

УДК 621.039.58

О ГЕНЕРИРОВАНИИ ВТОРИЧНОГО ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ГЕТЕРОГЕННОЙ ЗАЩИТЕ ЭЛЕКТРОННО-ФОТОННЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Б. А. Бенецкий, М. В. Плотникова, М. М. Салохина

Предложен аналитический метод расчета интенсивности вторичного тормозного излучения, которое образуется в гетерогенной защите, состоящей из слоев материалов с различными атомными номерами. Метод основан, в частности, на использовании среднеквадратической энергии электронов в качестве основной энергетической характеристики процесса генерирования вторичного излучения. Проведено сравнение с экспериментальными данными для двухслойной защиты.

При решении некоторых экспериментальных задач возникает необходимость в оценках параметров защиты от сочетанного бета-фотонного (рентгеновского, гамма) облучения [1]. В нашей практике такая потребность появилась при разработке пакетов защитных материалов для специальной радиационно-защитной одежды, предназначенной для пожарных и других подразделений МЧС.

Расчеты ослабления защитой первичных излучений сами по себе не представляют сложности, так же, как и оценка вклада вторичного тормозного излучения, образующегося в гомогенной защите. В последнем случае, как известно, интенсивность вторичного фотонного излучения для потока моноэнергетических электронов равна

$$I = 5.77 \cdot 10^{-4} Z E^2. \quad (1)$$

Соответственно, для бета-излучения

$$B = 1.23 \cdot 10^{-4} (Z + 3) E_0^2. \quad (2)$$

В формулах (1, 2) приведены авторские значения [2] постоянных коэффициентов. Эти значения позже уточнялись и были несколько изменены [3] без аргументации в пользу такой модернизации (внесенные изменения изменяют результат в пределах точности расчетов по приведенным выше полуэмпирическим формулам). Интенсивности I и B измеряются в единицах $MэВ/электрон$, E и E_0 – энергия моноэнергетических электронов и граничная энергия бета-спектра, соответственно. Атомный номер материала Z в формулах (1) и (2) для гомогенных композитных материалов, вычисляется по правилу Виарда

$$\bar{Z} = \frac{\sum \alpha_i Z_i^2}{\sum \alpha_i Z_i}, \quad (3)$$

где α_i – атомарная концентрация элемента с атомным номером Z в композите (параграф 9 в [2]). Эти формулы применимы для толстых слоев вещества, полностью тормозящих электроны, и (в случае бета-излучения) – для бета-переходов, близких к разрешенным. Цифра 3 в формуле (2) учитывает излучение атома при изменении электрического момента вследствие бета-распада ядра (внутреннее тормозное излучение). Если электроны тормозятся в толще массивного излучателя, Z – атомный номер излучателя, если в защите – атомный номер вещества защиты. В последнем случае формула (2) преобразуется в

$$B = 1.23 \cdot 10^{-4} Z E_0^2. \quad (4)$$

В обозначениях Виарда литера B в (4) обозначает природу источника электронов, порождающих тормозное излучение, и соответствует β -электронам. Очевидно, что для любого энергетического распределения электронов $\partial F/\partial E$ интенсивность тормозного излучения на основании (1) равна

$$I = \int_0^{E_{max}} 5.77 \cdot 10^{-4} Z E^2 P(E) dE \quad (5)$$

или после вынесения постоянных величин из-под знака интеграла:

$$I = 5.77 \cdot 10^{-4} Z \overline{E^2} = 5.77 \cdot 10^{-4} Z \epsilon^2. \quad (6)$$

Таким образом, интенсивность тормозного излучения в общем случае пропорциональна атомному номеру тормозящего вещества и квадрату среднеквадратической энергии электронов ϵ . Если аппроксимировать спектр бета-электронов спектром Ферми, то среднеквадратическая энергия равна

$$\varepsilon = E_0 \sqrt{\frac{E_0 + 3.5m_0c^2}{3.5E_0 + 17.5m_0c^2}}. \quad (7)$$

Из (7) следует, что пропорциональность между среднеквадратической энергией разрешенного бета-спектра и его граничной энергией имеет место лишь в нерелятивистском приближении. Для большинства реальных значений граничной энергии отношение ε^2/E_0^2 представляет собой монотонную, слабо изменяющуюся функцию E_0 . Усреднив эту функцию в интервале энергии $0 \leq E_0 \leq 3m_0c^2$, получим

$$E_0/\varepsilon = 2.147 \pm 0.056. \quad (8)$$

Подставляя (8) в формулу (6), приходим к выражению

$$I = 1.25 \cdot 10^{-4} Z E_0^2 = 1.25 \cdot 10^{-4} Z \varepsilon^2. \quad (9)$$

Оно с точностью до 1.6% совпадает с соотношением (4), что подтверждает универсальность среднеквадратической энергии как основной энергетической характеристики при расчете интенсивности тормозного излучения, вне зависимости от природы электронного излучения.

Исходя из вышеизложенного, будем использовать в качестве основного соотношение (6), и на основании его рассмотрим задачу о генерировании вторичного тормозного излучения в гетерогенной защите, состоящей из слоев различных материалов с разными атомными номерами. В простейшем случае такая защита состоит из двух слоев материалов: легкого с малым атомным номером z (например, органика) и тяжелого с большим атомным номером Z (например, свинецсодержащий композиционный материал). Причем, слой тяжелого материала достаточно толстый, способный полностью поглотить электронное излучение, вне зависимости от наличия легкого материала. Электроны, проходя слой легкого ($z \cong 5$) материала, частично (или полностью) поглощаются, частично тормозятся. Известно, что при толщинах фильтра d порядка экстраполированного пробега R закон ослабления потока бета-электронов близок к экспоненциальному [4]

$$n = n_0 \cdot \exp(-\mu d) = n_0 \cdot \exp[-(\mu \cdot R)(d/R)]. \quad (10)$$

Существует множество данных и эмпирических формул для расчетов экстраполированных пробегов и массовых коэффициентов ослабления бета-излучения. Однако для нашей цели (нахождения аналитического метода расчета интенсивности тормозного излучения в гетерогенной защите) конкретные значения этих величин не существенны. Важен

только тот факт, что через фильтр, равный по толщине экстраполированному пробегу, проходит 5-7% бета-электронов. Поэтому при конструировании защит от электронов их толщина выбирается близкой к $1.25R$. Это дает основание из соотношения

$$n/n_0 = \exp(-\mu \cdot R) = 0.06 \quad (11)$$

определить величину произведения $\mu \cdot R = 2.8$. Таким образом, относительное ослабление потока (и соответствующее уменьшение тормозного излучения, образуемого в свинецсодержащем материале) определяется из формулы (10) как

$$n/n_0 = \exp(-2.8d/R). \quad (12)$$

Второй фактор ослабления тормозного излучения, как следует из (10), – понижение среднеквадратической энергии электронов ϵ при их прохождении через фильтр. Рассматривая ϵ как функцию толщины фильтра в долях экстраполированного пробега, разлагая в ряд по степеням d/R , ограничиваясь первым приближением и условием полного поглощения потока при $d/R = 1.25$, легко получить

$$\epsilon(d/R)/\epsilon(0) = (1 - 0.8d/R). \quad (13)$$

В целом коэффициент ослабления интенсивности вторичного тормозного излучения, генерируемого в тяжелом материале, очевидно равен произведению относительного уменьшения потока электронов на квадрат относительного снижения среднеквадратической энергии:

$$F = \frac{n(d/R) \cdot \epsilon^2(d/R)}{n_0 \cdot \epsilon^2(0)}. \quad (14)$$

Формул (12 – 14) достаточно для оценок снижения интенсивности вторичного фотонного излучения, образуемого в тяжелом материале. Однако для удобства расчетов полезно заменить линейную аппроксимацию $\epsilon(d/R)$ в (13) на экспоненту. В пределах толщин фильтров до половины экстраполированного пробега линейная зависимость в (13) с точностью до 10% совпадает с экспонентой, а эффект ослабления потока превышает эффект снижения среднеквадратической энергии. Учитывая это, можно получить очень простую зависимость для коэффициента ослабления (14):

$$F \cong \exp(-4.4d/R). \quad (15)$$

Эта зависимость является результатом аппроксимации произведения экспоненты (12) на квадрат линейной зависимости (13) экспоненциальной функцией с показателем $(-4.4d/R)$. Правомерность такой замены мы обсудим ниже при сравнении полученных формул с экспериментом.

Таким образом, если интенсивность тормозного излучения, образуемого нефильтрованным потоком электронов в толстом слое тяжелого материала, равна $I_0 = 5.77 \times 10^{-4} Z \varepsilon^2(0)$ (смотри (6)), то при наличии фильтра она составит

$$I = I_0 \cdot \exp(-4.4d/R). \quad (16)$$

Формула (16) не учитывает тормозного излучения, образуемого в фильтре. Эту поправку легко найти, проведя следующий “мысленный эксперимент”. Заменяем толстый слой тяжелого материала с атомным номером Z на толстый же слой легкого материала фильтра с номером z (например, просто увеличив толщину фильтра до полного поглощения электронов). Интенсивность излучения I_1 , образуемого электронами в этом слое за пределом толщины d в легком материале, в $\frac{z}{Z}$ меньше интенсивности, определяемой формулой (16). Полная (от начала торможения до остановки) интенсивность тормозного излучения равна $I_2 = \frac{z}{Z} I_0$, а вклад излучения от фильтра $I_3 = I_2 - I_1$. Тогда суммарная интенсивность тормозного излучения, образуемого потоком электронов, полностью поглощенных в двухслойной защите, равна $I_\Sigma = I + I_3$, что после соответствующих элементарных преобразований приводит к

$$I_\Sigma = \frac{I_0}{Z} [(Z - z) \exp(-4.4d/R) + z]. \quad (17)$$

Формула (17) определяет интенсивность всего тормозного излучения, которое не изотропно, и часть которого поглощается, в том числе – в тяжелом материале защиты. Если в защищаемый объект или измерительный прибор попадает K -тая доля тормозного излучения из тяжелого и κ -тая из легкого материала, то формула (16) преобразуется в

$$\Delta I_\Sigma = \frac{I_0}{Z} [(KZ - \kappa z) \exp(-4.4d/R) + \kappa z]. \quad (18)$$

Экспериментальная проверка полученных закономерностей основана на том, что при облучении двухслойного пакета защитных материалов интенсивность тормозного излучения зависит от ориентации пакета относительно пучка электронов. Если в условиях, близких к “хорошей геометрии”, пакет находится между источником и детектором и

обращен тяжелым материалом к источнику, то регистрируется интенсивность, равная сумме интенсивностей излучения, образовавшегося в тяжелом материале и попавшего в детектор, и гамма-фона: $\Delta I_{\downarrow} = K I_0 + I_{\gamma}$. Если пакет обращен легким материалом к источнику, то регистрируется интенсивность, равная $\Delta I_{\uparrow} = \Delta I_{\Sigma} + I_{\gamma}$. Образуя комбинацию измеряемых величин $(\Delta I_{\downarrow} - \Delta I_{\uparrow})/\Delta I_{\downarrow}$ с учетом (18), получим

$$(\Delta I_{\downarrow} - \Delta I_{\uparrow})/\Delta I_{\downarrow} = \frac{I_0(KZ - \kappa z)}{(K I_0 + I_{\gamma})Z} [1 - \exp(-4.4d/R)]. \quad (19)$$

Обозначая комбинацию величин, стоящую перед квадратными скобками в (19) как $C = \frac{I_0(KZ - \kappa z)}{(K I_0 + I_{\gamma})Z}$ и нормируя на нее левую часть этого выражения, имеем:

$$(\Delta I_{\downarrow} - \Delta I_{\uparrow})/C \Delta I_{\downarrow} = [1 - \exp(-4.4d/R)]. \quad (20)$$

Или, сравнивая с формулой (15), получаем соотношение

$$(\Delta I_{\downarrow} - \Delta I_{\uparrow})/C \Delta I_{\downarrow} = (1 - F), \quad (21)$$

связывающее измеряемые величины с F – экспоненциальной зависимостью (15), требующей экспериментального подтверждения. Смысл величины C прозрачен – это максимальный коэффициент ослабления при измерениях с толщинами фильтров, полностью поглощающих электроны. В нашем случае эта величина составляла 6.2% в измерениях с источниками стронций-90 и радий-226. При малых толщинах электронных фильтров измерения с радиометром невозможны из-за малости наблюдаемого эффекта (использовался дозиметр-радиометр СРП-68-01). Поэтому при толщинах фильтра, меньших четверти экстраполированного пробега, были использованы данные Кнопа и Пауля [4], полученные на магнитном спектрометре и пересчитанные с использованием формулы (14). Сравнение результатов измерений с зависимостью (21) показано на рис. 1. Сплошная кривая на рисунке – результат расчета функции $(1 - F)$ по формуле (20). Экспериментальные данные – значения комбинации величин $(\Delta I_{\downarrow} - \Delta I_{\uparrow})/C \Delta I_{\downarrow}$. Открытые точки – результаты измерений с радием-226 в равновесии с дочерними продуктами бета-распада (эффективная граничная энергия 1.95 МэВ, раздел 15.5 в [1]). Закрытые – со стронцием-90 (граничная энергия бета-спектра 2.26 МэВ). Треугольники – данные Кнопа и Пауля (электроны с энергией 2.81 МэВ, параграф 1.2 в [4]). Величина χ^2 для двух степеней свободы (нормировка двух различных групп экспериментальных данных), представленных на рис. 1, равна $\chi^2 = 1.64$. С нашей точки зрения, учитывая точность исходных полуэмпирических формул и сделанные допущения, расчет и

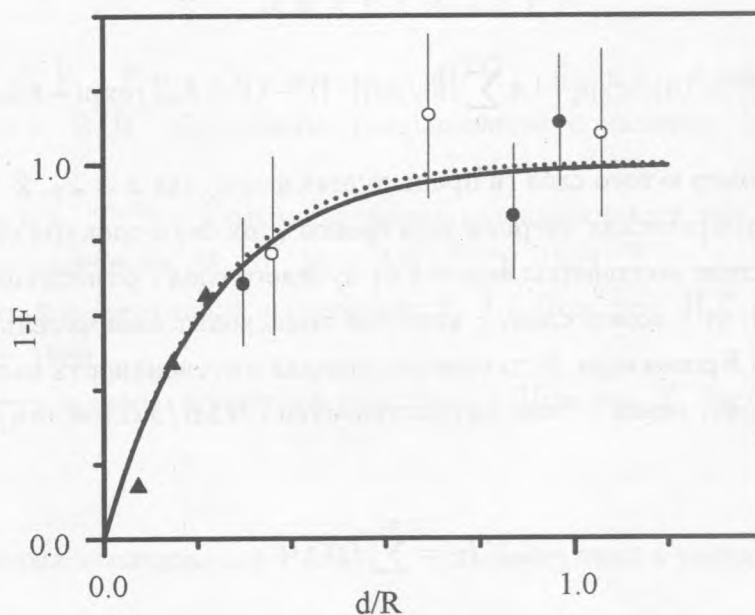


Рис. 1. Сравнение экспериментальных данных с расчетом ослабления тормозного излучения в двухслойной защите. По оси абсцисс – толщина слоя легкого материала (фильтра) в единицах экстраполированного пробега. Слой тяжелого – бесконечно толстый. По оси ординат – характеристика эффективности фильтра: отношение интенсивности подавленного фильтром электронов тормозного излучения к его максимальной интенсивности без фильтра. Открытые точки – измерения с радием-226, закрытые – со стронцием-90, треугольники – данные Кнопа и Пауля.

измерения находятся в удовлетворительном согласии. Пунктирная кривая на рисунке представляет расчет аналогичной функции $(1-F)$ зависимости без замены линейной аппроксимации $\varepsilon(d/R)$ в (13) на экспоненту. При сравнении результатов видно, что выбор типа аппроксимации при оценках в пределах точности порядка нескольких процентов не существен.

Предлагаемый в данной работе метод расчета интенсивности тормозного излучения основан на учете ослабления потока электронов и уменьшения их среднеквадратической энергии. Его легко обобщить на любое число слоев материалов в защите, последовательно учитывая изменения этих величин при переходе от слоя к слою. Если защита состоит из многих слоев, то интенсивность тормозного излучения, образуемого в k -том слое I_k , оказывается при таком подходе равна:

$$I_{\kappa} = 5.77 \cdot 10^{-4} Z_{\kappa} \varepsilon^2(0) \cdot \exp\left[-4.4 \sum_0^{\kappa-1} (d_i/R_i)\right] \cdot [1 - (1 - \delta_{\kappa m}) \exp(-4.4 d_{\kappa}/R_{\kappa})], \quad (22)$$

где Z_{κ} – атомный номер κ -того слоя (в предыдущих формулах $z = Z_1, Z = Z_2$); $\varepsilon(0)$ – начальная среднеквадратическая энергия электронов (для бета-спектра смотри (8)), суммирование в показателе экспоненты ведется от нулевого слоя с относительной толщиной $d_0/R_0 = 0$ (вакуум): m – номер слоя, в котором происходит окончательное поглощение пучка, $\delta_{\kappa m}$ – символ Кронеккера. Естественно, полная интенсивность излучения, образующегося во всех слоях, равна сумме интенсивностей (*МэВ/электрон*), генерируемых в отдельных слоях:

$$I_{\Sigma} = \sum_1^m I_{\kappa}. \quad (23)$$

Прямая экспериментальная проверка последних двух формул не проводилась. Косвенно правильность соотношений (22) и (23) подтверждается тем, что из них непосредственно следуют формулы (1) и (17), первая из которых является общепринятой и может быть получена из (22), (23) двумя способами, а вторая сравнивается с экспериментом в данной работе. Кроме того, можно рассмотреть в качестве приближения к гомогенной композиционной защите слоистую защиту, состоящую из множества ($m \geq 30$) чередующихся, одинаковых по относительной толщине слоев двух материалов (например, алюминия и свинца). Тогда, усредняя результаты по порядку чередования слоев, легко получить величину среднего атомного номера для такой защиты и убедиться, что он совпадает со средним номером, вычисленным по правилу Виярда (3). С точки зрения авторов это – наиболее существенный аргумент в пользу правильности полученных результатов, поскольку при таком сравнении важна зависимость экстраполированного пробега от атомного номера тормозящего вещества.

Известно, что до настоящего времени не существует достаточно точной теории, способной описать энергетические потери электронного пучка в толстых слоях вещества. Поэтому для решения конкретных задач используются эмпирические зависимости и усредненные величины. Результаты данной статьи расширяют область применимости такого подхода в одном из конкретных и практически важных случаев.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Гогин Е. Е., Емельяненко В. М., Бенецкий Б. А., Филатов В. Н. Сочетанные радиационные поражения. М., ППО "Известия", 2000.
- [2] Горшков Г. В. Гамма-излучение радиоактивных тел и элементы расчета защиты от излучения. М., Л., Изд. АН СССР, 1959.
- [3] Защита от ионизирующих излучений: Т. 1./ Под. ред. Н.Г. Гусева. М., Энергоатомиздат, 1989.
- [4] Альфа-, бета- и гамма спектроскопия: Вып. 1/Под. ред. К. Зигбана. М., Атомиздат, 1969.

Институт ядерных исследований РАН

Поступила в редакцию 16 июня 2006 г.