

Образование равновесной пористой поверхности, которая наблюдается при больших дозах ($\geq 10^{20}$ ион/см²), происходит только при распылении слоя толщиной $\geq t$. При этом поры типа булавочных проколов могут образовываться как на месте блистеров, постепенно уменьшающихся от поколения к поколению, так и в результате образования вакансионных пор. Последние образуются особенно интенсивно при большой концентрации гелия, который играет стабилизирующую роль для вакансионных пор. Но в то же время если $C_V > (\Omega_{He}/\Omega_V) C_{He}$ (а это действительно должно выполняться для равновесных распределений C_V и C_{He} при больших дозах), то давление в вакансионных порах мало и не приводит ни к существенным напряжениям в слое, ни к появлению трещин. Объединение вакансионных пор приводит к появлению каналов, по которым возможен выход гелия из облучаемого образца [15]. В результате этого и наблюдалось подавление блистеринга, создаваемого ионами He⁺ энергией 100 кэВ на предварительно созданной пористой поверхности.

Итак, блистеринг при температуре $\leq 100^\circ\text{C}$ носит преходящий характер даже при облучении моноэнергетическим пучком ионов He⁺.

Поступила в Редакцию 4.IV.78

УДК 539.125.5

Расчет микродозиметрических характеристик нейтронов в диапазоне энергий 50 эВ—10 МэВ

Питкевич В. А., Виденский В. Г.

В последние годы значительно возросло количество исследований, посвященных возможностям применения пучков нейтронов в экспериментальной и клинической медицине, а также изучению механизмов их действия на клеточные и субклеточные структуры. Это требует тщательного изучения процессов поглощения энергии нейтронов в функционально активных элементах клетки, имеющих характерные размеры порядка 1 мкм. В соответствии с рекомендациями МКРЗ условия облучения столь малых объектов характеризуются функцией распределения $F(Z, D)$. Исходной информацией для ее получения служит спектр поглощенной энергии $f_1(\epsilon)$.

В работе [1] описана программа вычисления спектров поглощенной энергии по методу Монте-Карло для моноэнергетических нейтронов с энер-

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Das S., Kaminsky M. «J. Appl. Phys.», 1973, v. 44, p. 2520.
2. Bauer W., Tomas G. «J. Nucl. Mater.», 1974, v. 53, p. 134.
3. Roth J., Behrisch R., Scherzer B. Ibid., 1975, v. 57, p. 365.
4. Бушаров Н. П. и др. «Атомная энергия», 1977, т. 42, вып. 6, с. 486.
5. Das S., Kaminsky M. «Radiation Effects on Solid Surfaces. Washington, Amer. Chem. Soc., 1976.
6. Das S., Kaminsky M. «J. Nucl. Mater.», 1974, v. 53, p. 115.
7. Behrisch R. e.a. In: Proc. 9th Symp. on Fusion Technology. Garmisch-Partenkirchen, 1976.
8. Das S. e.a. «J. Nucl. Mater.», 1978, [v. 76, p. 256.
9. Martel J. e.a. Ibid., 1974, v. 53, p. 142.
10. Гусев В. М. и др. «Приборы и техника эксперимента», 1968, т. 4, с. 19.
11. Das S. e.a. In: Proc. VII Intern. Conf. on Atomic Collisions in Solids. M., 1977.
12. Evans J. «J. Nucl. Mater.», 1977, v. 68, p. 129.
13. Behrisch R. e.a. «Appl. Phys. Lett.», 1975, v. 27, p. 199.
14. Winterborn K., Sigmund P., Sanders I. «Kgl-danske vid. selskab. Mat.-fys. medd.», 1970, v. 37, p. 14.
15. Wilson K., Haggmark L., Langley R. Sand 76-8688, Sandia Lab., 1976.

гией до $E_n = 6$ МэВ. При этом были сделаны следующие допущения: сечения взаимодействия нейтронов и угловые распределения при упругом рассеянии использованы в соответствии с 91-групповой системой констант; торможение заряженных частиц в веществе рассмотрено в приближении непрерывного замедления, а эффект разброса потерь энергии для протонов учтен приближенно с помощью данных работы [2]; для протонов приближенно учтен эффект δ -электронов с использованием результатов работы [3].

Цель настоящей работы — создать программу расчета спектров $f_1(\epsilon)$ для произвольного спектра нейтронов с максимальной энергией 10 МэВ без использования группового приближения для сечений взаимодействия нейтронов. Это связано с тем, что применительно к задачам

микродозиметрии система групповых констант еще не создана. По этой же причине ставилась задача расчета $f_1(\epsilon)$ для спектра нейтронов, так как заранее не ясно, для каких E_n необходимо вычислить $f_1(\epsilon; E_n)$, чтобы получить функцию $f_1(\epsilon)$ для произвольного спектра нейтронов.

Исходные данные и приближения

В рассматриваемом диапазоне E_n наиболее существенны реакции упругого рассеяния на ядрах С, N, O и H. Для неупругого рассеяния пренебрежем возбужденными состояниями остаточного ядра, что приемлемо либо вследствие малых (~ 10 мб) сечений таких реакций, либо высоким (6—10 МэВ) порогом реакции [4]. В расчете также не учитывали реакции захвата с вылетом γ -квантов вследствие малой (~ 1 мм) толщины конвертера и малой вероятности таких реакций при $E_n > 50$ эВ. При $E_n > 1$ МэВ учитывались также реакции неупругого рассеяния на O и C и реакции захвата (n, p) , (n, d) , (n, t) на N; (n, α) на C, N, O.

Чтобы учесть резонансную структуру сечений взаимодействия нейтронов с тканеэквивалентным веществом, весь интервал энергий разбили на несколько подынтервалов, внутри которых с помощью линейной интерполяции на рав-

ноотстоящей сетке энергий вычисляли сечения по данным работ [5—6]. На рис. 1 приведена интегральная информация об использованных в расчете сечениях в виде зависимости длины свободного пробега λ_n нейтронов в тканеэквивалентной пластмассе и тканеэквивалентном газе. Состав пластмассы (10^{22} ядер/г): $n_C = 4,07$; $n_N = 0,254$; $n_H = 5,99$; состав газа (плотность 1 г/см³): $n_C = 2,3$; $n_H = 6,12$; $n_O = 1,54$; $n_N = 0,152$. Из рис. 1 видно, что тканеэквивалентные пластмассы и газ по длине свободного пробега нейтронов отличаются не более чем на 20%. По сечениям взаимодействия это различие более значительно. Угловые распределения нейтронов при неупругом и упругом рассеянии на водороде считали изотропными в системе центра масс. Анизотропию упругого рассеяния на более тяжелых ядрах учитывали двумя способами. В первом угловые распределения описывались 26-групповой системой констант [7]. Более точный учет анизотропии рассеяния проводили по методу, предложенному в работе [8]. Реакции захвата и неупругого рассеяния рассчитывали по формулам, приведенным в работах [9, 10]. Значения энергий реакций взяты из работы [4]. Данные по тормозной способности тканеэквивалентного вещества для всех заряженных частиц, образованных нейтронами, заимствованы из работы [11]. Учет разброса потерь энергии заряженных частиц на участке трека проведен так же как и в работе [2], но без учета вклада не прямых событий поглощения энергии в микрообъеме (эффект δ -электронов). Такие события могут давать вклад в искомый спектр в области малых (~ 1 кэВ) энерговыделений, где использованные приближения приводят к погрешности, превышающей эффект δ -электронов.

Геометрия и алгоритм расчета

Для расчетов спектров поглощенной энергии использовали модель, принятую в экспериментальной микродозиметрии [12]. Треки заряженных частиц, попадающих в микрообъем, можно подразделить на четыре типа: кроссеры, стопперы, стартеры, инсайдеры [13]. Флюктуации потерь энергии учитывали только для треков первых трех типов. Координаты нейтронов и заряженных частиц в фазовом пространстве, их пути и потерянная энергия в конвертере и полости являются случайными величинами. Выборку их значений из генеральной совокупности проводили с помощью таблиц в целях достижения максимальной скорости расчета истории нейтрона. Не приводя подробного опи-

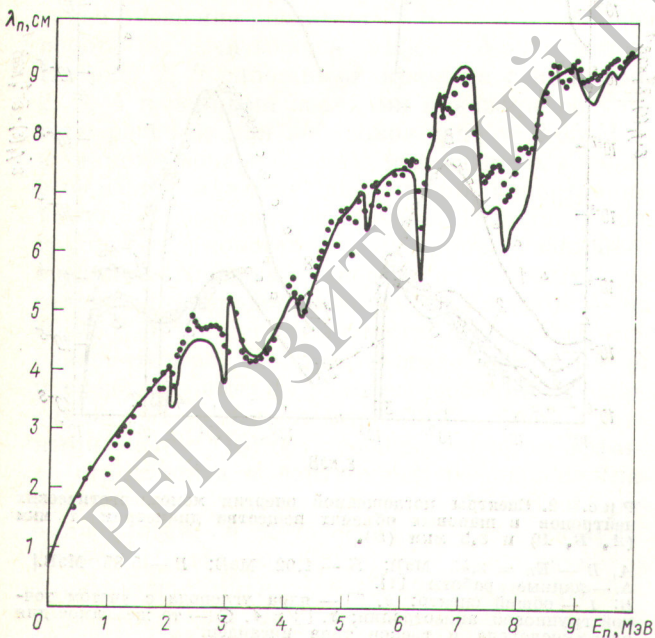


Рис. 1. Средняя длина свободного пробега нейтронов λ_n в тканеэквивалентной пластмассе (сплошная кривая) и тканеэквивалентном газе (плотность 1 г/см³, черные кружки) в зависимости от энергии нейтронов E_n

сания всего алгоритма, основное внимание уделяется примененным методам уменьшения дисперсий статистических оценок.

В каждой точке траектории нейтрону приписывался статистический вес:

$$W = W_s W_k W_p (\Sigma_{i,c} / \Sigma_c). \quad (1)$$

Первый множитель необходим для улучшения статистики выборки нейтронов из пучка. Для плоскопараллельного пучка, например, он равен вероятности попадания нейтрона источника в круговое кольцо шириной ΔR , внутри которого разыгрывается расстояние нейтронов до оси пучка по соответствующему закону распределения. Второй множитель введен для улучшения статистики выборки из энергетических спектров нейтронов и равен вероятности попадания нейтронов источника в энергетическую группу с номером k . Границы энергетических групп выбраны в соответствии с 26-групповой системой констант, принятой в нашей стране. Энергия нейтрона последовательно выбирается внутри каждой группы в соответствии с формой энергетического спектра. Происхождение третьего множителя можно пояснить следующим образом: траектория нейтрона источника может пересекать только конвертер, либо конвертер и полость. Пусть S_1, S_2, S_3 соответственно длина путей нейтрона в передней (по направлению движения) стенке конвертера, в полости и задней стенке. По методу, изложенному в работе [14], моделируем координаты точки взаимодействия нейтрона внутри трех указанных интервалов. Тогда имеем

$$W_{p,j} = 1 - \exp\{-\Sigma_j S_j\}, \quad j = 1, 2, 3, \quad (2)$$

где Σ_j — полное макроскопическое сечение взаимодействия нейтрона с веществом конвертера или полости внутри него. В общем случае эти первые точки взаимодействия служат начальными узлами дерева траектории нейтрона. Последующие узлы дерева получают аналогичным способом: каждая новая точка взаимодействия служит началом не более трех (в данном случае) ветвей дерева до тех пор, пока статистический вес не станет меньше некоторого W_0 ($10^{-6} - 10^{-9}$). Нейтроны последних поколений рассчитываются уже без ветвления. Реакции захвата учитываются одновременно с помощью последнего множителя.

Алгоритм расчета спектров поглощенной энергии в общих чертах можно представить следующим образом.

1. Последовательно для каждого из 10 участков радиуса конвертера моделируется точка

пересечения траектории нейтрона с шаровым слоем.

2. Для этой точки последовательно разыгрывается энергия нейтрона в спектре из каждой энергетической группы.

3. Для каждого нейтрона данной энергии и точки влета строится дерево траектории и проводится его обработка.

После завершения третьего этапа возвращаются ко второму. Это происходит до тех пор, пока не обработаются деревья всех энергетических групп, после чего возвращаются к первому этапу. После просмотра всех участков радиуса слоя история нейтрона заканчивается и начинается анализ следующей истории.

Результаты расчетов и обсуждение

Разработанная методика позволяет оценить функции $f_1(\epsilon)$ и их погрешности для всех типов частиц и треков, дающих вклад в общий спектр энерговыделений. Для последующего, более точ-

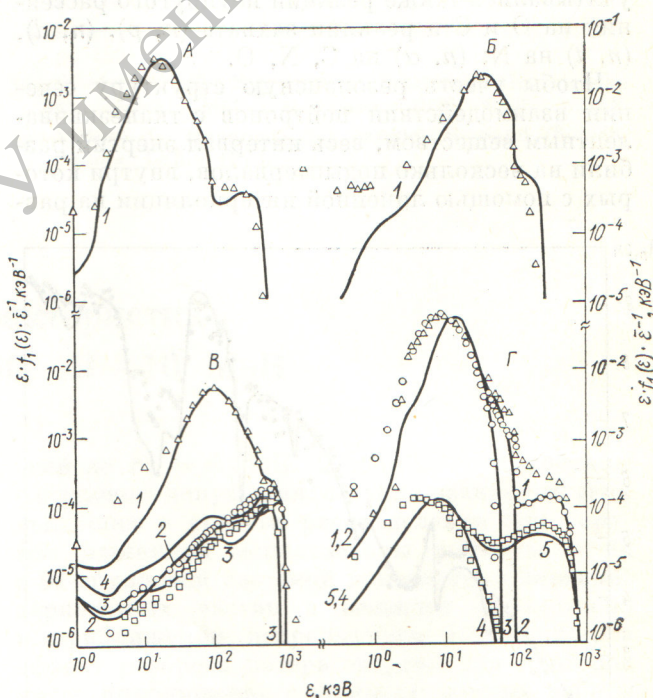


Рис. 2. Спектры поглощенной энергии моноэнергетических нейтронов в шаровых объемах вещества диаметром 1 мкм (А, В, Г) и 6,5 мкм (В).

А, В — $E_n = 3,45$ МэВ; Б — 1,02 МэВ; Г — 5,85 МэВ.
 Δ — данные работы [1].
 В: 1 — общий спектр; 2, □ — ядра углерода с учетом точной групповой анизотропии; 3, □ и 4, ○ — то же самое для ядер кислорода и треков типа инсайдер.
 Г: 1, ○ — общий спектр с учетом эффекта страгглинга и без такого учета; 2 — протоны с учетом страгглинга; 3, ○ — протоны с $E > 400$ кэВ, полностью пересекающие полость; 4, □ — протоны с $E > 400$ кэВ, образующиеся в полости; 5, ○ — протоны любой энергии, образующиеся в полости

ного учета флуктуаций переданной на участке трека энергии от протонов отдачи с пробегом в полости, много большим ее диаметра, создающих треки первого и третьего типов, выводили информацию об энергетических спектрах таких протонов и распределениях длин треков в газовой полости. Характерные статистические погрешности рассчитанных спектров не превышают 5—10% в основной области (число историй $\sim 10^3$). На краях распределений погрешность $\sim 15\% - 40\%$.

Результаты были получены для ряда моноэнергетических нейтронов, а также для спектров нейтронов деления изотопа ^{252}Cf и каналов П-2 и Б-3 реактора БР-10. Эти данные сопоставлены с результатами работы [1] на рис. 2. На нем показаны значения функции $ef_1(\epsilon)$ для четырех значений E_n моноэнергетических нейтронов и диаметра шарового объема 1 и 6,5 мкм. В работе [1] данные получены без учета флуктуаций переданной протонами энергии. Таким образом можно сказать, что наши результаты в основной части спектра удовлетворительно согласуются с данными этой работы. Различие в области энерговыделений меньше 5—10 кэВ объясняется тем, что авторы не учитывали эффект страгглинга для протонов (это приводит к смещению влево спектра в области максимума; для $E_n = 5,85$ МэВ и шара диаметром 1 мкм такое смещение достигает 25%), а в настоящей работе не учитывался эффект δ -электронов. На рис. 2, B сплошными кривыми с номерами 2, 3, 4 и черными значками показаны результаты расчетов для нейтронов с $E_n = 3,45$ МэВ и диаметром шара 6,5 мкм, проведенных в целях выяснения влияния данных по анизотропии упругого рассеяния нейтронов. Использование групповых констант анизотропии завышает средние поглощенные энергии от тяжелых ядер отдачи (для представленных результатов — на 40—50%), но на общем спектре это сказывается незначительно. На рис. 3 среднечастотные \bar{y}_f и среднедозовые \bar{y}_D размеры событий в зависимости от энергии нейтронов. Различие с данными работы [15] обусловлено неучетом эффекта страгглинга и нейтронных резонансов (например, при энергии нейтронов 1 МэВ) и приближениями, в которых получена формула. Точность этих приближений для диаметра 1 мкм можно оценить в 10—20% для \bar{y}_f и 5—15% — для \bar{y}_D . Для диаметра 5 мкм погрешность, естественно, ниже.

Разработанная программа может быть использована в исследованиях по интерпретации радиобиологических эффектов, обусловленных ней-

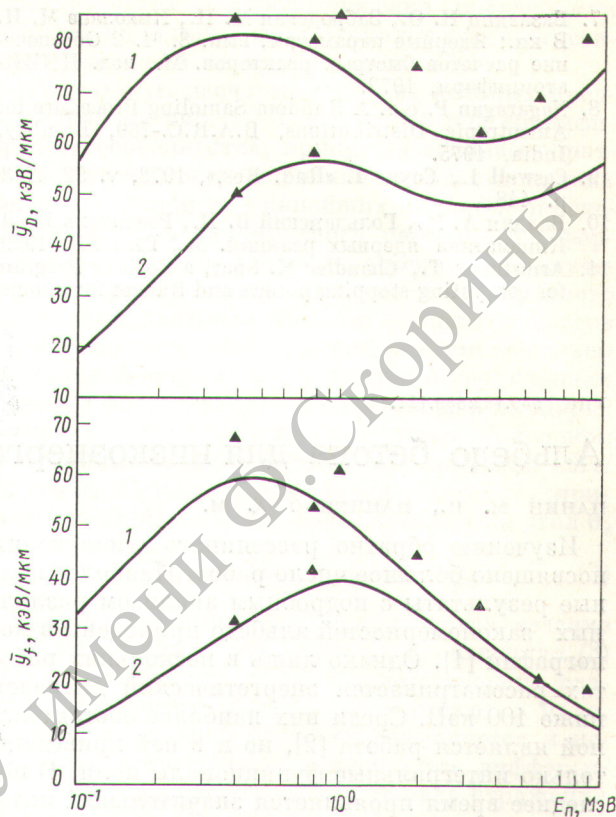


Рис. 3. Среднечастотные \bar{y}_f и среднедозовые \bar{y}_D события в зависимости от энергии нейтронов E_n :

сплошные кривые — данные работы [15]; значки — расчет; 1, 2 — диаметр шарового объема 1 и 5 мкм соответственно

тронами разных энергий. Расчет спектров поглощенной энергии в шаровых объемах диаметром $>0,5$ мкм для различных энергий и спектров нейтронов составляет предмет наших дальнейших исследований.

Поступила в Редакцию 6.III.78

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Oldenburg U., Booz J. «Rad. Res.», 1972, v. 51, p. 551.
2. Coppola M., Booz J. «Biophysik», 1973, v. 9, p. 225.
3. Paretzke H., Burger G. In: «Microdosimetry», EUR-4452, p. 615—630, EURATOM, Brussels (1970).
4. Snyder W. In: «Radiation Dosimetry», v. 1. In: Proc. Intern. Summer School on Rad. Protection, Cavtat, Yugoslavia, Sept. 21—30, 1970. Inst. Nucl. Sciences, Beograd, p. 160—184, 1971.
5. Evaluated Nuclear Data File (ENDF/B), Version IV, available from National Neutron Cross Section Center, BNL, Upton, New York, USA, 1974.
6. The Lawrence Livermore Laboratory, Evaluated Neutron Data Library (ENDL), Univ. of California, Livermore, California, USA, 1973.

7. Базазянц Н. О., Забродская М. Н., Николаев М. Н. В кн.: Ядерные параметры, вып. 8. Ч. 2 Обеспечение расчетов быстрых реакторов. М., изд. ЦНИИ-атоминформ, 1972.
8. Nagaragan P. e.a. A Random Sampling Procedure for Anisotropic Distributions, B.A.R.C.-789, Bombay, India, 1975.
9. Caswell I., Coyne I. «Rad. Res.», 1972, v. 52, N 3, p. 448.
10. Балдин А. М., Гольданский В. И., Розенталь И. Л. Кинематика ядерных реакций. М., ГИФМЛ, 1959.
11. Armstrong T., Chandler K. Spar, a Fortran Program for computing stopping powers and Ranges for muons, charged pions, protons and heavy ions, USAEC Rept., ORNL-4869 (CCC-228), Oak Ridge, Tennessee, USA, 1973.
12. Rossi H., Rosenzweig W. «Radiology», 1955, v. 64, p. 404.
13. Caswell R. «Rad. Res.», 1966, v. 27, p. 92.
14. Бусленко Н. П., Голенко И. М., Соболев В. Г. Метод статистических испытаний. М., ГИФМЛ, 1962, с. 106.
15. Caswell R., Coyne J. Microdosimetry. In: Proc. of 5th Symp. on Microdosimetry, Verbania — Pallanza, Italy, Sept. 22—26, 1975, EURATOM, Brussels, 1976, p. 97.

УДК 539.122:539.121.72

Альbedo бетона для низкоэнергетического гамма-излучения

ПАНИН М. П., ПАНЧЕНКО А. М.

Изучению обратно рассеянного γ -излучения посвящено большое число работ. Наиболее полные результаты с подробным анализом различных закономерностей альbedo приведены в монографии [1]. Однако лишь в нескольких работах рассматривается энергетический диапазон ниже 100 кэВ. Среди них наиболее обстоятельной является работа [2], но и в ней приведены только интегральные функционалы поля. В последнее время проявляется значительный интерес к области низких энергий γ -квантов, что обусловлено, в частности, широким внедрением в практику низкоэнергетических рентгеновских установок.

В настоящей работе приводятся результаты расчетов методом Монте-Карло различных токовых характеристик числового a_N и энергетического a_E альbedo для диапазона начальной энергии γ -квантов 20—100 кэВ. Кроме интегральных функционалов были получены дифференциальные угловые $(da_N/d\Omega)(E_0, \theta_0, \theta)$, энергетические $(da_N/dE)(E_0, \theta_0, E)$ и спектрально-угловые $(d^2a_N/d\Omega dE)(E_0, \theta_0, \theta, E)$ распределения числового альbedo. Специально выделялся компонент, обусловленный однократно рассеянным излучением. Были рассмотрены углы падения θ_0 от нуля до 89° , углы отражения θ от -89° до $+89^\circ$. Отрицательные углы θ соответствовали рассеянию в полуплоскости $\varphi = 180^\circ$, а положительные $\varphi = 0^\circ$. Для получения значений дифференциального углового альbedo в направлениях, не лежащих в плоскости падения первичного излучения, использовался известный метод экономии исследований [3]. Применимость его для низких энергий была проверена выборочными расчетами. Погрешность не превосходила 6—7%.

Интегральные значения альbedo вычисляли с использованием оценки по пробегу:

$$a_N = M \sum_{i=1}^k W_i \exp(-\tau_i) \chi(n\Omega_i),$$

$$\chi(t) = \begin{cases} 1, & t > 0; \\ 0, & t \leq 0, \end{cases} \quad (1)$$

где M — математическое ожидание; i — номер рассеяния; Ω_i — направление полета кванта после рассеяния; τ_i — оптическая толщина в веществе вдоль направления Ω_i ; n — нормаль к поверхности; W_i — статистический вес кванта после i -го рассеяния.

Вследствие специфичности энергетического диапазона (низкие энергии) при рассеянии учитывалась связь электронов в атоме, т. е. рассматривалось как некогерентное рассеяние на связанных электронах, так и когерентное рассеяние на атоме. Поэтому оценка, которая подсчитывалась при каждом i -м рассеянии, для детектора (направления) ω при расчете углового альbedo имела вид

$$\Phi_i = \frac{W_{i-1}}{\Sigma(E_{i-1})} \left\{ n_e \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{KN}(E_{i-1}, \Omega_{i-1}, \omega) S(q) e^{-\tau(E)} + n_a \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_T(\Omega_{i-1}, \omega) F^2(q) e^{-\tau(E_{i-1})} \right\}. \quad (2)$$

Здесь $(d\sigma/d\Omega)_{KN}$ и $(d\sigma/d\Omega)_T$ — дифференциальные микроскопические сечения комптоновского и томсоновского рассеяния соответственно; n_e и n_a — плотности электронов и атомов вещества рассеивателя; S — функция некогерентного рассеяния; F — атомный форм-фактор; q — переданный импульс при рассеянии из направления Ω_{i-1} в ω для γ -кванта налетающей энергии E_{i-1} ; $\tau(E)$ и $\tau(E_{i-1})$ — соответствующие