центрации LiF в расплаве приводит к монотонному увеличению электропроводности.

Изучение четырехкомпонентной системы $LiF - ThF_4 - BeF_2 - UF_4$ ограничилось измерением при 900—1200 К электропроводности 32 наиболее легкоплавких составов в области 0—20 мол.% для ThF_4, 0—40 мол.% для BeF_2 и 0—40 мол.% для UF_4. В табл. 2 приведены коэффициенты уравнения температурной зависимости удельной электропроводности изученных расплавов системы $LiF - ThF_4 - BeF_2 - UF_4$. Согласно рис. 4, добавление UF_4 (до 40 мол.%) снижает электропроводность трехкомпонентного расплава.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Блинкин В. Л., Новиков В. М.** Жидкосолевые ядерные реакторы. М., Атомиздат, 1978, с. 111.
2. **Rosental M., Kasten P., Briggs R.**— Nucl. Appl. Technol., 1970, v. 8, p. 107.
3. **Новиков В. М., Блинкин В. Л.**— Атомная энергия, 1979, т. 47, вып. 4, с. 264.
4. **Справочник** по расплавленным солям. Т. 1. Пер. с англ. Под ред. А. Г. Морачевского. Л., Химия, 1971, с. 168.
5. **Van Artsdalen E., Yaffe I.** — J. Phys. Chem., 1956, v. 60, № 8, p. 1125.
6. **Десятник В. Н. и др.**— Журн. прикл. химии, 1979, т. 52, № 2, с. 316.
7. **Десятник В. Н. и др.**— Атомная энергия, 1980, т. 49, вып. 2, с. 129.

Поступило в Редакцию 24.03.80

УДК 539.125.52+621.039.51.12

Точные решения уравнения переноса в приближении «прямо — вперед»

ЖЕМЧУГОВ В. П.

Некоторые задачи, связанные с расчетом прохождения излучения через вещество, приводят к записи и решению уравнения переноса в приближении «прямо — вперед» [1]. Это не только задачи, связанные с пространственным распределением стационарных потоков, но и обусловленные спектрально-временным распределением рассеянного импульсного излучения [2]. Их эквивалентность определяется тем, что функции стационарной плотности потока и спектрально-временно́го распределения (как нейтронного, так и рентгеновского) удовлетворяют одним и тем же уравнениям переноса при условии соответствующих переобозначений входящих в уравнение величин.

Как известно, к линейному уравнению переноса может быть применен метод функции Грина, которая в приближении «прямо — вперед» удовлетворяет уравнению

$$\begin{cases} \partial\Gamma/\partial x + s(\alpha)\,\Gamma(x,\alpha) = \int\limits_{\alpha_0}^{\alpha} A(\alpha'\to\alpha)\,\Gamma(x,\alpha')\,d\alpha' + \\ \quad + \delta(x)\,\delta(\alpha-\alpha_0); \\ \Gamma(0,\alpha)=0, \end{cases} \qquad (1)$$

где $s(\alpha)$ — полное макроскопическое сечение взаимодействия излучения с веществом; $A(\alpha'\to\alpha)$ — дифференциальное по энергии макроскопическое сечение взаимодействия (индикатриса рассеяния); α — переменная, связанная с энергией излучения.

Выделим в уравнении (1) сингулярную часть

$$\Gamma(x,\alpha)=\Gamma_0(x,\alpha)+\Gamma_p(x,\alpha),$$

где $\Gamma_0(x,\alpha)=\exp(-s_0x)\,\delta(\alpha-\alpha_0)$ — нерассеянная часть излучения; $s_0=s(\alpha_0)$; а $\Gamma_p(x,\alpha)$ удовлетворяет уравнению (1) с источником $q=\exp(-s_0x)\,A(\alpha_0\to\alpha)$. Найдем функцию Γ для различных зависимостей $A(\alpha'\to\alpha)$ и $s(\alpha)$ методом преобразования Лапласа по пространственной переменной $G(p,\alpha)\doteqdot\Gamma_p(x,\alpha)$:

$$(p+s)\,G(p,\alpha)=\int\limits_{\alpha_0}^{\alpha} A(\alpha'\to\alpha)\,G(p,\alpha')\,d\alpha' + A(\alpha_0\to\alpha)/(p+s_0). \qquad (2)$$

1. $A(\alpha'\to\alpha)=a(\alpha)\,b(\alpha')$.

Разделив обе части уравнения (2) на $a(\alpha)$ и продифференцировав по α, получим уравнение

$$\partial G/\partial\alpha - \{[a(\alpha)\,b(\alpha)/p+s(\alpha)] - [a(\alpha)/p+s(\alpha)]\times(\partial/\partial\alpha)\,[p+s(\alpha)/a(\alpha)]\}\,G(p,\alpha)=0;$$

$$G(p,\alpha_0)=a(\alpha_0)\,b(\alpha_0)/(p+s_0)^2, \qquad (3)$$

имеющее решение

$$G(p,\alpha)=a(\alpha)\,b(\alpha_0)/(p+s)\,(p+s_0)\exp\{R(p,\alpha)\}. \qquad (4)$$

Поиск оригинала изображения (4) существенно зависит от вычисления интеграла в показателе экспоненты

$$R(p,\alpha)=\int\limits_{\alpha_0}^{\alpha}[a(\alpha')\,b(\alpha')/p+s(\alpha')]\,d\alpha', \qquad (5)$$

т. е. от конкретных зависимостей $a(\alpha)$, $b(\alpha)$, $s(\alpha)$. В простейшем случае, если

1-1. $s(\alpha)=\mathrm{const}=s_0$, то $R(p,\alpha)=B(\alpha)/(p+s_0)$,

где

$$B(\alpha)=\int\limits_{\alpha_0}^{\alpha} a(\alpha')\,b(\alpha')\,d\alpha'.$$

Тогда $G(p,\alpha)=a(\alpha)\,b(\alpha_0)/(p+s_0)^2\exp\{B(\alpha)/(p+s_0)\}$ — трансформанта модифицированной функции Бесселя

$$\Gamma_p(x,\alpha)=a(\alpha)\,b(\alpha_0)\exp(-s_0x)\,[x/B(\alpha)]^{1/2}\,I_1\left(2\sqrt{xB(\alpha)}\right), \qquad (6)$$

что совпадает с решением, приведенным в работе [3].

1-2. Для γ-квантов, рассеянных на электронах (эффект Комптона), справедливо $B_0 = a(\alpha)\, b(\alpha) = \mathrm{const}$, если $\alpha = m_0c^2/E_\gamma$ — относительная длина волны. Тогда для $s(\alpha) = s_0 + s_1(\alpha - \alpha_0)$ трансформантой изображения (4) является вырожденная гипергеометрическая функция

$$\Gamma_p(x, \alpha) = a(\alpha)\, b(\alpha_0)\, x \exp(-s_0x) \times \times F_1(1 - B_0/s_1;\ 2;\ (s_0 - s)\, x). \quad (7)$$

В работе [4] решения, аналогичные уравнению (7), получены для спектрально-временного распределения в предположении $A(\alpha' \to \alpha) = a(\alpha')\, (\alpha/\alpha')^{\varkappa}$ с той же функцией $s(\alpha)$.

Решение уравнения (7), найденное для γ-квантов, может быть использовано и для расчета потока нейтронов, рассеянных в водороде:

1-3. $a(u) = e^{-u}$; $b(u) = \Sigma_s(u)\, e^u$; u — летаргия нейтрона; Σ_s — сечение упругого рассеяния. Если сечения для водорода можно аппроксимировать выражениями $s(u) = s_0e^{ku}$; $\Sigma_s(u) = \Sigma_{s0}e^{ku}$, то

$$R(p, u) = \Sigma_{s0}/k \ln[p + s(u)/p + s_0],$$

что приводит к трансформанте типа выражения (7)

$$\Gamma_p(x, u) = e^{-u}\Sigma_{s0}x \exp(-s_0x)\, F_1(1 - \Sigma_{s0}/k;\ 2;\ (s_0 - s)\, x). \quad (8)$$

Для получения спектрально-временного распределения достаточно заменить $\Sigma_s \to \sqrt{2}\Sigma_s e^{-u/2}$, $s \to \sqrt{2}se^{-u/2}$, $x \to t$.

2. Для высокоэнергетичных γ-квантов можно принять $A(\alpha' \to \alpha) = (a_0/2)(\alpha'^2/\alpha^2)(\alpha'/\alpha + \alpha/\alpha')$ [3]. Подставив индикатрису в уравнение (2) и делая замену $\Phi(p, \alpha) = \alpha^3 G(p, \alpha)$, получим уравнение переноса в изображении:

$$(p + s)\,\Phi(p, \alpha) = a_0/2 \int\limits_{\alpha_0}^{\alpha} (1 + \alpha^2/\alpha'^2)\,\Phi(p, \alpha')\, d\alpha' + (a_0/2)(1 + \alpha^2/\alpha_0^2)/(p + s_0). \quad (9)$$

Продифференцировав, а затем разделив обе части выражения на α, получим следующую задачу для нахождения $\Phi(p, \alpha)$:

$$\alpha(p + s)\,\partial^2\Phi/\partial\alpha^2 + (2\dot{s}\alpha - (s + p) - a_0\alpha) \times (\partial\Phi/\partial\alpha) + (\ddot{s}\alpha - \dot{s})\,\Phi(p, \alpha) = 0;$$

$$\Phi(p, \alpha_0) = a_0 + \alpha_0^3/(p + s_0)^2;\ \partial\Phi/\partial\alpha|_{\alpha=\alpha_0} = a_0^3\alpha_0^2/(p + s_0)^2 + [a_0 - \dot{s}(\alpha_0)]\,\alpha_0^3a_0/(p + s_0)^3, \quad (10)$$

где $\dot{s}$ и $\ddot{s}$ — первая и вторая производные по α.

Для $s(\alpha) = s_0$ уравнение (10) имеет решение

$$\Phi(p, \alpha) = \alpha_0/a_0 + \{\alpha_0(\alpha - \alpha_0)/p + s_0 + a_0\alpha_0^2\alpha/(p + s_0)^2 - \alpha_0/a_0\} \exp[a_0(\alpha - \alpha_0)/(p + s_0)], \quad (11)$$

позволяющее найти искомую функцию

$$\Gamma_p(x, \alpha) = \exp(-s_0x)\,\alpha_0^2/\alpha^2 \{(\alpha - \alpha_0)/\alpha\alpha_0 I_0(\rho) + 2(a_0x - (\alpha - \alpha_0)/\alpha_0\alpha I_1(\rho)/\rho\}, \quad (12)$$

где I_0, I_1 — модифицированные функции Бесселя,

$$\rho = 2\sqrt{a_0x(\alpha - \alpha_0)}.$$

Спектрально-временное распределение определяется простой заменой $x \to ct$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Фано У., Спенсер Л., Бергер М.** Перенос гамма-излучения. М., Госатомиздат, 1963.
2. **Белкин Н. В. и др.**— Докл. АН СССР, 1975, т. 224, № 3, с. 569.
3. **Лейпунский О. И., Новожилов Б. В., Сахаров В. Н.** Прохождение гамма-излучения через вещество. М., Гос. изд-во физ.-мат. лит-ры, 1960.
4. **Кожевников Д. А.**— Атомная энергия, 1979, т. 46, вып. 3, с. 178.

Поступило в Редакцию 24.04.80

УДК 539.1.043:535.813

Радиационная стойкость оптического пропускания кристаллов Ga_2Se_3 в ИК-области спектра

ГАЛЬЧИНЕЦКИЙ Л. П., КАТРУНОВ К. А., КОШКИН В. М., КУЛИК В. Н.

В работе [1] впервые описан эффект аномально высокой радиационной стойкости кристаллов типа полуторного теллурида индия. В последующем были изучены зависимости некоторых параметров кристаллов такого типа от дозы ионизирующего излучения.

Радиационную стойкость моно- и поликристаллических образцов полуторного теллурида индия (In_2Te_3) и полуторного селенида галлия (Ga_2Se_3) изучали на основании измерений удельного сопротивления, концентрации носителей заряда, их подвижности [2—4], времени жизни неравновесных носителей при фотовозбуждении [5], спектральной зависимости коэффициента оптического поглощения вблизи края фундаментальной полосы, спектров и абсолютного значения фотопроводимости [4]. Указанные параметры исследовали до и после воздействия смешанного потока реакторного излучения (вплоть до $3 \cdot 10^{18}$ быстрых нейтр./см^2). Была продемонстрирована высокая радиационная стойкость этих материалов. Цель настоящей работы — исследование радиационной стойкости кристаллов Ga_2Se_3 при больших дозах облучения по данным об инфракрасном (ИК) пропускании.

Измерения ИК-пропускания Ga_2Se_3 проводили на образцах, представляющих собой полированные поликристаллические пластинки толщиной до 1 мм. Коэффициент пропускания T таких образцов измеряли инфракрасным спектрофотометром ИКС-14А в трех спектральных диапазонах: $1 \div 2{,}5$ мкм (стеклянная призма), $2 \div 6$ мкм (призма LiF) и $5 \div 12$ мкм (призма NaCl). В тех случаях, когда размеры пластинок были достаточно велики, образцы прикрепляли непосредственно к специальной диафрагме. Для пластинок малых линейных размеров измерения проводили на «кассетах» из образцов, которые набирали на оправке с той же диафрагмой. В последнем случае подбирали серию пластинок одинаковой толщины. Для компенсации световых потерь, вносимых диафрагмой, в канал эталона вводили предварительно откалиброванную ослабляющую сетку. Истинное пропускание образца рассчитывали по формуле

$$T_{\text{ист}} = \frac{T_{\text{д}}}{T_{\text{с}}}\, T_{\text{п}},$$

где $T_{\text{д}}$ — пропускание диафрагмы; $T_{\text{с}}$ — пропускание сетки; $T_{\text{п}}$ — показания прибора.

Образцы полуторного селенида галлия облучали потоком смешанного излучения реактора (с фильтрацией медленных нейтронов). Интегральные дозы облучения, полученные различными образцами, составляли $3 \cdot 10^{18}$ и 10^{19} нейтр./см^2. Температура облучения не превышала