

коэффициент Пуассона; t — толщина крышки. Если же часть крышки блистера претерпевает пластическую деформацию, то N уменьшается [8]. Уменьшение N происходит и в том случае, если значительная часть крышки занята пузырьками. Из равенства $\alpha = 1$, реализуемого в момент образования блистеров, следует [4], что при уменьшении N будет уменьшаться размер блистеров, как это и наблюдалось при $T_{\text{обл}} = 500^\circ\text{C}$ (см. рис. 2, з). Об увеличении числа пузырьков и изменении структуры крышек блистеров при внедрении ионов D^+ свидетельствует наличие пор на крышках блистеров, образовавшихся в результате одновременного облучения ионами D^+ и He^+ при $T_{\text{обл}} = 500^\circ\text{C}$.

Уменьшение жесткости крышек приводит также к тому, что флекинг, наблюдаемый при облучении ионами He^+ , сменяется блистерингом в случае предварительного облучения ионами D^+ . По-видимому, это происходит в результате того, что под действием бокового напряжения менее жесткая крышка пластически деформируется раньше, чем давление газа вызовет отрыв этой крышки и флекинг [4], как это наблюдалось на мишенях, предварительно облученных ионами D^+ при 200°C . Если на образцах, последовательно облученных

ионами He^+ и D^+ , наблюдались блистеры второго поколения (первый слой отшелушен в результате чисто гелиевого облучения), то одновременное облучение ионами D^+ и He^+ при 200°C приводит к флекингу трех слоев. Вероятно, это вызвано преобладанием влияния возросшего давления в газовых пузырьках под влиянием изменения жесткости крышек блистеров. Возросшее давление в газовых пузырьках только ускоряет флекинг (три слоя вместо одного), но не меняет характера эрозии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Das S., Kaminsky M. Rad. Eff. on Solid Surfaces, Adv. in Chem., 1976, v. 158, p. 112.
2. Behrish R. e.a. In: Proc. of 9-th Symp. on Fusion Technol. Garmisch-Partenkirchen, 1976, p. 531.
3. Gusev V. e.a. «Rad. Eff.», 1979, v. 40, p. 37.
4. Гусев В. М. и др. Препринт ИАЭ-3133. М., 1978.
5. Das S. e.a. Paper Presented at the Intern. Conf. on Low Energy Ion Beams. Salford, 1977.
6. Гусев В. М. и др. Приборы и техника эксперимента, 1969, т. 4, с. 19.
7. Risch M., Roth J., Scherzer B.M.U. In: Proc. Intern. Symp. on Plasma Wall Interaction. N.Y., Pergamon Press, 1977, p. 391.
8. Соколовский Е. В. Теория пластичности. М., «Наука», 1969.

Поступила в Редакцию 27.03.80

УДК 621.039.512.4

Нестационарный перенос нейтронов в среде с сильными неоднородностями

ЖЕМЕРЕВ А. В., КАЗАРНОВСКИЙ М. В., МЕДВЕДЕВ Ю. А., МЕТЕЛКИН Е. В.

Нестационарный перенос нейтронов в однородных средах изучен достаточно подробно [1—3]. Аналогичный процесс в слабонеоднородных средах исследован в работах [4, 5]. Однако при решении различных прикладных проблем часто необходимо рассчитывать нестационарное нейтронное распределение в средах, состоящих из нескольких зон с резко различающимися свойствами в отношении переноса нейтронов. Такие задачи возникают, например, при расчетах разрешающей способности нейтронного спектрометра по времени замедления в свинце с источником, охлаждаемым водой, и в некоторых других случаях.

Аналитическое решение таких задач связано с большими математическими трудностями даже при использовании существенно упрощающих предположений (например, возрастного приближения [6, 7]). Однако сильное различие свойств соприкасающихся зон, а именно их замедляющих способностей, как раз может служить основой для разработки единого приближенного метода решения довольно широкого круга подобных задач. В настоящей работе излагается такой метод. Кроме того, в качестве иллюстрации рассматривается точное аналитическое решение в возраст-

ном приближении модельной задачи о замедлении нейтронов от импульсного точечного источника в системе из двух непоглощающих зон с сильно различающимися свойствами, имеющими плоскую границу раздела, в предположении, что в каждой зоне длина свободного пробега нейтронов обратно пропорциональна их скорости ($l \sim 1/v$).

При сильном различии замедляющих свойств соприкасающихся зон эволюция нейтронного распределения в одной из зон протекает много медленнее, чем в остальных (для краткости такую зону будем называть М-зоной, а остальные Б-зонами). Такая ситуация реализуется, например, если плотность вещества в М-зоне очень мала или вещество в ней имеет большие значения массового числа. Тогда поток нейтронов из М-зоны в Б-зону медленно изменяется со временем, и его в первом приближении можно считать квазистационарным. Соответственно и распределение таких нейтронов в Б-зонах будет квазистационарным. Это означает, что производная по времени t от этого распределения пренебрежимо мала по сравнению с другими членами уравнения переноса в Б-зонах. Поэтому его можно искать методами решения стационарных задач, рассматривая t как параметр. Таким обра-

зом, для этих нейтронов нестационарный характер переноса необходимо учитывать только внутри М-зоны, а влияние остальных зон учитывать соответствующим квазистационарным граничным условием (такой подход представляет собой разновидность так называемого «адиабатического приближения», широко используемого при решении различных задач теоретической физики). Если подобное приближенное решение окажется недостаточным, его можно уточнить методом последовательных приближений, рассматривая в качестве возмущения не учтенные производные по времени от потоков нейтронов в Б-зонах, пришедших из М-зоны.

В общем виде такой подход можно сформулировать следующим образом. Пусть плотность нейтронов $\Phi_i(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ со скоростью v в точке \mathbf{r} в момент времени t в i -й зоне удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial \Phi_i}{\partial t} + \hat{L}_i \Phi_i = S_i \quad (1)$$

(\hat{L}_i — стационарная часть оператора переноса нейтронов в i -й зоне; S_i — плотность источников в ней) с граничным условием

$$\Phi_i(\mathbf{r}_{ij}, \mathbf{v}, t) = \Phi_j(\mathbf{r}_{ij}, \mathbf{v}, t), \quad (2)$$

где вектор \mathbf{r}_{ij} пробегает всю совокупность точек поверхности, разделяющей i -ю и j -ю зоны (на внешних поверхностях среды граничные условия обычные). Пусть для конкретности i_0 -зона есть М-зона. Представим Φ_i при $i \neq i_0$ в виде суммы

$$\Phi_i = \varphi_i + \tilde{\varphi}_i, \quad (3)$$

где функции φ_i и $\tilde{\varphi}_i$ удовлетворяют уравнениям

$$\hat{L}_i \varphi_i = 0; \quad (4)$$

$$\hat{L}_i \tilde{\varphi}_i + \partial \tilde{\varphi}_i / \partial t = S_i - \partial \Phi_i / \partial t \quad (5)$$

с граничными условиями

$$\tilde{\varphi}_i(\mathbf{r}_{i i_0}, \mathbf{v}, t) = 0 \quad (6)$$

$$\varphi_i(\mathbf{r}_{i i_0}, \mathbf{v}, t) = \Phi_{i_0}(\mathbf{r}_{i i_0}, \mathbf{v}, t) \quad (7)$$

$$\left. \begin{aligned} \varphi_i(\mathbf{r}_{i i_0}, \mathbf{v}, t) + \tilde{\varphi}_i(\mathbf{r}_{i i_0}, \mathbf{v}, t) = \\ = \Phi_{i_0}(\mathbf{r}_{i i_0}, \mathbf{v}, t), \quad [\mathbf{v} \mathbf{n}(\mathbf{r}_{i i_0}) > 0]; \end{aligned} \right\} \mathbf{v} \mathbf{n}(\mathbf{r}_{i i_0}) < 0; \quad (8)$$

$$\varphi_i(\mathbf{r}_{ij}, \mathbf{v}, t) = \varphi_j(\mathbf{r}_{ij}, \mathbf{v}, t); \quad (9)$$

$$\tilde{\varphi}_i(\mathbf{r}_{ij}, \mathbf{v}, t) = \tilde{\varphi}_j(\mathbf{r}_{ij}, \mathbf{v}, t), \quad (i \neq i_0, j \neq i_0),$$

Здесь $\mathbf{n}(\mathbf{r}_{i i_0})$ — единичный вектор, нормальный к поверхности раздела зон в точке $\mathbf{r}_{i i_0}$ и направленный внутрь М-зоны.

Система уравнений (4), (5) совместно с уравнением

$$\hat{\partial} \Phi_{i_0} / \partial t + \hat{L}_{i_0} \Phi_{i_0} = S_{i_0} \quad (10)$$

и с граничными условиями (6) — (9), очевидно, эквивалентна исходной системе (1) с граничным условием (2). Однако она более удобна для выполнения намеченной ранее программы. Действительно, как видно из выражений (4) и (7), функции φ_i описывают квазистационарные распределения

нейтронов, пришедших из М-зоны в Б-зоны. Если пренебречь их производными по t , которые входят в виде добавки к источникам в уравнении (5), то эта система уравнений разделяется следующим образом:

уравнение (5) с граничным условием (6) описывает эволюцию тех нейтронов, которые ни разу не были в М-зоне [эти нейтроны влияют на распределение нейтронов в М-зоне благодаря граничному условию (8)];

система уравнений (4), (10) с граничными условиями (7), (8) описывает нестационарный перенос нейтронов в М-зоне и квазистационарный в Б-зоне.

Определив решение этой системы, можно учесть вклад отброшенных нами малых величин $\partial \varphi_i / \partial t$ с помощью теории возмущений. Примем

$$\Phi_{i_0} = \sum_{n=0}^{\infty} \Phi_{i_0}^{(n)}; \quad \Phi_{i \neq i_0} = \sum_{n=0}^{\infty} (\varphi_i^{(n)} + \tilde{\varphi}_i^{(n)}), \quad (11)$$

где функции $\Phi_{i_0}^{(n)}$, $\varphi_i^{(n)}$ и $\tilde{\varphi}_i^{(n)}$ удовлетворяют уравнениям

$$\hat{L}_{i_0} \Phi_{i_0}^{(n)} + \partial \Phi_{i_0}^{(n)} / \partial t = \delta_{n0} S_{i_0} \quad (12a)$$

$$\hat{L}_i \varphi_i^{(n)} = 0 \quad (12b)$$

$$\hat{L}_i \tilde{\varphi}_i^{(n)} + \partial \tilde{\varphi}_i^{(n)} / \partial t = \delta_{n0} S_i - \partial \varphi_i^{(n-1)} / \partial t \quad (12b)$$

с граничными условиями вида (6) — (9), в которых всюду Φ_{i_0} , φ_i , $\tilde{\varphi}_i$ следует заменить на $\Phi_{i_0}^{(n)}$, $\varphi_i^{(n)}$, $\tilde{\varphi}_i^{(n)}$ (здесь $\delta_{00} = 1$, $\delta_{n0} = 0$ при $n \neq 0$).

Следует отметить, что благодаря быстрому характеру переноса нейтронов в Б-зонах (если источники S_i в них действуют в течение периода времени, малого по сравнению с характерным временем эволюции нейтронного распределения в М-зоне) при решении уравнений (12b) для $\tilde{\varphi}_i^{(0)}$ в первом приближении нет необходимости определять зависимость этих функций от времени. Достаточно лишь вычислить интеграл:

$$\tilde{\varphi}_i^{(0)}(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = \int_0^{\infty} dt \tilde{\varphi}_i^{(0)}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \quad (13)$$

и в граничное условие (8) вместо $\tilde{\varphi}_i^{(0)}(\mathbf{r}_{i i_0}, \mathbf{v}, t)$ подставить

$$\tilde{\varphi}_i^{(0)}(\mathbf{r}_{i i_0}, \mathbf{v}, t) \equiv \delta(t - t_0) \tilde{\varphi}_i^{(0)}(\mathbf{r}_{i i_0}, \mathbf{v}), \quad (14)$$

где t_0 — некоторый средний момент периода действия этих источников.

Обратимся к решению модельной задачи. Оператор \hat{L}_i , описывающий упругое замедление нейтронов, в возрастном приближении имеет вид [8]:

$$\hat{L}_i = - \frac{l_i(v)v}{3(1-\mu_i)} \Delta_x + \xi_i \frac{\partial}{\partial u} \frac{v}{l_i(v)}. \quad (15)$$

Здесь $u = 2 \ln(v_0/v)$ — логарифм (предполагается, что источник моноэнергетический, причем v_0 — скорость нейтронов, испущенных источником); $l_i(v) = l_i(v_0/v)$; μ_i , ξ_i — соответственно длина свободного пробега, средний косинус угла рассеяния в лабораторной системе и среднее изме-

нение летаргии за одно столкновение для нейтронов в i -й зоне. Пусть граница раздела зон совпадает с плоскостью $z = 0$ и при $z < 0$ находится зона 1 с большей замедляющей способностью (Б-зона). Переходя к плотности столкновений $F_i(u, r, t) = \frac{v}{l_i(v)} \Phi_i$ и вводя новые переменные

$$t' \equiv (v_0 t / l_2); \{x', y', z'\} \equiv \frac{\sqrt{3(1-\mu_2)}}{l_2} (x, y, z); \quad (16)$$

$$\tau = \frac{1}{\xi_2} (e^u - 1),$$

уравнение (1) в случае точечного импульсного изотропного источника, расположенного в М-зоне, для каждой зоны можно представить в следующем виде:

$$z > 0, \quad \frac{\partial F_2}{\partial t} - \Delta F_2 + \frac{\partial F_2}{\partial \tau} = s_{\tau} \delta(t) \delta(\tau) \delta(x) \delta(y) \delta(z - z_0) \quad (17a);$$

$$z < 0, \quad a \frac{\partial F_1}{\partial t} - a^2 \delta^2 \Delta F_1 + b \frac{\partial F_1}{\partial \tau} = 0 \quad (17b),$$

где

$$a = (l_1 / l_2); \quad \delta^2 = (1 - \mu_2) / (1 - \mu_1); \quad b = (\xi_1 / \xi_2);$$

$$s_{\tau} = \frac{v_0}{\xi_2 l_2} \left(\frac{\sqrt{3(1-\mu_2)}}{l_2} \right)^3,$$

а штрих у безразмерных переменных (16) опущен. В возрастном приближении граничное условие (2) переходит в следующие условия шивки:

$$a F_0 = F_2; \quad a^2 \delta^2 (\partial F_1 / \partial z) = (\partial F_2 / \partial z) \text{ при } z = 0, \quad (18)$$

вытекающие из требования непрерывности потока и тока нейтронов через границу раздела.

Используя преобразования Лапласа по переменным t ($t \rightarrow p$) и τ ($\tau \rightarrow s$) и Фурье по пространственным переменным x и y (k_x, k_y), легко определить решение системы (17а), (17б):

$$F_2(p, s, k^2, z) = \frac{s_{\tau}}{2 \sqrt{p+s+k^2}} \times \{ \exp[-\sqrt{p+s+k^2}|z-z_0|] - \exp[-\sqrt{p+s+k^2}(z+z_0)] \} + \frac{s_{\tau} \exp[-\sqrt{p+s+k^2}(z+z_0)]}{\sqrt{p+s+k^2} + \delta \sqrt{ap+bs+a^2\delta^2k^2}}; \quad (19)$$

$$F_1(p, s, k^2, z) = \frac{s_{\tau} \exp[-\sqrt{p+s+k^2}z_0 + \sqrt{ap+bs+a^2\delta^2k^2}(z/a\delta)]}{a[\sqrt{p+s+k^2} + \delta \sqrt{ap+bs+a^2\delta^2k^2}]}, \quad (20)$$

где $k^2 = k_x^2 + k_y^2$. Если источник нейтронов находится в Б-зоне, то решение системы, аналогичной (17), будет иметь вид

$$F_2(p, s, k^2, z) = \frac{s_{\tau} \exp[-\sqrt{ap+bs+a^2\delta^2k^2}(z_0/a\delta) - \sqrt{p+s+k^2}z]}{\sqrt{p+s+k^2} + \delta \sqrt{ap+bs+a^2\delta^2k^2}}; \quad (21)$$

$$F_1(p, s, k^2, z) = \frac{s_{\tau}}{2a\delta \sqrt{ap+bs+a^2\delta^2k^2}} \times \{ \exp[-\frac{\sqrt{ap+bs+a^2\delta^2k^2}}{a\delta}|z+z_0|] - \exp[-\frac{\sqrt{ap+bs+a^2\delta^2k^2}}{a\delta} \frac{|z_0-z|}{a\delta}] \} + \frac{s_{\tau} \exp[-\frac{\sqrt{ap+bs+a^2\delta^2k^2}}{a\delta} \frac{|z_0-z|}{a\delta}]}{a \sqrt{p+s+k^2} + \delta \sqrt{ap+bs+a^2\delta^2k^2}}. \quad (22)$$

Отметим, что первый и второй члены в выражениях (19) и (22) представляют собой функцию распределения нейтронов, замедляющихся только в той зоне, где находится источник, а третий — функцию распределения нейтронов, побывавших в соседней зоне.

Функции (19) — (22) достаточно сложны, и обратные преобразования Лапласа и Фурье от них имеют очень громоздкий вид, затрудняющий их качественный анализ. Однако для зон с сильно различающимися замедляющими способностями [$(\xi_1/l_1) \gg (\xi_2/l_2)$] выражения (19) — (22) значительно упрощаются.

Рассмотрим вначале наиболее простой случай, когда источник нейтронов плоский. Тогда решение задачи можно получить, приняв в соответствующих выражениях (19) — (22) $k = 0$:

$$F_{i,пл}(p, s, z) = \frac{s_{\pi}}{s_{\tau}} F_i(p, s, k=0, z), \quad (23)$$

где

$$s_{\pi} = (v_0/\xi_2 l_2^2) \sqrt{3(1-\mu_2)}.$$

Предположим, что источник размещен в М-зоне, и проанализируем процесс замедления нейтронов в ней. Определим для этого временные моменты от функции распределения:

$$t_i^n(\tau, z) = \left[\int_0^{\infty} F_{i,пл}(t, \tau, z) t^n dt \right] / \left[\int_0^{\infty} F_{i,пл}(t, \tau, z) dt \right] = (-1)^n [(\partial^n F_{i,пл}(p, \tau, z) / \partial p^n) / F_{i,пл}(p, \tau, z)]_{p=0}. \quad (24)$$

Поскольку временные моменты от первых двух членов из выражения (19) [см. формулу (23)] равны, очевидно, τ^n , будем вычислять временные моменты только от третьего члена, описывающего нейтроны, побывавшие в более плотной среде. Для первого момента получим

$$T_2^{(1)} = \frac{\langle t_2^{(1)}(\tau, z) \rangle}{\tau} = \frac{1 + (\delta a / \sqrt{b})}{1 + \delta \sqrt{b}} + \frac{\delta \sqrt{b}(1-a/b)}{(1 + \delta \sqrt{b})} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{(z+z_0)}{2\sqrt{\tau}} \times \exp\left[\frac{(z+z_0)^2}{4\tau}\right] \text{Erfc}\left(\frac{z+z_0}{2\sqrt{\tau}}\right), \quad (25)$$

где $\text{Erfc}(z) = 1 - \text{Erf}(z)$; $\text{Erf}(z)$ — функция ошибок [9].

Из полученного результата вытекает, что при равенстве замедляющих способностей обеих зон ($a = b$) наличие первой зоны не влияет на время замедления нейтронов во второй, так как при этом $T_2^{(1)} = 1$. Если такое равенство отсутствует, то влияние первой зоны на время замедления во второй убывает по мере удаления от границы раздела, так как $T_2^{(1)} \rightarrow 1$ при $(z + z_0)/2\sqrt{\tau} \rightarrow \infty$ (см. также [6]). Если замедляющая способность первой зоны значительно больше, чем во второй ($a \ll b$; $a \lesssim 1$), то в выражении (25) можно принять $a = 0$. Если одновременно и $b \ll 1$, т. е. первая зона значительно плотнее и тяжелее второй, то $T_2^{(1)} \approx 1$ и первая зона в этом случае слабо влияет на время замедления во второй. К аналогичным выводам можно прийти, анализируя временные моменты более высокого порядка. Поскольку для них получаются громоздкие результаты, приведем только выражения для второго момента и временной дисперсии функции распределения в начале координат ($z = 0$) для источника, находящегося также в начале координат ($z_0 = 0$):

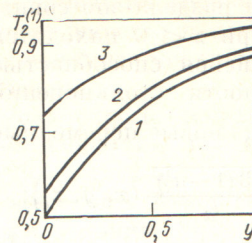
$$T_2^{(2)} = \frac{\langle t_2^{(2)} \rangle}{\tau^2} = \frac{3 + \delta\sqrt{b} + 4(\delta a/\sqrt{b}) + 3(\delta a/\sqrt{b})^2 + (\delta a/\sqrt{b})(a/b)}{3(1 + \delta\sqrt{b})^2} \quad (26)$$

$$D_2 = T_2^{(2)} - T_2^{(1)2} = \frac{\delta\sqrt{b}(1 - a/b)^2}{3(1 + \delta\sqrt{b})^2} \geq 0. \quad (27)$$

На рисунке представлена зависимость $T_2^{(1)}$ (25) от расстояния при различных значениях параметра a/b . Видно, что при $a/b < 0,1$ значения среднего времени замедления практически совпадают со значениями при $a/b = 0$. Таким образом, если $a \ll b$; $a \lesssim 1$, то в функции (19) при $k = 0$ можно принять $a = 0$, что соответствует отбрасыванию членов порядка a/b ; $\delta a/\sqrt{b}$ и выше. После обратного преобразования Лапласа получим

$$F_{2, \text{пл}}(t, \tau, z) = \frac{s_{\text{пл}} \delta (t - \tau)}{\sqrt{4\pi\tau}} \left\{ \exp\left[-\frac{(z - z_0)^2}{4\tau}\right] - \exp\left[-\frac{(z + z_0)^2}{4\tau}\right] \right\} + \frac{s_{\text{пл}}}{4\pi} \delta\sqrt{b} \theta(\tau - t) \times \int_0^t dt' \frac{\exp\left[-\frac{(z + z_0)^2}{4(t - t')}\right]}{(t - t')^{3/2} (\tau - t + \delta^2 b t')^{3/2}}, \quad (28)$$

где $\theta(x)$ — единичная функция. К такому же результату придем, если при решении системы (17) во втором уравнении отбросим производную по времени, т. е., определив стационарное решение в первой зоне, будем «сшивать» его по формулам (18) с нестационарным решением во второй зоне [см. выражения (4), (10) и (7), (8); $\tilde{\varphi}_i^{(0)}$ в этом



Среднее время замедления нейтронов $T_2^{(1)}$ в зависимости от $y = (z + z_0)/2\sqrt{\tau}$: $1 - 3 - a/b = 0$; 0,1 и 0,5 соответственно

случае равна нулю, так как $S_1 = 0$). При этом решение уравнения переноса в первой зоне является квазистационарным. Чтобы убедиться в этом, вычислим временные моменты от функции (20) [см. формулу (23)]. Для среднего времени замедления нейтронов в первой зоне получим

$$T_1^{(1)} = \frac{\langle t_1^{(1)} \rangle}{\tau} = \frac{1 + (\delta a/\sqrt{b})}{1 + \delta\sqrt{b}} + \frac{(z_0 \delta\sqrt{b} + (z\sqrt{b}/a\delta))}{(1 + \delta\sqrt{b})} \left(1 - \frac{a}{b}\right) \frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{\tau}} \times \exp\left[\frac{(z_0 - z\sqrt{b}/a\delta)^2}{4\tau}\right] \text{Erfc}\left(\frac{z_0 - z\sqrt{b}/a\delta}{2\sqrt{\tau}}\right). \quad (29)$$

Если замедляющая способность первой зоны значительно больше, чем второй ($a \ll b$), то в выражении (29) можно принять $a = 0$ во всех членах, кроме $z\sqrt{b}/a\delta$. Аналогичные выводы следуют и из анализа временных моментов более высокого порядка. Отсюда вытекает, что распределение нейтронов в первой зоне хорошо описывается [с точностью до членов порядка a/b , $\delta a/\sqrt{b}$] формулой (23) при $ap = 0$:

$$F_{1, \text{пл}} = \frac{s_{\text{пл}}}{a} \frac{\exp[-\sqrt{p+s}z_0 + (\sqrt{b}/a\delta)z\sqrt{s}]}{\sqrt{p+s + \delta\sqrt{bs}}}. \quad (30)$$

Выражение (30) представляет собой произведение стационарного решения уравнения (17) ($\exp[\sqrt{bs}z/a\delta]$) на значение функции F_1 [см. формулы (19) и (23)] в начале координат ($z = 0$), взятой при $a = 0$. Отсюда следует, что решение уравнения переноса в первой зоне является квазистационарным, т. е. определяется сверткой по летаргии функции Грина стационарной задачи для первой зоны с источником на границе раздела, определяемым нестационарным решением для второй зоны. Применяя к выражению (30) обратное преобразование Лапласа, получаем

$$F_{1, \text{пл}} = -\frac{s_{\text{пл}} b z z_0}{a^2 (4\pi)^{3/2}} \theta(\tau - t) \times \int_t^\tau d\tau' \frac{\exp\left[-\frac{bz^2}{4a^2 \delta^2 (\tau - \tau')}\right]}{(\tau - \tau')^{3/2}} \times \int_0^t dt' \frac{\exp\left[-\frac{z_0^2}{4(t - t')}\right]}{(t - t')(\tau - t + \delta^2 b t')^{3/2}}. \quad (31)$$

Сравнив формулы (34) и (28), легко убедиться в справедливости предшествующего утверждения.

Предположим теперь, что источник нейтронов находится в Б-зоне [см. выражения (21—23)]. Тогда первые два члена в формуле (22) представляют собой функцию $\tilde{\varphi}_i^{(0)}$ [см. (12в)]. Последний член в выражении (22) и функция (21) с точностью до членов порядка (a/b) и $(\delta a/\sqrt{b})$ совпадают с решением, которое получается, если в Б-зоне использовать стационарное уравнение переноса (функции $\varphi_i^{(0)}$, $\varphi_{i0}^{(0)}$) [см. (12а), (12б)]. В справедливости сделанного утверждения легко убедиться, анализируя, как и ранее, временные моменты от соответствующих функций. Приняв в формуле (21) и в последнем члене в выражении (22) $ap = 0$ и воспользовавшись обратным преобразованием Лапласа, получим

$$F_{2, \text{пл}} = \frac{s_{\text{II}} b z z_0}{a^2 (4\pi)^{3/2}} \theta(\tau - t) \times \int_t^\tau dt' \frac{\exp\left[-\frac{b z_0^2}{4a^2 \delta^2 (\tau - \tau')}\right]}{(\tau - \tau')^{3/2}} \times \int_0^t dt' \frac{\exp\left\{-\frac{z^2}{4(t-t')}\right\}}{(t-t')^{3/2} (\tau' - t + \delta^2 b t')^{3/2}}; \quad (32)$$

$$F_{1, \text{пл}} = \frac{s_{\text{II}} \delta \left(\tau - \frac{a}{b} t\right)}{a^2 \delta \sqrt{4\pi t}} \left\{ \exp\left[-\frac{(z+z_0)^2}{4\delta t}\right] - \exp\left[-\frac{(z-z_0)^2}{4\delta t}\right] \right\} + s_{\text{II}} \frac{b \sqrt{t}}{4 \sqrt{\pi} a} (z_0 - z) \theta(\tau - t) \times \int_t^\tau dt' \frac{\exp\left[-\frac{b(z_0 - z)^2}{4a^2 \delta^2 (\tau - \tau')}\right]}{(\tau - \tau')^{3/2} [\tau' - (1 - \delta^2 b) t]^{3/2}}. \quad (33)$$

Как известно [8], использование возрастного приближения для описания распространения нейтронов в однородной среде приводит к однозначной связи между временем и энергией замедляющихся нейтронов, т. е. к нулевой временной дисперсии функции распределения. В рассмотренном случае системы из двух зон даже в возрастном приближении временная дисперсия функции распределения отличается от нуля в обеих зонах, т. е. в фиксированный момент времени t она отличается от нуля при энергии $\tau \geq t$ [см. выражения (28), (31) — (33)], причем при $t = \tau$ функция распределения имеет интегрируемую особенность. Наличие такой дисперсии обусловлено, очевидно, тем, что в каждой зоне присутствуют нейтроны, побывавшие в соседней зоне с другой замедляющей способностью. Поскольку первая зона имеет большую замедляющую способность, функция распределения становится отличающейся от нуля именно

при $\tau \geq t$, так как $t = \tau$ представляет собой время замедления нейтронов до данной энергии во второй зоне при условии ее однородности.

Рассмотрим теперь точечный источник нейтронов. Определим средний квадрат длины замедления нейтронов в горизонтальной плоскости:

$$\langle r_i^2 \rangle = \frac{\iint F_i(t, \tau, r) (x^2 + y^2) dx dy}{\iint F_i(t, \tau, r) dx dy} = - \left(\frac{\partial^2 F_i}{\partial k^2} / F_i \right)_{k=0}. \quad (34)$$

Подставив в выражение (34) первый член из формулы (19), получим (при $p = 0$)

$$\langle r_i^2 \rangle = \frac{1 + (\delta^2 a^2 / \sqrt{b})}{(1 + \delta \sqrt{b})} + \frac{\delta \sqrt{b} \left[1 - \frac{\delta^2 a^2}{b} \right]}{(1 + \delta \sqrt{b})} \frac{\sqrt{\pi} (z + z_0)}{2 \sqrt{\tau}} \times \exp\left[\frac{(z + z_0)^2}{4\tau}\right] \text{Erfc}\left(\frac{z + z_0}{2 \sqrt{\tau}}\right). \quad (35)$$

Отсюда следует, что если первая зона обладает значительно большей замедляющей способностью ($a \ll b$, $a \leq 1$), то членами, содержащими a , в выражении (35), а следовательно, и в формуле (19) можно пренебречь. Такие же выводы вытекают и из анализа выражения (20). Приняв в формулах (19) — (20) $ap = 0$ и $a^2 \delta^2 k^2 = 0$ и воспользовавшись обратным преобразованием Лапласа и Фурье, получим

$$F_i(t, \tau, r) = \frac{\exp[-(x^2 + y^2)/4t]}{4\pi t} \frac{s_{\text{II}}}{s_{\text{II}}} \times F_{i, \text{пл}}(t, \tau, z); \quad i = 1, 2, \quad (36)$$

где $F_{i, \text{пл}}$ — соответствующие решения задачи для плоского источника, определяемые выражениями (28) и (31). Такой вид функции распределения нейтронов обусловлен тем, что характерные время и расстояния, на которых происходит изменение функции распределения в Б-зоне, значительно меньше соответствующих времени и расстояний в М-зоне. Это приводит к тому, что нейтрон, летящий из М-зоны в Б-зону, практически мгновенно возвращается обратно, причем в ту же точку. С другой стороны, на большие расстояния в Б-зоне в горизонтальном направлении проникают, очевидно, нейтроны, побывавшие в М-зоне, являющейся менее плотной средой. Нетрудно убедиться, что аналогичный вид [см. выражение (36)] будут иметь решения и в том случае, когда источник нейтронов находится в Б-зоне (более плотной среде).

Легко проверить, что точно к таким же результатам придем, если при решении системы (17), определив стационарное одномерное решение в Б-зоне, будем свивать его по формулам (18) с нестационарным трехмерным решением для М-зоны. Погрешность, допускаемая при использовании такого приближения, не превосходит членов порядка a/b и $\delta a/\sqrt{b} \ll 1$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Казарновский М. В. Труды ФИАН, 1959, т. 11, с. 176.
2. Дядькин И. Г., Баталина Э. П. Атомная энергия, 1961, т. 10, вып. 1, с. 5.
3. Казарновский М. В. В кн.: Теоретические и экспериментальные проблемы нестационарного переноса нейтронов. М., Атомиздат, 1971.
4. Метелкин Е. В., Труханов Г. Я. Атомная энергия, 1974, т. 37, вып. 6, с. 466.
5. Метелкин Е. В. Там же, 1976, т. 40, вып. 1, с. 45.
6. Медведев Ю. А., Метелкин Е. В. Там же, 1980, т. 48, вып. 5, с. 308.
7. Bellman R., Marshak R., Wing M. Phil. Mag., 1949, v. 40, p. 297.
8. Бекурц К., Виртц К. Нейтронная физика. М., Атомиздат, 1968.
9. Бейтмен Г., Эрдейи А. Таблицы интегральных преобразований. Т. 1, М., Наука, 1969.

Поступила в Редакцию 27.02.80

УДК 539.173.8:546.799.4

Выходы продуктов фотоделения ^{239}Pu

КОНДРАТЬКО М. Я., МОСЕЛОВ А. В., ПЕТРЖАК К. А., ТЕОДОРОВИЧ О. А.

К настоящему времени опубликованы экспериментальные данные об относительных выходах нескольких продуктов фотоделения ^{239}Pu , соответствующих симметричной области распределения масс [1], и об изотопном составе ксенона, образующегося в реакции [2]. Опубликованных данных о независимых выходах нет. В настоящей работе определены выходы продуктов фотоделения ^{239}Pu тормозным излучением с максимальной энергией $E_0 = 28$ МэВ в целях получения сведений о распределении продуктов по массам и зарядам.

Был использован плутоний с содержанием $^{239}\text{Pu} > 99,7\%$. При облучении применяли технику сбора осколков отдачи из слоев делящегося вещества. Образцы для облучения собирали из 80 слоев двуокиси плутония толщиной 200 мкг/см^2 , нанесенных на металлические подложки и прилегающих к коллекторным слоям алюминиевой фольги. Толщину подложек и коллекторов ($6,5 \text{ мг/см}^2$) выбирали достаточной для полного поглощения осколков. Собранные образцы завертывали в кадмий.

Облучение проводили на линейном ускорителе при энергии электронов 28 МэВ и токе 6 мкА. Тормозное излучение генерировалось в вольфрамовом радиаторе толщиной 2,5 мм. Образцы помещали позади алюминиевого поглотителя электронов. Продолжительность облучения варьировали в пределах 5—35 ч. Облученные образцы «охлаждали» в течение нескольких часов и разбирали, отделяя коллекторы от делящегося вещества.

Основную информацию о радиоактивных продуктах деления получали из спектров γ -квантов, испускавшихся поглощенными в коллекторах осколками. Гамма-спектрометр состоял из коаксиального Ge(Li)-детектора объемом 40 см^3 , предусилителя БУС2-01-1, входного устройства со стабилизацией БУС-2 и анализатора импульсов АИ-4096-3М с выводом информации на перфоленту. Энергетическое разрешение спектрометра составляло 4,2 кэВ для линии 1333 кэВ. Калибровочные

зависимости эффективности регистрации γ -квантов в пиках полного поглощения от их энергии были построены с применением набора образцовых источников ОСГИ и препаратов ^{110m}Ag , ^{133}Ba , ^{160}Tb , ^{182}Ta в диапазоне 60—1840 кэВ для различных расстояний источник — детектор. Как в калибровочных, так и в рабочих измерениях учитывали эффект суммирования детектором энергии каскадных γ -квантов, особенно сильно сказывающийся при близком расположении источника. В каждом эксперименте набирали серию из 12—16 гросс-спектров на протяжении от 10 ч до 140 сут после облучения.

В целях получения более надежной информации о радиоактивных продуктах с малыми выходами было проведено радиохимическое выделение на носителях препаратов серебра, кадмия, суммы редкоземельных элементов (РЗЭ), стронция и бария (в качестве реперов) с последующим определением активности нуклидов с помощью гамма-спектрометра. Часть осадка, содержавшего суммарную активность иттрия и РЗЭ, подвергали дальнейшему радиохимическому анализу на катионообменной колонке. Конечные препараты (а также препараты бария и стронция) наносили на тонкие проводящие подложки и измеряли β -активность в 4 π -счетчиках.

При анализе γ -спектров использовали данные по схемам распада, содержащиеся главным образом в выпусках издания «Nuclear Data Sheets» за 1971—1978 гг. и в каталоге Блашо — Фиша [4]. При большом расхождении опубликованных значений интенсивности γ -линий I_γ использовали результаты недавних оригинальных работ по распаду ^{111}Ag [4]; ^{113}Ag [5], ^{140}Ba — ^{140}La [6].

Значения относительных кумулятивных выходов, полученные для идентифицированных нуклидов, приводились к полным выходам с учетом поправок на независимые выходы последующих членов цепочек. При этом были использованы экспериментальные значения независимых выходов,