

УДК 621.384.6; 537.531.2

ОЦЕНКА ЭНЕРГИИ УСКОРЕННОГО ПУЧКА ЭЛЕКТРОНОВ ПО УГЛОВОМУ РАСПРЕДЕЛЕНИЮ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А. А. Данилов¹, В. И. Шведун^{1,2}

В статье рассматривается задача контроля энергии пучка электронов в линейных ускорителях прикладного назначения с энергией до 10 МэВ, генерирующих тормозное излучение, у которых прямой вывод пучка в измерительный тракт невозможен. Предложен метод оценки энергии пучка по угловому распределению тормозного излучения, генерируемого на мишени ускорителя. Подход основан на аппроксимации измеренного углового распределения дозы тормозного излучения выражением, полученным в результате моделирования методом Монте-Карло (GEANT4) для реальной геометрии мишени. Для аппроксимации результатов моделирования в диапазоне энергий 3–9 МэВ предложена аналитическая формула, учитывающая энергетическую зависимость параметра углового распределения. Проведен анализ влияния формы энергетического спектра электронов на точность метода. Работоспособность метода подтверждена сравнением с экспериментальными данными, полученными на радиографическом ускорителе с энергией 6 МэВ.

Ключевые слова: ускоренный пучок электронов, энергия электронов, тормозное излучение, угловое распределение, метод поглощающего барьера.

Введение. Тормозное излучение, генерируемое пучком электронов линейного ускорителя с энергией от единиц до десятков МэВ на мишенях из различных материалов, помимо ядерно-физических исследований, широко используется в медицине (комплексы лучевой терапии, производство изотопов, стерилизация), в системах безопас-

¹ ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: a.danillov@lebedev.ru.

² НИИЯФ МГУ, 119991 Россия, Москва, Ленинские горы, 1.

ности (инспекционно-досмотровые комплексы, комплексы детектирования взрывчатых веществ и делящихся материалов), в дефектоскопии и промышленной томографии, в гамма-активационном анализе, в радиационно-технологических процессах, для генерации нейтронных потоков и т. д.

В ускорителях, предназначенных для перечисленных выше целей, с энергией ускоренного пучка менее 10 МэВ, тормозная мишень чаще всего расположена в вакууме непосредственно на выходе ускоряющей структуры, вследствие чего вывод электронного пучка в какой-либо измерительный тракт, невозможен. В этой связи, разработка методов контроля параметров ускоренного пучка электронов и, прежде всего энергии ускоренных электронов, по характеристикам тормозного излучения является актуальной задачей.

Энергия электронов на мишени может быть определена по верхней границе тормозного спектра. Однако, поскольку выход тормозных квантов вблизи верхней границы спектра мал, такие измерения, проводимые с помощью специальной аппаратуры, требуют длительного времени.

Наиболее распространенным методом оценки энергии электронов является метод поглощающего барьера – измерение мощности дозы тормозного излучения без барьера и с барьером определенной толщины, изготовленным из известного материала (железо, алюминий), перекрывающим излучение в направлении детектора. Проницаемость барьера – отношение мощности дозы с барьером к мощности дозы без барьера, полученная в результате измерений, сравнивается с расчетной зависимостью проницаемости от энергии, в результате чего дается оценка энергии электронного пучка. Недостатком метода является зависимость результата от геометрии измерения (узкий пучок, широкий пучок [1–3]); от погрешности, вносимой зависимостью от энергии эффективности регистрации гамма-излучения детектором при существенном изменении формы тормозного спектра после прохождения барьера; от формы спектра электронов на тормозной мишени [4].

В настоящей работе изучена возможность оценки энергии пучка электронов на мишени по угловому распределению тормозного излучения.

Принцип оценки энергии ускоренного пучка электронов по угловому распределению тормозного излучения. Для бесконечно тонкой мишени угловое распределение интенсивности тормозного излучения определяется выражением [5]:

$$S(\theta, E_e) = [1 + \gamma^2 \theta^2]^{-2}, \quad (1)$$

где $\gamma = \frac{E_e + m_0 c^2}{m_0 c^2}$, E_e – кинетическая энергия электрона, $m_0 c^2$ – его масса покоя, θ – угол.

К настоящему времени выполнено значительное число работ, посвященных измерениям, теоретическим расчетам и численному моделированию углового распределения тормозного излучения для мишеней конечной толщины из различных материалов, получены эмпирические формулы, описывающие угловое распределение в зависимости от энергии электронов и параметров мишени, например, [6–14].

Угловое распределение тормозного излучения существенно зависит от конструкции тормозной мишени, а также материалов, расположенных между мишенью и детектором. Поэтому использование существующих расчетных табличных данных, каких-либо эмпирических формул, не позволяет с достаточной для практических целей точностью давать оценку энергии электронного пучка на мишени по результатам измерения углового распределения.

Программные комплексы для расчета взаимодействия излучения с веществом, например, GEANT4 [15], дают возможность с высокой точностью проводить расчеты углового распределения тормозного излучения для сложной геометрии мишени. В этой связи, в настоящей работе принят следующий подход. Для заданного дискретного набора энергий электронов из диапазона, представляющего интерес, с определенным шагом, для реальной конструкции мишени и геометрии измерений проводятся расчеты угловых распределений с помощью программы GEANT4, которые затем аппроксимируются некоторой функцией, хорошо описывающей результаты расчета, с параметрами, зависящими от энергии. Угловое распределение для любого промежуточного значения энергии может быть получено расчетом аппроксимирующей функции посредством интерполяции зависящих от энергии параметров. Таким образом, получение оценки энергии по измеренному угловому распределению сводится к поиску методом наименьших квадратов значений параметров аппроксимирующей функции, обеспечивающих наилучшее описание экспериментальных данных.

Методика и результаты расчета угловых распределений по программе GEANT4. Расчеты угловых распределений дозы тормозного излучения проводились с помощью программы GEANT4 для конструкции тормозной мишени радиографического ускорителя [16], в плоской геометрии, показанной на рис. 1. Выбор плоской геометрии обусловлен тем, что она соответствует геометрии измерения углового распределения с помощью перемещаемой в поперечном направлении ионизационной камеры или расположенной на плоскости радиохромной пленки. Расчеты проводились для узкого диапазона углов,

достаточного для получения оценки энергии и не претендуют на описание углового распределения под большими углами.

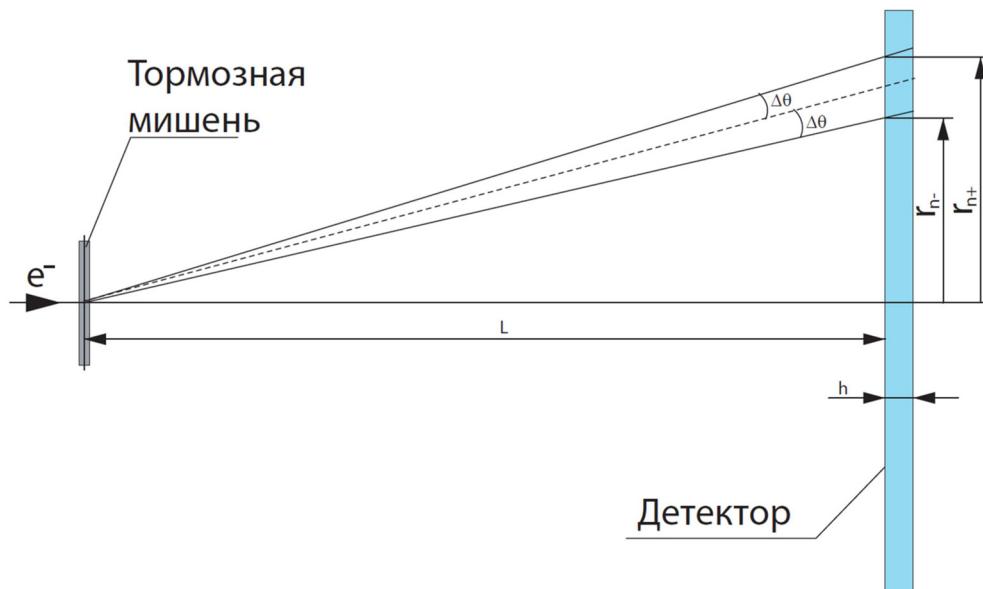


Рис. 1: Геометрия расчета углового распределения тормозного излучения.

Находящаяся в вакууме тормозная мишень ускорителя [16] представляет собой диск вольфрама толщиной 1.5 мм, припаянный к медной подложке, охлаждаемой водой, которая отделена от внешнего пространства стенкой из нержавеющей стали. Конструкция мишени исключает выход электронов за ее пределы вплоть до энергии электронов 10 МэВ.

Детектор располагается на расстоянии $L = 2$ м и представляет собой слой воды толщиной $h = 7$ см, разделённый на кольца с внутренним и внешним радиусами на поверхности слоя $r_{n-} = L \tan [(n-1)\Delta\theta]$ и $r_{n+} = L \tan [(n+1)\Delta\theta]$, $n = 1, 2, \dots N$.

Доза под углом $\theta_n = \Delta\theta + (n-1)\Delta\theta$, $n = 1, 2, \dots N$ (в дальнейшем θ) рассчитывается как отношение энергии, выделившейся в объеме, ограниченном боковыми поверхностями конусов и плоскостями детектора, к массе воды в этом объеме. В расчетах использовалась величина $\Delta\theta = 0.75^\circ$.

Расчеты угловых распределений были выполнены в интервале энергий 3–9 МэВ с шагом 1 МэВ, в диапазоне углов $0-30^\circ$. Были рассмотрены различные варианты функции, аппроксимирующей рассчитанные распределения. Функция Гаусса плохо описывает форму распределений. Сложные математические выражения с интегралами экспоненциальной функции [6] затрудняют аппроксимацию расчетных данных и последую-

щий поиск параметров, позволяющих наилучшим образом описать результаты измерений. В этой связи, мы остановились на простом эмпирическом выражении, приведенном в [8]:

$$S(\theta, E_e) = \left[1 + \left(\frac{E_e \theta}{1.73} \right)^{1.4} \right]^{-1}, \quad (2)$$

где S – относительная мощность дозы, E_e – энергия электронов на тормозной мишени.

В эту формулу введём энергетическую зависимость одного из параметров:

$$S(\theta, E_e) = \left[1 + \left(\frac{E_e \theta}{b(E_e)} \right)^{1.4} \right]^{-1}. \quad (3)$$

Значение $b(E_e)$ определяется для каждой энергии электронного пучка при подгонке угловых распределений, рассчитанных по GEANT4.

На рис. 2 показаны угловые распределения тормозного излучения для различных энергий электронного пучка, рассчитанные по GEANT4, по формуле (2), и результаты подгонки выражением (3). Видно, что формула (2) неплохо описывает результаты расчета только при энергии 9 МэВ, при более низких энергиях ширина углового распределения оказывается заметно больше расчетной.

Найденная зависимость от энергии коэффициента $b(E_e)$ показана на рис. 3. Она может быть аппроксимирована линейной зависимостью:

$$b(E_e) \approx 0.0918E_e + 0.925. \quad (4)$$

В этом случае функция, которой следует аппроксимировать экспериментальные данные за счет вариации энергии электронного пучка, имеет вид:

$$S(\theta, E_e) = \left[1 + \left(\frac{E_e \theta}{0.0918E_e + 0.925} \right)^{1.4} \right]^{-1}. \quad (5)$$

Для проверки методики был проведен расчет углового распределения для пучка электронов с энергией 5.5 МэВ и выполнена его аппроксимация выражением (5). Результаты приведены на рис. 4. Найденное значение энергии составило 5.45 МэВ, отклонение от истинного значения составило 1%, что свидетельствует о работоспособности методики определения энергии электронов по угловому распределению тормозного излучения.

Влияние конечной ширины энергетического спектра пучка электронов. В работе [4] было выполнено моделирование процедуры определения энергии ускоренного пучка методом барьера, показана зависимость получаемой оценки от формы спектра электронов

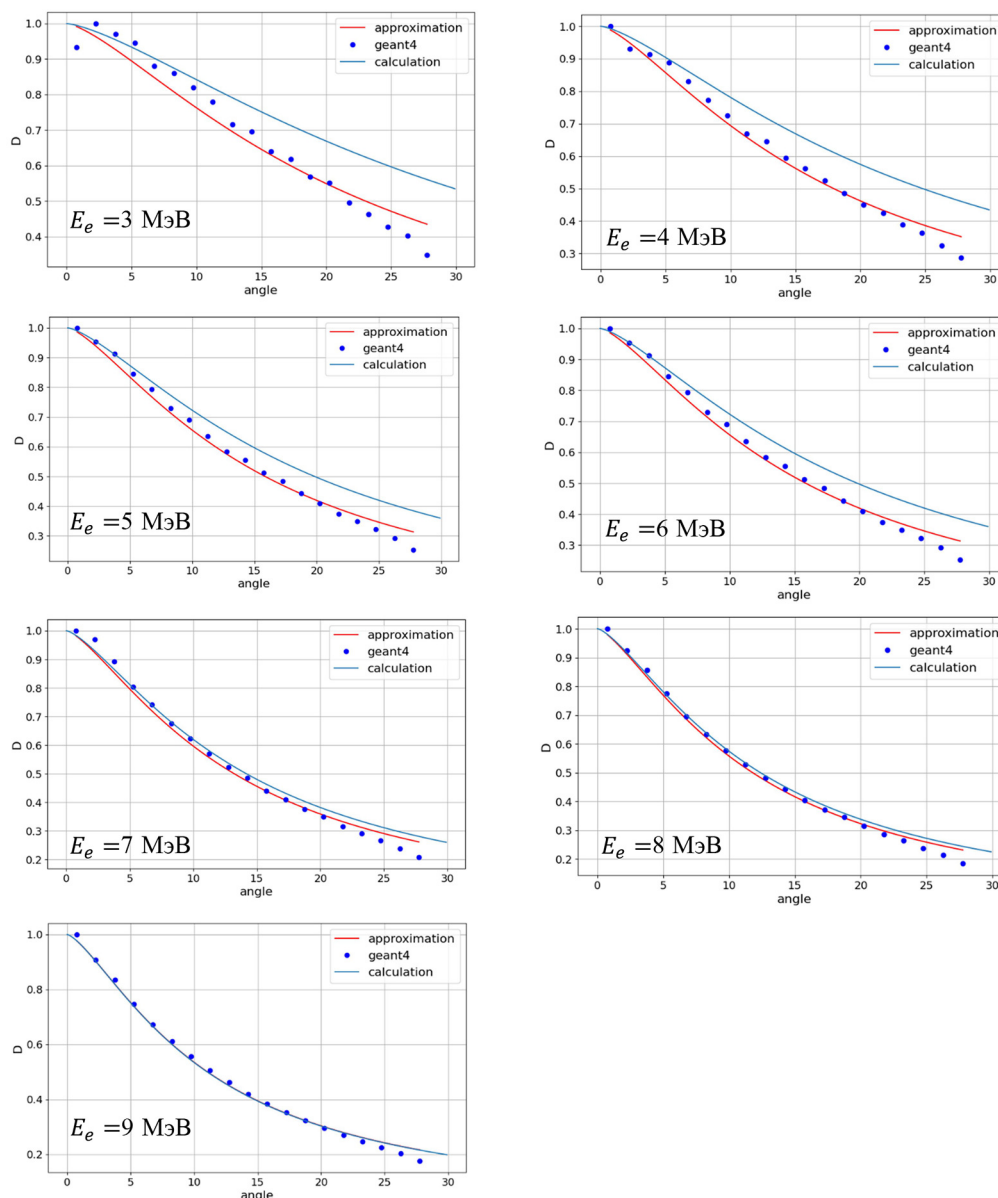


Рис. 2: Угловые распределения относительной мощности дозы тормозного излучения для различных энергий электронного пучка: синие точки – результаты расчета по GEANT4; зеленая кривая – расчеты по формуле (2); красная кривая – результаты подгонки методом наименьших квадратов результатов расчетов по GEANT4 выражением (3).

на мишени и ее связь с энергией максимума спектра и со средней энергией. В качестве модельных спектров были использованы спектры, полученные в результате расчета ди-

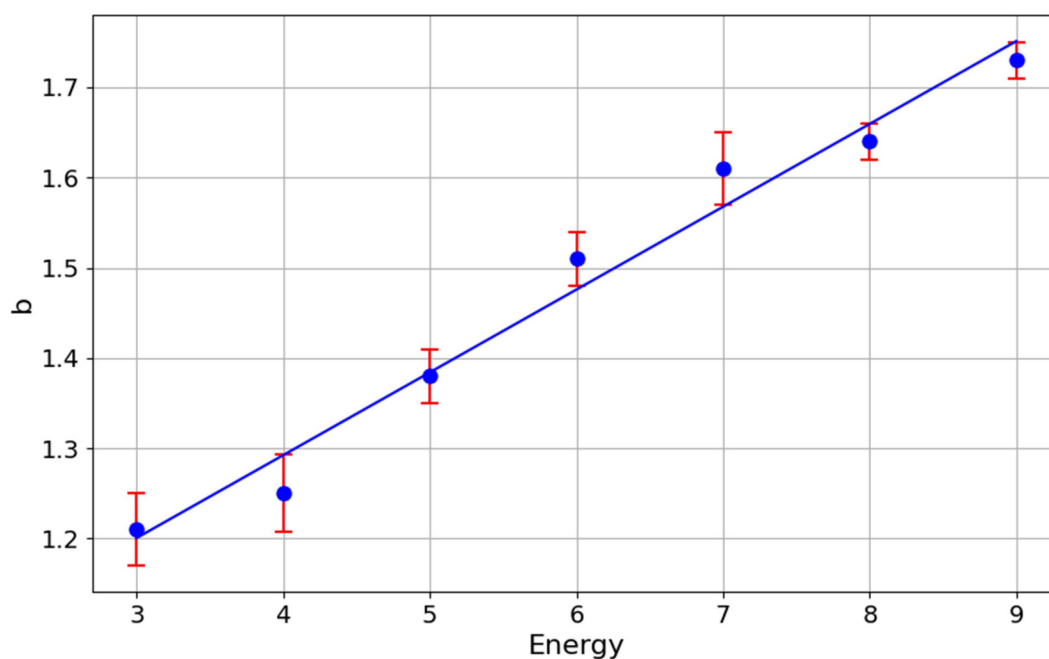


Рис. 3: Значения параметра $b(E_e)$ для различных энергий электронного пучка на мишени (синие точки) и результаты аппроксимации линейной функцией.

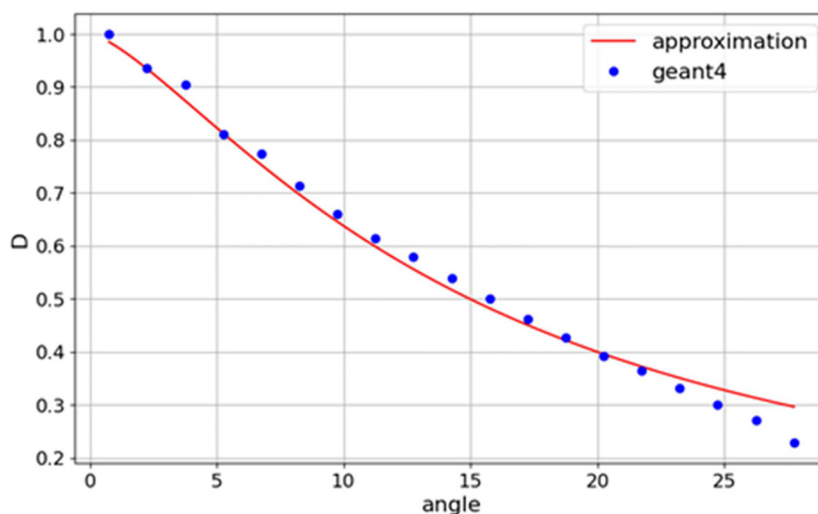


Рис. 4: Угловое распределение относительной мощности дозы тормозного излучения, рассчитанное для пучка с энергией 5.5 МэВ и его аппроксимация выражением (5).

намики пучка в ускоряющей структуре [17] для трех энергий инжекции: 23 кэВ, 25 кэВ и 27 кэВ. Во всех трех случаях максимум спектра электронов находился при энергии

5.5 МэВ, однако средняя энергия возрастала с увеличением энергии инжекции.

Для оценки чувствительности метода определения энергии пучка электронов по угловому распределению тормозного излучения к форме спектра нами были выполнены расчеты угловых распределений для тех же спектров, которые были использованы в работе [4] и, затем, эти угловые распределения были аппроксимированы выражением (5). Результаты аппроксимации угловых распределений показаны на рис. 5. Значение средней энергии спектра, а также оценка энергии по угловым распределения приведены в табл. 1.

Таблица 1

Оценки энергии электронов по характеристикам тормозного излучения

Энергия инжекции, кэВ	Средняя энергия спектра, МэВ	Оценка энергии по проницаемости барьера, МэВ	Оценка энергии по угловому распределению, МэВ
23	4.75	4.89	4.93
25	4.86	5.06	4.93
27	4.93	5.11	4.92

Как следует из табл. 1, оценки энергии электронного пучка по угловому распределению близки к оценкам методом барьера, но форма спектра оказывает на них меньшее влияние.

Пример аппроксимации экспериментальных данных. Для геометрии мишени радиографического ускорителя на энергию 6 МэВ, использовавшейся в расчетах, было измерено угловое распределение тормозного излучения. Измерения проводились с помощью дозиметра ДКС 101 с ионизационной камерой БМК-0.6 объемом 0.6 см³ [18]. Камера была закреплена на устройстве, перемещающем ее перпендикулярно оси пучка, расположенном на расстоянии $z = 1.5$ м от тормозной мишени. На рис. 6(а) показана зависимость относительной мощности дозы от расстояния до оси пучка x . Угол, под которым располагалась камера, составляет $\alpha = \tan^{-1}(x/z)$.

На рис. 6(б) показан результат аппроксимации измеренного углового распределения выражением (5). Аппроксимация проводилась по значениям мощности дозы, усредненной по двум ветвям измеренного углового распределения. Оценка энергии электронного пучка на мишени составила $E_e \approx 5.96$ МэВ, что близко к значению 6 МэВ, установленному при калибровке ускорителя методом барьера.

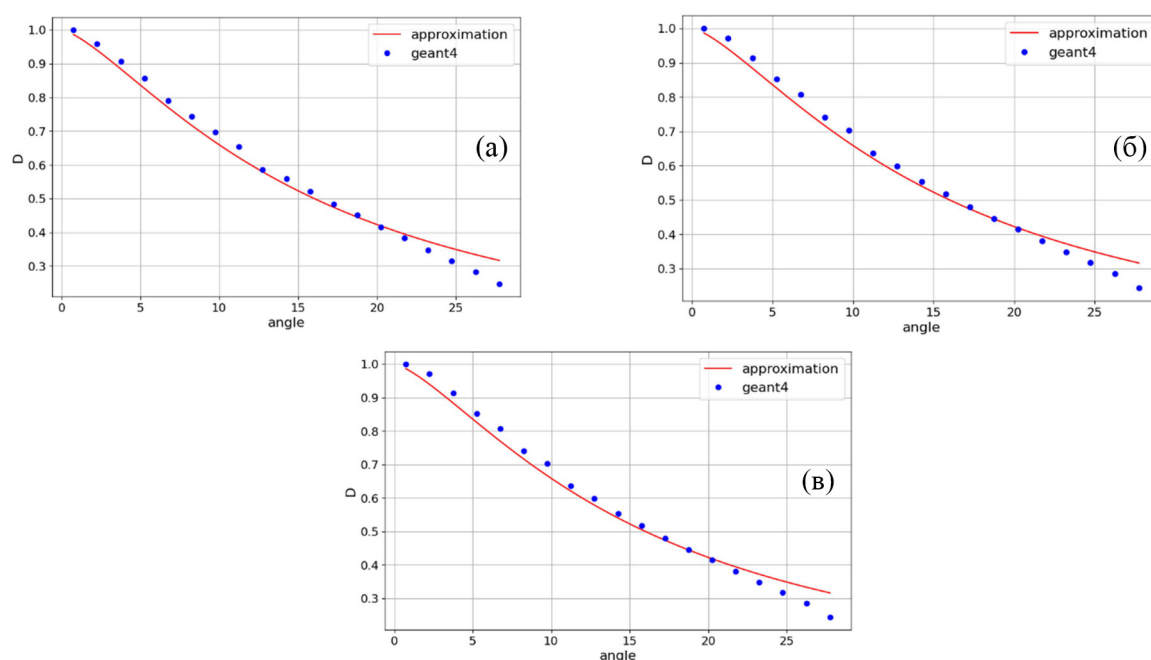


Рис. 5: Угловые распределения относительной мощности дозы тормозного излучения, рассчитанные для спектров электронов из работы [4], различающихся энергией инжекции: (а) 23 кэВ, (б) 25 кэВ и (в) 27 кэВ.

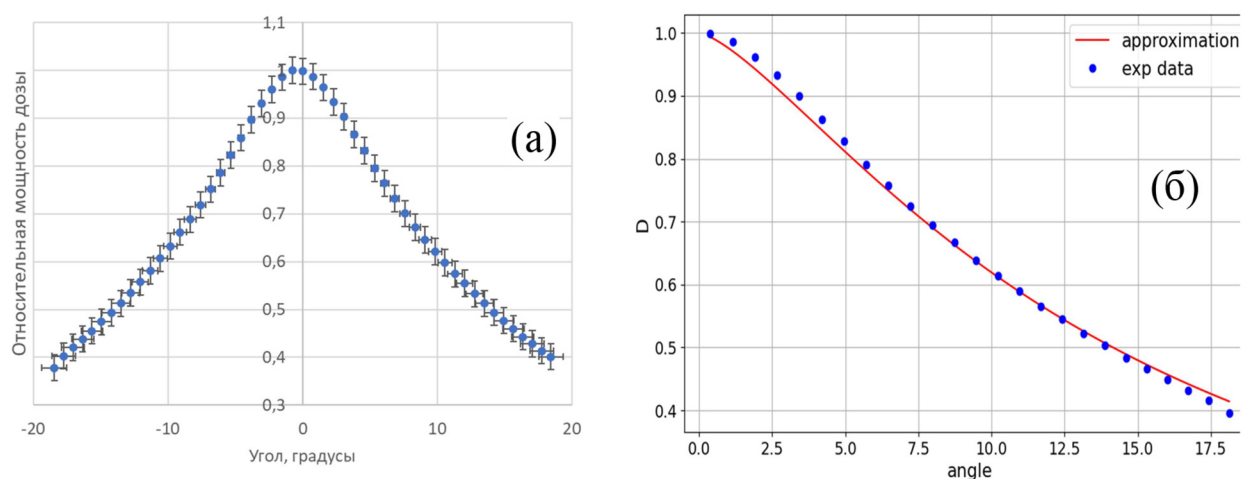


Рис. 6: (а) измеренное угловое распределение мощности дозы; (б) результат подгонки измеренного распределения, усредненного по двум ветвям кривой, выражением (5).

Заключение. В работе показана возможность оценки энергии электронного пучка на тормозной мишени посредством измерения углового распределения тормозного излу-

чения и его последующей аппроксимации эмпирической формулой. Формула получена в результате моделирования угловых распределений для реальной геометрии тормозной мишени с помощью программы GEANT4 в интервале энергий электронного пучка, перекрывающим диапазон возможных значений энергии ускорителя.

Получаемая оценка энергии, как и в методе барьера, для не моноэнергетического пучка оказывается ниже энергии максимума спектра, однако она в меньшей степени зависит от доли частиц в низкоэнергетическом хвосте.

На основании экспериментальных данных об угловом распределении даны оценки энергии электронного пучка для радиографического ускорителя, которые оказались близки к оценкам, полученным методом барьера.

Авторы благодарят сотрудника Отдела электромагнитных процессов и взаимодействия атомных ядер НИИЯФ МГУ М. П. Бушина за предоставление экспериментальных данных об угловом распределении тормозного излучения радиографического ускорителя.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Б. П. Голубев, *Дозиметрия и защита от ионизирующих излучений* (М., Энергоатомиздат, 1986), 464 с.
- [2] Н. Г. Гусев, В. А. Климанов, В. П. Машкович, А. П. Суворов, *Защита от ионизирующих излучений*, Том 1, *Физические основы защиты от излучений* (М., Энергоатомтздат, 1989), 512 с.
- [3] В. П. Машкович, А. В. Кудрявцева, *Защита от ионизирующих излучений*. Справочник (М., Энергоатомиздат, 1995), 496 с.
- [4] Л. Ю. Овчинникова, В. И. Шведун, *Учёные записки физического факультета Московского Университета*, № 1, pp. 1810202-1-1810202-4 (2018).
- [5] L. I. Schiff, *Phys. Rev.* **83**, 252 (1951).
- [6] J. Lawson, *Proceedings of the Physical Society. Section A* **63**, 653 (1950).
- [7] H.W. Koch, J.W. Motz, *Rev. of Mod. Phys.* **31**(4), 920 (1959).
- [8] С. В. Стародубцев, А. Н. Романов, *Взаимодействие гамма-излучения с веществом*. Ч. 1 (Ташкент, 1964).
- [9] V. I. Isaev, V. P. Kovalev, *Translated from Atomic Energy* **57**(3), 643 (1984).
- [10] B. Nordell, A. Brahme, *Phys. Med. Biol.* **29**(7), 797 (1984).

- [11] K. Van Laere, W. Mondelaers, Radiat. Phys. Chem. **49**(2), 207 (1997).
- [12] В. И. Петрунин, С. А. Огородников, М. А. Арлычев, И. Е. Шевелев, Физика. Астрономия № 2, 42 (2015).
- [13] B. N. Ryvkin, E.V. Skachkov, Atomic Energy **126**(6), October (2019).
- [14] P. A. García-Higuera, S. García-Pareja, F. Salvat, A.M. Lallena, Radiation Physics and Chemistry **208**, 110949 (2023).
- [15] <https://geant4.web.cern.ch/>
- [16] V. I. Shvedunov, A. S. Alimov, A. N. Ermakov, et al., Radiation Physics and Chemistry **159**, 95 (2019).
- [17] Л. Ю. Овчинникова, В. И. Шведунов, Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия № 6, 34 (2018).
- [18] <https://www.ptfm.ru/>

Поступила в редакцию 7 мая 2026 г.

После доработки 17 августа 2026 г.

Принята к публикации 20 августа 2026 г.