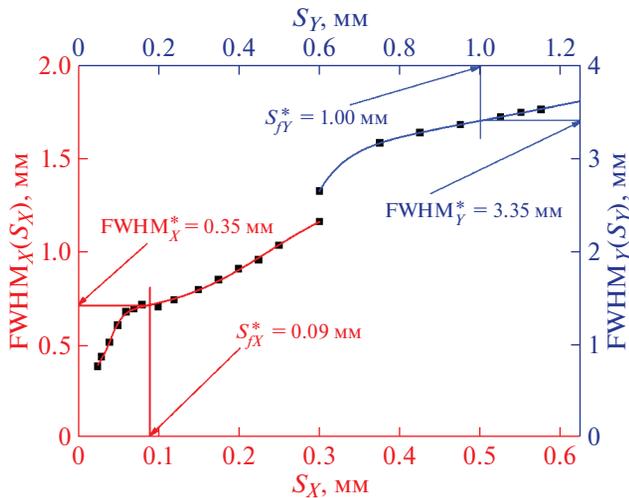


Рис. 6. Зависимости ширины нормальных распределений дозы в детекторе от величины зазора S щелевого коллиматора в плоскости ускорения (по оси X) и в аксиальной плоскости (по оси Y).

практически нет, а для широкого распределения отклонение составляет около 4%.

Поскольку кванты т.и., не испытавшие взаимодействия с материалом коллиматора, практически не рассеиваются при прохождении от мишени до детектора, то различие результатов, полученных при использовании цилиндрического и щелевого коллиматоров, можно объяснить, во-первых, различием областей на поверхности мишени, в пределах которых вышедшие из мишени кванты имеют вероятность пройти на детектор через апертуру коллиматора без взаимодействия с его материалом, и, во-вторых, распределением квантов в пределах этих областей.

При определении зависимостей FWHM от размеров апертур коллиматоров (S или D) границы областей BS и BD (B – Border of Area) на поверхности мишени, в пределах которых вышедшие из нее кванты имеют вероятность пройти на детектор через апертуру коллиматора без взаимодействия с его материалом, изменяются в соответствии с размерами апертур. На рис. 7 приведено распределение квантов по поверхности мишени и границы областей BD и BS при выполнении критериев отбора: $BD_X(D = D_{fX}^*)$, $BD_Y(D = D_{fY}^*)$, $BS_X(S = S_{fX}^*)$, $BS_Y(S = S_{fY}^*)$, показанные штриховыми линиями, как переменные в зависимости от D и S . При моделировании измерений фокусного пятна в плоскости ускорения (по оси X) с использованием цилиндрического коллиматора граница круговой области BD изменялась в соответствии с изменением диаметра апертуры D , причем не только в направлении измерения фокусного пятна, но и в направлении Y . Критерию отбора (см.

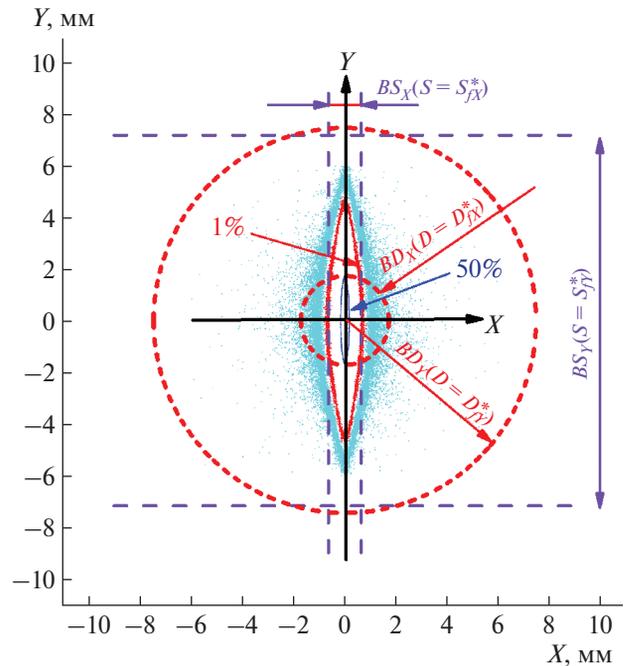


Рис. 7. Распределение квантов в плоскости поверхности мишени и границы областей, в пределах которых вышедшие из них кванты имели вероятность пройти на детектор через апертуру коллиматора без взаимодействия с его материалом, при реализации методов с использованием цилиндрического и щелевого коллиматоров.

рис. 7) при измерении фокусного пятна в плоскости ускорения (по оси X) соответствует область с радиусом $BD_X(D = D_{fX}^*)$, а при измерении фокусного пятна в аксиальной плоскости (по оси Y) – с радиусом $BD_Y(D = D_{fY}^*)$.

Для щелевого коллиматора при изменении его зазора S отклонение границ области от начала координат главных осей X , Y происходит только в направлении, по которому измеряется фокусное пятно. Критерию отбора при определении размера фокусного пятна в плоскости ускорения соответствует ограниченная вдоль направления измерения область с размером $BS_X = BS_X(S = S_{fX}^*)$, а при измерении в аксиальной плоскости – с размером $BS_Y = BS_Y(S = S_{fY}^*)$. При этом в другом направлении, ортогональном направлению измерения фокусного пятна, граница отсутствует.

Чтобы оценить влияние формы области на поверхности мишени, в пределах которой вышедшие из нее кванты имеют вероятность пройти на детектор через апертуру коллиматора без взаимодействия с его материалом, на результат измерения фокусного пятна, выполнено моделирование с использованием коллиматора с квадратной апертурой размером h . Результаты моделирования приведены на рис. 8. Применение критерия

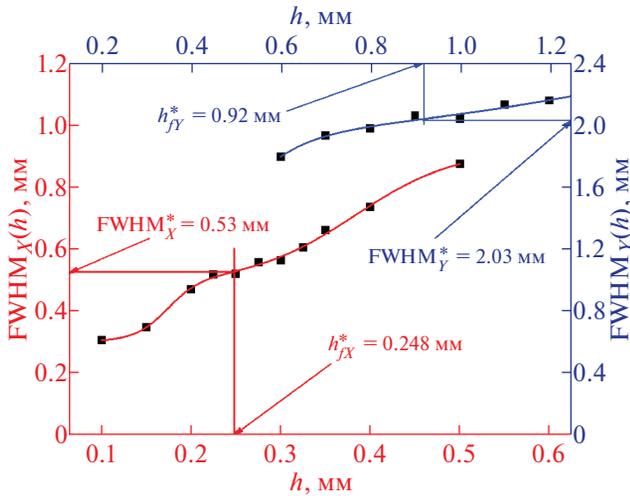


Рис. 8. Зависимости FWHM нормальных распределений дозы в детекторе от размера квадратной апертуры коллиматора в плоскости ускорения (по оси X) и в аксиальной плоскости (по оси Y).

показало, что переход от цилиндрической апертуры к квадратной только увеличивает отклонения FWHM* от FWHM γ в обоих направлениях, причем в наибольшей мере при измерении в аксиальной плоскости. Область с границей BH , соответствующая коллиматору с квадратной апертурой, и область с границей BD , соответствующая коллиматору с цилиндрической апертурой, показаны на рис. 9.

При определении зависимости FWHM(h) границы области на поверхности мишени, в пределах которой вышедшие из нее кванты имеют вероятность пройти на детектор через апертуру коллиматора без взаимодействия с его материалом, изменяются в соответствии с изменениями размера апертуры h , и при выполнении критерия отбора, которому соответствует условие $h = h_{fX}^*$, размеры области равны $BH_X = BH_X(h = h_{fX}^*)$ и $BH_Y = BH_Y(h = h_{fY}^*)$ и близки соответственно к $BD_X(D = D_{fX}^*)$ и $BD_Y(D = D_{fY}^*)$. При этом наблюдается одинаковое изменение границ областей как в направлении измерения фокусного пятна, так и в ортогональном направлении.

Большее отличие FWHM* от FWHM γ при использовании коллиматора с квадратной апертурой можно объяснить одинаковым как вдоль направления определения размера фокусного пятна, так и в ортогональном направлении перемещением границ области при изменении h . Тогда как при использовании коллиматора с цилиндрической апертурой отклонение границ области от направления измерения фокуса при изменении D в наибольшей степени наблюдается вблизи главной оси.

В дополнение к этим результатам проведено моделирование метода определения размера фо-

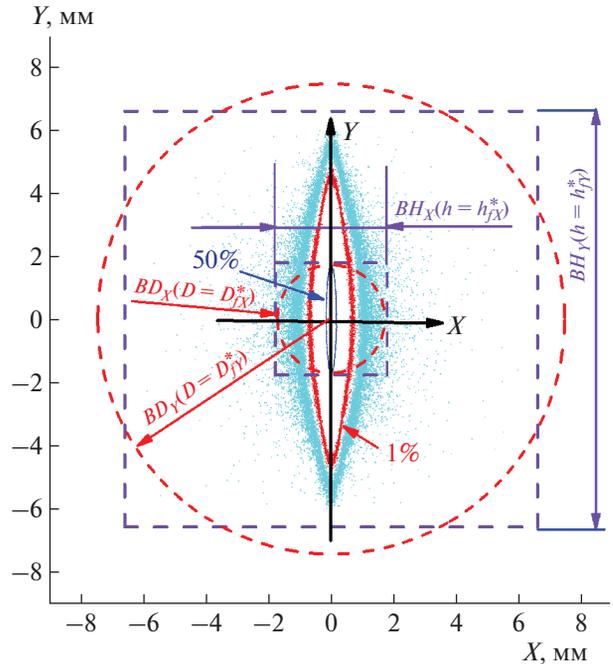


Рис. 9. Распределение квантов по поверхности мишени и границы областей, в пределах которых вышедшие из них кванты имели вероятность пройти на детектор через апертуру коллиматора без взаимодействия с его материалом, при реализации методов с использованием цилиндрического коллиматора и коллиматора с квадратной апертурой.

кусного пятна с использованием коллиматора с прямоугольной апертурой размером S_X вдоль оси X и размером S_Y вдоль оси Y и постоянными размерами M_Y , M_X в ортогональных направлениях. Результаты приведены на рис. 10.

При выполнении критерия отбора FWHM* $_X$, FWHM* $_Y$ практически не отличаются от FWHM γ_X и FWHM γ_Y распределения квантов на мишени.

На рис. 11 показаны границы областей, в пределах которых вышедшие из них кванты имели вероятность пройти на детектор через апертуру коллиматора без взаимодействия с его материалом, при использовании коллиматора с цилиндрической апертурой и коллиматора с прямоугольной апертурой с постоянным размером в направлении, ортогональном направлению определения размера фокусного пятна. При определении зависимостей FWHM $_X(S_X)$ и FWHM $_Y(S_Y)$ при использовании коллиматоров с прямоугольными апертурами границы областей в направлении, ортогональном направлению определения размера фокусного пятна (показаны сплошными линиями), не изменялись. При определении размера фокусного пятна в направлении X размер области был постоянным в направлении Y и равным $BS_Y(M_Y = \text{const})$, а при определении размера фокусного пятна в направлении Y –

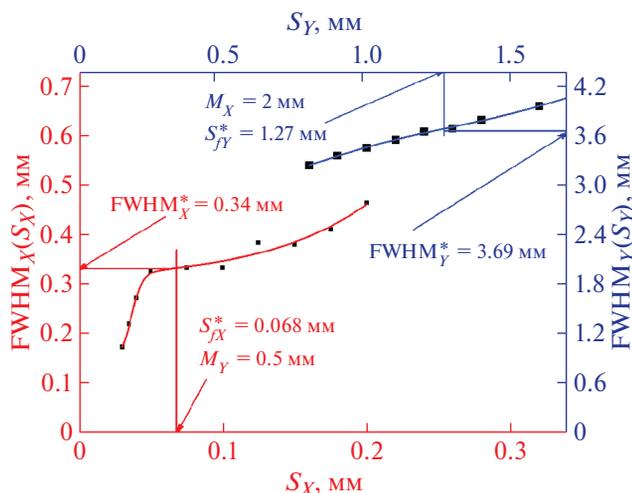


Рис. 10. Зависимости FWHM нормальных распределений дозы в детекторе от размера прямоугольной апертуры коллиматора в плоскости ускорения (по оси X) и в аксиальной плоскости (по оси Y).

постоянным в направлении X и равным $BS_X(M_X = \text{const})$.

Результаты моделирования измерений фокусного пятна с использованием коллиматоров с цилиндрической и квадратной апертурами показывают, что большие отклонения $FWHM_X^*$, $FWHM_Y^*$ от $FWHM_{\gamma_X}$ и $FWHM_{\gamma_Y}$ распределения квантов на мишени вызваны как формой области на поверхности мишени, в пределах которой вышедшие из нее кванты имеют вероятность пройти на детектор через апертуру коллиматора без взаимодействия с его материалом, так и непостоянством положения границ этой области в направлении, ортогональном направлению определения размера фокусного пятна.

Это приводит к тому, что при использовании цилиндрического коллиматора результат определения размера фокусного пятна по одному из направлений зависит от распределения квантов на поверхности мишени в другом направлении. При измерении размера фокусного пятна в плоскости ускорения с узким распределением квантов изменение положения границы области в направлении широкого распределения приводит к завышению результата измерения, а при измерении в аксиальной плоскости с широким распределением квантов изменение положения границы области в направлении узкого распределения приводит к занижению результата.

При использовании щелевого коллиматора граница области в направлении, противоположном направлению измерения, отстоит от начала координат главных осей неопределенно далеко, т.е. ее положение не изменяется с изменением размера зазора коллиматора. Это определяет вза-

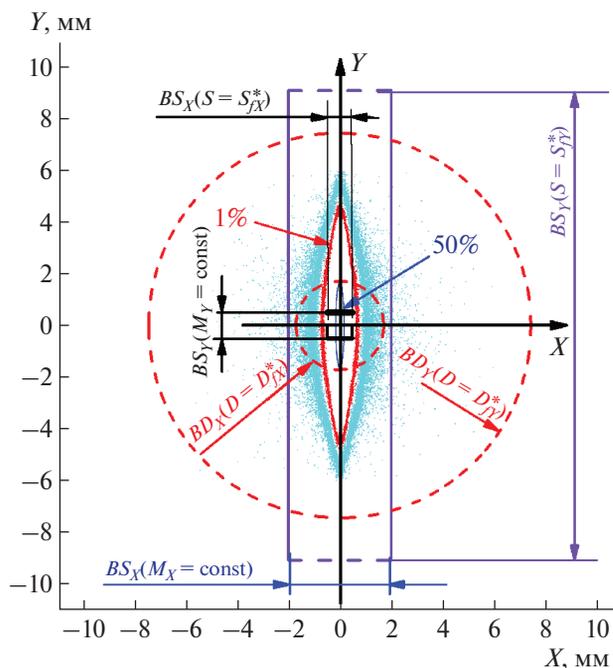


Рис. 11. Распределение квантов в плоскости поверхности мишени и границы областей, в пределах которых вышедшие из них кванты имели вероятность пройти на детектор через апертуру коллиматора без взаимодействия с его материалом, при реализации методов с использованием цилиндрического коллиматора и коллиматора с прямоугольной апертурой.

имную независимость результатов определения размеров фокусного пятна по разным направлениям при использовании щелевого коллиматора и их соответствие распределению квантов на поверхности мишени.

Необходимо заметить, что выполнить подобный анализ на основе экспериментов практически невозможно из-за технологических трудностей при изготовлении наборов коллиматоров с апертурами разных размеров и формы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Реализация определения размеров фокусного пятна т.и. на одном и том же бетатроне с использованием как с.с.о., имеющего в своем составе коллиматор с цилиндрической апертурой, так и щелевого коллиматора дала возможность сравнить эти методы измерений путем стандартного анализа экспериментальных и модельных распределений дозы в детекторе.

При использовании коллиматоров с фиксированной цилиндрической апертурой, в том числе и с.с.о., результаты определения размеров фокусного пятна не соответствуют его размерам на поверхности мишени: в плоскости ускорения они завышенные, а в аксиальной плоскости занижен-

ные, при этом зависят от пространственного положения коллиматора и размеров апертуры. Такие погрешности отсутствуют при использовании щелевого коллиматора с изменяемым размером апертуры и применении критерия отбора.

Модельная оценка применения критерия отбора, подобного критерию, используемому при измерениях с щелевым коллиматором, при реализации метода с использованием набора коллиматоров с цилиндрическими апертурами разных размеров показала, что соотношение размеров фокусного пятна, определенных данным методом, с его размерами на поверхности мишени качественно согласуется с соотношением, полученным при использовании одного цилиндрического коллиматора со случайным размером апертуры, каким является и с.с.о. Соотношение является следствием взаимозависимости результатов измерения и различия параметров распределения квантов на поверхности мишени в разных направлениях при использовании коллиматоров с цилиндрическими апертурами.

Метод определения размера фокусного пятна с использованием щелевого коллиматора с изменяемым размером апертуры и применением критерия

отбора дает результаты, независимые по направлениям измерений и соответствующие размерам фокусного пятна на поверхности мишени.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Бельтяев Ю.Н., Гейзер А.А., Отрубянников Ю.А. и др.* // Труды V Международного коллоквиума по бетатронам. Бухарест, 1973.
2. *Москалев В.А.* Бетатроны. М.: Энергоатомиздат, 1981.
3. *Москалев В.А., Чахлов В.Л.* Бетатроны. Изд-во Томского политехнического университета, 2009.
4. *Stepanov I.B., Rychkov M.M., Kaplin V.V., Smolyanskiy V.A., Malikov E.L., Shestak A.P.* // International Journal of Applied Engineering Research. 2017. V. 12. № 23. P. 13137.
5. *Касьянов В.А., Михальчук А.А., Пушин В.С., Романов В.В., Сафронов А.С., Чахлов В.Л., Штейн М.М.* // ПТЭ. 1998. № 1. С. 41.
6. *Сорокин В.Б., Луценко А.С., Генцельман В.Г.* // ПТЭ. 2018. № 2. С. 38. <https://doi.org/10.7868/S0032816218020088>
7. *Сорокин В.Б.* // ПТЭ. 2020. № 1. С. 10. <https://doi.org/10.1134/S0032816219060247>