

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ СССР ПО СТАНДАРТАМ

**МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ
БЕЗОПАСНОСТЬ РАДИАЦИОННАЯ
ЭКИПАЖА КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА
В КОСМИЧЕСКОМ ПОЛЕТЕ. МЕТОДИКА
РАСЧЕТА ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ПЛОТНОСТИ
ПОТОКОВ ПРОТОНОВ И НЕЙТРОНОВ
В КОСМИЧЕСКОМ АППАРАТЕ
РД 50—25645.210—85**

Цена 5 коп.

Москва
ИЗДАТЕЛЬСТВО СТАНДАРТОВ
1986

ИСПОЛНИТЕЛИ:

В. Б. Хвостов, канд. физ.-мат. наук; **О. Е. Адамов**, канд. техн. наук;
А. И. Григорьев, д-р мед. наук; **А. В. Губарев**; **В. П. Демин**, канд. техн. наук;
Е. Е. Ковалев, д-р техн. наук; **Г. В. Красильников**; **Е. Н. Лесновский**, канд. техн. наук;
А. П. Лобаков; **И. И. Максимов**; **В. Н. Никитинский**; **А. А. Оглоблин**, д-р техн. наук;
В. А. Панин; **С. М. Перфильева**; **И. Я. Ремизов**, канд. техн. наук;
В. А. Сакович, канд. техн. наук; **В. М. Сахаров**, канд. техн. наук;
В. И. Степакин, канд. техн. наук; **И. Ф. Усольцев**, канд. техн. наук.

УТВЕРЖДЕНЫ И ВВЕДЕНЫ В ДЕЙСТВИЕ постановлением Государственного комитета СССР по стандартам от 10.12.85 г. № 3881

РУКОВОДЯЩИЙ НОРМАТИВНЫЙ ДОКУМЕНТ

МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ

РД

Безопасность радиационная экипажа космического аппарата в космическом полете. Методика расчета энергетической плотности потоков протонов и нейтронов в космическом аппарате

50—25645.210—85

Введены
впервые

ОКСТУ 6968

Утверждены постановлением Госстандарта от 10 декабря 1985 г. № 3881, срок введения установлен

с 01.07.87

Настоящие методические указания устанавливают алгоритмы расчета энергетической плотности потоков первичных протонов, а также вторичных протонов и нейтронов (нуклонов) внутри космического аппарата (КА) в диапазоне энергий от 1 до 1000 МэВ, учитывающие пространственное распределение вещества в КА, средняя толщина защиты которого, выраженная в массовых единицах длины, не превышает 15 г/см².

1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

1.1. Расчет энергетической плотности потоков протонов и вторичных нейтронов внутри КА осуществляют в приближении однократного ядерного взаимодействия первичных протонов с веществом защиты КА.

1.2. В расчетах прохождения космических лучей через защиту КА ядерные взаимодействия протонов с энергией $E < 20$ МэВ не учитывают.

1.3. Учет потерь энергии протонов на ионизацию осуществляют в приближении непрерывного замедления с использованием ионизационных потерь энергии протона $S(E)$ и ионизационных пробегов $R(E)$, определяемых по РД 50—25645.206—84

1.4. Ослабление флюенса нуклонов с энергией E_0 за счет ядерных взаимодействий в однородном веществе на геометрическом расстоянии t , см, определяют функцией

$$f(E_0, t) = \exp[-\tau(E_0, t)], \quad (1)$$

где $\tau(E_0, t)$ — оптическое расстояние в веществе, т. е. расстояние, выраженное в долях среднего пробега нуклона до ядерного взаимодействия $\lambda(E_0)$, определяемого по ГОСТ 25645.211—85.

★

1.4.1. Оптическое расстояние для нейтронов с энергией E_0 вычисляют по формуле

$$\tau^n(E_0, t) = \frac{t\rho}{\lambda_n(E_0)}, \quad (2)$$

где ρ — плотность вещества, г/см³.

1.4.2. Оптическое расстояние для протонов с начальной энергией E_0 вычисляют по формуле

$$\tau^{pp}(E_0, t) = \int_E^{E_0} \frac{dE'}{\lambda_{np}(E')S(E')} = Q(E_0) - Q(E), \quad (3)$$

$$\text{где } Q(E) = \int_{20\text{МэВ}}^E \frac{dE'}{\lambda_{np}(E')S(E')} \quad (4)$$

Остаточную энергию протона E после прохождения в веществе расстояния t вычисляют из соотношения

$$R(E) = R(E_0) - t\rho. \quad (5)$$

1.4.3. Для объекта, состоящего из зон с различными веществами, оптическое расстояние вычисляют как сумму оптических расстояний, пройденных нуклоном в каждой из зон.

1.5. Энергетическое распределение плотности потоков протонов $F_{pp}(E, \vec{r}_0)$ и нейтронов $F_n(E, \vec{r}_0)$ вычисляют в фиксированных точках \vec{r}_0 внутри КА в энергетических узлах E_j ($j=1, \dots, J$), заданных в диапазоне энергий от 1 до 1000 МэВ в порядке возрастания энергии.

Примечание. Выбор узловых значений E_j и количество узлов J должны обеспечить вычисление интегрального по энергии флюенса нуклонов с погрешностью не более 20%. Для энергетических узлов при $J > 20$ следует принять логарифмическую сетку.

2. ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ ДЛЯ РАСЧЕТА ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ПЛОТНОСТИ ПОТОКОВ ПРОТОНОВ И НЕЙТРОНОВ

2.1. Геометрию и состав вещества КА задают по ГОСТ 25645.204—83, причем в качестве внешней границы объекта принимают описанную сферу радиуса R_0 . Начало неподвижной системы координат совмещают с центром сферы (см. рисунок).

2.2. Каждой зоне K космического аппарата ставят в соответствие индекс вещества $l(k)$, заполняющего эту зону. Пустым зонам присваивают значение индекса $l=0$.

2.3. Для каждого вещества с индексом $l(k)$, отличным от нуля, определяют следующие характеристики:

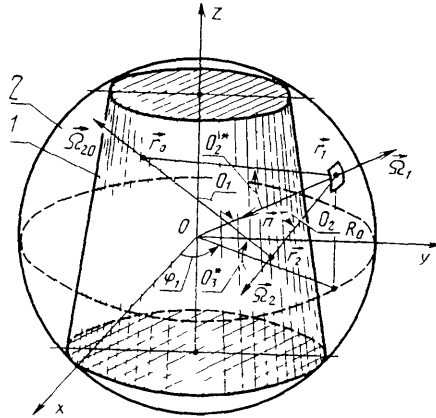
ионизационные потери энергии протонов $S_l(E)$ по РД 50—25645.206—84;

ионизационные пробеги протонов $R_l(E)$ по РД 50—25645.206—84;

средние пробеги нуклонов до ядерного взаимодействия $\lambda_{прl}(E)$ и $\lambda_{nl}(E)$ по ГОСТ 25645.211—85;

двойные дифференциальные распределения вторичных нуклонов $\frac{d^2N^{np \rightarrow m}}{dE d\Omega}(E_0, E, \theta)$ ($m = \text{пр, н}$ — протон или нейтрон, соответственно) по ГОСТ 25645.211—85.

Примечание. Средние пробеги нейтронов с энергией $E < 20$ МэВ определяют в соответствии с рекомендуемым приложением.



Геометрия расчета энергетической плотности потоков протонов и нейтронов в космическом аппарате:

1—космический аппарат (КА); 2—сфера радиуса R_0 ; r_0 —фиксированная точка внутри КА; r_1 —точка на поверхности сферы, r_2 —точка внутри КА

2.4. Источник первичных протонов задают плотностью тока протонов через поверхность сферы радиуса R_0 в каждой точке $\vec{r}_1 = R_0 \vec{\Omega}_1$ (см. рисунок), равной

$$J_{\text{пр}}(E_0, \vec{\Omega}_2) = \frac{\Phi(E_0)}{4\pi} \cos \theta_2, \quad (6)$$

где $\Phi(E_0)$ — изотропная в 4π плотность потока протонов космических лучей; $\vec{\Omega}_2 = \{\theta_2, \varphi_2\}$ — единичный вектор направления в точке r_1 .

Примечание. Угол $0 \leq \theta_2 \leq \pi/2$ отсчитывается от нормали \vec{n} в точке r_1 .

2.5. Для моделирования траекторий протона методом Монте—Карло функцию $J_{\text{пр}}(E_0, \vec{\Omega}_2)$ задают в виде

$$J_{\text{пр}}(E_0, \vec{\Omega}_2) = W_0 f_1(E_0) f_2(\mu_2) f_3(\varphi_2), \quad (7)$$

где $W_0 = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \Phi(E') dE'$, 4 — начальный статистический вес истории;

$f_1(E_0) = \frac{\Phi(E_0)}{\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \Phi(E') dE'}$ — функция плотности вероятности для энергетического распределения протонов;

$f_2(\mu_2) = 2\mu_2$, где $\mu_2 = \cos\theta_2$ — функция плотности вероятности распределения Ω_2 по азимутальному углу θ_2 , $0 \leq \mu_2 \leq 1$;
 $f_3(\varphi_2) = 1/2\pi$ — функция плотности вероятности распределения Ω_2 по полярному углу φ_2 , $0 \leq \varphi_2 \leq 2\pi$; E_{\min} и E_{\max} — минимальное и максимальное значения энергии в спектре протонов космических лучей, равные соответственно 30 и 1000 МэВ.

3. АЛГОРИТМ РАСЧЕТА ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА ПЕРВИЧНЫХ ПРОТОНОВ

3.1. Декартовы координаты точки вылета протона $\vec{r}_1 = \{x_1, y_1, z_1\}$ (см. рисунок) с поверхности сферы радиусом R_0 моделируют для каждой i -ой истории ($i=1, \dots, I$) по следующей схеме.

3.1.1. Направление $\vec{\Omega}_1 = \{\theta_1, \varphi_1\}$ моделируют из изотропного в 4π распределения для $\vec{\Omega}_1$:

$$\left. \begin{aligned} \cos \theta_1 &= 1 - 2\eta'; \\ \varphi_1 &= 2\pi\eta'' \end{aligned} \right\}, \quad (8)$$

где η' и η'' — случайные числа, равномерно распределенные в интервале $0, 1$).

3.1.2. Направляющие косинусы в декартовой системе координат $\vec{\Omega}_1 = \{\mu_{x_1}, \mu_{y_1}, \mu_{z_1}\}$ вычисляют по формулам

$$\left. \begin{aligned} \mu_{x_1} &= \sin \theta_1 \cos \varphi_1; \\ \mu_{y_1} &= \sin \theta_1 \sin \varphi_1; \\ \mu_{z_1} &= \cos \theta_1. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

3.1.3. Декартовы координаты точки $\vec{r}_1 = \{x_1, y_1, z_1\}$ вычисляют по формулам

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= R_0 \mu_{x_1}; \\ y_1 &= R_0 \mu_{y_1}; \\ z_1 &= R_0 \mu_{z_1}. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

3.2. Расстояние T_{10} между фиксированной точкой $\vec{r}_0 = \{x_0, y_0, z_0\}$ и точкой $\vec{r}_1 = \{x_1, y_1, z_1\}$ вычисляют по формуле

$$T_{10} = \sqrt{(x_0 - x_1)^2 + (y_0 - y_1)^2 + (z_0 - z_1)^2}. \quad (11)$$

3.3. Направляющие косинусы в неподвижной декартовой системе координат для направления $\vec{\Omega}_{10} = \{\mu_{x_{10}}, \mu_{y_{10}}, \mu_{z_{10}}\}$ из точки \vec{r}_1 на точку \vec{r}_0 вычисляют по формулам

$$\left. \begin{aligned} \mu_{x_{10}} &= \frac{x_0 - x_1}{T_{10}}; \\ \mu_{y_{10}} &= \frac{y_0 - y_1}{T_{10}}; \\ \mu_{z_{10}} &= \frac{z_0 - z_1}{T_{10}}. \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

3.4. Вычисляют косинус угла $\cos \theta_2^*$ между внешней нормалью к сферической поверхности в точке \vec{r}_1 $\vec{n} = \{n_x, n_y, n_z\}$ и направлением $\vec{\Omega}_{10} = \{\mu_{x_{10}}, \mu_{y_{10}}, \mu_{z_{10}}\}$ по формуле

$$\cos \theta_2^* = \vec{n} \vec{\Omega}_{10} = n_x \mu_{x_{10}} + n_y \mu_{y_{10}} + n_z \mu_{z_{10}}, \quad (13)$$

причем $\vec{n} = -\vec{\Omega}_1$,

т. е.

$$\left. \begin{aligned} n_x &= -\mu_{x_1}; \\ n_y &= -\mu_{y_1}; \\ n_z &= -\mu_{z_1}. \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

3.5. Значения энергии протона в точке \vec{r}_0 принимают равным E_j ($j=1, \dots, J$) и вычисляют значения энергии первичного протона $E_0 = \tilde{E}_j$ в точке \vec{r}_1 по следующему алгоритму.

3.5.1. Направляют луч из точки \vec{r}_0 в направлении $-\vec{\Omega}_{10}$ и вычисляют длины отрезков t_n ($\vec{r}_0, -\vec{\Omega}_{10}$), ($n=1, \dots, N_0-1$) между последовательными пересечениями зон КА, а также последовательность номеров пересекаемых зон k_n ($\vec{r}_0, -\vec{\Omega}_{10}$), ($n=1, \dots, N_0-1$) по ГОСТ 25645.204—83.

Примечание. Далее в формулах аргументы при t_n и k_n опущены.

3.5.2. Значения энергии протона E'_n ($n=1, \dots, N_0-1$) на границах пересекаемых зон k_n вычисляют из рекуррентного соотношения для пробегов протона:

$$R_{l(k_n)}(E'_n) = R_{l(k_n)}(E'_{n-1}) + \rho_{l(k_n)} t_n, \quad (15)$$

полагая $E'_0 = E_j$.

3.5.3. Если значение энергии протона E'_n при $n \leq N_0-1$ превышает $E_{\max} = 1000$ МэВ, т. е. попадание в точку \vec{r}_0 протонов с энергией E_j из источника невозможно, то для всех $j' \geq j$ дальнейшее вычисление энергетического распределения не производится.

3.5.4. Значение энергии первичного протона \tilde{E}_j принимают равным значению энергии протона E'_{N_0-1}

$$\tilde{E}_j = E'_{N_0-1}. \quad (16)$$

3.6. Оптическое расстояние для протона с энергией \tilde{E}_j между точками \vec{r}_1 и \vec{r}_0 в направлении $\vec{\Omega}_{10}$ вычисляют по формуле

$$\tau^{\text{пр}}(\tilde{E}_j, \vec{r}_1, \vec{\Omega}_{10}, T_{10}) = \sum_{n=1}^{N_0-1} \tau_n^{\text{пр}}(E_n, t_n), \quad (17)$$

где

$$\tau_n^{\text{пр}}(E_n, t_n) = Q_{l(k_n)}(E'_n) - Q_{l(k_n)}(E'_{n-1});$$

$$\sum_{n=1}^{N_0-1} t_n = T_{10}.$$

Значения E'_n — по п. 3.5.2.

3.7. Значение энергетической плотности потока первичных протонов в точке \vec{r}_0 при энергии E_j вычисляют по формуле

$$\Delta F_{\text{пр}i}(E_j, \vec{r}_0) = \frac{\Phi(\tilde{E}_j)}{4\pi T_{10}^2} \left[\prod_{n=1}^{N_0-1} \frac{S_{l(k_n)}(E'_n)}{S_{l(k_n)}(E'_{n-1})} \right] \exp[-$$

$$- \tau_{(j=1, \dots, J)}^{\text{пр}}(\tilde{E}_j, \vec{r}_1, \vec{\Omega}_{10}, T_{10})] \cdot \cos \theta_2^*, \quad (18)$$

3.8. Значение $\Delta F_{\text{пр}i}(E_j, \vec{r}_0)$ заносят в сумматор $F_{\text{пр}}^*(E_j, \vec{r}_0)$:

$$F_{\text{пр}}^*(E_j, \vec{r}_0) = \sum_{i=1}^I \Delta F_{\text{пр}i}(E_j, \vec{r}_0). \quad (19)$$

3.9. Для получения статистически обеспеченной оценки $F_{\text{пр}}(E_j, \vec{r}_0)$, ($j=1, \dots, F$) вычисления по пп. 3.1—3.8 следует выполнить I раз (для сложной геометрии космического аппарата $I \geq 10^4$).

3.10. Значение $F_{\text{пр}}(E_j, \vec{r}_0)$, нормированное на единичную плотность потока первичных протонов $\frac{1}{\text{с} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{МэВ}}$, вычисляют по формуле

$$F_{\text{пр}}(E_j, \vec{r}_0) = F_{\text{пр}}^*(E_j, \vec{r}_0) \frac{4\pi R_0}{I}. \quad (20)$$

4. АЛГОРИТМ РАСЧЕТА ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА ВТОРИЧНЫХ НУКЛОНОВ

4.1. Декартовы координаты вылета протона $r_1 = \{x_1, y_1, z_1\}$ — по п. 3.1.

4.2. Протонной истории присваивают статистический вес $W = W_0$, где W_0 определяют по п. 2.5.

4.3. Направление вылета протона из источника (см. рисунок) моделируют по следующему алгоритму.

4.3.1. Подвижную систему координат помещают в точку \vec{r}_1 , направив ось z_1 по внешней к сферической поверхности нормали $\vec{n} = \{n_x, n_y, n_z\}$, направляющие косинусы которой в неподвижной системе координат n_x, n_y, n_z вычисляют по формулам (14).

4.3.2. Направление вылета протона $\vec{\Omega}_2 = \{\theta_2, \varphi_2\}$ в подвижной системе координат моделируют, используя $f_2(\mu_2), f_3(\varphi_2)$ определяемые по формулам п. 2.5, причем

$$\left. \begin{aligned} \mu_2 &= \sqrt{\eta'} ; \\ \varphi_2 &= 2\pi\eta'' , \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

где η', η'' — случайные числа, равномерно распределенные в интервале (0, 1).

4.3.3. Значения направляющих косинусов вектора Ω_2 в неподвижной системе координат $\vec{\Omega}_2 = \{\mu_{x_2}, \mu_{y_2}, \mu_{z_2}\}$, вычисляют по формулам

$$\left. \begin{aligned} \mu_{x_2} &= \frac{-(n_x n_z \cos \varphi_2 + n_y \sin \varphi_2) \sin \theta_2}{\sqrt{1-n_z^2}} + n_x \cos \theta_2 ; \\ \mu_{y_2} &= \frac{-(n_y n_z \cos \varphi_2 - n_x \sin \varphi_2) \sin \theta_2}{\sqrt{1-n_z^2}} + n_y \cos \theta_2 ; \\ \mu_{z_2} &= n_z \cos \theta_2 + \sqrt{1-n_z^2} \sin \theta_2 \cos \varphi_2 \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

4.4. Значение энергии первичного протона E_1^* моделируют из распределения $f_1(E_0)$, определяемого по п. 2.5, полагая

$$\eta = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} f_1(E_0) dE_0, \quad (23)$$

где η — случайное число, равномерно распределенное в интервале (0, 1).

4.5. Оптическое расстояние в КА для протона с энергией E_1^* , выходящего из точки \vec{r}_1 в направлении $\vec{\Omega}_2 = \{\mu_{x_2}, \mu_{y_2}, \mu_{z_2}\}$ вычисляют по следующему алгоритму.

4.5.1. Направляют луч из точки r_1 в направлении $\vec{\Omega}_2$ и вычисляют длины отрезков $t_n(\vec{r}_1, \vec{\Omega}_2)$, ($n=1, \dots, N_0-1$) между последовательными пересечениями зон КА, а также последовательность номеров пересекаемых лучом зон $k_n(\vec{r}_1, \vec{\Omega}_2)$, ($n=1, \dots, N_0-1$) по ГОСТ 25645.204—83.

4.5.2. Если на пути луча встречаются только пустые зоны, т. е. $I(k_n) = 0$ для всех $n=1, \dots, N_0-1$, то история прерывается.

4.5.3. Если на пути луча есть заполненные веществом зоны, то вычисляют значения энергии протона E'_n на границах зон из рекуррентного соотношения для пробегов протона:

$$R_{l(k_n)}(E'_n) = R_{l(k_n)}(E'_{n-1}) - \rho_{l(k_n)} t_n, (n=1, \dots, N_0-1), \quad (24)$$

полагая $E'_0 = E_1^*$.

4.5.4. Если $E'_{N_0-1} < 20$ МэВ, то в последовательности пересекаемых зон ($n=1, \dots, N_0-1$) определяют номер n_0 , при котором $E'_{n_0} < 20$ МэВ.

Примечание. Данное условие означает, что протон из-за ионизационных потерь достигает энергии 20 МэВ в зоне с номером k_{n_0} .

4.5.5. Оптическое расстояние $\tau(E_1^*, \vec{r}_1, \vec{\Omega}_2, T_{гр})$ вычисляют по формуле

$$\tau^{np}(E_1^*, \vec{r}_1, \vec{\Omega}_2, T_{гр}) = \begin{cases} \sum_{n=1}^{n_0-1} \tau_n^{np}(E'_{n-1}, t_n) + Q_{l(k_{n_0})}(E'_{N_0-1}), n_0 < N_0-1 \\ \sum_{n=1}^{N_0-1} \tau_n^{np}(E'_{n-1}, t_n), E'_{N_0-1} \geq 20 \text{ МэВ}, \end{cases} \quad (25)$$

где $\tau_n^{np}(E'_{n-1}, t_n) = Q_{l(k_n)}(E'_{n-1}) - Q_{l(k_n)}(E'_n)$; $T_{гр} = \sum_{n=1}^{N_0-1} t_n$ — геометрическое расстояние от точки \vec{r}_1 до пересечения лучом внешней границы объекта.

4.6. Оптическое расстояние, пройденное протоном в КА до ядерного взаимодействия в точке r_2 , вычисляют по формуле

$$\tau^{np}(E_1^*, \vec{r}_1, \vec{\Omega}_2, T_{12}) = \ln\{1 - \eta[1 - \exp[-\tau^{np}(E_1^*, \vec{r}_1, \vec{\Omega}_2, T_{гр})]]\}, \quad (26)$$

где $T_{12} = |\vec{r}_2 - \vec{r}_1|$ — геометрическое расстояние между точками \vec{r}_2 и r_1 ; η — случайное число, равномерно распределенное в интервале (0, 1).

4.7. Новый статистический вес протонной истории, компенсирующий смещенность оценки пробега протона до ядерного взаимодействия вычисляют по формуле

$$W = W_0 \{1 - \exp[-\tau^{np}(E_1^*, \vec{r}_1, \vec{\Omega}_2, T_{гр})]\}. \quad (27)$$

4.8. В последовательности пересекаемых зон ($n=1, \dots, N_0-1$) вычисляют номер n_1 , для которого выполняется неравенство

$$\sum_{n=1}^{n_1-1} \tau_n^{np}(E'_{n-1}, t_n) \leq \tau^{np}(E_1^*, \vec{r}_1, \vec{\Omega}_2, T_{12}) < \sum_{n=1}^{n_1} \tau_n^{np}(E'_{n-1}, t_n), \quad (28)$$

где $\tau_n^{np}(E'_{n-1}, t_n)$ — значения оптических расстояний протона в пересекаемых зонах КА, определенные по п. 4.5.5.

Примечание. Точка \vec{r}_2 находится в зоне с номером k_{n_1} .

4.9. Энергию протона E_2^* в точке \vec{r}_2 вычисляют по следующему алгоритму.

4.9.1. Вычисляют оптическое расстояние, пройденное протоном в зоне с номером k_{n_1} :

$$\tau_{n_1}^{\text{пр}}(E'_{n_1-1}, t_{n_1}) = \tau^{\text{пр}}(E_1^*, \vec{r}_1, \vec{\Omega}_2, T_{12}) - \sum_{n=1}^{n_1-1} \tau_n^{\text{пр}}(E'_{n-1}, t_n). \quad (29)$$

4.9.2. Значение оптического расстояния для протона с энергией E_2^* в веществе зоны n_1 вычисляют по формуле

$$Q_{l(k_{n_1})}(E_2^*) = Q_{l(k_{n_1})}(E'_{n_1-1}) - \tau_{n_1}^{\text{пр}}(E'_{n_1-1}, t_{n_1}). \quad (30)$$

4.9.3. Значение энергии протона E_2^* вычисляют путем обратной интерполяции из зависимости $Q_l(E)$ для значения Q_l , определяемого по формуле (30).

4.10. Вычисляют геометрическое расстояние T_{12} по следующему алгоритму.

4.10.1. Расстояние $t_{n_1}^*$, пройденное протоном в зоне с номером k_{n_1} вычисляют по формуле

$$t_{n_1}^* = \frac{1}{\rho_{l(k_{n_1})}} [R_{l(k_{n_1})}(E'_{n_1-1}) - R_{l(k_{n_1})}(E_2^*)]. \quad (31)$$

4.10.2. Расстояние T_{12} вычисляют по формуле

$$T_{12} = \sum_{n=1}^{n_1-1} t_n + t_{n_1}^*. \quad (32)$$

4.11. Декартовы координаты точки ядерного взаимодействия протона $\vec{r}_2 = \{x_2, y_2, z_2\}$ вычисляют по формулам

$$\left. \begin{aligned} x_2 &= x_1 + T_{12} \mu_{x_2}; \\ y_2 &= y_1 + T_{12} \mu_{y_2}; \\ z_2 &= z_1 + T_{12} \mu_{z_2}. \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

4.12. Расстояние T_{20} между точкой \vec{r}_2 и точкой \vec{r}_0 вычисляют по п. 3.2.

4.13. Направление $\vec{\Omega}_{20} = \{ \mu_{x_{20}}, \mu_{y_{20}}, \mu_{z_{20}} \}$ из точки \vec{r}_2 на точку \vec{r}_0 вычисляют по п. 3.3.

4.14. Угол между векторами $\vec{\Omega}_2$ и $\vec{\Omega}_{20}$ вычисляют по формуле

$$\theta_3^* = \arccos(\mu_{x_2} \mu_{x_{20}} + \mu_{y_2} \mu_{y_{20}} + \mu_{z_2} \mu_{z_{20}}). \quad (34)$$

4.15. Направляют луч из точки \vec{r}_0 в направлении $-\vec{\Omega}_{20}$ и вычисляют длины отрезков $t_n(\vec{r}_0, -\vec{\Omega}_{20})$ ($n=1, \dots, N_0-1$) между последовательными пересечениями зон КА, а также последовательность номеров пересекаемых лучом зон $k_n(\vec{r}_0, -\vec{\Omega}_{20})$ ($n=1, \dots, N_0-1$) по ГОСТ 25645.204—83.

4.16. В последовательности пересекаемых зон ($n=1, \dots,$

$N_0=1$) определяют номер n_2 , для которого справедливо неравенство

$$\sum_{n=1}^{n_2-1} t_n < T_{20} \leq \sum_{n=1}^{n_2} t_n. \quad (35)$$

Примечание Точка r_2 расположена в зоне с номером k_{n_2}

4.17. Длину отрезка $t_{n_2}^*$, проходимую нуклоном в зоне k_{n_2} вычисляют из соотношения

$$t_{n_2}^* = T_{20} - \sum_{n=1}^{n_2-1} t_n. \quad (36)$$

4.18. Длину отрезка t_{n_2} полагают равной $t_{n_2}^*$.

4.19. Оптическое расстояние между точками r_2 и r_0 для нейтронов с энергией $E_j \leq E_2^*$ ($j=1, \dots, J$) вычисляют по формуле

$$\tau^n(E_j, \vec{r}_2, \vec{\Omega}_{20}, T_{20}) = \sum_{n=1}^{n_2} \frac{t_n \rho_{l(k_n)}}{\lambda_{l(k_n)}(E_j)} \quad (37)$$

4.20. Значение энергетической плотности потока вторичных нейтронов в точке r_0 при энергии E_j вычисляют по формуле

$$\Delta F_{n_i}(E_j, \vec{r}_0) = W \frac{d^2 N^{np \rightarrow n}}{dE d\Omega} \Big|_{l(k_n) \chi_{E_2^*, E_j, \theta_3^*}} \frac{\exp[-\tau^n(E_j, \vec{r}_2, \vec{\Omega}_{20}, T_{20})]}{T_{20}^2} \quad (38)$$

4.21. Значение $\Delta F_{n_i}(E_j, \vec{r}_0)$ заносят в сумматор $F_n^*(E_j, \vec{r}_0)$

$$F_n^*(E_j, \vec{r}_0) = \sum_{i=1}^I \Delta F_{n_i}(E_j, \vec{r}_0). \quad (39)$$

4.22. Энергию вторичного протона \tilde{E}_j , с которой он должен вылететь из точки r_2 , чтобы прийти в точку r_0 с энергией E_j ($j=1, \dots, J$) вычисляют по следующему алгоритму.

4.22.1. Определяют энергии протонов на границах пересекаемых зон из рекуррентного соотношения для ионизационных пробегов протона

$$R_{l(k_n)}(E'_n) = R_{l(k_n)}(E'_{n-1}) + \rho_{l(k_n)} t_n \quad (n=1, \dots, n_2), \quad (40)$$

полагая $E'_0 = E_j$.

4.22.2. Если значение энергии протона E'_n превышает значение E_2^* , т. е. попадание в точку r_0 протонов с энергией E_j невозможно, то для всех $j' \geq j$ дальнейшее вычисление энергетического распределения не производится.

4.22.3. Значение энергии вторичного протона \tilde{E}_j , образующегося в протон-ядерном взаимодействии в точке \vec{r}_2 принимают равным E'_{n_2} .

4.23. Оптическое расстояние для протона с энергией \tilde{E}_j ($j=1, \dots, J$) между точками \vec{r}_2 и \vec{r}_0 вычисляют по формуле

$$\tau^{\text{пр}}(\tilde{E}_j, \vec{r}_2, \vec{\Omega}_{20}, T_{20}) = \sum_{n=1}^{n_2} \tau_n^{\text{пр}}(E'_n, t_n) = \sum_{n=1}^{n_2} [Q_{l(k_n)}(E'_n) - Q_{l(k_n)}(E'_{n-1})]. \quad (41)$$

4.24. Значение энергетической плотности потока протонов в точке \vec{r}_0 при энергии E_j вычисляют по формуле

$$\Delta F_{\text{пр}i}(E_j, \vec{r}_0) = W \left[\prod_{n=1}^{n_2} \frac{S_{l(k_n)}(E'_n)}{S_{l(k_n)}(E'_{n-1})} \right] \frac{d^2 N^{\text{пр-пр}}}{dE d\Omega} u_{(k_n)}(E'_2, \tilde{E}_j, \theta_3^*) \times \\ \times \frac{\exp[-\tau^{\text{пр}}(E_j, \vec{r}_2, \vec{\Omega}_{20}, T_{20})]}{T_{20}^2} \quad (42)$$

4.25. Значение $\Delta F_{\text{пр}i}(E_j, \vec{r}_0)$ заносят в сумматор $F_{\text{пр}}^*(E_j, \vec{r}_0)$:

$$F_{\text{пр}}^*(E_j, \vec{r}_0) = \sum_{i=1}^I \Delta F_{\text{пр}i}(E_j, \vec{r}_0). \quad (43)$$

4.26. Для получения статистически обеспеченной оценки $F_{\text{пр}}(E_j, \vec{r}_0)$ и $F_{\text{н}}(E_j, \vec{r}_0)$, ($j=1, \dots, J$) вычисления по п. 4.1—4.25 следует выполнить I раз ($I \geq 10^4$).

4.27. Значения $F_{\text{пр}}(E_j, \vec{r}_0)$ и $F_{\text{н}}(E_j, \vec{r}_0)$, ($j=1, \dots, J$), нормированные на единичную плотность потока первичных протонов, вычисляют по формулам

$$F_{\text{пр}}(E_j, \vec{r}_0) = F_{\text{пр}}^*(E_j, \vec{r}_0) \frac{4\pi R_0}{I}; \\ F_{\text{н}}(E_j, \vec{r}_0) = F_{\text{н}}^*(E_j, \vec{r}_0) \frac{4\pi R_0}{I}. \quad (44)$$

ПРИЛОЖЕНИЕ

Рекомендуемое

1. Средние пробеги нейтронов до ядерного взаимодействия с энергией $E < 20$ МэВ вычисляются по формуле.

$$\lambda_n(E) = \frac{1,66 A}{\sigma_n(E)},$$

где $\sigma_n(E)$ — полное микроскопическое сечение ядерного взаимодействия нейтронов, барн.

2. Полные микроскопические сечения ядерного взаимодействия нейтронов с $E < 20$ МэВ рекомендуется брать из справочника*.

* Медведев Ю. А., Степанов Б. М., Труханов Г. Я. Ядерно-физические константы взаимодействия нейтронов с элементами, входящими в состав атмосферы и земной коры: Справочник. — М.: Энергоиздат, 1981.

МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ

**Безопасность радиационная экипажа космического аппарата
в космическом полете. Методика расчета энергетической плотности
потоков протонов и нейтронов в космическом аппарате**

РД 50—25645.210—85

Редактор *Т. Ф. Писарева*
Технический редактор *В. Н. Прусакова*
Корректор *В. И. Воронцова*
Н/К

Сдано в набор 10.02.86 Подп. в печ. 29.04.86 Т—11141 Формат 60×90¹/₁₆ Бумага типограф-
ская № 2 Гарнитура литературная Печать высокая 1,0 усл. печ л. 1,0 усл. кр.-отт.
0,60 уч.-изд. л. Тираж 6000 Цена 5 коп. Изд. № 8953/4

Ордена «Знак Почета» Издательство стандартов, 123840, Москва, ГСП,
Новопресненский пер. , 3
Калужская типография стандартов, ул. Московская, 256. Зак. 447