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

gost.e-ecolog.ru

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

УДК 629.78—784.7:539.16 Группа Ф40

РУКОВОДЯЩИЙ НОРМАТИВНЫЙ ДОКУМЕНТ

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

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/см^2.

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

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

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.

★

© Издательство стандартов, 1986

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

$$\tau^{н}(E_0,t)=\frac{t\rho}{\lambda_{н}(E_0)}\ , \qquad (2)$$

где ρ — плотность вещества, г/см^3.

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

$$\tau^{пр}(E_0,t)=\int_{E}^{E_0}\frac{dE'}{\lambda_{пр}(E')S(E')}=Q(E_0)-Q(E)\ , \qquad (3)$$

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

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

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

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 $F_{пр}(E, \vec{r_0})$ и нейтронов $F_{н}(E, \vec{r_0})$ вычисляют в фиксированных точках $\vec{r_0}$ внутри КА в энергетических узлах $E_j (j=1, \ldots, J)$, 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:

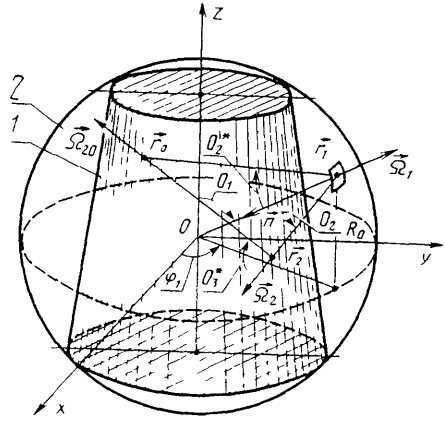
ионизационные потери энергии протонов $S_l(E)$ по РД 50—25645.206—84;

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

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

двойные дифференциальные распределения вторичных нуклонов $\frac{d^2N^{\text{пр}\to m}}{dEd\Omega}(E_0,E,\theta)$ ($m=$ 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; $\vec{r}_0$—фиксированная точка внутри КА; $\vec{r}_1$—точка на поверхности сферы, $\vec{r}_2$—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

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

где $\Phi(E_0)$ — изотропная в 4π плотность потока протонов космических лучей; $\vec{\Omega}_2=\{\theta_2,\ \varphi_2\}$ — единичный вектор направления в точке $\vec{r}_1$.

Примечание. Угол $0\leqslant\theta_2\leqslant\pi/2$ отсчитывается от нормали $\vec{n}$ в точке $\vec{r}_1$.

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

$$J_{\text{пр}}(E_0,\vec{\Omega}_2)=W_0f_1(E_0)f_2(\mu_2)f_3(\varphi_2), \qquad (7)$$

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

$f_1(E_0)=\dfrac{\Phi(E_0)}{\int\limits_{E_{min}}^{E_{max}}\Phi(E')dE'}$ — 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, $0\leqslant\mu_2\leqslant1$; $f_3(\varphi_2)=1/2\pi$ — функция плотности вероятности распределения $\vec{\Omega}_2$ по полярному углу φ_2, $0\leqslant\varphi_2\leqslant2\pi$; 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 ($i=1, \ldots, I$) по следующей схеме.

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

причем $\vec{n}=-\vec{\Omega}_1$,

т. е.

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

3.5. Значения энергии протона в точке $\vec{r}_0$ принимают равным E_j $(j=1, \ldots, J)$ и вычисляют значения энергии первичного протона $E_0=\widetilde{E}_j$ 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 $(\vec{r}_0, -\vec{\Omega}_{10})$, $(n=1, \ldots, N_0-1)$ между последовательными пересечениями зон КА, а также последовательность номеров пересекаемых зон k_n $(\vec{r}_0, -\vec{\Omega}_{10})$, $(n=1, \ldots, N_0-1)$ 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 $(n=1, \ldots, N_0-1)$ на границах пересекаемых зон k_n вычисляют из рекурентного соотношения для пробегов протона:

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

полагая $E'_0=E_j$.

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

$$\tilde{E}_j = E'_{N_0-1}. \tag{16}$$

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

4.5.2. Если на пути луча встречаются только пустые зоны, т. е. $l(k_n)=0$ для всех $n=1, \ldots, N_0-1$, 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 рекурентного соотношения для пробегов протона:

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

полагая $E'_0=E^*_1$.

4.5.4. Если E'_{N_0-1} <20 МэВ, то в последовательности пересекаемых зон ($n=1, \ldots, N_0-1$) 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

$$\tau^{пр}(E^*_1, \vec{r}_1,\vec{\Omega}_2,T_{гр})=\begin{cases}\sum\limits_{n=1}^{n_0-1}\tau^{пр}_n(E'_{n-1},t_n)+Q_{l(k_{n_0})}(E'_{N_0-1}),n_0<N_0-1\\ \sum\limits_{n=1}^{N_0-1}\tau^{пр}_n(E'_{n-1},t_n),\ E'_{N_0-1}\geqslant 20\text{МэВ},\end{cases} \qquad (25)$$

где $\tau^{пр}_n(E'_{n-1}, t_n)=Q_{l(k_n)}(E'_{n-1})-Q_{l(k_n)}(E'_n)$; $T_{гр}=\sum\limits_{n=1}^{N_0-1}t_n$ — 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 $\vec{r}_2$, вычисляют по формуле

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

где $T_{12}=|\vec{r}_2-\vec{r}_1|$ — геометрическое расстояние между точками $\vec{r}_2$ и $\vec{r}_1$; 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

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

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

$$\sum_{n=1}^{n_1-1}\tau^{пр}_n(E'_{n-1},t_n)\leqslant\tau^{пр}(E^*_1, \vec{r}_1,\vec{\Omega}_2,T_{12})<\sum_{n=1}^{n_1}\tau^{пр}_n(E'_{n-1},t_n), \qquad (28)$$

где $\tau^{пр}_n(E'_{n-1}, t_n)$ — 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}:

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

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

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

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 $t_n(\vec{r}_0, -\vec{\Omega}_{20})$ $(n=1, \ldots, N_0-1)$ между последовательными пересечениями зон КА, а также последовательность номеров пересекаемых лучом зон $k_n(\vec{r}_0, -\vec{\Omega}_{20})$ $(n=1, \ldots, N_0-1)$ по ГОСТ 25645.204—83.

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

N_0—1) определяют номер n_2, для которого справедливо неравенство

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

Примечание Точка $\vec{r}_2$ 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

$$t^*_{n_2} = T_{20} - \sum_{n=1}^{n_2-1} t_n . \qquad (36)$$

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

4.19. Оптическое расстояние между точками $\vec{r}_2$ и $\vec{r}_0$ для нейтронов с энергией $E_j \leqslant E^*_2$ $(j=1, \ldots, J)$ вычисляют по формуле

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

4.20. Значение энергетической плотности потока вторичных нейтронов в точке $\vec{r}_0$ при энергии E_j вычисляют по формуле

$$\Delta F_{\text{н}i}(E_j, \vec{r}_0) = W \frac{d^2 N^{\text{пр}\to\text{н}}}{dE d\Omega}_{l(k_n)(E^*_2, E_j, \theta^*_3)} \frac{\exp[-\tau^{\text{н}}(E_j, \vec{r}_2, \vec{\Omega}_{20}, T_{20})]}{T^2_{20}} \qquad (38)$$

4.21. Значение $\Delta F_{\text{н}_i}(E_j, \vec{r}_0)$ заносят в сумматор $F^*_{\text{н}}(E_j, \vec{r}_0)$

$$F^*_{\text{н}}(E_j, \vec{r}_0) = \sum_{i=1}^{J} \Delta F_{\text{н}i}(E_j, \vec{r}_0). \qquad (39)$$

4.22. Энергию вторичного протона $\tilde{E}_j$, с которой он должен вылететь из точки $\vec{r}_2$, чтобы прийти в точку $\vec{r}_0$ с энергией E_j $(j=1, \ldots, J)$ вычисляют по следующему алгоритму.

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

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

полагая $E'_0 = E_j$.

4.22.2. Если значение энергии протона E'_n превышает значение E^*_2, т. е. попадание в точку $\vec{r}_0$ протонов с энергией E_j невозможно, то для всех $j' \geqslant j$ 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 $\tilde{E}_j$ ($j=1, \ldots, J$) 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

$$\Delta F_{\text{пр}i}(E_j, \vec{r}_0) = W[\prod_{n=1}^{n_2} \frac{S_{l(k_n)}(E'_n)}{S_{l(k_n)}(E'_{n-1})}] \frac{d^2N^{\text{пр}\to\text{пр}}}{dEd\Omega}_{l(k_n)}(E'_2, \tilde{E}_j, 0^\circ_3) \times$$

$$\times \frac{\exp[-\tau^{\text{пр}}(E_j, \vec{r}_3, \vec{\Omega}_{20}, T_{20})}{T_{20}^2} \quad (42)$$

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 $F_{\text{н}}(E_j, \vec{r}_0)$, ($j=1, \ldots, J$) вычисления по п. 4.1—4.25 следует выполнить I раз ($I \geqslant 10^4$).

4.27. Значения $F_{\text{пр}}(E_j, \vec{r}_0)$ и $F_{\text{н}}(E_j, \vec{r}_0)$, ($j=1, \ldots, J$), 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 вычисляют по формуле.

$$\lambda_{н}(E)=\frac{1,66\,A}{\sigma_{н}(E)},$$

где $\sigma_{н}(E)$ — 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 типографская № 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

gost.e-ecolog.ru

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