УДК 524.1

ЗАВИСИМОСТЬ ПОГЛОЩЕННОЙ ДОЗЫ РАДИАЦИИ ЗА АЛЮМИНИЕВЫМ ЭКРАНОМ ОТ ЕГО ТОЛЩИНЫ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ПОТОКОВ СОЛНЕЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

DEPENDENCE OF THE ABSORBED RADIATION DOSE BEHIND AN ALUMINUM SHIELD ON ITS THICKNESS UNDER THE INFLUENCE OF SOLAR COSMIC RAYS FLUXES

И. П. БЕЗРОДНЫХ [1], А. А. МУСАЛИТИН [2]
[1]*Институт космических исследований Российской Академии наук (ИКИ РАН), Москва, Россия*
[2]*АО «Корпорация «ВНИИЭМ», Москва, Россия*
I. P. Bezrodnykh [1], A. A. Musalitin [2]
[1]*Space Research Institute Russian Academy of Sciences (IKI RAS), Moscow, Russia*
[2]*JSC "VNIIEM Corporation", Moscow, Russia*

Аннотация. Рассматривается получение значений поглощенных доз радиации и дифференциальных энергетических спектров вторичных частиц за экранами с помощью математического моделирования прохождения протонов солнечных космических лучей от мощной солнечной вспышки через плоские защитные экраны из алюминия. Для математического моделирования использовался программный комплекс *Geant4*, основанный на методе Монте-Карло. В качестве исходных данных был взят дифференциальный энергетический спектр протонов солнечных космических лучей от вспышки 23 февраля 1956 г. Методом математического моделирования получена зависимость полной поглощенной дозы радиации от толщины защитного экрана в интервале от 0,1 до 300 мм. Для толщин экрана от 1 до 100 мм определены дифференциальные энергетические спектры и поглощенные дозы вторичных частиц – нейтронов, гамма-квантов и электронов. Показано, что с увеличением толщины защитного экрана наблюдается увеличение интенсивности потоков вторичных частиц. Для вторичных нейтронов представлен график зависимости поглощенной дозы радиации от толщины экрана в предположении, что дифференциальный энергетический спектр протонов солнечных космических лучей соответствует спектру вспышки 1956 года.
Ключевые слова: солнечная вспышка, 23 февраля 1956 года, солнечные космические лучи, лунный грунт, поглощенная доза радиации, математическое моделирование, метод Монте-Карло, программа *Geant4*.
Для цитирования: Безродных И. П., Мусалитин А. А. Зависимость поглощенной дозы радиации за алюминиевым экраном от его толщины при воздействии потоков солнечных космических лучей // Вопросы электромеханики. Труды ВНИИЭМ. 2026. Т. 213. № 4. С. 50–56.

Annotation. Using mathematical modeling of the transport of solar cosmic ray protons from a powerful solar flare through flat aluminum shields, this paper presents the calculated absorbed radiation doses and differential energy spectra of secondary particles behind the shields. The mathematical modeling was performed using the *Geant4* toolkit based on the Monte Carlo method. The differential energy spectrum of solar cosmic ray protons from the flare of February 23, 1956, was used as the initial data. Through mathematical modeling, the dependence of the total absorbed radiation dose on the shield thickness was obtained for a range from 0,1 to 300 mm. For shield thicknesses from 1 to 100 mm, the differential energy spectra and absorbed doses of secondary particles – neutrons, gamma-ray photons, and electrons – were determined. It is demonstrated that an increase in the shield thickness results in an increased intensity of secondary particle fluxes. For secondary neutrons, a plot illustrating the dependence of the absorbed radiation dose on the shield thickness is provided, assuming that the differential energy spectrum of solar cosmic ray protons corresponds to the 1956 flare spectrum.
Key words: solar flare, February 23 1956, solar cosmic rays, lunar soil, absorbed radiation dose, mathematical modeling, Monte Carlo method, *Geant4* program.
For citation: I. P. Bezrodnykh and A. A. Musalitin, "Dependence of the absorbed radiation dose behind an aluminum shield on its thickness under the influence of solar cosmic rays fluxes", *Electromechanical matters. VNIIEM studies*, vol. 213, no. 4, pp. 50-56, 2026. (In Russ.).

Введение

Цель работы – исследовать зависимость поглощенной дозы радиации первичного и вторичного излучений за алюминиевым экраном от его толщины при воздействии потоков солнечных космических лучей (СКЛ) от мощной солнечной вспышки. Поскольку основную долю СКЛ составляют протоны, в рамках данной работы источник радиационного воздействия в околоземном космическом пространстве моделировался исключительно протонной компонентой. Вклад в поглощенную дозу радиации от галактических космических лучей в расчет не принимался.

Для определения спектров вторичных частиц за защитным экраном и расчета поглощенных доз радиации применялось математическое моделирование методом Монте-Карло. Расчеты выполнялись с помощью программного комплекса *Geant4* (версия 11.0.3) [1]. В качестве исходных данных использовался дифференциальный флюенс (*Fluence*) протонов СКЛ для солнечной вспышки 23 февраля 1956 года [2]. Флюенс СКЛ – это полное число заряженных частиц, прошедших от солнечной вспышки через единицу площади за весь период радиационного события. Характеристики этого события были восстановлены

по показаниям наземных нейтронных мониторов и измерениям потоков частиц в атмосфере – от уровня моря до высоты около 30 км. С использованием моделей движения заряженных частиц в геомагнитном поле данные нейтронных мониторов были пересчитаны для межпланетного пространства, а затем экстраполированы в область малых энергий. Поскольку в то время прямые спутниковые измерения отсутствовали, низкоэнергетическая часть полученного спектра СКЛ и соответствующие ей значения плотности потока носят оценочный и приближенный характер.

Описание взаимодействия протонов солнечных космических лучей с электронами и ядрами атомов алюминия

Прежде чем перейти к моделированию прохождения протонов СКЛ через алюминиевый экран, кратко опишем процессы, происходящие в веществе экрана [3, 4]. Дополнительная литература по космическим лучам представлена на сайте Лаборатории космических исследований (URL: http://d54x.ru/books1_11.aspx).

При взаимодействии высокоэнергетических заряженных частиц с веществом часть их кинетической энергии расходуется на ионизацию и возбуждение атомов среды, а также на генерацию тормозного излучения; оставшаяся часть идет на рождение новых частиц. При этом радиационные и ионизационные потери для протонов и электронов существенно различаются. Средние удельные потери энергии на ионизацию и возбуждение описываются формулой Бете – Блоха. Согласно ей данная величина пропорциональна квадрату заряда частицы и электронной концентрации среды, обратно пропорциональна квадрату скорости частицы (в нерелятивистской области) и не зависит от ее массы. Учитывая, что заряд протона равен единице, для потери энергии dE при прохождении слоя вещества dx протоном, можно записать:

$$-dE/dx \sim n(1/v^2)\ln(v^2),$$

где n – концентрации электронов в среде; v – скорость частицы.

Концентрации электронов n в среде величина постоянная, а изменением логарифма от скорости можно пренебречь, остается только обратно пропорциональная зависимость ионизационных потерь от квадрата скорости протона:

$$-dE/dx \sim 1/v^2.$$

Сравним ионизационные потери протона и электрона с одинаковой кинетической энергией $E = mv^2/2$. Поскольку масса протона больше массы электрона в 1836 раз, то протон движется медленнее электрона с той же энергией. По этой причине, в нерелятивистском случае, протон теряет энергии на ионизацию почти в тысячу раз больше, чем электрон.

Потери на тормозное излучение (радиационные потери) при большой кинетической энергии заряженной частицы можно описать с помощью следующего простого соотношения:

$$(-dE/dx) = E/L \text{ или } E = E_0\exp(-x/L),$$

где $L \sim m^2$; m – масса частицы.

Величина L называется радиационной длиной. Радиационная длина – средняя толщина вещества, на которой энергия частицы уменьшается в e раз. Поскольку величина L пропорциональна квадрату массы частицы, потери энергии электрона на тормозное излучение превосходят радиационные потери энергии протона больше, чем в три миллиона раз.

Далее рассмотрим, как протоны будут взаимодействовать с атомами и ядрами алюминия. На однократную ионизацию нейтрального атома алюминия (отрыв одного электрона от нейтрального атома) требуется около 6 эВ. Для ионизации положительного иона алюминия (отрыва второго электрона от атома) требуется около 19 эВ, для отрыва 3-го электрона – около 28 эВ, для отрыва 4-го электрона – около 120 эВ. Это очень маленькие энергии. Энергия, которая затрачивается протоном на ионизацию атома, в миллион раз меньше, чем энергия, которая затрачивается на взаимодействие с ядром атома. Если кинетической энергии протона СКЛ меньше, чем энергии кулоновского барьера ядер алюминия, протон просто рассеивается на большие углы при столкновении с ядром и не вступает в ядерную реакцию с ним. Кулоновский барьер – это энергетический «порог», который протон должен преодолеть, чтобы вплотную приблизиться к ядру и вступить с ним в ядерную реакцию. Кулоновский барьер для ядра алюминия составляет величину немного меньше 4 МэВ. Полная энергия связи ядра алюминия (энергия, необходимая для его полного расщепления, разрушения ядра, на отдельные протоны и нейтроны) около 225 МэВ. Энергия связи протона в ядре алюминия (энергия отделения одного протона от ядра) около 8,27 МэВ. Энергия связи нейтрона (энергия отделения одного нейтрона) около 13,06 МэВ. Если энергия налетающего протона при столкновении с ядром не превышает 225 МэВ, то согласно предложенной Нильсом Бором в 1936 г. модели составного ядра реакция взаимодействия протона СКЛ с ядром алюминия протекает в два этапа:

1. Кинетическая энергия протона быстро распределяется между всеми нуклонами системы (включая влетевший протон), образуя составное ядро из 28-ми нуклонов.

2. Сформированное ядро переходит в высоковозбужденное состояние и макроскопически ведет себя подобно капле нагретой квантовой жидкости.

Снятие избыточной энергии возбуждения составного ядра происходит по аналогии с остыванием нагретой капли жидкости. Основным каналом девозбуждения (переход в основное стабильное состояние) является статистическое «испарение» нуклонов, при котором из ядра вылетают нейтроны или протоны. При высоких энергиях возбуждения становится термодинамически возможным также вылет альфа-частиц. Если же остаточная энергия ядра оказывается ниже порога отрыва нуклонов, дальнейший переход в основное стабильное состояние осуществляется путем излучения каскада гамма-квантов. Если энергия налетающего протона СКЛ превышает 300 МэВ, характер его взаимодействия с ядром алюминия меняется. Начиная с этих энергий, протон взаимодействует с внутриядерными нуклонами (протонами и нейтронами) индивидуально, как с отдельными квазисвободными частицами. Данный процесс неупругого рассеяния сопровождается множественным рождением пи-мезонов (пионов). При столкновении протона СКЛ с протоном ядра из ядра вылетает протон, нейтрон и пи-мезон (π^+) с положительным электрическим зарядом. При столкновении с нейтроном получаем два протона и отрицательно заряженный пи-мезон (π^-), или нейтрон, протон и нейтральный пи-мезон (π^0). Нейтральный пи-мезон распадается на два высокоэнергичных гамма-кванта. Эти взаимодействия кратко можно описать так:

$$p + p \rightarrow p + n + \pi^+;$$
$$p + n \rightarrow p + p + \pi^-;$$
$$p + n \rightarrow n + p + \pi^0;$$
$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma.$$

Кроме этого, высокоэнергичные протоны при движении через защитный экран выбивают из атомов алюминия отдельные электроны, передавая им значительную часть своей энергии. Эти высокоэнергичные электроны (так называемые дельта-электроны), создают внутри экрана мощные электромагнитные ливни, состоящие из гамма-квантов, электронов и позитронов меньших энергий. При аннигиляции позитрона с электроном чаще всего образуются два гамма-кванта. Каждый из этих двух гамма-квантов имеет строго определенную энергию – 0,511 МэВ и разлетаются в противоположные стороны под углом 180 градусов друг к другу (в системе центра масс).

Как показано выше, взаимодействия высокоэнергичного протона СКЛ с ядром алюминия сопровождается выбиванием нуклона (протона или нейтрона) из ядра и рождением пи-мезонов. Первичный протон (сохранивший часть своей энергии) и родившийся пи-мезон могут тут же столкнуться с соседними нуклонами внутри того же ядра, это вызовет лавину частиц внутри ядра (ядерный каскад частиц). Нейтральные пи-мезоны (π^0) распадаются в два жестких гамма-кванта, которые внутри защитного экрана порождают электромагнитный ливень, состоящий из электронов, позитронов гамма-квантов меньших энергий. Этот ливень частиц, аналогичный ливням частиц, рожденных дельта-электронами.

Заряженный пи-мезон ($\pi^\pm$) может вылететь из экрана и превратится в мюон и нейтрино, либо поглотиться другим ядром алюминия и вызвать разрушения ядра, которое сопровождается разбросом осколков ядра, а также вылетом нейтронов и протонов. Рассмотренные нами взаимодействия протонов с ядрами атомов алюминия сопровождаются образованием радиоактивных изотопов. Наиболее опасные из этих изотопы: ^{27}Si (кремний-27), период полураспада $T \approx 4$ с; ^{31}Si (кремний-31), бета-распад, $T \approx 2{,}6$ ч; ^{24}Na (натрий-24), источник гамма-излучения, $T \approx 15$ ч; ^{25}Mg (магний-25), бета- и гамма-излучение, $T \approx 9, 45$ мин. В результате облучения частицами СКЛ из-за этих изотопов алюминий становится радиоактивным – это так называемая наведенная радиация. Наведенная радиация в алюминии опасна в течение нескольких дней, затем она спадает до относительно безопасного уровня. В отличие от алюминия наведенная радиация в железе частицами СКЛ опасна в течение нескольких лет. Это связано с тем, что под воздействием частиц космических лучей в железе Fe образуются такие тяжелые нестабильные изотопы, как марганец-54 ^{54}Mn, период полураспада $T \approx 312$ дней, основной тип радиации – гамма-излучение с энергией 0,8348 МэВ, и кобальт-60 ^{60}Co, период полураспада около пяти лет, основной тип радиации – гамма-излучение с энергией 1,17 и 1,33 МэВ, и электронов с энергией 0,318 МэВ. Защитный экран из железа со временем сам становится источником радиации на многие годы из-за большого периода полураспада изотопов.

В ядерных реакциях рождается большое количество частиц и античастиц вещества различных типов, в том числе большое количество нейтральных и заряженных пи-мезонов, о которых мы уже писали выше. В экспериментах прохождения протонов СКЛ через вещество наблюдается увеличенное число гамма-квантов в диапазоне энергии от 20 до 200 МэВ, с максимумом около 67 МэВ. Избыток гамма квантов с этими энергиями, в основном, обусловлен распадом нейтральных пи-мезонов на два гамма-кванта. Каждый из двух гам-

ма-квантов имеет строго определенную энергию 67,5 МэВ и разлетаются в противоположные стороны под углом 180 градусов друг к другу (в системе центра масс). Рожденные внутри экрана гамма-кванты и электроны с энергией более 300 МэВ при взаимодействии с протонами и нейтронами ядра атома алюминия способны создавать заряженные и нейтральные пи-мезоны, например, в следующих реакциях:

$$\gamma + p \rightarrow n + \pi^{+};$$
$$\gamma + n \rightarrow p + \pi^{-};$$
$$\gamma + p \rightarrow p + \pi^{0};$$
$$\gamma + n \rightarrow n + \pi^{0};$$
$$e^{-} + p \rightarrow e^{-} + p + \pi^{0};$$
$$e^{-} + p \rightarrow e^{-} + n + \pi^{+}.$$

Прохождение высокоэнергичных частиц через вещество сопровождается включением механизма превращения одних видов частиц в другие виды, а также рождением пар новых частиц и античастиц. Из множества частиц, которые рождаются при взаимодействии протонов СКЛ с веществом, мы анализируем энергетические спектры только нейтронов, гамма-квантов, электронов и протонов.

Исходные данные для моделирования

В качестве исходных данных использовали дифференциальный флюенс протонов СКЛ от вспышки 23 февраля 1956 г. – одной из самых мощных в XX веке. Энергетический дифференциальный спектр протонов за этот период представлен на рис. 1. Расчет поглощенной дозы радиации выполнялся с помощью программного пакета *Geant4* (версия 11.0.3) на основе базового примера B1. Все классы исходного примера были модифицированы под специфику текущей задачи. Для моделирования состава частиц и физических процессов задействовали стандартный физический лист *FTFP_BERT*. В класс *PrimaryGeneratorAction* добавили программный код, позволяющий в качестве исходных данных использовать дифференциальный спектр частиц. Для регистрации энергетических спектров вторичных частиц разработали вторую модификацию программы. В структуру проекта включили новый класс *DetectorSD* (наследуемый от *G4VSensitiveDetector*), обеспечивающий обработку и вывод данных о вторичном излучении в текстовый файл.

Поглощенная доза радиации и спектры вторичных частиц за защитными экранами различной толщины

Расчет поглощенной дозы радиации за плоским алюминиевым экраном выполнялся с помощью первой модификации программы. Исходный дифференциальный энергетический спектр протонов СКЛ был разбит на несколько интервалов: 1 – 99 МэВ, 100 – 199 МэВ, 200 – 499 МэВ, 500 – 999 МэВ, 1000 – 1999 МэВ и далее. На первом этапе моделирования для экрана толщиной 0,1 мм задавался начальный энергетический интервал (1 – 99 МэВ). Встроенные инструментарии *Geant4* автоматически определяли кинетическую энергию каждого протона и частоту его генерации в рамках выбранного диапазона. Суммирование результатов моделирования по всем энергетическим интервалам позволило определить полную поглощенную дозу радиации для данной толщины защиты. Затем расчеты циклически повторялись со сменными параметрами защиты в диапазоне толщин от 0,1 до 300 мм. Результаты моделирования поглощенной дозы радиации методом Монте-Карло в зависимости от толщины экрана представлены на рис. 2.

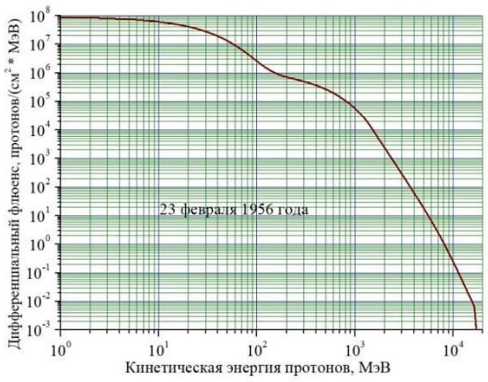


Рис. 1. График дифференциального флюенса протонов от вспышки 23 февраля 1956 г. в диапазоне энергии от 1 МэВ до 20 ГэВ [2]

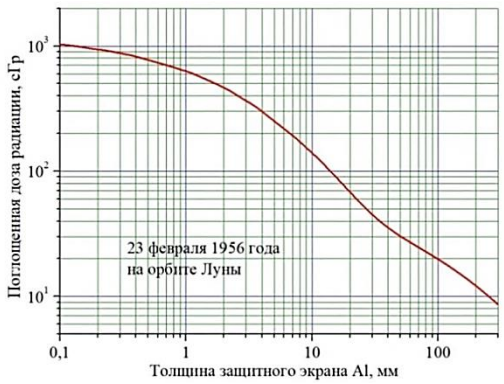


Рис. 2. Поглощенная доза радиации за защитным экраном из алюминия различной толщины, которая могла быть на орбите Луны от протонов солнечных космических лучей, источником которых была бы солнечная вспышка, аналогичная вспышке 23 февраля 1956 г.

Полученные значения соответствуют радиационной обстановке, которая могла бы сложиться, например, на окололунной орбите при прохождении СКЛ от солнечной вспышки, аналогичной событию 23 февраля 1956 г.

Для толщин экранов от 4 до 300 мм поглощенную дозу радиации от вспышки 1956 г., можно представить в виде аналитической функцией $Y1$:

$$Y1(\text{сГр, Al}) = 181{,}1\exp(-0{,}12366d) + 17{,}41 \times \\ \times \exp(-0{,}00594d) + (0{,}918d + 183{,}918)/(0{,}27d),$$

где d – толщина экрана в миллиметрах алюминия.

Для определения дифференциальных спектров и поглощенных доз радиации от вторичных частиц были использованы ранее полученные интервалы исходного дифференциального энергетического спектра протонов СКЛ (от 1 до 99 МэВ и т.д.). Моделирование проводилось с каждым интервалом исходного спектра отдельно. Перебрав все части (интервалы) спектра СКЛ и сложив результаты моделирования для каждого типа частиц, мы получили для суммы первичных и вторичных протонов, а также нейтронов, гамма-квантов и электронов дифференциальные спектры и поглощенные дозы радиации за защитным экраном. Результаты моделирования представлены на рис. 3. На рисунках, кроме энергетических дифференциальных спектров, приведены поглощенные дозы радиации, выраженные в сантигреях (сГр).

На рис. 3, *а*, обращает на себя внимание пилообразная форма энергетического спектра протонов в области энергий менее 50 МэВ. Стоит отметить, что данный эффект, фиксируемый за тонким экраном, полностью исчезает с увеличением толщины защиты. По-видимому, при взаимодействии низкоэнергетических протонов с веществом потери энергии происходят дискретно. При увеличении толщины мишени этот эффект сглаживается (размывается) вследствие многократного рассеяния. Предположительно, наблюдаемый пилообразный характер спектра может отражать структуру энергетических уровней ядер алюминия.

Поглощенная доза радиации от вторичных нейтронов за защитным экраном

На рис. 3 видно, что поглощенная доза радиации от вторичных нейтронов возрастает с увеличением толщины защитного экрана.

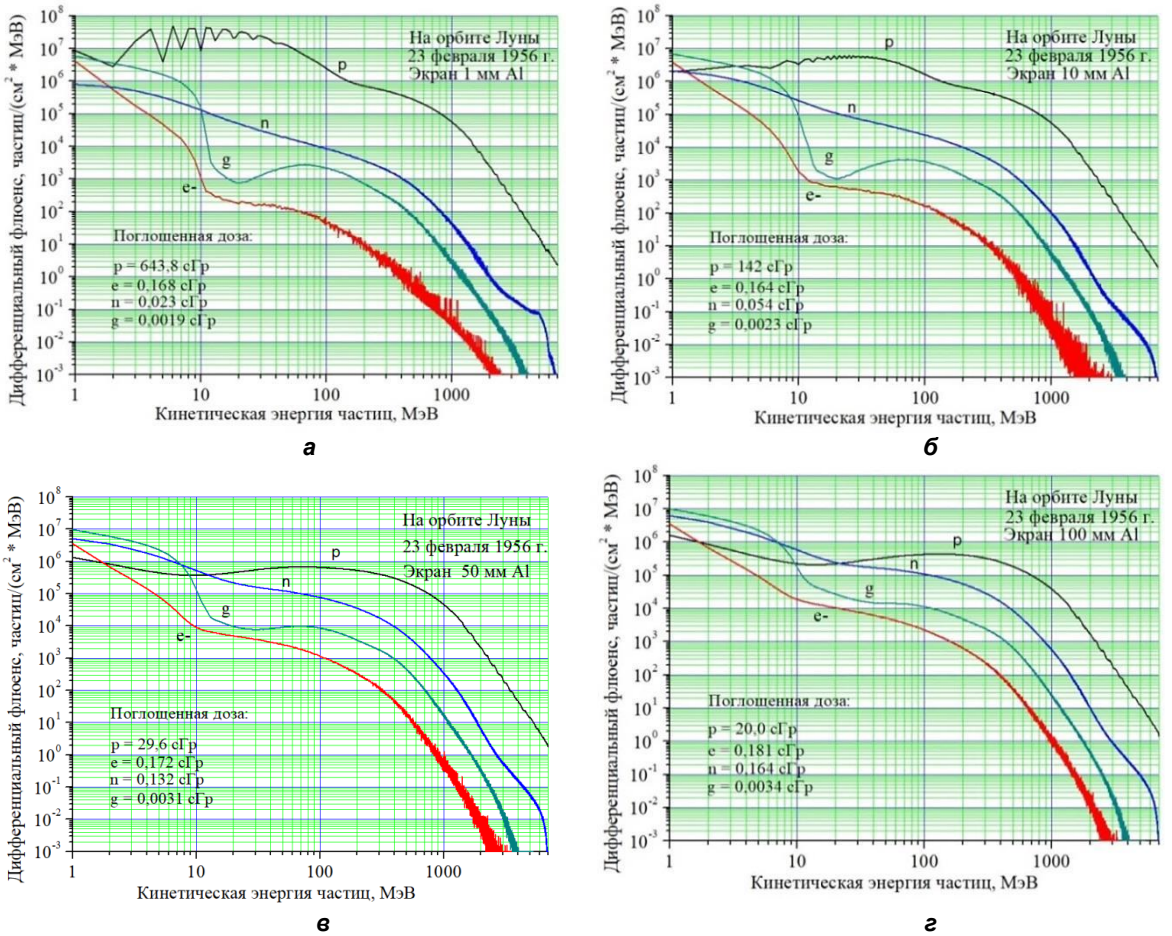


Рис. 3. Дифференциальные флюенсы протонов, нейтронов, гамма-квантов, электронов и поглощенные дозы радиации, которые могли бы быть на орбите Луны за защитным экраном толщиной: *а* – 1 мм; *б* – 10 мм; *в* – 50 мм; *г* – 100 мм – алюминия в случае вспышки, аналогичной вспышке 23 февраля 1956 г.

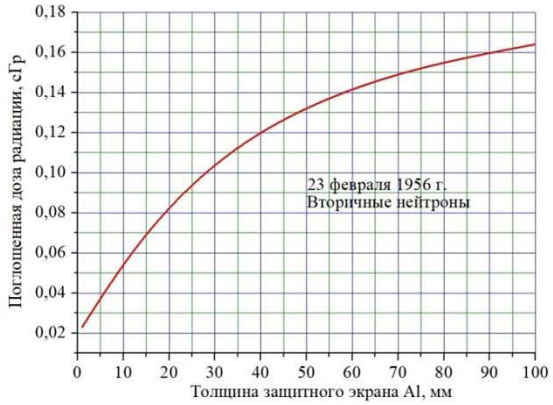


Рис. 4. Поглощенная доза радиации от вторичных нейтронов в зависимости от толщины защитного экрана из алюминия, в предположении, что первичный поток частиц солнечных космических лучей имеет энергетический спектр, аналогичный спектру частиц солнечных космических лучей в событии 23 февраля 1956 г.

На рис. 4 показана динамика возрастания поглощенной дозы радиации от нейтронов с увеличением толщины экрана.

Для толщин экранов от 1 до 100 мм зависимость поглощенной дозы радиации от вторичных нейтронов от толщины экрана можно представить в виде аналитической функции $Y2$:

$$Y2(\text{сГр, Al}) = 1{,}9459 \cdot 10^{-2} + 3{,}831062 \cdot 10^{-3} d - \\ - 3{,}9029 \cdot 10^{-5} d^2 + 1{,}53 \cdot 10^{-7} d^3;$$

где d – толщина экрана в миллиметрах алюминия.

Выводы

Возрастание поглощенной дозы радиации от вторичного излучения при увеличении толщины защитного экрана (в определенных пределах) является закономерным физическим процессом. В данной работе количественно описана динамика этого роста для вторичных нейтронов на примере конкретного гелиогеофизического события, аналогичного солнечной вспышке 23 февраля 1956 г. Полученные результаты могут быть полезны при разработке научной аппаратуры для установки на космические аппараты.

Список источников

1. Geant4 Documentation // Geant4 : [сайт]. 2026. URL : https://geant4.web.cern.ch/docs/ (дата обращения: 12.02.2026).
2. Безродных И. П., Мусалитин А. А. Дозы радиации на поверхности Луны от вспышки 23 февраля 1956 года за различными защитными экранами // Вопросы электромеханики. Труды ВНИИЭМ. 2026. Т. 211. № 2. С. 16–21. URL : http://jurnal.vniiem.ru/text/211/16-21.pdf (дата обращения: 12.02.2026).
3. Черняев А. П., Белоусов А. В., Лыкова Е. Н. Взаимодействие ионизирующего излучения с веществом : учеб. пособие. М. : ООП физического факультета МГУ, 2019. 104 с. URL: http://d54x.ru/books11/07_Vzaimod_II.pdf (дата обращения: 12.02.2026).
4. Проект кафедры общей ядерной физики физического факультета МГУ и отдела электромагнитных процессов и взаимодействия атомных ядер НИИЯФ МГУ // Ядерная физика в интернете : [сайт]. 21.07.2011. URL : https://web.archive.org/web/20110809123122/http://nuclphys.sinp.msu.ru/index.html (дата обращения: 12.02.2026).

References

1. “Geant4 Documentation”, *Geant4*, 2026. [Online]. Available: https://geant4.web.cern.ch/docs/ [Accessed: Feb. 12, 2026].
2. I. P. Bezrodnykh and A. A. Musalitin, “Radiation doses on the lunar surface from the flare of February 23, 1956 behind various protective screens”, *Electromechanical matters. VNIIEM studies*, vol. 211, no. 2, pp. 16-21, 2026. Available: http://jurnal.vniiem.ru/text/211/16-21.pdf. [Accessed: Feb. 12, 2026]. (In Russ.).
3. A. P. Chernyaev, A. V. Belousov, and E. N. Lykova, *Vzaimodeystviye ioniziruyushchego izlucheniya s veshchestvom : ucheb. posobiye* [Interaction of ionizing radiation with matter: Textbook]. Moscow: OOP Physics Faculty of Moscow State University, 2019. Available: http://d54x.ru/books11/07_Vzaimod_II.pdf [Accessed: Feb. 12, 2026]. (In Russ.).
4. “A project of the Department of General Nuclear Physics of the Physics Faculty of Moscow State University and the Department of Electromagnetic Processes and Interaction of Atomic Nuclei of the Scientific Research Institute of Nuclear Physics of Moscow State University”, *Nuclear physics on the internet*, 21.07.2011. [Online]. Available: https://web.archive.org/web/20110809123122/http://nuclphys.sinp.msu.ru/index.html. [Accessed: Feb. 12, 2026]. (In Russ.).

Поступила в редакцию 18.03.2026
The article was submitted 18.03.2026

Информация об авторах

Иннокентий Петрович Безродных *– кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник, т. 8 (495) 333-20-00, e-mail: d54x@mail.ru;*
Александр Александрович Мусалитин *– старший научный сотрудник, т. 8 (495) 366-01-47, e-mail: d18188@mail.ru.*

Information about the authors

Innokenty Petrovich Bezrodnykh *– Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher, t. 8 (495) 333-20-00, e-mail: d54x@mail.ru;*
Alexander Aleksandrovich Musalitin *– Senior Researcher, t. 8 (495) 366-01-47, e-mail: d18188@mail.ru.*