

05.2;07;12

Об ослаблении рентгеновского излучения ультрадисперсными средами

© В.А. Артемьев

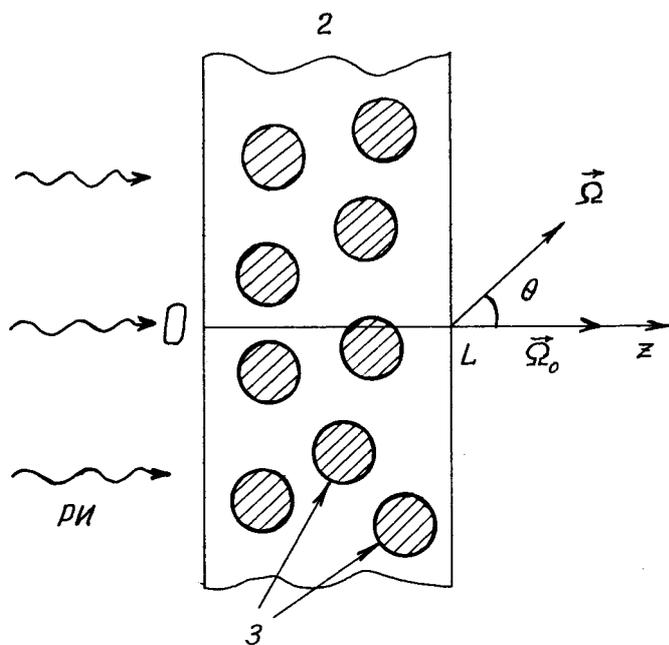
Государственный НИИ технологии материалов

Поступило в Редакцию 25 июля 1996 г.

Получены теоретические оценки величины усиления поглощения рентгеновского излучения ультрадисперсными средами по сравнению с обычными поликристаллическими материалами одинаковой массовой толщины. Сделан вывод, что использование материалов на основе ультрадисперсных порошков может обеспечить лучшие защитные характеристики от рентгеновского излучения и тепловых нейтронов.

1. Новый класс материалов — ультрадисперсные среды — представляет собой ансамбль частиц размером менее 0.1 мкм, обладает уникальными тепловыми, механическими, магнитными и другими свойствами [1]. Однако особенности взаимодействия ионизирующего излучения с ультрадисперсными средами практически не исследованы [2].

При описании распространения рентгеновского излучения в веществе учитывают три основных механизма: фотоэлектрическое поглощение, когерентное и некогерентное рассеяние на атомах [3]. Соизмеримость размеров ультрадисперсных частиц ($\sim 2-10$ нм) [1,2] и длины волны излучения λ (~ 0.1 нм) обуславливает эффективное когерентное рассеяние рентгеновского излучения ультрадисперсными частицами, что можно рассматривать как проявление специфического механизма взаимодействия рентгеновского излучения с ультрадисперсными средами в дополнение к трем вышеуказанным. Эффективный угол θ_1 однократного когерентного рассеяния фотонов на неоднородности размером a есть $\theta_1 \sim \lambda/a \ll 1$ [4]. После рассеяния на N случайно расположенных неоднородностях угол отклонения излучения от начального направления $\theta_N \sim \theta_1 N^{1/2}$ может достигать заметной величины в случае большой концентрации рассеивателей. Когерентное рассеяние рентгеновского излучения на ультрадисперсных частицах приводит к увеличению оптической длины пути фотонов в ультрадисперсных средах и к их дополнительному поглощению по сравнению с обычным поликристаллическим образцом.



1 — рентгеновское излучение, 2 — ультрадисперсная среда, 3 — ультрадисперсные частицы.

В настоящей работе приведена теоретическая оценка отличий в ослаблении рентгеновских лучей ультрадисперсными средами и обычными поликристаллическими материалами, в которых размеры отдельных зерен составляют $\sim 10^2$ мкм [5].

2. Для ясности изложения сделаем несколько упрощающих предположений. Представим ультрадисперсную среду в виде плоскопараллельной пластины толщиной L , которая содержит одинаковые круглые частицы радиусом a , скрепленные между собой непоглощающим и нерассеивающим связующим (см. рисунок). Эта модель реалистично описывает различные ультрадисперсные среды, например: лежащий "внасыпку" ультрадисперсный порошок; порошок из тяжелого металла (W, Pb и др.), скомпактированный полимерным связующим; аэрозоль в атмосфере. На пластину падает перпендикулярно поверхности поток

излучения с длиной волны λ . Ограничимся только двумя механизмами взаимодействия фотонов с веществом: атомным фотопоглощением и малоугловым упругим когерентным рассеянием фотонов на ультрадисперсных частицах (это обеспечивает оценку "снизу" величины отличий). Обозначим через $N_{\text{рас}}$ концентрацию частиц в ультрадисперсной среде. Используя малость θ_1 , запишем уравнение переноса излучения в дифференциальной форме [4]:

$$\mu \frac{\partial I(z, \mu)}{\partial z} = - \sum_{\Phi} I(z, \mu) + \frac{\langle \theta_s^2 \rangle}{4} \left\{ \frac{\partial}{\partial \mu} (1 - \mu^2) \frac{\partial I(z, \mu)}{\partial \mu} \right\}, \quad (1)$$

где $I(z, \mu)$ — плотность потока фотонов с направлением распространения Ω на данной глубине z ; $\mu = \Omega \Omega_0 = \cos \theta$; Ω' и Ω — единичные векторы скорости фотона до и после рассеяния; \sum_{Φ} — коэффициент ослабления за счет фотопоглощения; $\langle \theta_s^2 \rangle = 2\pi \int_0^{\pi} \theta'^3 w(\theta') d\theta'$; $w(\theta') = N_{\text{рас}} d\sigma(\theta')$ — вероятность рассеяния фотона на угол $\theta' = \arccos(\Omega' \Omega)$ на единице пути; $d\sigma = 0.5 \cdot (e^2 n / mc^2)^2 \cdot (1 + \cos^2 \theta') \cdot \left| \int dV' \exp(-i\mathbf{q}\mathbf{r}') \right|^2 \cdot d\Omega$ — сечение упругого когерентного рассеяния фотона на ультрадисперсной частице; e и m — заряд и масса электрона; c — скорость света; n — средняя полная электронная плотность вещества; $\mathbf{q} = \mathbf{k} - \mathbf{k}'$, \mathbf{k}' и \mathbf{k} — волновые векторы фотона до и после рассеяния; интегрирование проводится по объему ультрадисперсной частицы. Учитывая соотношения $ka \gg 1$, находим

$$\langle \theta_s^2 \rangle \cong \pi N_{\text{рас}} (ka)^{-4} \times (4\pi r_e Z n_{\text{ат}} a^3)^2 \times [\ln(4ka) + \gamma - 1],$$

где $k = 2\pi/\lambda$; $r_e = e^2/mc^2 \cong 2.82 \times 10^{-13}$ см — классический радиус электрона; Z и $n_{\text{ат}}$ — атомный номер и концентрация атомов вещества ультрадисперсной частицы; $\gamma = 0.5772 \dots$

Полагая толщину L такой, чтобы вероятность отклонения фотона на большие углы θ была незначительной, получим [4] решение уравнения (1) в диффузионном приближении:

$$I(z, \theta) \cong I_0 \exp\left(-\sum_{\Phi} z\right) \left(\pi z \langle \theta_s^2 \rangle\right)^{-1} \times \exp\left\{-\left[0.5 \sum_{\Phi} z + (z \langle \theta_s^2 \rangle)^{-1}\right] \theta^2\right\}.$$

Интегрируя $I(z, \theta)$ по всем углам, чтобы определить плотность потока фотонов на глубине z безотносительно к направлению движения, получим $I(z) = I_0 \exp(-\sum_{\Phi} z) (1 + 0.5 \langle \theta_s^2 \rangle \sum_{\Phi} z^2)^{-1}$.

Введем коэффициент β , показывающий, во сколько раз увеличится ослабление пучка рентгеновского излучения после прохождения через ультрадисперсную среду по сравнению с обычным поликристаллическим образцом одинаковой массовой толщины. В принятой модели ослабление рентгеновского излучения обычным образцом будет $I^*(z) = I_0 \exp(-\sum_{\phi} z)$, тогда $\beta = I^*(z)/I(z) = 1 + 0.5 \langle \theta_s^2 \rangle \sum_{\phi} z^2$. Еще раз отметим: сделанные приближения дают для β оценку "снизу".

3. Приведем численные оценки β для $\lambda = 0.1$ нм в зависимости от размеров ультрадисперсных частиц из вольфрама. Пусть монодисперсный ультрадисперсный порошок скомпактирован в пластину толщиной $L = 1$ мм (см. рисунок) и имеет массовую толщину, эквивалентную 0.5 мм пластины из обычного поликристаллического вольфрама. Для частиц размером 10 нм имеем концентрацию $N_{\text{рас}} = 10^{18} \text{ см}^{-3}$, размером 6 нм — $N_{\text{рас}} = 4.6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$; размером 3 нм — $N_{\text{рас}} = 3.7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Используя данные по фотопоглощению [6], получим значения $\beta = 1.2, 1.3$ и 1.5 для указанных размеров ультрадисперсных частиц соответственно. Таким образом, использование материалов в ультрадисперсном состоянии увеличивает их защитные свойства на десятки процентов и более, что соотносится с экспериментальными данными [7–9].

4. Ослабления рентгеновского излучения в ультрадисперсной среде вследствие механизма когерентного рассеяния фотонов на ультрадисперсных частицах является дополняющим к всегда присутствующим механизмам когерентного и некогерентного рассеяния излучения на атомах вещества, все приведенные рассуждения применимы и к обычным поликристаллическим материалам. Однако поскольку средняя величина зерен D в поликристаллическом образце $\sim 10^2$ мкм (к примеру, величина D для Al и W составляет 80 и 60 мкм соответственно [5]), угол когерентного рассеяния фотонов на отдельных зернах ($\sim \lambda/D$) и концентрация зерен ($N_{\text{рас}}$) значительно меньше, чем в ультрадисперсной среде (для образцов одинаковой массовой толщины). Поэтому величина β для обычного поликристаллического материала практически не отличается от 1 по сравнению с материалом, имеющим полностью неупорядоченную (аморфную) структуру.

В заключение отметим, что ультрадисперсные среды могут являться более эффективной защитой и от тепловых нейтронов, длина волны которых ~ 0.1 нм и более.

Список литературы

- [1] *Морохов И.Д., Трусов Л.И., Чижик С.П.* Ультрадисперсные металлические среды. М.: Атомиздат, 1979.
- [2] *Морохов И.Д., Трусов Л.И., Лаповок В.Н.* // Физические явления в ультрадисперсных средах. М.: Энергоатомиздат. 1984.
- [3] *Мухин К.Н.* Экспериментальная ядерная физика. Т. 1. М.: Энергоатомиздат. 1983.
- [4] *Калашиников Н.П., Ремизович В.С., Рязанов М.И.* Столкновения быстрых заряженных частиц в твердых телах. М.: Атомиздат, 1980.
- [5] *Уманский Я.С., Финкельштейн Б.Н., Блантер М.Е.* и др. Физическое металловедение. М.: Металлургиздат, 1955. С. 339.
- [6] *Физические величины: Справочник* / Под ред. И.С. Григорьева и Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991.
- [7] *Ткаченко В.И., Юпенков В.А., Крикун Ю.А.* и др. Бюллетень ВАК РФ. 1994. № 5–6. С. 44.
- [8] *Артемьев В.А., Чуляев С.В., Крикун Ю.А.* и др. // Атомная энергия, 1995. Т. 78. В. 3. С. 186–191.
- [9] *Чуляев С.В., Грудский М.Я., Артемьев В.А.* Вторично-эмиссионные детекторы ионизирующих излучений. М.: Энергоатомиздат, 1995.