

Нонвариантные точки системы $\text{ThCl}_4 - \text{KCl} - \text{PuCl}_3$

Характерная точка	Содержание, мол. %			Температура плавления, °C	Твердая фаза
	ThCl_4	KCl	PuCl_3		
E_1	55,0	35,0	10,0	375	ThCl_4 , $\text{KCl} \cdot \text{ThCl}_4$, PuCl_3
E_2	37,0	49,0	14,0	350	$\text{KCl} \cdot \text{ThCl}_4$, $2\text{KCl} \cdot \text{ThCl}_4$, PuCl_3
E_3	18,0	56,0	26,0	375	$2\text{KCl} \cdot \text{ThCl}_4$, $2\text{KCl} \cdot \text{PuCl}_3$, PuCl_3
E_4	11,5	76,5	12,0	600	$2\text{KCl} \cdot \text{ThCl}_4$, KCl , $3\text{KCl} \cdot \text{PuCl}_3$
P	15,5	64,5	20	579	$2\text{KCl} \cdot \text{ThCl}_4$, $3\text{KCl} \cdot \text{PuCl}_3$, $2\text{KCl} \cdot \text{PuCl}_3$

Перевальная точка на квазибинарном разрезе отвечает составу: 26,0; 52,0; 22,0 мол. % ThCl_4 , NaCl , PuCl_3 с температурой плавления 370 °C.

Система $\text{ThCl}_4 - \text{KCl} - \text{PuCl}_3$. Соответствующие бинарные системы $\text{KCl} - \text{PuCl}_3$ [9], $\text{KCl} - \text{ThCl}_4$ [6] также изучены ранее и использованы для построения поверхности первичной кристаллизации тройной системы.

Для построения поверхности ликвидуса системы $\text{ThCl}_4 - \text{KCl} - \text{PuCl}_3$ исследовано 11 внутренних разрезов, проходящих через вершину концентрационного треугольника (KCl) и противоположную ей сторону.

На рис. 2 представлена диаграмма плавкости тройной системы в виде проекции поверхности первичной кристаллизации на плоскость концентрационного треугольника.

Поверхность кристаллизации системы представлена семью полями: ThCl_4 , $\text{KCl} \cdot \text{ThCl}_4$, $2\text{KCl} \cdot \text{ThCl}_4$, $\text{KCl} \cdot \text{PuCl}_3$, $2\text{KCl} \cdot \text{PuCl}_3$ и PuCl_3 . Наибольшая часть концентрационного треугольника приходится на долю PuCl_3 и ThCl_4 ; значительную часть занимает поле $2\text{KCl} \cdot \text{ThCl}_4$, что свидетельствует об устойчивости этого соединения (комплекса $[\text{ThCl}_6]^{2-}$ в расплавах тройной системы).

Триангулирующими сечениями тройной системы являются сечения $\text{PuCl}_3 - \text{KCl} \cdot \text{ThCl}_4$, $\text{PuCl}_3 - 2\text{KCl} \cdot \text{ThCl}_4$ и $2\text{KCl} \cdot \text{ThCl}_4 - 3\text{KCl} \cdot \text{PuCl}_3$. Этими сечениями тройная система $\text{ThCl}_4 - \text{KCl} - \text{PuCl}_3$ делится на четыре вторичные системы, три из которых — простые эвтектические, а система $\text{PuCl}_3 - 2\text{KCl} \cdot \text{ThCl}_4 - 3\text{KCl} \cdot \text{PuCl}_3$ — эвтектическая с наличием перитектики. Кристаллизация расплава перитектического состава происходит по реакции $3\text{KCl} \cdot \text{PuCl}_3 + \text{Ж} \rightarrow 2\text{KCl} \cdot \text{ThCl}_4 + 2\text{KCl} \cdot \text{PuCl}_3$. Характеристики нонвариантных точек системы и их твердые фазы приведены в таблице.

Поступило в Редакцию 15/VII 1974 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Brodski M., Carleson G. J. Inorg. Nucl. Chem., 1962, v. 24, p. 1675.
2. Brodski M., Carleson G. Report USA, ANL-FGF-318, 1960.
3. Nissen D. J. Inorg. Nucl. Chem., 1966, v. 28, p. 1740.
4. Котов А. Н., Мальцев Н. А. «Изв. вузов. Цветная металлургия», 1970, № 1.
5. Будаев И. В., Вольский А. Н. В сб.: Тр. II Женевской конф. Докл. советских ученых. Т. 3, М., Атомиздат, 1959, с. 285.
6. Десятник В. Н. и др. «Атомная энергия», 1973, т. 35, вып. 6, с. 424.
7. Bjorkund C. e.a. J. Phys. Chem., 1959, v. 63, p. 1774.
8. Воробей М. П. и др. «Ж. неорганич. хим.», 1971, № 12, с. 3388.
9. Benz R. e.a. J. Phys. Chem., 1959, v. 63, p. 1983.

К методике расчета вторичных эффектов, вызываемых нейтронами в воздухе

ЖЕМЕРЕВ А. В., МЕДВЕДЕВ Ю. А., МЕТЕЛКИН Е. В., СТЕПАНОВ Б. М.

УДК 539.124.17

Известно, что распространение нейтронов в воздухе сопровождается образованием γ -излучения, которое в свою очередь вызывает различные вторичные эффекты (ионизацию, свечение воздуха [1, 2], токи электронов [3] и др.). Применение метода Монте-Карло для расчета нейтронного излучения и связанных с ним вторичных эффектов приводит к большим затратам машинного времени, в связи с чем представляет интерес разработка аналитических методов решения указанных задач.

В настоящей работе аналитически вычисляются интенсивность энергии, поглощенная энергия γ -излучения, а также ток комптоновских электронов, вызванный γ -излучением, инициируемым нейтронами в воздухе за счет реакции радиационного захвата $^{14}\text{N}(n, \gamma)^{15}\text{N}$. Источник нейтронов предполагался точечным импульсным изотропным и монохроматическим ($E^+ \leq 100$ кэВ), т.е. по существу вычислялась функция Грина для соот-

ветствующей задачи. Поскольку нейтроны являются нерелятивистскими, характерное время изменения функции распределения нейтронов $t_n = l_n/v$ гораздо больше времени запаздывания γ -квантов в системе $t_\gamma = l_\gamma/c$, так как $t_n/t_\gamma \sim cv \gg 1$. Здесь l_n и l_γ — длины пробегов нейтронов и γ -квантов соответственно; v — скорость нейтронов; c — скорость света. Отсюда следует, что при расчете захватного γ -излучения от объемного источника временное запаздывание γ -квантов в системе можно не учитывать.

Число γ -квантов, образующихся в единицу времени в единице объема в момент времени t вблизи точки r в результате радиационного захвата нейтронов,

$$q(r, t) = n_\gamma \int_0^\infty dv \Sigma_{n\gamma}(v) v N(r, v, t), \quad (1)$$

где $N(\mathbf{r}, v, t)$ — число нейтронов в момент времени t в интервале $(v, v + dv; \mathbf{r}, \mathbf{r} + d\mathbf{r})$; $\Sigma_{n\gamma}(v)$ — сечение радиационного захвата нейтронов, имеющее вид $\Sigma_{n\gamma}(v) = \Sigma_{n\gamma}^0/v$ [4]; $n_\gamma = 2,25$ — среднее число γ -квантов на один захваченный нейтрон [5]. Поскольку кинетическая энергия нейтронов гораздо меньше энергии связи нуклонов в ядре, можно считать, что среднее число γ -квантов на один захваченный нейтрон n_γ и спектр испускаемых γ -квантов практически не зависят от энергии захваченного нейтрона.

Наряду с реакцией радиационного захвата в воздухе возможно поглощение нейтрона с испусканием протона $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$. Сечение этой реакции имеет аналогичную энергетическую зависимость. Таким образом, полное сечение захвата имеет вид

$$\Sigma_a(v) = \Sigma_{n\gamma}^0/v + \Sigma_{np}^0/v = \Sigma_a^0/v. \quad (2)$$

В работе [6] показано, что если наряду с упругим рассеянием происходит поглощение нейтронов по закону $1/v$, то плотность нейтронов запишется в виде

$$N(\mathbf{r}, v, t) = \exp(-\Sigma_a^0 t) N_0(\mathbf{r}, v, t). \quad (3)$$

Функция $N_0(\mathbf{r}, v, t)$ [плотность нейтронов при отсутствии поглощения] вычислялась в работе [6] для однокомпонентного замедлителя в диффузионном приближении [4, 6]. В этом случае функцию $N_0(\mathbf{r}, v, t)$ можно представить в виде произведения двух множителей:

$$N_0(\mathbf{r}, v, t) = N_0(v, t) \chi(\mathbf{r}, v, t), \quad (4)$$

где $N_0(v, t)$, описывающая замедление нейтронов от мгновенного монохроматического однородно распределенного по пространству источника в тяжелой среде ($M \gg 1$, M — массовое число ядер замедлителя), имеет резкий максимум при некоторой средней скорости $v = v_m(t)$ — своей для каждого момента времени. В связи с этим функция $\chi(\mathbf{r}, v, t)$ определялась в работе [6] в виде ряда

$$\chi(\mathbf{r}, v, t) = \chi_0(\mathbf{r}, t) + \xi \chi_1(\mathbf{r}, t) + \xi^2 \chi_2(\mathbf{r}, t) + \dots, \quad (5)$$

где $\xi = (v_m - v)/v$. Функция $\chi_1(\mathbf{r}, t)$ найдена в работе [6] лишь для постоянного значения длины свободного пробега, а функция $\chi_2(\mathbf{r}, t)$ не определялась вследствие значительных вычислительных трудностей.

Используя формулы (3)–(5) и выражение для $N_0(v, t)$, полученное в работе [6] для произвольной зависимости длины свободного пробега от энергии, легко убедиться, что вклад от второго слагаемого в выражении (5) в источник γ -квантов (1) равен нулю, а вклад от третьего слагаемого по сравнению с вкладом от первого имеет порядок $M^{-1} \ll 1$. Таким образом, для вычисления выражения (1) достаточно в формуле (5) сохранить лишь первое слагаемое, вид которого известен для произвольной зависимости сечения от энергии [6]:

$$\chi_0(\mathbf{r}, t) = \exp\{-r^2/4\tau(t)\} / [4\pi\tau(t)]^{3/2}. \quad (6)$$

Здесь $\tau(t) = \frac{1}{3\eta(1 - \frac{2}{3M})} \int_0^{u(t)} \frac{du'}{\Sigma_s^2(u')}$; $\Sigma_s(u)$ — сечение

упругого рассеяния; $\eta = \frac{2}{M+1}$; $u(t) = 2 \ln \frac{v^+}{v_m(t)}$; v^+ — скорость нейтронов, испускаемых источником, а $v_m(t)$ для каждого момента времени определяется по формуле $t = \frac{2}{\eta} \int_{v_m}^{v^+} \frac{dv}{v^2 \Sigma_s(v)}$.

При замедлении нейтронов в воздухе их рассеянием на ядрах кислорода можно пренебречь, так как M_O и M_N

мало отличаются друг от друга, а $\Sigma_{s,N} \gg \Sigma_{s,O}$. В таком случае, используя выражения (2)–(6), получаем

$$q(\mathbf{r}, t) = n_\gamma \Sigma_{n\gamma}^0 \exp\{-\Sigma_a^0 t - r^2/4\tau(t)\} / [4\pi\tau(t)]^{3/2}. \quad (7)$$

Выражение (1) вычислялось также методом Монте-Карло (с учетом рассеяния нейтронов на азоте и кислороде) для начальных энергий нейтрона 100; 10; 1 и 0,1 кэВ. В каждом случае рассматривалось 10 тысяч историй. Вероятная ошибка не превышала 10% на расстоянии 3–4-х длин пробега нейтронов и увеличивалась до 30–40% на больших расстояниях. Результаты расчета по методу Монте-Карло совпали с результатами расчета по формуле (7).

Интенсивность энергии I'_e , поглощенная энергия I'_a и ток электронов I'_i от точечного стационарного изотропного источника γ -квантов с энергетическим спектром [5] (спектр, измеренный Моттом и др.) рассчитывались методом Монте-Карло. Рассмотрено 50 тысяч историй. Вероятная ошибка не превышала 10%. Полученные результаты интерполировались в бергеровском виде:

$$I'_{e,a,i} = A_{e,a,i} \frac{e^{-\mu r}}{4\pi r^2} (1 + C_{e,a,i} \mu r e^{D_{e,a,i} \mu r}), \quad (8)$$

где $\mu^{-1} = 300$ м — средний пробег γ -квантов. Коэффициенты A, C, D приведены в таблице.

	A	C	D
I'_e	4,96 МэВ	0,320	$6,41 \cdot 10^{-2}$
I'_a	11,2 МэВ/кМ	0,388	$4,88 \cdot 10^{-2}$
I'_i	$3,65 \cdot 10^{-2}$	0,324	$5,45 \cdot 10^{-2}$

Расстояние, на котором справедливо выражение (8), не превышает величины $\sim 7/\mu$.

Для нестационарного пространственно распределенного источника [см. (7)] интенсивность энергии и поглощенная энергия γ -квантов запишутся в виде

$$|I'_{e,a}(r, t)| = \int d\mathbf{r}' q(\mathbf{r}', t) I'_{e,a}(\mathbf{r} - \mathbf{r}'), \quad (9)$$

а ток электронов через единицу площади сферы радиуса r в виде

$$I'_i(r, t) = \int d\mathbf{r}' q(\mathbf{r}', t) I'_i(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \cos \psi, \quad (10)$$

где $q(\mathbf{r}, t)$ и $I'_{e,a,i}(r)$ определяются по формулам (7) и (8) соответственно, а

$$\cos \psi = \frac{r^2 - (\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{r |\mathbf{r}' - \mathbf{r}|}.$$

При $\mu \sqrt{\tau(t)} \ll 1$ (что, в частности, наблюдается при замедлении нейтронов в воздухе) выражения (9) и (10) имеют простой вид для двух предельных случаев. Пусть $C=0$, т. е. не учитывается рассеянное γ -излучение. Очевидно, что характерная область интегрирования в выражениях (9) и (10) порядка $2\sqrt{\tau}$. Вычислим вначале выражение (9) для $r \gg r' \ll 2\sqrt{\tau}$. Воспользуемся разложением

$$\frac{e^{-\mu |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2} = \frac{e^{-\mu r}}{r^2} \left\{ 1 + \frac{r'}{r} \cos \theta (2 + \mu r) - \right.$$

$$-\left(\frac{r'}{r}\right)^2 \left(1 + \frac{1}{2} \mu r\right) + 4 \left(\frac{r'}{r}\right)^2 \cos^2 \theta \left[1 + \frac{5}{8} \mu r + \frac{1}{8} (\mu r)^2\right], \quad (11)$$

где θ — угол в сферической системе координат. В выражении (11) пренебрегаем членами порядка выше, чем $(r'/r)^2$; $\mu r'^2/r$ и $(\mu r')^2$. Используя (7), (9) и (11), получаем, что при $r \gg 2\sqrt{\tau}$

$$I_{\varepsilon, a}^{\text{II}}(r, t) = n_{\gamma} A_{\varepsilon, a} \Sigma_{n\gamma}^0 \frac{\exp(-\Sigma_a^0 t - \mu r)}{4\pi r^2} \times \left\{1 + \frac{2\tau}{r^2} \left[1 + \mu r + \frac{1}{2} (\mu r)^2\right]\right\}. \quad (12)$$

Заменив в (9) переменную $r - r' = r''$ и проведя интегрирование по углу θ , легко убедиться, что вычисление выражения (9) сводится к вычислению интеграла

$$\int_0^{\infty} \frac{dr'}{r'} \exp\left(-\mu r' - \frac{(r')^2}{4\tau}\right) \text{sh}\left(\frac{rr'}{2\tau}\right). \text{ Поскольку,}$$

как указывалось выше, $r' \leq 2\sqrt{\tau}$, то $rr'/2\tau \leq r/\sqrt{\tau}$. Тогда для $r \ll \sqrt{\tau}$ воспользуемся разложением $\text{sh}x = x(1 + x^2/3! + \dots)$, в котором сохраним члены до второго порядка. Окончательно получаем, что при $r \ll \sqrt{\tau}$

$$I_{\varepsilon, a}^{\text{II}}(r, t) = n_{\gamma} A_{\varepsilon, a} \Sigma_{n\gamma}^0 \exp(-\Sigma_a^0 t - r^2/4\tau) / 8\pi\tau \times \left\{1 + \frac{r^2}{12\tau} - \frac{2\mu\sqrt{\tau}}{\sqrt{\pi}} \left(1 + \frac{r^2}{6\tau}\right) + \mu^2\tau \left(1 + \frac{r^2}{4\tau}\right)\right\}. \quad (13)$$

Очевидно, сохраняя n членов в разложении $\text{sh}x$, можно добиться, что результат (13) будет справедлив при $r \ll n\sqrt{\tau}$. В том случае, когда $n \gg 2$, области применимости (13) и (12) будут перекрываться.

Аналогичным способом для выражения (10) можно получить следующие результаты: при $r \gg 2\sqrt{\tau}$

$$I_i^{\text{II}}(r, t) = n_{\gamma} A_i \Sigma_{n\gamma}^0 \frac{\exp(-\Sigma_a^0 t - \mu r)}{4\pi r^2} \times \left\{1 + \frac{2\tau}{r^2} \left[\mu r + \frac{1}{2} (\mu r)^2\right]\right\}; \quad (14)$$

при $r \ll \sqrt{\tau}$

$$I_i^{\text{II}}(r, t) = n_{\gamma} A_i \Sigma_{n\gamma}^0 \exp(-\Sigma_a^0 t - r^2/4\tau) / (4\pi\tau)^{3/2} \times r \left\{\frac{1}{3} + \frac{1}{30} \frac{r^2}{\tau} - \mu \sqrt{\pi\tau} \left(\frac{1}{3} + \frac{1}{20} \frac{r^2}{\tau}\right) + \mu^2\tau \left(\frac{2}{3} + \frac{2}{15} \frac{r^2}{\tau}\right)\right\}. \quad (15)$$

В случае $C \neq 0$ результаты для указанных предельных случаев можно получить, используя дифференцирование определенных интегралов (9) и (10) по параметру

$$I_{\varepsilon, a, i} = I_{\varepsilon, a, i}^{\text{II}} - C_{\varepsilon, a, i} \mu \left. \frac{\partial I_{\varepsilon, a, i}^{\text{II}}}{\partial \mu'} \right|_{\mu' = \mu(D_{\varepsilon, a, i} - 1)}$$

Поступило в Редакцию 16/V 1974 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Жемерев А. В., Медведев Ю. А. «Атомная энергия», 1970, т. 29, вып. 4, с. 287.
2. Жемерев А. В. и др. «Атомная энергия», 1973, т. 35, вып. 6, с. 438.
3. Жемерев А. В. и др. «Атомная энергия», 1973, т. 34, вып. 5, с. 399.
4. Вейнберг А., Вигнер Е. Физическая теория ядерных реакторов. М., Изд-во иностр. лит., 1961.
5. Ядерные данные. М., Атомиздат, 1969, с. 391.
6. Казарновский М. В. «Труды ФИАН», 1959, т. XI, с. 176.

К решению задачи идентификации параметров процесса разделения многокомпонентной смеси изотопов в каскадах

УТУРГАИДЗЕ Ц. Д., ЧХАИДЗЕ Л. Л.

УДК 518.62+621.039.3

Актуальность проблемы разделения многокомпонентных смесей изотопов вызывает необходимость исследовать работу реальных каскадов с помощью математической модели. Вопросам разработки математической модели посвящены работы [1—3], где стационарный режим процесса описан системой нелинейных дифференциальных уравнений, решения которых должны удовлетворять крайним условиям специального вида.

При решении ряда задач по исследованию процесса разделения принципиальный интерес представляет расчет некоторых разделительных характеристик математической модели по экспериментальным данным. В частности, для каскадов, состоящих из колонн определенной длины, необходимо вычислить число ступеней в колоннах по концентрациям компонентов, измеренным в устройствах обращения фаз. Это даст возможность определения эффективности работы реальных установок через высоту, эквивалентную теоретической ступени разделения.

В литературе эта задача практически не затрагивалась. В настоящей работе предложен вычислительный алгоритм для ее решения.

Запишем систему уравнений переноса $N + 1$ -компонентной изотопной смеси для каскада с одним потоком питания F , отвала P_{B+1} и потоками отборов P_b во всех обогащающих секциях в виде

$$\begin{cases} \frac{dc_i}{dz} = S_b \left\{ c_i \sum_{j=0}^N \varepsilon_{ij} c_j - \frac{2}{\mathcal{L}_b} \left[\sum_{k=1}^b P_k (c_{P_k}^b - c_i) \right] \right\}, \\ b = 1, 2, \dots, B; \\ \frac{dc_i}{dz} = S_{B+1} \left[c_i \sum_{j=0}^N \varepsilon_{ij} c_j + \frac{2}{\mathcal{L}_{B+1}} P_{B+1} (c_{P_{B+1}}^{B+1} - c_i) \right], \\ i = 1, 2, \dots, N. \end{cases} \quad (1)$$