

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДА ОПРЕДЕЛЕНИЯ РАЗМЕРА ФОКУСНОГО ПЯТНА ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЩЕЛЕВОГО КОЛЛИМАТОРА

© 2020 г. В. Б. Сорокин

*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 12.04.2019 г.

После доработки 12.04.2019 г.

Принята к публикации 06.07.2019 г.

Компьютерная модель источника тормозного излучения на основе бетатрона на энергию 4 МэВ скорректирована по результатам измерений фокуса с использованием новой версии метода щелевого коллиматора. На основе модели выполнен анализ возможных источников погрешности измерений фокуса, что обеспечивает достоверность результатов измерений.

DOI: 10.31857/S0032816219060247

1. ВВЕДЕНИЕ

Источники тормозного излучения (т.и.) на основе электронных ускорителей применяются в медицине, промышленности, в системах безопасности. Их эффективность в значительной мере определяется размером фокусного пятна т.и. и его стабильностью. Необходимым условием усовершенствования источников т.и. является разработка надежного метода определения размеров фокусных пятен.

Методы определения размеров фокусных пятен основаны на анализе распределений дозы в детекторе при введении контрольного объекта между детектором и мишенью ускорителя. Достоверность результатов измерений определяется знанием объективных соотношений между параметрами реализации метода, параметрами распределений квантов т.и. на поверхности мишени и параметрами распределений дозы в детекторе. В этом отношении наиболее активно исследуется метод, в котором в качестве контрольного объекта используется щелевой коллиматор.

Новая версия этого метода, предложенная нами при определении размера фокуса бетатрона на энергию 4 МэВ, описана в [1]. Однако полученные результаты существенно отличались от результатов измерений фокуса этого же бетатрона с использованием предыдущей версии метода [2] и от данных, заявленных производителем.

С целью исключения возможных погрешностей определения размеров фокуса предложен-

ным нами методом было проведено дополнительное исследование метода с учетом результатов эксперимента.

2. ОБОСНОВАНИЕ ДОПОЛНИТЕЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ МЕТОДА

Общая схема метода определения размера фокуса с применением щелевого коллиматора приведена на рис. 1.

Пучок электронов, ускоренных в бетатроне или линейном ускорителе до энергии E , падает в вакууме на мишень толщиной t из металла с высо-

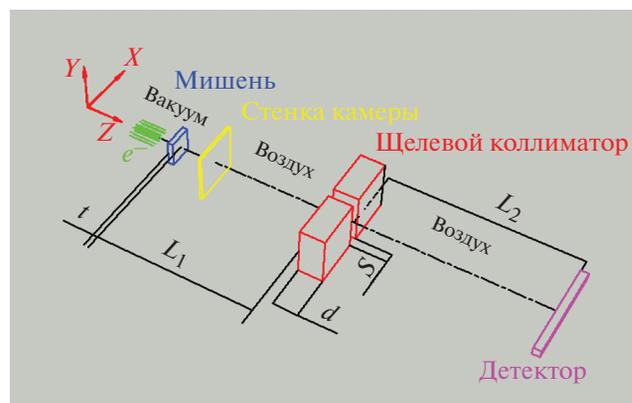


Рис. 1. Схема реализации метода измерения размера фокусного пятна т.и. с применением щелевого коллиматора.

ким атомным номером, вольфрама или тантала (см. рис. 1). Электроны при взаимодействии с атомами материала мишени испытывают ионизационные и радиационные потери энергии и рассеиваются с образованием вторичных электронов. Кванты т.и., генерируемые 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 с разной энергией под разными углами. 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 соответственно моноэнергетическим и мононаправленным, особенно излучение бетатронов. Это позволяет смоделировать с достаточной точностью энергетические и угловые распределения электронов и квантов т.и. после мишени. Однако отсутствие информации о распределении ускоренных электронов на облучаемой ими поверхности мишени не позволяет смоделировать с необходимой точностью распределение электронов и квантов т.и. по поверхности мишени, т.е. определить размер фокуса т.и.

Для экспериментального определения параметров распределения квантов т.и. на поверхности мишени на оси пучка т.и. на расстоянии L_1 от мишени устанавливают контрольный объект в виде щелевого коллиматора толщиной d с зазором S , а на расстоянии L_2 от него — детектор т.и. Ориентация щелевого коллиматора и детектора относительно ускорителя задает направление измерения фокусного пятна т.и.

Выходящие из мишени электроны относительно малых энергий поглощаются стенкой стеклянной ускорительной камеры практически без генерации т.и., а т.и. мишени проходит через стенку камеры и воздух на щелевой коллиматор. Часть т.и. попадает на детектор через зазор щелевого коллиматора без взаимодействия с его материалом. Остальное т.и. взаимодействует с материалом щелевого коллиматора, частично поглощаясь в нем и испытывая рассеяние с образованием вторичных электронов, которые также рассеиваются, излучают кванты т.и. и теряют энергию на ионизацию атомов материала коллиматора. При этом детектор дополнительно облучается квантами т.и., выходящими из различных частей поверхности коллиматора.

Наблюдаемое распределение дозы в детекторе при достаточно малых зазорах коллиматора нор-

мальное на фоне, обусловленном излучением из материала коллиматора. Исходя из этого полагаем, что распределение квантов на поверхности мишени тоже нормальное.

Основная проблема при измерении фокуса т.и. заключается в установлении связи между параметрами распределения дозы в детекторе и параметрами распределения квантов на поверхности мишени.

Предыдущая версия метода предполагает выделение в распределении дозы в детекторе при произвольном размере зазора коллиматора бестеневых и полутеневых участков, возникающих при прохождении излучения через зазор коллиматора без взаимодействия с его материалом, на основе геометрических условий регистрации т.и. из ограниченного участка поверхности мишени [2]. При таком подходе размер фокуса т.и. бетатрона на 4 МэВ с танталовой мишенью толщиной $t = 0.6$ мм составил 0.17 мм. Убедительных доказательств объективности результатов этой реализации приведено не было.

Новая версия метода определения размера фокуса, представленная в [1], основана на предварительном компьютерном моделировании прохождения излучения ускорителя через структуру “мишень—щелевой коллиматор—детектор” (см. рис. 1) в широком диапазоне пространственно-энергетических распределений электронов в падающем на мишень пучке и параметров щелевого коллиматора.

Моделирование распределений дозы в детекторе при упрощенных одномерных распределениях электронов, узких нормальных в плоскости ускорения и равномерных в нормальном к ней направлении, показало наличие минимумов производных зависимостей ширин распределений доз в детекторе от размера зазора щелевого коллиматора. Оказалось, что при зазорах щелевого коллиматора, соответствующих минимуму производной, различие между ширинами распределений доз в детекторе и ширинами распределения квантов на поверхности мишени не превышает 4–6% при энергиях электронов 4–6 МэВ. Примеры такого анализа приведены в [1].

Обнаруженная качественная закономерность при исследовании упрощенной модели была подтверждена экспериментальными измерениями ширин распределений доз в детекторе в плоскости ускорения и в нормальной к ней плоскости. Однако ширина распределения квантов в фокусе бетатрона в плоскости ускорения существенно отличалась от размера, определенного предыдущей версией метода, а в нормальной к ней направлении распределение оказалось широким, но не равномерным, как было принято в упрощенной модели.

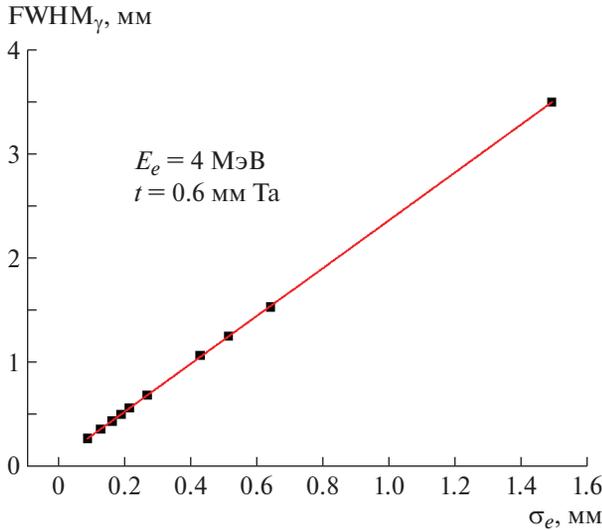


Рис. 2. Зависимость FWHM_γ распределений квантов т.и. на поверхности танталовой мишени толщиной 0.6 мм от среднеквадратичного отклонения электронов в пучке с энергией 4 МэВ.

Мощность дозы т.и. ускорителя и параметры детектора вынуждают выполнять измерения при расстояниях L_2 , не равных L_1 , а затем приводить результат к $L_1 = L_2$. В работе [1] это было выполнено так же, как и в [2, 3], исходя из геометрических соотношений.

Для оценки влияния упрощений на определение размера фокуса т.и. бетатрона на 4 МэВ нами дополнительно по результатам экспериментальных измерений проведено моделирование метода с учетом двумерности распределения т.и. на поверхности мишени, проанализированы условия, при которых определен размер, и объективные ограничения результатов измерений.

3. МОДЕЛЬ ИСТОЧНИКА Т.И. НА ОСНОВЕ БЕТАТРОНА НА 4 МЭВ

Результаты измерений фокуса позволили представить модель т.и. бетатрона в виде дифференциального по энергии, координатам и углам выхода из поверхности мишени распределения, соответствующего двумерному распределению электронов в падающем на мишень пучке. Параметры двумерного распределения были определены по модельной зависимости ширины распределения квантов т.и. на поверхности мишени от ширины распределения электронов (рис. 2).

В соответствии с этой зависимостью электронный пучок бетатрона на мишени имеет в плоскости ускорения среднеквадратичное отклонение $\sigma_{ex} = 0.125 \text{ мм}$, а в нормальном к ней направлении — $\sigma_{ey} = 1.486 \text{ мм}$.

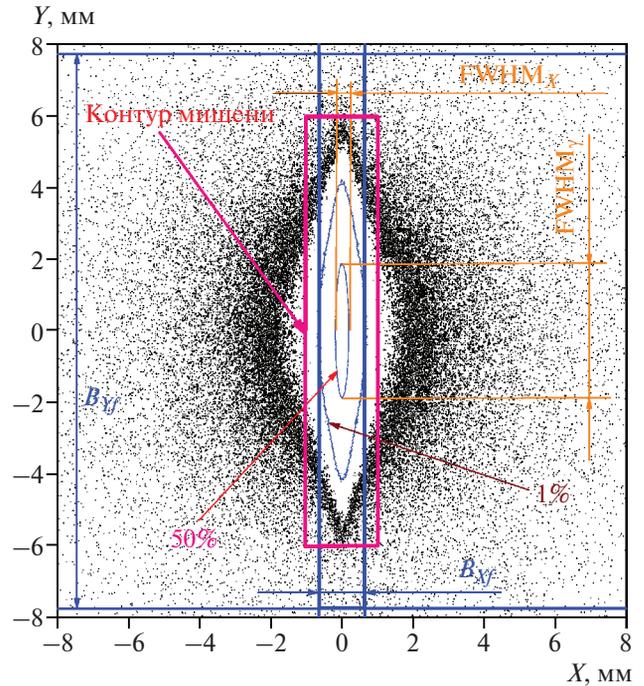


Рис. 3. Модельное распределение квантов т.и. на поверхности мишени.

На рис. 3 приведено распределение квантов на поверхности мишени бетатрона по результатам моделирования при двумерном нормальном распределении электронов. Здесь же показан контур рабочей части реальной мишени бетатрона. Модельное распределение в пределах изолинии 1% хорошо согласуется с размерами мишени ускорительной камеры бетатрона, что подтверждает достоверность результатов определения размеров фокуса.

На рис. 4 приведены распределения квантов по главным осям фокуса, а на рис. 5, 6 — соответственно спектр и угловое распределение квантов, выходящих из фокуса в пределах важного для практики интервала углов до 10° относительно нормали.

4. ВЕРИФИКАЦИЯ КРИТЕРИЕВ ОПРЕДЕЛЕНИЯ РАЗМЕРОВ ФОКУСА Т.И.

Согласно предложенной версии метода, при равных расстояниях L_1 от мишени до коллиматора и L_2 от коллиматора до детектора размер фокуса равен FWHM_d нормального распределения дозы в детекторе при зазоре шелевого коллиматора, соответствующем минимуму производной зависимости $\text{FWHM}_d(S)$.

Условия эксперимента и свойства детекторов заставляют проводить измерения не при $L_1 = L_2$, а

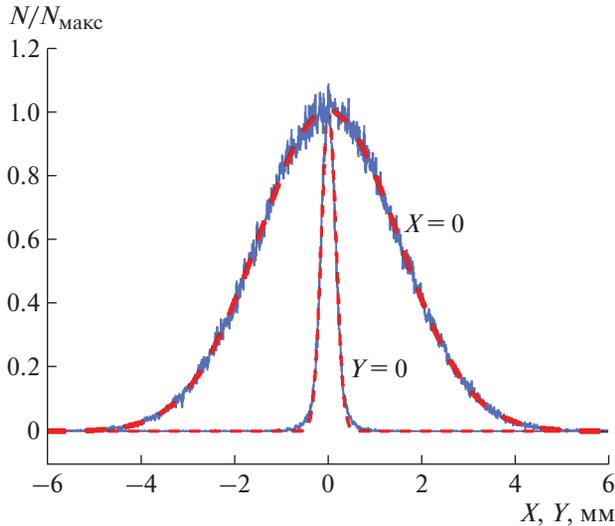


Рис. 4. Распределение квантов т.и. на поверхности мишени по главным осям.

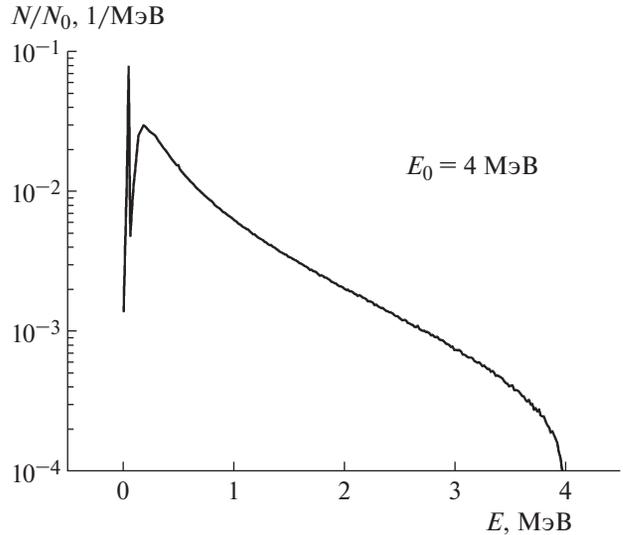


Рис. 5. Спектр т.и. бетатрона на энергию 4 МэВ в интервале углов до 10°.

при $L_2 > L_1$. При этом $FWHM_d^*$, определенные при $L_2 > L_1$, приходится пересчитывать к $L_1 = L_2$.

Соответственно погрешность измерения может возникнуть как при анализе зависимости $FWHM_d(S)$, так и в результате приведения результата анализа к равным расстояниям.

На основе модели т.и. бетатрона проанализированы зависимости $FWHM_d$ распределений дозы в детекторе при различных расстояниях L_1, L_2 .

На рис. 7 приведены зависимости $FWHM_d$ от величины зазора коллиматора S по направлениям X (рис. 7а) и Y (рис. 7б) при одинаковых расстояниях $L_1 = L_2 = 250$ мм.

Искомые $FWHM_{\gamma X}$ и $FWHM_{\gamma Y}$ определены как соответствующие минимумам производных зависимостей $FWHM_d(S)$ при зазорах S_f . Поскольку $L_1 = L_2$, то $FWHM_{\gamma X}$ и $FWHM_{\gamma Y}$ равны соответствующим значениям $FWHM_d^*$, т.е. 0.355 и 3.49 мм. Эти значения практически не отличаются от полученных при измерении размера фокуса бетатрона, что подтверждает достоверность анализа зависимости $FWHM_d(S)$.

Кванты т.и. практически не рассеиваются в воздухе и пересчет обычно проводят [2, 3] исходя из геометрических соотношений (рис. 8), используя коэффициент $K = (L_2 + d/2)/(L_1 + d/2)$. Такой пересчет без обоснования его применимости был использован и в предложенной версии [1].

На рис. 9 приведены зависимости $FWHM_d(S)$ по направлениям X (рис. 9а) и Y (рис. 9б) при $L_1 = 250$ мм, $L_2/L_1 = 1$ и $L_2/L_1 = 3$.

Увеличение расстояния между мишенью и детектором сопровождается увеличением размера

зазора от S_{f1} к S_{f3} , при которых наблюдаются минимумы производных зависимостей $FWHM_d(S)$. При этом приведенная к $L_1 = L_2$ зависимость $FWHM_d(S, L_2/L_1 = 3)/K$ при $S = S_{f3}$ имеет такое же значение, что и $FWHM_d(S, L_2/L_1 = 1)$ при $S = S_{f1}$.

Соотношение зависимостей $FWHM_d(S, L_2/L_1 = 3)/K$ и $FWHM_d(S, L_2/L_1 = 1)$ показывает, что пересчет посредством коэффициента K при других значениях S приводит к дополнительным погрешностям определения размера фокуса, различным в зависимости от $FWHM_{\gamma}$ распределения квантов на поверхности мишени. Т.е. только при зазоре коллиматора, соответствующем минимуму

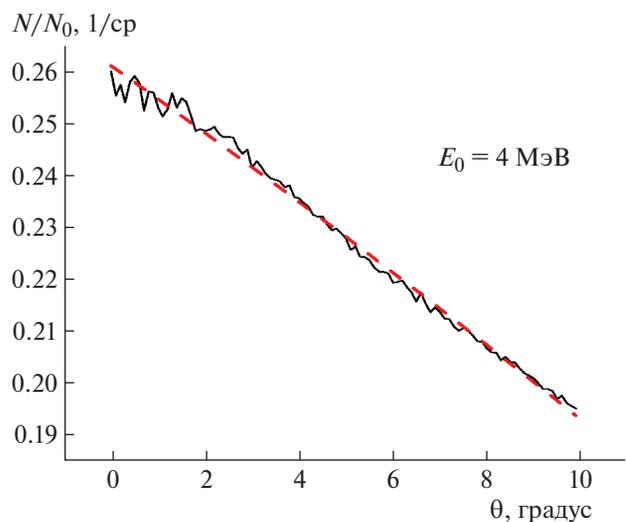


Рис. 6. Угловое распределение квантов т.и. бетатрона на энергию 4 МэВ.

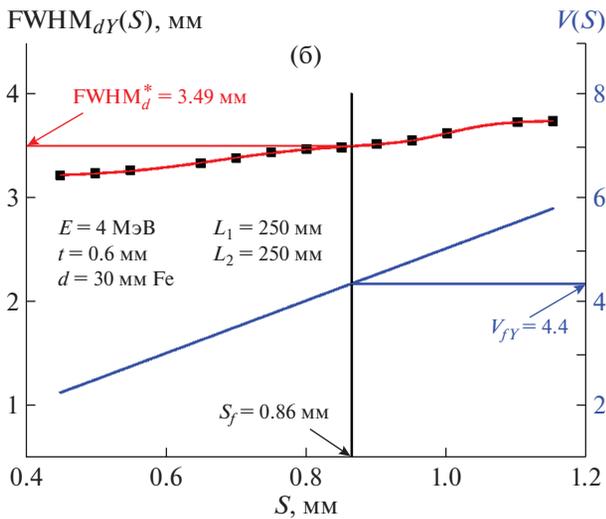
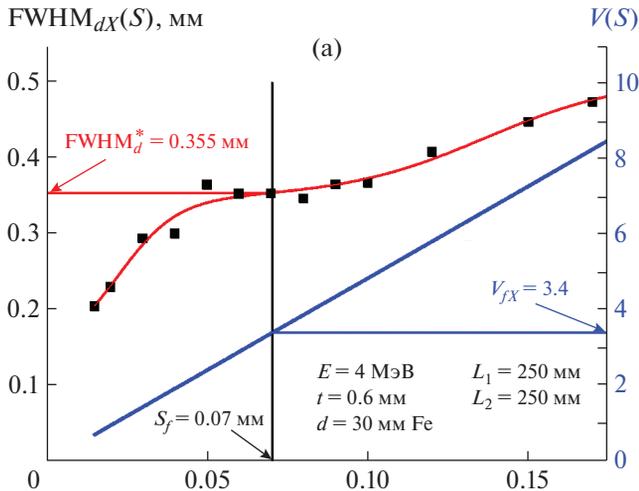


Рис. 7. Модельная зависимость FWHM распределений дозы в детекторе по оси X (а) и Y (б) при облучении мишени пучком электронов с энергией 4 МэВ с двумерным нормальным распределением и зависимость относительного размера V “активной” зоны поверхности мишени от размера S зазора щелевого коллиматора.

производной функции $FWHM_d(S)$, но не случайно выбранном, как в предыдущей версии, можно пользоваться коэффициентом пересчета K .

5. ОСОБЕННОСТИ РЕГИСТРАЦИИ Т.И. ПРИ РАЗНЫХ ЗАЗОРАХ КОЛЛИМАТОРА

Зазор коллиматора определяет условия регистрации т.и. из мишени. Величина зазора S задает размер B “активной” области на поверхности мишени (рис. 10). Кванты т.и., выходящие в пределах этой области, имеют вероятность пройти через зазор коллиматора на детектор без взаимодействия с блоками коллиматора. Такие кванты в основном формируют распределения дозы в де-

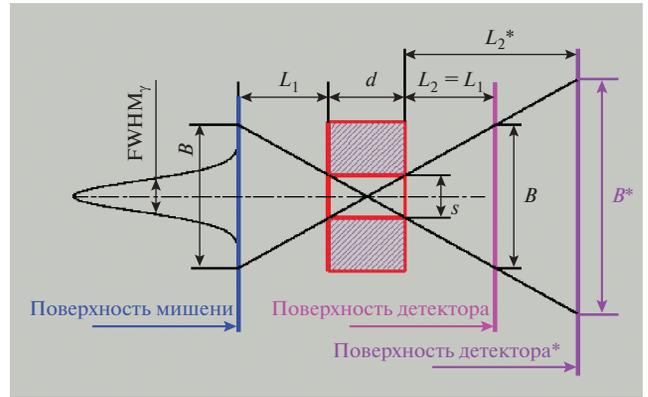


Рис. 8. Геометрия пересчета координат распределений при $L_2 > L_1$ к координатам при $L_2 = L_1$.

текторе, по $FWHM_d$ которых определяется размер фокуса.

При больших зазорах S_I (рис. 10а) “активная” зона шириной B_I включает в себя как область поверхности мишени, в пределах которой выходят кванты т.и., так и сопряженную с ней область, из которой кванты практически не выходят: $B_I \gg 3FWHM_\gamma$.

При зазоре $S_{II} < S_I$ (рис. 10б) через зазор коллиматора без взаимодействия с его блоками проходят кванты из “активной” зоны, размер которой γ близок к размеру области, в пределах которой кванты выходят из мишени: $B_{II} \approx 3FWHM$.

При зазоре $S_{III} < S_{II}$ (рис. 10в) через зазор коллиматора без взаимодействия с его блоками проходят кванты из “активной” зоны, размер которой меньше размера области, в пределах которой кванты выходят из мишени: $B_{III} < 3FWHM_\gamma$.

На рис. 7 показаны зависимости отношений $V_X = B_X / FWHM_{\gamma X}$ и $V_Y = B_Y / FWHM_{\gamma Y}$ от величины зазора S . Значениям $S = S_f$, при которых определены размеры фокуса, соответствуют значения $V = V_f$, которые изменяются в диапазоне от 3.4 до 4.4 в зависимости от величины $FWHM_\gamma$ распределений квантов на поверхности мишени. Т.е. через зазор коллиматора без взаимодействия с его блоками проходят кванты из зоны, размер которой B практически равен размеру области, в пределах которой кванты выходят из мишени.

При уменьшении зазора только кванты из все меньшей области, близкой к плоскости симметрии зазора коллиматора, попадают на детектор (рис. 10б) без взаимодействия с блоками коллиматора, что приводит к быстрому уменьшению $FWHM_d$ распределения дозы в детекторе (см. рис. 7), различному в зависимости от $FWHM_\gamma$ распределения квантов на поверхности мишени. При этом наблюдаемое распределение дозы в детекторе нормальное.

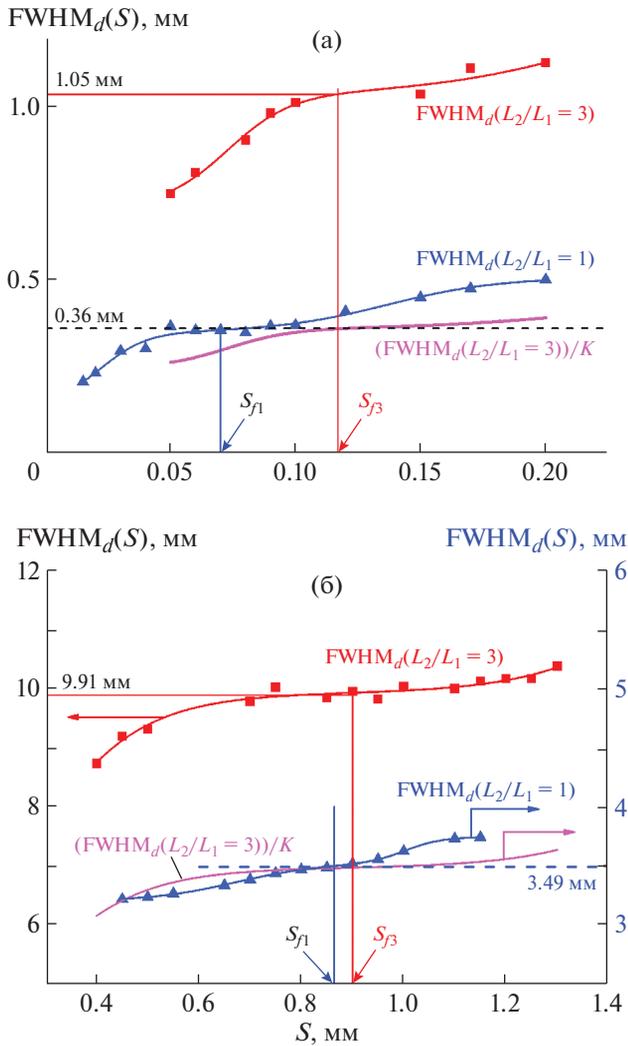


Рис. 9. Модельная зависимость FWHM распределений дозы в детекторе по оси X (а) и Y (б) при облучении мишени пучком электронов с энергией 4 МэВ с двумерным нормальным распределением при $L_2/L_1 = 3$ и сравнение ее пересчитанной копии с аналогичной зависимостью при $L_2/L_1 = 1$.

На рис. 3 показаны размеры зон B_{Xf} (по X) и B_{Yf} (по Y) на модельном распределении квантов в плоскости поверхности мишени. Граница зоны касается 1%-ной изолинии в направлении X , вдоль которого градиент распределения велик, но значительно отстоит от 1%-ной изолинии в направлении Y , вдоль которого градиент распределения более чем в 10 раз меньше.

Таким образом, в предложенной версии метода результату определения размера фокуса соответствуют особые условия регистрации квантов из фокуса т.и., которые никак не могут быть целенаправленно установлены в предыдущей версии метода щелевого коллиматора.

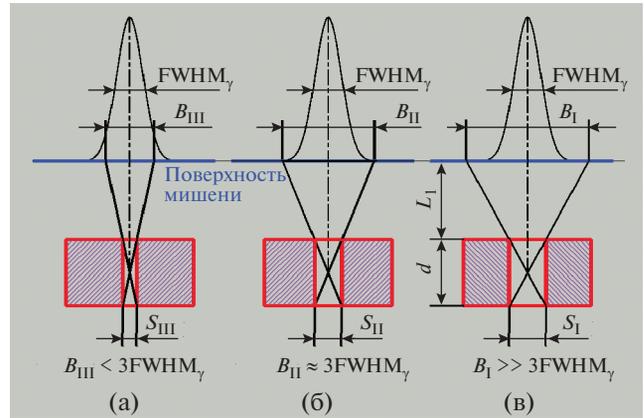


Рис. 10. Геометрические соотношения между размерами B “активной” области и $FWHM_\gamma$ распределения квантов т.и. по поверхности мишени при различных размерах S зазора щелевого коллиматора.

6. УСТОЙЧИВОСТЬ МЕТОДА

Модельное тестирование новой версии метода выполнено в предположении нормального распределения квантов в фокусе. Распределения дозы в детекторе, по которым определяется $FWHM_\gamma$ распределения квантов в фокусе, при малых зазорах тоже нормальные.

Однако особенности формирования электронного пучка на мишень бетатрона и его взаимодействия с мишенью не исключают отклонения формы распределения электронов в пучке от нормальной. Из-за отсутствия детальной информации о распределении электронов на поверхности мишени и средств получения такой информации экспериментально невозможно оценить степень влияния отклонений формы распределения электронов в облучающем мишень пучке от нормальной на результат измерения размера фокуса. Такая оценка получена моделированием взаимодействия с мишенью пучка электронов не с нормальным распределением, а с ограниченным равномерным распределением.

На рис. 11 приведены: распределение электронов с энергией 4 МэВ в пучке, равномерное в пределах ± 0.75 мм от оси пучка, соответствующее распределение квантов т.и. на поверхности танталовой мишени толщиной 0.6 мм и аппроксимация этого распределения квантов нормальным распределением. Распределение квантов существенно отличается от своей нормальной аппроксимации.

На рис. 12 приведены распределения дозы в детекторе при моделировании метода измерения размера фокуса на мишени с распределением квантов на ее поверхности, представленным на

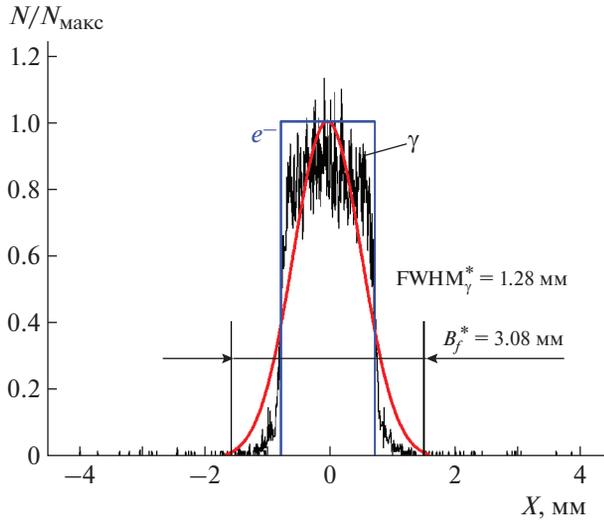


Рис. 11. Модельное ограниченное равномерное распределение электронов в пучке, соответствующее распределение квантов т.и. на поверхности танталовой мишени толщиной 0.6 мм и его виртуальная нормальная аппроксимация.

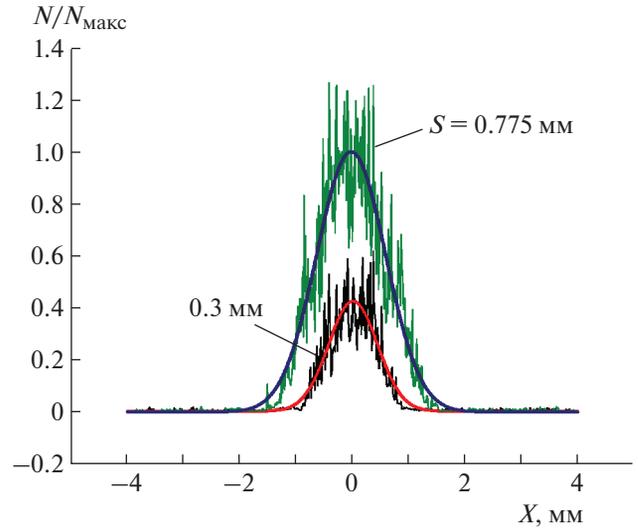


Рис. 12. Распределения дозы в детекторе при разных зазорах коллиматора (цифры у кривых), соответствующие ограниченному равномерному распределению электронов в пучке.

рис. 11, а на рис. 13 – зависимость $FWHM_d(S)$ распределений дозы в детекторе от величины зазора S щелевого коллиматора.

Распределения дозы в детекторе при зазорах как меньше зазора S_f , когда наблюдается минимум производной зависимости $FWHM_d(S)$ (см. рис. 13), так и больше S_f хорошо аппроксимируются нормальными распределениями (см. рис. 12). При этом полученный размер фокуса в виде $FWHM_d(S_f) = 1.2$ мм мало отличается от $FWHM_{\gamma}^* = 1.28$ мм виртуальной нормальной аппроксимации (см. рис. 11) распределения квантов на поверхности мишени, а размер зоны $B_f^* = FWHM_{\gamma}^* \cdot V_f$ (см. рис. 13) близок к размеру области, в пределах которой кванты выходят из поверхности мишени.

Это доказывает, что рассматриваемый метод дает результат измерения размера фокусного пятна в виде эффективной величины $FWHM_{\gamma}$ нормальной аппроксимации действительного распределения квантов на поверхности мишени.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Дополнительное компьютерное исследование новой версии метода измерения фокуса на основе модели источника т.и., учитывающей результаты измерений фокуса бетатрона на энергию 4 МэВ, доказательно демонстрируют достоверность результатов измерений. Исследования обосновывают объективную связь результатов измерений с параметрами реализации метода и условиями из-

мерений. Версия исключает случайный выбор параметров, что является основным недостатком предыдущей версии, которым можно объяснить различие результатов измерений фокуса т.и. бетатрона на 4 МэВ при использовании разных версий метода.

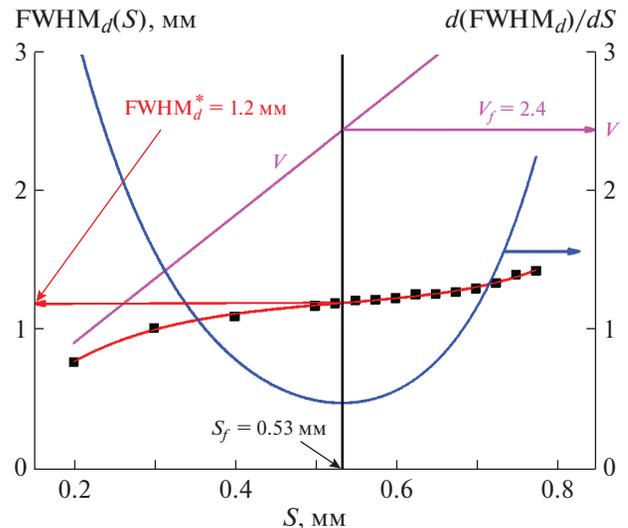


Рис. 13. Модельная зависимость $FWHM$ распределений дозы в детекторе по оси X при облучении мишени пучком электронов с энергией 4 МэВ с ограниченным равномерным распределением электронов в пучке, зависимость ее производной и зависимость относительного размера V “активной” зоны поверхности мишени от размера S зазора щелевого коллиматора.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Сорокин В.Б., Луценко А.С., Генцельман В.Г.* // ПТЭ. 2018. № 2. С. 38.
<https://doi.org/10.7868/S0032816218020088>
2. *Sukharnikov K.V., Rychkov M.M., Gentselman V.G.* // Journal of Physics: Conference Series. 2016. V. 671. P. 012058.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/671/1/012058>
3. *Gambaccini M., Cardarelli P., Taibi A., Franconieri A., Domenico G.D., Marziani M., Barna R.C., Auditore L., Morgana E., Loria D., Trifiro A., Trimarchi M.* // Nucl. Instrum. and Methods in Physics Research B. 2011. V. 269. P. 1157.
<https://doi.org/10.1016/j.nimb.2011.02.089>