

ЗАЩИТНЫЕ ТОНКОПЛЕНОЧНЫЕ МНОГОСЛОЙНЫЕ ЭКРАНЫ ОТ РЕНТГЕНОВСКОГО И ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ

В.А. Белоус, А.О. Комаров*, Б.А. Шилев

*Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»,
г. Харьков, Украина;*

** Национальный Университет им. В.М. Каразина, г. Харьков, Украина*

Рассмотрены защитные многослойные пленочные системы для γ -квантов с использованием явления альbedo для легких материалов и поглощения тяжелыми металлами. Приведен результат расчета для гамма-квантов с энергией 60 кэВ.

Для создания компактной локальной защиты от рентгеновского и гамма-излучения широко энергетического спектра используется современная радиационная технология производства многослойных тонкопленочных систем плоскопараллельных слоев, образованных последовательным осаждением различных металлов из плазмы или созданных с помощью прокатного стана. Материалы с высокой отражательной способностью (высоким значением альbedo) прозрачны для рентгеновского и гамма-излучения высокой энергии, материалы с высоким сечением поглощения рентгеновского и гамма-излучения – непрозрачны и обладают очень низкой отражательной способностью. Создание такого многослойного защитного экрана требует оптимизации не только толщин тонких пленок, но также последовательности материалов разного типа. Слои материалов с очень разными свойствами в отношении поглощения и отражения рентгеновского и гамма-излучения, металлы и

нематаллы могут быть скомбинированы в оптимальной последовательности в направлении падения излучения. При этом учитывается многократное внутреннее отражение излучения в среде поглощения, ограниченной двумя отражающими поверхностями (слоями материалов) с высоким значением альbedo (рис. 1).

Величина альbedo гамма-излучения определяется законом комптоновского рассеяния и зависит от угла падения γ -квантов на отражающую поверхность материала [1]. Доля интенсивности излучения, прошедшая от одной отражающей поверхности к другой отражающей поверхности в среде поглощения определяется законом поглощения Бэра-Ламберта:

$$t = \exp [\mu \cdot d \cdot \text{Sec} \theta], \tag{1}$$

где d – толщина поглощающего слоя, μ – коэффициент поглощения; θ – угол падения гамма-кванта относительно нормали к поверхности раздела сред.

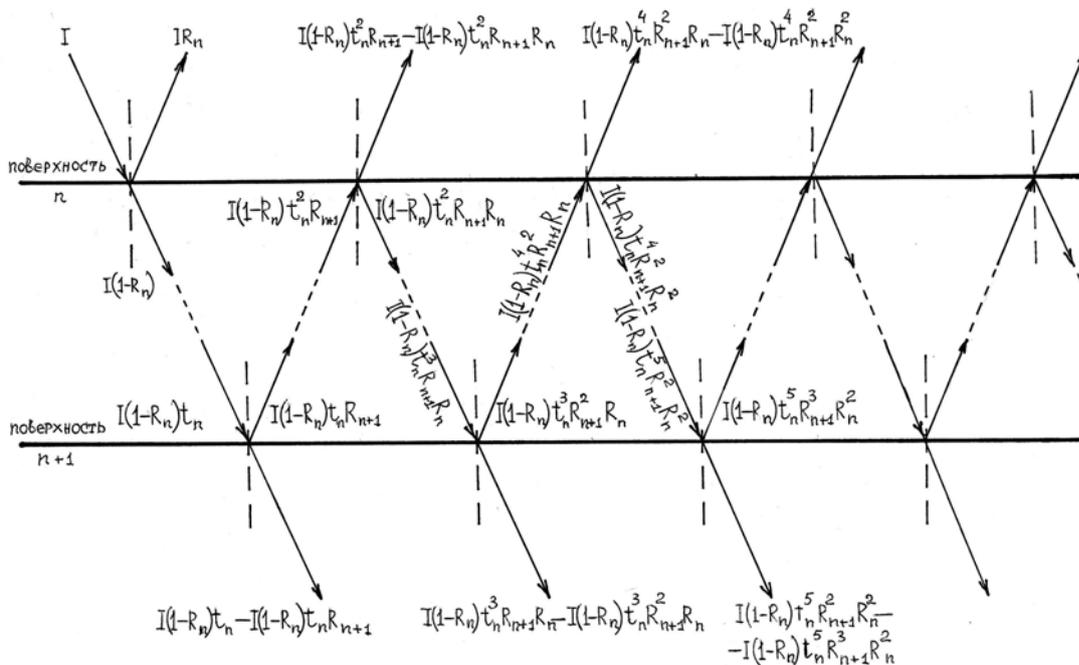


Рис.1. Прохождение излучения внешнего источника через две поверхности

Коэффициент полного отражения внешнего излучения, падающего на пакет плоскопараллельных пластин, определяется в соответствии с рис.1. Доля потока излучения I , равная IR_n , отражается от поверхности n , оставшаяся часть $I(1-R_n)$ проходит через поверхность n и попадает в среду с поглощением. Прошедший поглощающую среду поток излучения $I(1-R_n) \cdot t_n$ достигает нижней поверхности, часть его $I(1-R_n) \cdot t_n \cdot R_{n+1}$ отражается от поверхности $n+1$, вторая часть $I(1-R_n) \cdot t_n - I(1-R_n) \cdot t_n \cdot R_{n+1}$ проходит через поверхность $n+1$.

Отраженная от поверхности $n+1$ часть потока $I(1-R_n) \cdot t_n \cdot R_{n+1}$ проходит среду поглощения в направлении поверхности n и достигает ее с интенсивностью $I(1-R_n) \cdot t_n^2 \cdot R_{n+1}$ часть этого потока $I(1-R_n) \cdot t_n \cdot R_{n+1} \cdot R_n$ отражается внутрь среды поглощения, а вторая часть $I(1-R_n) \cdot t_n^2 \cdot R_{n+1} - I(1-R_n) \cdot t_n \cdot R_{n+1} \cdot R_n$ пересекает поверхность "n" и вносит вклад в отраженное от пакета пластин излучение.

На рис.1 показано, что излучение распространяется в среде поглощения между отражающими поверхностями n и $n+1$ через бесконечное число следующих друг за другом внутренних отражений, дающих бесконечную серию вкладов в излучение, отраженное от пакета пластин во внешнее пространство выше поверхности n :

$$IR = IR_n + IR_{n+1} \cdot t_n^2 (1-R_n) - IR_{n+1} \cdot R_n \cdot t_n^2 (1-R_n) + IR_{n+1}^2 \cdot R_n \cdot t_n^4 (1-R_n) - IR_{n+1}^2 \cdot R_n^2 \cdot t_n^4 (1-R_n) + \dots \quad (2)$$

В этом выражении "R" - доля начальной интенсивности источника, отраженной от пакета пластин. Разделив и умножив правую часть уравнения (2) на R_n , получили:

$$IR = IR_n + \frac{I(1-R_n)}{R_n} \cdot (R_{n+1} \cdot R_n \cdot t_n^2 + R_{n+1}^2 \cdot R_n \cdot t_n^4 + \dots). \quad (3)$$

Если произведение $R_{n+1} \cdot R_n \cdot t_n^2 = x$, то выражение в скобках можно представить в виде:

$$1 + x + x^2 + x^3 + \dots - 1,$$

и сумма этого бесконечного ряда равна $(1/(1-x) - 1)$. Поэтому уравнение (2) упрощается

$$IR = IR_n + \frac{I(1-R_n)}{R_n} \cdot \frac{1}{(1 - R_n \cdot R_{n+1} \cdot t_n^2) - 1} \quad (4)$$

или

$$IR = IR_n + \frac{I(1-R_n) \cdot R_{n+1} \cdot t_n^2}{1 - R_n \cdot R_{n+1} \cdot t_n^2}. \quad (5)$$

Из этого выражения следует, что коэффициент отражения излучения R пакетом пластин равен:

$$R = R_n + \frac{(1-R_n) \cdot R_{n+1} \cdot t_n^2}{1 - R_n \cdot R_{n+1} \cdot t_n^2}. \quad (6)$$

Для случая $n = 1$ (см. рис. 1, получим

$$R = R_1 + \frac{(1-R_1) \cdot R_2 \cdot t_1^2}{1 - R_1 \cdot R_2 \cdot t_1^2}. \quad (7)$$

Аналогичным образом, суммируя потоки излучения, прошедшие нижнюю поверхность $n+1$, получим коэффициент пропускания:

$$t = \frac{(1-R_n) \cdot (1-R_{n+1}) \cdot t_n}{1 - R_n \cdot R_{n+1} \cdot t_n^2}, \quad (8)$$

что в случае $n = 1$ приводит к выражению

$$t = \frac{(1-R_1) \cdot (1-R_2) \cdot t_1}{1 - R_1 \cdot R_2 \cdot t_1^2}, \quad (9)$$

где R_1, R_2, \dots, R_n - альbedo материала отражающих слоев.

Если $R_1 = R_2 = R$, то выражение (9) для коэффициента пропускания принимает вид:

$$t = \frac{(1-R)^2 \cdot t_1}{1 - R^2 \cdot t_1^2}. \quad (10)$$

Коэффициент пропускания t будет минимальным для минимального значения коэффициента пропускания t_1 поглощающего слоя и максимальных величин коэффициентов отражения R (альbedo). Максимальный коэффициент поглощения гамма-излучения имеют тяжелые металлы (вольфрам, свинец), обладающие высоким сечением фотоэлектрического поглощения гамма-квантов. Максимальные коэффициенты отражения γ -квантов (альbedo) имеют легкие металлы (бериллий, магний, алюминий), имеющие высокие сечения комптоновского рассеяния. Это соответствует выводу работы [2], что структура многослойной системы, отвечающей наилучшему выбору материалов, должна соответствовать самой большой разнице величин альbedo гамма-излучения чередующихся слоев.

В соответствии с кинематическими соотношениями при рассеянии на электроне энергия гамма-квантов уменьшается, величина потери этой энергии достигает максимума при рассеянии возрастает в соответствии с формулой Клейна-Нишины [3]:

$$\sigma = \sigma_m [1 - f(\epsilon)], \quad (11)$$

где $\sigma_m = 8\pi r_0^2/3$, сечение Томпсона-Клейна-Нишины γ -квантов в единицах $m_e c^2$ (энергия покоя электрона)

$$\epsilon = E_\gamma / m_e c^2,$$

где r_0 - классический радиус электрона

$$(r_0 = 2,8 \cdot 10^{-13} \text{ см}).$$

Рост сечения комптоновского рассеяния приводит к увеличению коэффициента отражения R (альbedo) гамма-квантов, а уменьшение их энергии - к возрастанию коэффициента их поглощения материалом среды распространения в связи с увеличением сечения фотоэлектрического поглощения гамма-квантов [4]. При малых энергиях гамма-квантов функция $f(\epsilon) \rightarrow 0$ и $\sigma \rightarrow \sigma_m = 0,66 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ (рис.2), а угловое распределение γ -квантов (дифференциальное сечение рассеяния) будет соответствовать формуле Томпсона [5]:

$$\left(\frac{\partial \sigma}{\partial \Omega}\right)_T = \frac{r_0^2}{2} (1 + \cos^2 \theta). \quad (12)$$

Такая зависимость определяет место комптоновского рассеяния среди других процессов взаимодействия γ -квантов с веществом, ответственных за потери их энергии при прохождении через защитные экраны. Комптоновское рассеяние дает главный вклад в

энергетические потери гамма-квантов в свинце при энергиях $E_\gamma = 1 \dots 10$ МэВ, в алюминии этот диапазон составляет $E_\gamma = 0,1 \dots 30$ МэВ. Ниже этих областей энергий с комптоновским рассеянием успешно конкурируют фотоэлектрическое поглощение гамма-квантов, в котором γ -квант исчезает, а его энергия преобразуется в кинетическую энергию электрона (за вычетом энергии связи электрона в атоме).

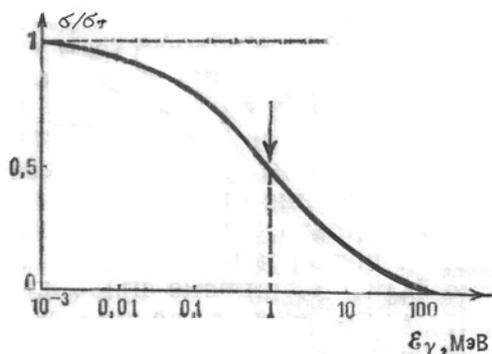
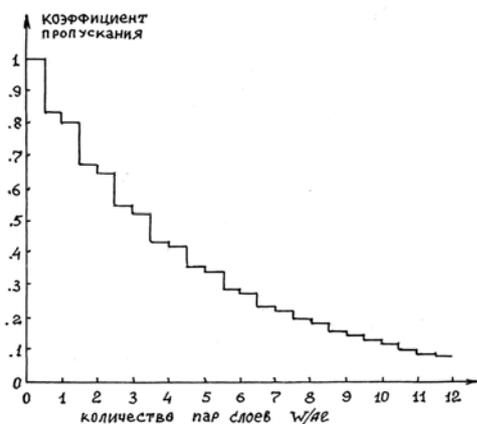


Рис.2. График зависимости полного сечения σ комптон-эффекта (в ед. сечения классич. рассеяния σ_T) от энергии фотона ϵ_γ ; стрелка указывает энергию, которой начинается рождение электрон-позитронных пар [3]



ЗАХИСНІ ТОНКОПЛІВКОВІ БАГАТОШАРОВІ ЕКРАНИ ВІД РЕНТГЕНІВСЬКОГО І ГАМА-ВИПРОМІНЮВАННЯ

В.А. Білоус, О.О. Комаров, Б.А. Шиліяєв

Розглянуто захисні багат шарові плівкові системи для γ -квантів з використанням явища альбеда для легких матеріалів і поглинання важкими металами. Приведено результат розрахунку для гама-квантів з енергією 60 кеВ.

PROTECTIVE THIN FILM MULTI-LAYERS SCREENS FROM X-RAY AND GAMMA-RADIATIONS

V.A. Belous, A.O. Komarov, B.A. Shilyaev

The protective multi-layers systems are considered for γ -quantum with the use of the phenomenon of albedo for easy materials and absorption by heavy metals. The result of calculation is resulted for gamma-quantum with energy 60 keV.

Рис.3. Коэффициент пропускания излучения гамма-квантов с энергией 60 кэВ (прозрачность) через последовательный набор пар слоев W/Al (толщина слоев W - $2,5 \cdot 10^{-3}$ см и Al - $4,5 \cdot 10^{-2}$ см

Расчеты прозрачности пар слоев из W ($2,5 \cdot 10^{-3}$ см) и Al ($4,5 \cdot 10^{-2}$ см) для гамма-квантов с энергией 60 кэВ при их последовательном прохождении набора из 12 пар чередующихся слоев по описанной выше методике приведены на рис.3. Обращает на себя внимание резкое падение прозрачности с увеличением толщины фильтра до 3...4 слоев. Полученные результаты согласуются с общими выводами работы [6], посвященной исследованию многослойного отражающего фильтра, полученного методом магнетронного напыления слоев.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б.П. Булатов, Б.А. Ефименко, В.Г. Золотухин, В.А. Климов, В.П. Машкович. *Альбеда гамма-излучения*. М.: «Атомиздат», 1968, 423 с.
2. A.V. Tikhonravov. Some theoretical aspects of thin-film optics and their applications. // *Applied Optics*. 1993, v.32, N. 28, p.5417-5426.
3. *Физический энциклопедический словарь*. М.: «Сов. энциклопедия», 1983, с.928
4. Э. Сторм, Х. Израэль. *Сечения взаимодействия гамма-излучения (для энергий 0,001-100 МэВ и элементов с 1 по 100)*: Справочник. М.: «Атомиздат», 1973, с. 256.
5. О.Н. Лейпунский, Б.В. Новожилов, В.Н. Сахаров. *Распределение гамма-квантов в веществе*. М.: Изд. физ.-мат. лит., 1960, с.208.
6. C. Rickers, M. Vergohl. Spectrally selective reflecting thin-films filters for laser display technology // *Thin Solid Films*. 2003, №442, p.145-152.