

ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В ВЕЩЕСТВЕ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА. МЕТОДИКА РАСЧЁТА

И.П. Безродных, Е.И. Морозова, А.А. Петрукович
(ИКИ РАН)
С.Г. Казанцев, И.В. Кочетов, В.Т. Семенов
(ФГУП «НПП ВНИИЭМ»)

Приведены результаты моделирования взаимодействия пучков релятивистских электронов с пластинами из алюминия, меди, железа, свинца и некоторых изоляционных материалов методом Монте-Карло. Рассматривается вопрос о взаимодействии потоков релятивистских электронов с веществом космических аппаратов и о влиянии различных конструктивных материалов на формирование радиационного фона тормозного излучения внутри космического аппарата.

На примере взаимодействия квантов тормозного излучения с кристаллом CsI(Tl) подробно описана методика моделирования методом Монте-Карло прохождения квантов электромагнитного излучения через вещество со сложным химическим составом.

Ключевые слова: космический аппарат, космические лучи, радиационные пояса, релятивистские электроны, тормозное рентгеновское излучение, метод Монте-Карло.

Введение. Под жестким электромагнитным излучением мы будем понимать излучение с энергией квантов от нескольких десятков кэВ и выше, это соответствует диапазону жесткого рентгеновского и гамма-излучения. Знание методики расчета прохождения жесткого электромагнитного излучения через вещество необходимо во многих практических задачах: расчета датчиков аппаратуры, предназначенной для регистрации ионизирующих излучений; расчета радиационной защиты от радиоактивных источников и ядерных реакторов; расчета дозовых нагрузок на электронные системы КА от тормозного излучения электронов радиационных поясов Земли и т. д. Мощность тормозного электромагнитного излучения заряженной частицей пропорциональна квадрату её ускорения, которое она испытывает при взаимодействии с другими частицами. По этой причине электрон (из-за своей малой массы) способен более чем в три миллиона раз эффективнее генерировать тормозное излучение, чем протон той же энергии.

Простейшие методы оценки параметров тормозного излучения. Более ста лет назад Рентгеном было установлено, что интенсивность открытых им лучей растёт с увеличением заряда атомов вещества мишени (вещества, в котором происходит торможение электронов) и квадрата энергии электронов. Это зависимость позволяет оценить суммарную энергию квантов тормозного излучения Q при прохождении через вещество одного электрона с кинетической энергией $E < 100/z$ МэВ (приближенная формула Виарда):

$$Q \approx z E^2 / E_0, \text{ МэВ,}$$

где z – заряд атомов вещества мишени; константа $E_0 = 1733$ МэВ для тонкой мишени, когда предполагается однократное взаимодействие электрона с атомом вещества; $E_0 = 143$ МэВ для толстой мишени с учетом многократного рассеяния электрона и при полном торможении электрона в мишени вещества; E – первичная кинетическая энергия электрона в единицах МэВ.

Если дифференциальный спектр электронов можно аппроксимировать степенной функцией вида $J(E) = NE^{-\gamma}$, то суммарная энергия квантов тормозного излучения от потока электронов падающих, например, на единицу поверхности корпуса КА за единицу времени приближенно может быть определена как

$$Q \approx (z / E_0) N \int E^{2-\gamma} dE, \text{ МэВ.}$$

Спектральные характеристики тормозного излучения можно определить, используя вероятность излучения квантов электроном при его взаимодействии с атомами вещества мишени [1]. Если мишень настолько тонкая, что изменением первичной энергии электрона при пролете мишени можно пренебречь, то оценить спектральные характеристики излучения можно с помощью простейших вычислений, используя вероятность излучения электроном с энергией E кванта с энергией E_γ в веществе мишени с атомным номером z :

$$dW(E, E_\gamma, z) = (x/t_0) (dE_\gamma/E_\gamma) f(E, E_\gamma, z),$$

где x – толщина пластины; t_0 – радиационная единица длины (на пути в одну радиационную единицу

цу энергия электрона за счет тормозного излучения убывает в e раз); $f(E, E_\gamma, z)$ – некоторая функция, значение которой медленно меняется для релятивистских электронов [1].

Энергия квантов, излучаемая релятивистским электроном в интервале от $E_{\gamma 1}$ до $E_{\gamma 2}$, может быть определена как

$$(E_\gamma)_{\text{излуч}} = \int_{E_{\gamma 1}}^{E_{\gamma 2}} E_\gamma dW(E, E_\gamma, z) = (x/t_0) \int_{E_{\gamma 1}}^{E_{\gamma 2}} f(E, E_\gamma, z) dE_\gamma.$$

Заметим, что $(E_\gamma)_{\text{излуч}}$ не зависит от энергии излучаемых квантов.

Поскольку функция $f(E, E_\gamma, z)$ меняется достаточно медленно, то

$$(E_\gamma)_{\text{излуч}} = (x/t_0) f(E, E_{\gamma 12}, z) (E_{\gamma 2} - E_{\gamma 1}),$$

где $E_{\gamma 12} = (E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2})/2$, следовательно, число квантов в интервале энергий от $E_{\gamma 1}$ до $E_{\gamma 2}$ будет составлять величину $N(E, E_{\gamma 1}, E_{\gamma 2}) \approx (E_\gamma)_{\text{излуч}} / E_{\gamma 12}$.

Этот же алгоритм с небольшой модификацией применим и в случае с толстой мишенью. Толстую мишень разбивают на множество тонких слоёв. Энергию электрона внутри каждого слоя считают постоянной, изменение энергии происходит лишь при переходе электрона из одного слоя в другой. Находят число квантов тормозного излучения в различных интервалах энергии в каждом слое, а затем число квантов от всех слоев в соответствующих интервалах энергии суммируют. При такой методике расчета многое не учитывается, и поэтому точность не велика, но в некоторых случаях в качестве грубой оценки бывает вполне достаточной.

Особенности генерации квантов тормозного излучения. Заметим, что вероятность излучения кванта обратно пропорциональна его энергии:

$$dW(E, E_\gamma, z) \sim dE_\gamma/E_\gamma.$$

Это значит, что в спектре излучения при уменьшении энергии квантов их число неограниченно возрастает, но суммарная энергия, передаваемая квантам с энергиями в интервале от E_γ до $E_\gamma + dE_\gamma$, остается величиной постоянной и не зависит от энергии излучаемых квантов E_γ :

$$(E_\gamma)_{\text{излуч}} = \int_{E_{\gamma 1}}^{E_{\gamma 2}} E_\gamma dW(E, E_\gamma, z) \sim \int_{E_{\gamma 1}}^{E_{\gamma 2}} dE_\gamma.$$

Например возьмём моноэнергетический пучок электронов с энергиями E . Эти электроны на генерацию квантов тормозного излучения в диапазоне энергии от 0 до $E/2$ затратят столько же своей энергии, сколько они затратят на генерацию квантов в диапазоне энергии от $E/2$ до E .

Обратим внимание еще на одну особенность тормозного излучения. В отличие от процесса ионизации, при котором энергия может передаваться от электрона только мелкими порциями и полностью тратиться на нагрев вещества, при тормозном излучении электрон может передать кванту значительную часть своей энергии, более того, в некоторых случаях способен передать почти всю свою кинетическую энергию кванту тормозного излучения. Получается так, как будто электрон, встретив препятствие, «перегружает» с себя энергию на фотоны и те, обладая большей проникающей способностью, более успешно переносят её дальше. Двигаясь через вещество, фотоны могут «сбросить» с себя энергию на отдельные электроны, либо создать электронно-позитронную пару и передать им всю свою энергию. В этом процессе вся энергия не переходит в тепло, она компактно распространяется из одной точки пространства в другую и при этом может менять своего носителя (свой транспорт).

Результаты математического моделирования прохождения электронов через вещество. В тех случаях, когда необходимо учитывать изменение энергии электронов и их многократные рассеивания при распространении электронов через вещество мишени, а также, когда необходимо рассчитать энергетическое и угловое распределение квантов тормозного излучения и их взаимодействие с частицами вещества, аналитические методы расчёта становятся слишком сложными. В этом случае возникает необходимость в статистическом моделировании процессов переноса электронных потоков и их вторичного излучения через вещество (метод Монте-Карло) [2].

Метод Монте-Карло появился в 1949 г. и представляет метод численного решения математических задач при помощи моделирования случайных величин. Название метода произошло от города Монте-Карло, известного своими казино. Алгоритмы метода предельно просты и легко программируются. Метод позволяет решать задачи практически любой сложности, даже такие, которые совершенно не доступны для классических численных методов.

На рис. 1 показаны результаты моделирования прохождения пучка из 500 электронов с энергиями

по 2 МэВ через алюминиевую пластину толщиной 5 мм, железную пластину 2 мм, медную пластину 2 мм, свинцовую пластину 2 мм, пластину 12 мм из полиэтилена, пластину 12 мм из поливинилхлорида, пластину слюды 5 мм (красный цвет – электроны; черный цвет – тормозное излучение).

Математическое моделирование взаимодействия пучка электронов с веществом пластинок проводилось с использованием метода Монте-Карло. Для этого использовался пакет программ «MULASSIS», разработанный на базе известной библиотеки «GEANT4».

Для оптимизации расчётов трехмерное виртуальное пространство, в котором проводилась процедура математического моделирования, было ограничено кубом. В этом виртуальном пространстве внутри куба помещалась мишень в виде пластины, на которую «падал» моноэнергетический пучок электронов. Все траектории и взаимодействия частиц рассчитывались только в том случае, если они находились в пределе куба. За пределами куба траектории частиц обрывались. Для представления результатов расчета куб со всеми траекториями частиц проецировался на плоскость. По этой причине мы видим на рис. 1 события, в которых траектории частиц за пределами пластины (в вакууме) внезапно обрываются. В реальном мире это невозможно, но в нашем виртуальном мире это следствие выхода частиц через боковые стенки куба (за пределы области, для которой проводились расчёты).

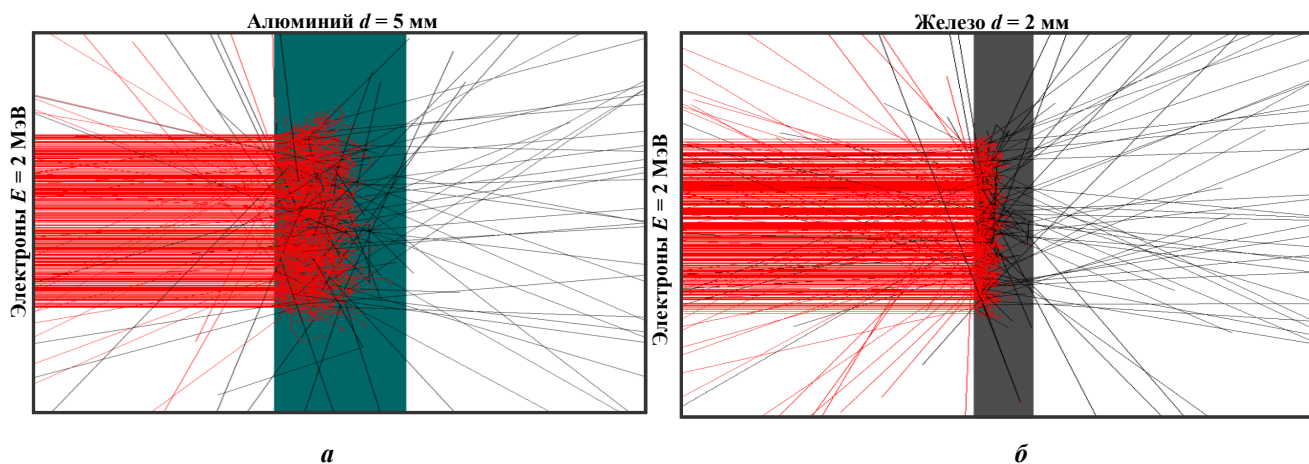
На рис. 1 видно, что при своем движении через вещество электроны сильно рассеиваются, их траектория становится настолько сложной, что напоминает процесс диффузии частиц в веществе.

Глубина, на которую электроны проникают в

пластину, оказывается намного меньше, чем их пробег внутри пластины. С увеличением атомного номера вещества уменьшается глубина проникновения электронов вглубь пластины, но увеличивается интенсивность глубоко проникающего тормозного излучения. Рассеивание электронов и квантов тормозного излучения тем сильнее, чем больше атомный номер вещества пластины. Например, при облучении полиэтиленовой пластины (см. рис. 1, д) основная масса электронов в пластине и их тормозное излучение сохраняют направление движения первичного пучка электронов. При облучении свинцовой пластины (см. рис. 1, з) рассеяния настолько сильные, что наблюдаемый поток электронов и квантов тормозного излучения, рассеянных почти на 180 град, составляет значительную долю от первичного потока электронов и излучения, которое ими генерируется.

Приведенные результаты моделирования свидетельствуют о том, что при возможности следует избегать в конструкциях КА использовать материалы из вещества с большим атомным номером. Особенно это важно для КА, орбиты которых проходят через экваториальную область внешнего радиационного пояса Земли, где наблюдаются высокие потоки релятивистских электронов.

Вклад в поглощенную дозу радиации тормозного излучения. На орбитах КА, где имеются высокие потоки энергичных электронов, поглощенная доза радиации внутри КА в основном определяется не электронами, а их излучением. На рис. 2 видно, что на геостационарной орбите поглощенная доза радиации от жёсткого электромагнитного излучения под радиационной защитой в 11 мм алюминия более чем в две тысячи раз превосходит дозу радиации от электронов, которые генерируют это излучение [3].



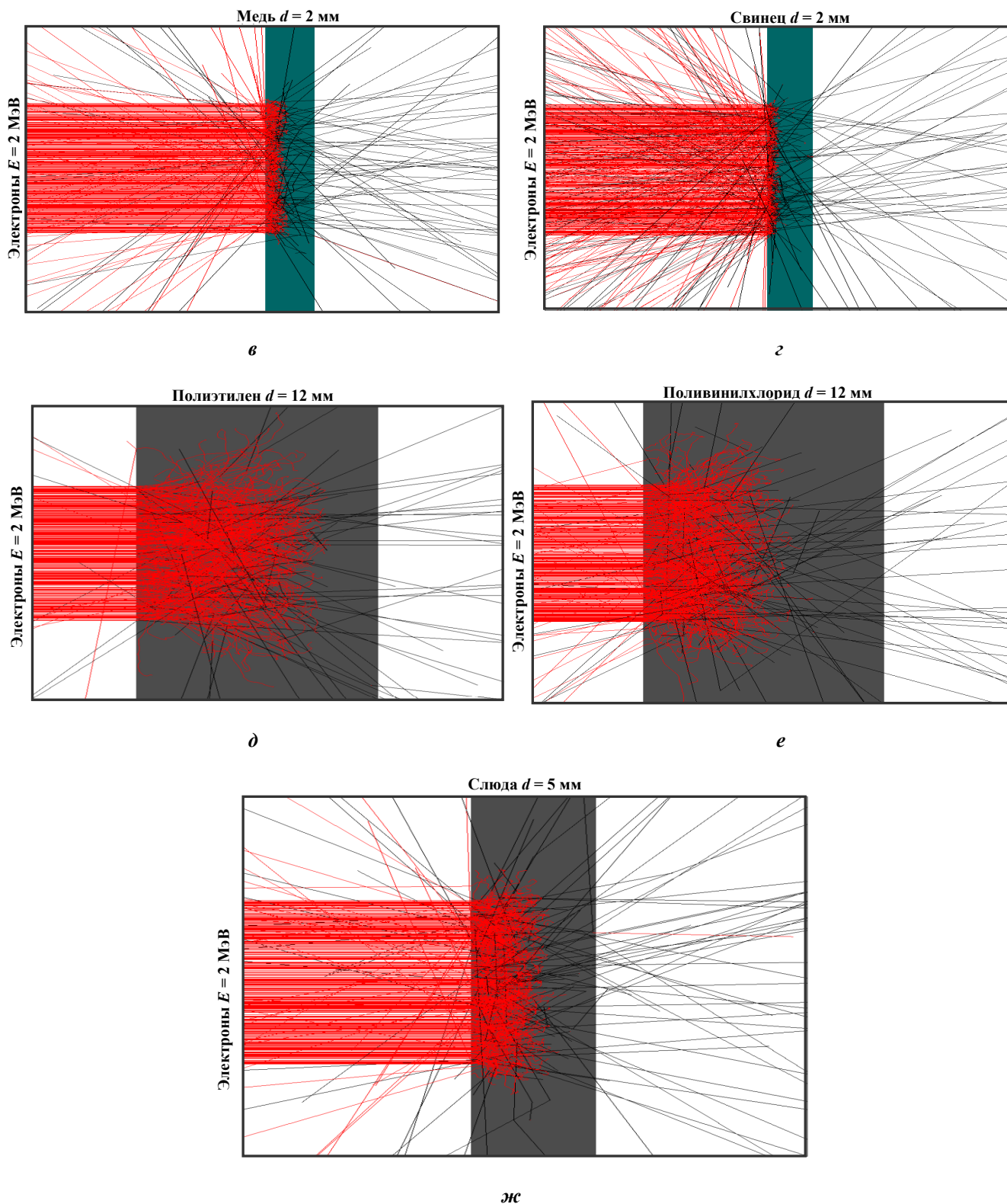


Рис. 1. Моделирование прохождения моноэнергетического пучка 2 МэВ электронов через: а – алюминиевую пластину толщиной 5 мм; б – железную пластину толщиной 2 мм; в – медную пластину толщиной 2 мм; г – свинцовую пластину толщиной 2 мм; д – пластину из полиэтилена толщиной 12 мм; е – пластину из поливинилхлорида толщиной 12 мм; ж – пластину из слюды (мусковит) толщиной 5 мм

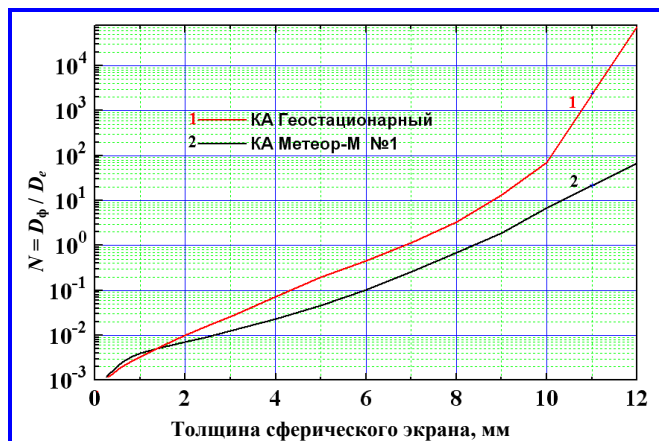


Рис. 2. Отношение поглощенной дозы от жёсткого электромагнитного излучения к дозе от релятивистских электронов на орбитах геостационарного спутника и КА «Метеор-М» № 1 под экраном различной толщины из алюминия

Методика математического моделирования прохождения квантов жёсткого электромагнитного излучения через вещество со сложным химическим составом. Для определения энергетических спектров жесткого электромагнитного излучения на борту КА часто используют детекторы на основе кристаллов цезий – йод CsI(Tl), или натрий йод NaI(Tl) активированных таллием. Для регистрации квантов электромагнитного излучения чаще используют кристаллы CsI(Tl), поскольку при тех же размерах, что и кристаллы NaI(Tl), они более эффективны из-за своей большой плотности. По этой причине мы приведём методику расчёта прохождения жесткого электромагнитного излучения через вещество со сложным химическим составом на примере прохождения излучения через детектор на основе кристалла CsI(Tl).

Детектор представляет прозрачное для оптического диапазона длин волн вещество (кристалл) CsI(Tl). Кристалл CsI(Tl), так же как и NaI(Tl), способен преобразовывать энергию ионизации в видимый диапазон спектра. Световые вспышки от прохождения заряженных частиц через детектор регистрируются фотоэлектронными умножителями (или, иногда, полупроводниковыми фотоприемниками). Интенсивность светового потока от детектора пропорциональна энергии, оставленной заряженной частицей, при её прохождении через детектор. Таким образом, используя CsI(Tl), можно не только определить величину потока заряженных частиц, но и оценить энергию каждой частицы. При этом аппаратный спектр спектрометра практически может однозначно определять энергетиче-

ский спектр первичных заряженных частиц. CsI(Tl) имеет ещё одно важное свойство, он является одним из наиболее эффективных детекторов для регистрации рентгеновских лучей и γ -квантов. На самом деле регистрация осуществляется опосредованно, через поток быстрых электронов, образованных внутри кристалла CsI(Tl) вследствие взаимодействия квантов электромагнитного излучения с веществом детектора.

Поскольку вся процедура измерения потока квантов осуществляется опосредованно, то интерпретация результатов измерения не возможна без понимания того, как вторичный поток заряженных частиц (электронов) связан с потоком γ -квантов падающих на детектор конечных размеров.

В данной работе методика расчёта методом Монте-Карло [4 – 8] демонстрируется на примере определения функции $F(\gamma, e)$, отображающей поток монохроматического жесткого электромагнитного излучения в энергетический спектр электронов, образованных в кристалле спектрометра.

Для оценки длины свободного пробега L (см) кванта в кристалле применялся алгоритм розыгрыша, основанный на методе функции распределения [4, 5]: $L = (-1 / \mu) \ln(P)$, где P – одно из случайных чисел, равномерно распределенных на интервале (0, 1).

При моделировании учитывались:

- фотоэффект (энергия кванта полностью передавалась электрону атома);
- Комптон-эффект (квант рассеивался на электроном в атоме, при этом часть его энергии передавалась электрону);
- рождение электрон-позитронных пар в поле ядра атома (предполагалось, что вся энергия кванта распределялась между вновь рождённой парой частиц, электроном и позитроном).

Рассматривались только атомы цезия и йода, атомами таллия пренебрегались, поскольку в кристалле их концентрация пренебрежимо мала. Линейный коэффициент фотопоглощения на атомах цезия и йода рассчитывался в виде суммы коэффициентов для фотоэффекта, Комптон-эффекта и образования пар:

$$\begin{aligned} \mu &= \mu_{FCs} + \mu_{FI} + \mu_{CCs} + \mu_{CI} + \mu_{PCs} + \mu_{PI} = \\ &= \mu_{\phi} + \mu_{\kappa} + \mu_{\rho}. \end{aligned}$$

Фотоэффект. Для расчёта сечения фотопоглощения с К-оболочки атома использовалась формула Заутера [9]:

$$\sigma_{\text{фк}} = (3/2)\sigma_T Z^5 \alpha^4 (\gamma^2 - 1)^{(3/2)} / (\gamma - 1)^5 \{4/3 + \tau [1 - \xi]\},$$

где $\tau = \gamma(\gamma - 2) / (\gamma + 1)$; $\xi = (1 / (2\gamma\chi)) \ln((\gamma + \chi) / (\gamma - \chi))$; $\chi = (\gamma^2 - 1)^{(1/2)}$; $\alpha = 2\pi e^2 / hc = 1/137$ – постоянная тонкой структуры; Z – атомный номер; $\sigma_T = (8\pi/3)r_0^2 = 6,65 \cdot 10^{-25} (m_0 c^2)^2$ – эффективное сечение томсоновского рассеяния; $r_0 = e^2 / (m_0 c^2) = 2,82 \cdot 10^{-13}$ см – классический радиус электрона; $\beta = v/c$ – отношение скорости фотоэлектрона к скорости света; $\gamma = 1 / (1 - \beta^2)^{1/2} = E_e / (m_0 c^2) = \omega + 1 - A_i$ – релятивистский фактор; A_i – потенциал ионизации в единицах $m_0 c^2$; m_0 – масса покоя электрона; ω – энергия фотона в единицах $m_0 c^2$.

Если учесть сечение фотоэффекта не только на К-оболочке атомов, но и на других оболочках, то полное сечение

$$\sigma_{\text{ф}} = (5/4)\sigma_{\text{фк}}.$$

Для уменьшения погрешности формулы Заутера [9] использовался поправочный множитель Штобби [10]. При $\omega > A_i$

$$D = [2\pi(A_i/\omega)^{1/2} \exp(-4\eta \operatorname{arctg}(\eta))] / (1 - \exp(-2\pi\eta)),$$

где $\eta = (A_i / (\omega - A_i))^{1/2}$.

При $\omega \leq A_i$

$$D = 0,12.$$

Линейный коэффициент фотопоглощения

$$\mu_{\text{ф}} = \sigma_{\text{ф}} \rho N D / A,$$

где ρ – плотность вещества, г/см³; $N = 6,025 \cdot 10^{23}$ – число Авогадро; A – атомный вес.

Для веществ со сложным химическим составом линейный коэффициент фотопоглощения вычислялся для каждого химического элемента в отдельности, затем результаты суммировались:

$$\mu_{\text{ф}} = \mu_{\text{FCs}} + \mu_{\text{FI}}.$$

Разыгрываем случайное число P . Если $\mu_{\text{ф}} / \mu > P$ случайного числа, то считается, что произошел фотоэффект, иначе следует рассмотреть другие взаимодействия.

Если произошел фотоэффект, то уточняем на атоме какого химического элемента.

Если $\mu_{\text{FCs}} / \mu_{\text{ф}} > P$, то значит на атоме цезия, иначе на атоме йода.

Когда определили с каким атомом произошло взаимодействие, уточняем с каким электроном произошло взаимодействие. Если электрон нахо-

дился на К-оболочке, то определяем направления вылета кванта характеристического излучения:

$$\begin{aligned} \varphi &= 2\pi P_1; \\ \theta &= \arccos \cos(2P_2 - 1), \end{aligned}$$

где P_1 и P_2 случайные числа равномерно распределенные на интервале от 0 до 1.

Комптон-эффект. Используя закон сохранения импульса и энергии не трудно получить, что фотон, рассеянный на угол θ , будет иметь энергию

$$\omega_1 = \omega / (1 + \omega (1 - \cos \theta))$$

и

$$\begin{aligned} \cos \theta &= 1 + 1/\omega - 1/\omega_1; \\ \sin^2 \theta &= 1 - \cos^2 \theta = 2(1/\omega_1 - 1/\omega) - \\ &\quad - (1/\omega_1 - 1/\omega)^2, \end{aligned}$$

то $(d \cos \theta) = (d \omega_1) / \omega_1^2$.

Телесный угол

$$d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta = -2\pi (d \cos \theta) = -2\pi (d \omega_1) / \omega_1^2.$$

Формула Клейна – Нишины – Тамма для дифференциального сечения рассеяния будет иметь вид

$$\begin{aligned} d\sigma_{\text{к}} &= (r_0^2/2)(\omega_1/\omega)^2 [\omega/\omega_1 + \omega_1/\omega - \sin^2 \theta] d\Omega \\ \text{или } d\sigma_{\text{к}} &= \pi r_0^2 (d\omega_1) / \omega^2 f(\omega, \omega_1), \\ \text{или } d\sigma_{\text{к}} &= B(\omega) f(\omega, \omega_1) d\omega_1, \end{aligned}$$

где $f(\omega, \omega_1) = [\omega/\omega_1 + \omega_1/\omega + \psi^2 - 2\psi]$;

$$\psi = (1/\omega_1 - 1/\omega).$$

Исследуем функцию $f(\omega, \omega_1)$. Функция убывает от обоих концов интервала внутрь. Значит относительный экстремум – минимум, а абсолютный максимум достигается при $\omega_1 = \omega / (1 + 2\omega)$.

Определяем энергию рассеянного кванта. Поскольку вычисление интегралов от функции Клейна – Нишины – Тамма и нахождение обратной функции связано с большими затратами машинного времени, мы определили энергию рассеянного кванта упрощенно по алгоритму Дядькина [11], основанного на методе отказов или методе Неймана.

Алгоритм нахождения энергии рассеянного кванта ω_1 . Из розыгрыша P_1 и P_2 на интервале (0, 1) находим $\omega_2 = \omega (1 + 2P_1\omega) / (1 + 2\omega)$ и проверяем, если $f(\omega, \omega_2) > P_2(1 + 2\omega + 1 / (1 + 2\omega))$, то $\omega_1 = \omega_2$. Определяем угол рассеяния: $\cos \theta = 1 + 1/\omega - 1/\omega_1$, иначе P_1 и P_2 отбрасываются, и процедура розыгрыша повторяется снова.

Интегрируем $d\sigma_k$ от ω_1 до ω , определяем сечение рассеяния в пределах угла π :

$$\sigma_k = (\pi r_0^2 / \omega^3) \{ (\omega^2 - 2\omega - 2) \ln(1 + 2\omega) + \omega^2/2 + 4\omega - \omega^2/(2(1 + 2\omega))^2 \},$$

где $\omega / (1 + 2\omega) \leq \omega_1 \leq \omega$; $\mu_k = \sigma_k \rho N Z / A$, см^{-1} .

В нашем случае $\mu_k = \mu_{Cs} + \mu_{Cl}$.

Разыгрываем случайное число P . Если $P > \mu_\phi / \mu$ и $P \leq (\mu_\phi + \mu_k) / \mu$, то произошло рассеяние фотона на электронах атома. Далее определяем на атоме рассеяние какого химического элемента произошло и следим за дальнейшей судьбой фотона.

Координаты точки, где произошло $n + 1$ взаимодействие, определяются через координаты n взаимодействия [5, 6]:

$$\begin{aligned} L_{n+1} &= (-1 / \mu) \ln(P); \\ X_{n+1} &= X_n + L_{n+1} K_{n+1,x}; \\ Y_{n+1} &= Y_n + L_{n+1} K_{n+1,y}; \\ Z_{n+1} &= Z_n + L_{n+1} K_{n+1,z}; \\ K_{n,m} &= (1 - K_{n,z}^2)^{1/2}; \\ K_{n+1,x} &= aK_{n,x} + (bcK_{n,z}K_{n,x} - bdK_{n,y}) / K_{n,m}; \\ K_{n+1,y} &= aK_{n,y} + (bcK_{n,z}K_{n,y} - bdK_{n,x}) / K_{n,m}; \\ K_{n+1,z} &= aK_{n,z} - bcK_{n,m}; \\ a &= \cos \theta; b = \sin \theta; \\ c &= \cos(2\pi P); d = \sin(2\pi P), \end{aligned}$$

где P – случайное число; $K_{n,x}$, $K_{n,y}$, $K_{n,z}$ – проекции на оси координат единичного вектора K_n , определяющего направление импульса фотона после n взаимодействия; θ – угол между K_n и K_{n+1} .

Рождение электронно-позитронных пар. Во всех процессах взаимодействия энергия сохраняется, но может меняться форма, в которой она появляется. Энергия движения фотона может превращаться в энергию покоя и кинетическую энергию частиц и античастиц. Например при столкновении высокоэнергичного фотона с другим фотоном (или с любой другой частицей) может привести к рождению электронно-позитронной пары, если энергии сталкивающихся частиц будет для этого достаточно. Реакцию такого типа можно записать в виде:

$$\gamma + \gamma = e^+ + e^-.$$

Двигаясь через вещество, позитрон и электрон теряют энергию на ионизацию и тормозное излучение. При столкновении позитрона с любым электроном, позитрон и электрон «исчезают» – аннигилируют, излучая при этом либо два, либо три фотона:

$$\begin{aligned} e^+ + e^- &= \gamma + \gamma; \\ e^+ + e^- &= \gamma + \gamma + \gamma. \end{aligned}$$

При этих реакциях энергия покоя заряженных частиц и их кинетическая энергия полностью переходит в энергию движения фотонов.

Фотон, если его энергия больше 1,22 миллиона вольт, «пролетая» вблизи ядра атома, может родить электронно-позитронную пару, передав ей всю свою энергию. Одна из частиц получит порядка 1/3 энергии фотона, другая – всю оставшуюся энергию. Обычно электрон потеряет свою кинетическую энергию на ионизацию и тормозное излучение, а позитрон, кроме этих потерь на каком-то этапе своего пути, обязательно столкнется с каким-нибудь электроном и аннигилирует. В результате он превратится вместе с электроном в фотоны с суммарной энергией более 1,22 миллиона вольт.

Вычислим линейный коэффициент μ_p образования электронно-позитронных пар и, разыграв случайное число P , определим, было ли на данном этапе рождение пары:

$$\begin{aligned} S_{prec} &= 0,477 - 0,00108Z; \\ N_{koff} &= (15,1)10^{-3} Z^2 \pi r_0^2 (\rho N / A) S_{prec}; \\ \mu_p &= \log((\omega \cdot 0,511 + 2) / 3,5) N_{koff}, \text{ см}^{-1}; \\ \mu_p &= \mu_{PCs} + \mu_{PI}. \end{aligned}$$

Разыгрываем случайное число P из множества чисел от 0 до 1, если $(\mu_\phi + \mu_k) / \mu < P$ и $P \leq 1$, то произошло рождение электрон-позитронной пары в поле ядра атома.

Если произошло рождение пары, то уточняем, вблизи ядра какого атома химического элемента образовалась электронно-позитронная пара.

Разыгрываем случайное число P из множества чисел от 0 до 1, если $\mu_{PCs} / \mu_p > P$, то значит пара образовалась в поле ядра атома цезия, иначе атома йода.

Таким образом, следим за частицей, пока она не выйдет за пределы заданного объема. Затем суммируем всю энергию, которую частица оставила в кристалле детектора. Повторяем всю процедуру моделирования с другими частицами и т. д. Чем больше будет статистических испытаний, тем более достоверным будет результат моделирования. По энергии, которую кванты электромагнитного поля оставили в кристалле, можно определить аппаратную функцию детектора. При моделировании следует учесть, что дисперсия полученных оценок этим методом пропорциональна величине $1/\sqrt{N}$, где N количество статистических испытаний [4].

Заключение. Расчёты радиационных условий на орбитах КА дают основание утверждать о необходимости учитывать поглощенные дозы радиации от тормозного излучения релятивистских электронов радиационных поясов Земли при их взаимодействии с конструкциями КА.

Результаты моделирования взаимодействия релятивистских электронов с пластинками из веществ с различными атомными номерами подтверждает вывод о том, что при возможности в качестве конструкционных материалов КА следует избегать использования вещества с большим атомным номером.

В конструкциях из вещества с большим атомным номером (медь, свинец) эффективно генерируется жесткое электромагнитное излучение, обладающее большой проникающей способностью.

Разработанная методика статистического моделирования квантов тормозного излучения с веществом может быть успешно использована для расчёта датчиков ионизирующих излучений и для расчета распределения доз радиации внутри КА.

Литература

1. Онучин А.П. Экспериментальные методы ядерной физики / А.П. Онучин. – Новосибирск : НГТУ, 2010. – 220 с.

2. Решение методом Монте-Карло задач переноса быстрых электронов в веществе / А.Ф. Аккерман, Ю.М. Никитушев, В.А. Ботвин. – Алма-Ата : Наука, 1972. – 164 с.
3. Радиационные условия на геостационарной орбите / И.П. Безродных, Е.И. Морозова, А.А. Петрукович [и др.] // Вопросы электромеханики. Труды НПП ВНИИЭМ. – М. : ФГУП «НПП ВНИИЭМ», 2010. – Т. 117. – № 4. – С. 33 – 42.
4. Соболев И.М. Численные методы Монте-Карло / И.М. Соболев. – М. : Наука, 1973. – 221 с.
5. Ермаков С.М. Метод Монте-Карло и смежные вопросы / С.М. Ермаков. – М. : Наука, 1971. – 327 с.
6. Лейпунский О.И. Распространение гамма-квантов в веществе / О.И. Лейпунский, Б.В. Новожилов, В.Н. Сахаров. – М. : Изд. Физ.-мат. лит., 1960. – 208 с.
7. Расчет гамма спектрометра / И.П. Безродных, Т.П. Безродных // БНТИ. Методы и алгоритмы прикладной математики. – Якутск : ЯФ СО АН СССР, 1979. – С. 7 – 11.
8. Распределение низкоэнергичного фона в кристаллах NaJ(Tl) / Безродных Т.П., Безродных И.П., Скрябин Н.Г. [и др.] // Бюл. НТИ. Проблемы космофизики и аэронавтики. – Якутск : ЯФ СО АН СССР, 1979. – С. 28 – 30.
9. Uber den atomaren Photoeffekt in der K-Schale nach der relativistischen Wellenmechanik Diracs / F. Sauter // Annalen der Physik. – 1931. – F. 5. – V. 11. – Heft 4. – P. 454 – 488.
10. Физика космических лучей. В. 2 ч. Часть 1. Ядерно-физический аспект / С. Хаякава. – М. : МИР, 1973. – 704 с.
11. Моделирование случайной энергии гамма-кванта, рассеянного в результате комптон-эффекта / И.Г. Дядькин // Журнал вычислительной математики и математической физики. – 1966. – Т. 6. – № 2. – С. 384 – 388.

Поступила в редакцию 11.04.2011

Иннокентий Петрович Безродных, канд. физ.-мат. наук, ст. научн. сотрудник, т. 333-20-00, 366-38-38.

Евгения Ивановна Морозова, канд. физ.-мат. наук, ст. научн. сотрудник, т. 333-20-00.

Анатолий Алексеевич Петрукович, д-р физ.-мат. наук, зав. отделом, т. 333-32-67.

Сергей Геннадьевич Казанцев, д-р техн. наук, зам. генерального директора – генерального конструктора, т. 366-12-01.

Илья Владимирович Кочетов, инженер, т. 366-38-38.

Владимир Тимофеевич Семенов, начальник лаборатории, т. 366-38-38.

E-mail: vniiem@vniiem.ru.