УДК 621.039.512.4:546.45

Изучение диффузии нейтронов в бериллии импульсным методом

И. Ф. Жежерун

Методом пульсирующего источника нейтронов с хорошей точностью получены диффузионные и ядерные характеристики бериллия: коэффициент диффузии, длины диффузии и переноса, среднее время жизни, эффективное сечение поглощения и коэффициент диффузионного охлаждения.

Обсуждаются причины расхождения экспериментальных данных для коэффициента диффузионного охлаждения, полученных разными авторами.

Бериллий привлекает внимание конструкторов ядерных реакторов как один из лучших замедлителей и отражателей нейтронов и как материал оболочек тепловыделяющих элементов. Изучению диффузионных характеристик бериллия посвящено много работ.

В табл. 1 приведены имеющиеся в литературе данные, полученные экспоненциальным методом и расчетным путем.

Диффузионные характеристики бериллия, полученные импульсным методом, даны в табл. 2 [6]. Этим методом измеряются скорость поглощения в 1 *см*³ вещества $\Sigma_a\bar{v}$, коэффициент диффузии D и коэффициент диффузионного охлаждения C. В таблице приведена также величина λ_{tr}, полученная из соотношения $\lambda_{tr} = \frac{3D}{\bar{v}}$, где $\bar{v}$ — средняя скорость нейтронов, равная $2{,}48 \cdot 10^5$ *см/сек*, с максвелловским распределением при $T = 293°$ К.

Из табл. 1 видно, что значения L и λ_{tr} имеют большой разброс, который вряд ли можно объяснить различием в чистоте и кристаллической структуре материала. Значения же D и λ_{tr}, полученные импульсным методом (см. табл. 2), совпадают в пределах ошибок измерений. Этого нельзя сказать о коэффициенте диффузионного охлаждения C, который измерен к тому же с большой ошибкой. Различие в $\Sigma_a\bar{v}$ можно объяснить различной чистотой материалов.

Постановка опыта

Как известно, измерение диффузионных характеристик импульсным методом сводится к определению временнóго коэффициента затухания λ основной гармоники плотности тепловых нейтронов N в блоке замедлителя

$$N(t) = \text{const}\, e^{-\lambda t} \qquad (1)$$

после инжекции в него импульса нейтронов.

Экспериментальное определение диффузионных характеристик проводилось на блоках бериллия, которые складывались в виде куба

Таблица 1

Диффузионные характеристики и сечения бериллия для тепловых нейтронов *

Длина диффузии L, *см*	Длина переноса λ_{tr}, *см*	Сечение переноса σ_{tr}, *барн*	Сечение поглощения σ_a, *мбарн*	Литература	Примечание
20,8±0,5	1,43±0,05	—	—	[1]	В работе [1] ссылаются на оригинальную работу ANL-4076 (1947 г.). Значение λ_{tr} получено из L при σ_a=9 *мбарн*
32	2,67	—	9,1	[2]	Автор ссылается на работы MDDC-1150 (1947 г.) и AECD-2664 (1949 г.)
20,8	1,43	5,65	10,2±0,5	[3]	В работе указывается, что σ_{tr} вычислено по σ_s, измеренному с учетом брэгговских отражений
23,7	2,11	—	9	[4]	—
21,3	—	—	9,0±1,2	[5]	Дается значение σ_a для технического бериллия

* Пересчитано на плотность бериллия 1,85 *г/см*³.

Таблица 2

Диффузионные характеристики бериллия для тепловых нейтронов*

Скорость поглощения $\Sigma_a\bar{v}$, сек⁻¹	Коэффициент диффузии D, $\times 10^5$ см²·сек⁻¹	Длина переноса $\lambda_{tr}=\frac{3D}{\bar{v}}$, см	Коэффициент диффузионного охлаждения C, $\times 10^5$ см⁴·сек⁻¹	Литература	Примечание
—	1,17±0,05	1,42±0,06	2,7±1,0	[7]	По измерениям в блоках с геометрическим параметром B^2=0,008÷0,061 см⁻²
150	1,25	1,51	0	[6, 8]	B^2=0,005÷0,036 см⁻²
270±19	1,24±0,04	1,50±0,05	2,5±1,1	[9]	B^2=0,003÷0,041 см⁻²
—	1,18	1,43	1,0	[10]	Рассчитано теоретически
—	1,21	1,45	—	[11]	Рассчитано теоретически
288±60	1,25±0,06	1,51±0,07	1,40±1,0	[12]	B^2=0,008÷0,072 см⁻²
—	—	—	0,9	[13]	Рассчитано теоретически

* Пересчитано на плотность бериллия 1,85 г/см³. Экспериментальные значения получены импульсным методом.

или близкого к кубу параллелепипеда из пластин размером 10 × 50 × 100 *мм* или кубиков размером 40 × 40 × 40 *мм*, изготовленных методом порошковой металлургии. Средняя плотность бериллия в блоках составляла 1,79 *г/см*³.

В качестве пульсирующего источника нейтронов использовался один из пучков линейного ускорителя Института атомной энергии им. И. В. Курчатова АН СССР [14]. Длительность нейтронного импульса составляла около 1 *мксек*, частота — 50—100 *гц*. Условия измерений, применявшиеся детекторы, линейный ускоритель и временнóй анализатор были теми, что и в измерении диффузионных характеристик окиси бериллия [15].

Коэффициенты затухания λ и их погрешности Δλ вычислялись по измерениям числа отсчетов на канал методом наименьших квадратов и контролировались по методу Пайерлса [16]. При этом оба метода давали практически совпадающие значения λ. Среднеквадратичная ошибка Δλ составляла около 0,5—1%, а для самых малых блоков доходила до 5%.

Измерения λ были выполнены для 30 блоков бериллия с геометрическим параметром B^2 от 0,0056 до 0,11 *см*⁻² (размеры даны в сантиметрах):

12×16×16,	16×16×16,	15×20×15,	16×16×20,
15×20×18,	15×20×20,	20×16×20,	20×20×20,
20×25×22,	20×30×24,	24×24×24,	25×30×27,
30×30×30,	35×30×32,	40×30×34,	40×35×37,
40×40×40,	40×45×42,	40×50×44,	45×50×47,
50×50×50,	60×50×55,	60×55×57,	60×60×60,
64×60×62,	65×60×62,	70×60×65,	71×60×65,
	70×65×67,	70×70×70.	

Как и в работе [15], блоки при измерениях закрывались слоями кадмия (0,5 *г/см*²), карбида бора (5 *г/см*²) и парафина (10 *г/см*²).

Результаты измерений и их обсуждение

На рис. 1 представлены результаты измерений λ в зависимости от геометрического параметра блока $B^2 = \pi^2(a_{эфф}^{-2} + b_{эфф}^{-2} + c_{эфф}^{-2})$. Сплошная линия соответствует параболе

$$\lambda = \Sigma_a\bar{v} + DB^2 - CB^4 \qquad (2)$$

со следующими значениями $\Sigma_a\bar{v}$, D и C, полученными по экспериментальным данным методом наименьших квадратов на электронно-вычислительной машине: $\Sigma_a\bar{v} = 262 \pm 11$ *сек*⁻¹; $D = (1{,}242 \pm 0{,}013)\cdot 10^5$ *см*²/*сек*; $C = (3{,}675 \pm 0{,}203)\cdot 10^5$ *см*⁴/*сек*. В процессе итерации значение B^2 уточнялось, поскольку эффективные размеры блоков бериллия $a_{эфф}$, $b_{эфф}$ и $c_{эфф}$ зависят от коэффициента диффузии D. Зависимость λ_{tr} от средней энергии распределения Максвелла не учитывалась, что в случае бериллия, повидимому, не вносит заметной ошибки [11, 17].

Пользуясь известными соотношениями, можно получить остальные диффузионные характеристики бериллия:

длину переноса $\lambda_{tr} = \frac{3D}{\bar{v}} = 1{,}503 \pm 0{,}016$ *см*;

длину диффузии $L = \left(\frac{D}{\Sigma_a\bar{v}}\right)^{1/2} = 21{,}8 \pm 1{,}0$ *см*;

среднее время жизни нейтрона $T = \frac{1}{\Sigma_a\bar{v}} = 3{,}82 \pm 0{,}17$ *мсек*;

эффективное сечение поглощения, усредненное по спектру Максвелла при комнатной температуре, $\bar{\sigma}_a = 8{,}8 \pm 0{,}4$ *мбарн*;

эффективное сечение поглощения при скорости нейтронов 2200 *м/сек* $\sigma_a = 10{,}0 \pm 0{,}4$ *мбарн*.

Для сравнения с данными других авторов приведем измеренные величины характеристик к плотности бериллия 1,85 *г/см*^{3}: $\Sigma_a\bar{v} = 271 \pm 12$ *сек*$^{-1}$; $D = (1{,}200 \pm 0{,}012) \cdot 10^5$ *см*^{2}*/сек*; $C = (3{,}30 \pm 0{,}18) \cdot 10^5$ *см*^{4}*/сек*; $\lambda_{tr} = 1{,}45 \pm 0{,}015$ *см*; $L = 21{,}1 \pm 1{,}0$ *см*.

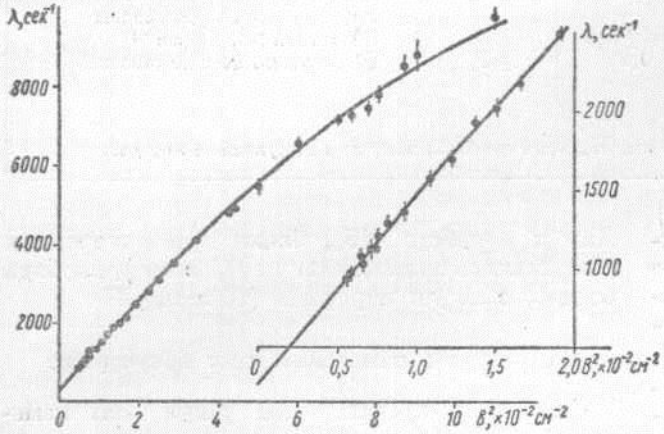

Рис. 1. Зависимость коэффициента затухания λ от геометрического параметра блока B^2:

——— — парабола (2) при $\Sigma_a\bar{v} = 262$ *сек*$^{-1}$, $D = 124\ 200$ *см*^{2}*/сек*, $C = 367\ 500$ *см*^{4}*/сек*; ● — экспериментальные точки.

Из сравнения видно, что они хорошо согласуются с экспериментальными (см. таблицы) и расчетными [11] значениями D и λ_{tr}. Коэффициент диффузионного охлаждения C в пределах ошибок совпадает с данными работ [7,9], но существенно превосходит экспериментальные значения, которые приводятся в работах [8, 12], и расчетные данные работ [10, 13].

Рассмотрим возможные причины расхождения экспоненциальных данных для коэффициента C.

Одной из причин расхождения может быть пренебрежение членом, содержащим B^6 в формуле (2) для λ [13]. Для выяснения влияния этого члена на коэффициент C были проведены дополнительные расчеты параметров $\Sigma_a\bar{v}$, D и C. В одном расчете кривая вида (2) подгонялась под первые 24 экспериментальные точки (λ для блоков с $B^2 \leqslant 7 \cdot 10^{-2}$ *см*^{2}). Полученные при этом параметры с хорошей точностью совпали с приведенными выше значениями. В двух следующих расчетах кривая вида

$$\lambda = \Sigma_a\bar{v} + DB^2 - CB^4 + EB^6 \qquad (3)$$

подгонялась под первые 24 и под все экспериментальные точки. Параметры при этом изменились мало, но их погрешности сильно возросли, превысив $\pm 100\%$ у C и E.

Таким образом, влияние члена, содержащего B^6, не обнаруживается. Аналогичный результат был получен при подгонке кривой вида (3) под измерения λ для окиси бериллия [15].

Другая возможная причина расхождения экспериментальных значений C для твердых кристаллических замедлителей указывается

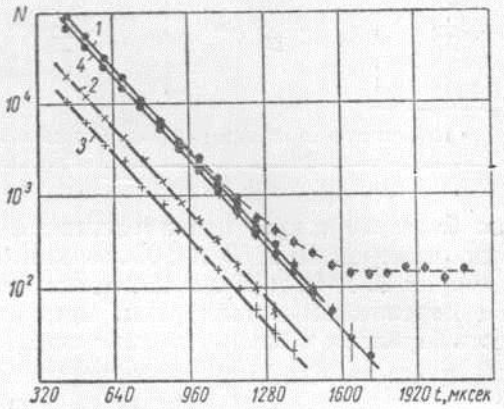

Рис. 2. Зависимость плотности нейтронов N от времени t после инжекции их в бериллиевый блок размером $20 \times 20 \times 20$ *см*:

— — — — экспериментальные точки с фоном; ——— после вычитания фона; *1*, *2*, *3* — различная мощность источника нейтронов; *4* — с бо́льшим уровнем фона.

в работе [18]. Автор заметил, что очень большие пики в эффективном сечении переноса σ_{tr}, связанные с брэгговскими отражениями (для бериллия $\sigma_{tr} = 18$ *барн* при $E = 6{,}85 \cdot 10^{-3}$ *эв*), могут служить для нейтронов своего рода «ловушками». Время затухания попавших в такую ловушку нейтронов зависит от энергии нейтрона и может быть одного порядка со временем утечки нейтронов из блока малых размеров. Может оказаться, что экспоненциальный спад плотности нейтронов в малом блоке совсем не устанавливается, а если и установится, то коэффициент затухания для таких блоков будет зависеть от условий эксперимента (в первую очередь от мощности источника, уровня фона, геометрии измерений и т. д.).

В настоящей работе была предпринята попытка найти такую зависимость λ для блока бериллия размером $20 \times 20 \times 20$ *см*. На рис. 2 представлены результаты измерений плотности нейтронов $N(t)$ в зависимости от времени t после инжекции нейтронов при различной мощ-

ности источника нейтронов и уровне фона. Из рисунка видно, что во всех опытах плотность нейтронов спадает экспоненциально и с практически одинаковыми коэффициентами затухания.

Таким образом, изменение условий эксперимента, которое имело место в описываемых измерениях (мощности источника в десять раз, уровня фона в три раза), не влияет на λ, а следовательно, и на коэффициент C. Учитывая это, а также то, что экспериментальные значения C, полученные разными авторами для таких кристаллических замедлителей, как графит [6] и окись бериллия [15, 19, 20], в пределах ошибок измерений совпадают, кажется маловероятным, что влияние нейтронных ловушек объяснит расхождения значений C, полученных в работах [8, 12], с другими экспериментальными данными.

Третья причина может быть связана с различием кристаллической структуры замедлителей, используемых разными экспериментаторами. В области малых энергий, где обнаруживаются брэгговские скачки в эффективных сечениях $\sigma_s(E)$ и $\sigma_{tr}(E)$, эти величины сильно зависят от размера кристаллического зерна. При этом на коэффициент D, усредненный по спектру нейтронов, размер зерна оказывает меньшее влияние, чем на коэффициент

$$C = \frac{2D^2}{\bar{v}M_2}\left(\frac{A_1}{A_0} - \frac{3}{2}\right)^2, \qquad (4)$$

зависящий от разности двух близких величин в круглых скобках [13, 21]. Здесь M_2 — среднеквадратичная потеря энергии нейтроном на единицу длины (равная для свободного атома $\xi\Sigma_s$);

$$A_i = \frac{1}{(kT)^{i+2}} \int_0^\infty \lambda_{tr}(E)\, E^{i+1} e^{-\frac{E}{kT}}\, dE, \qquad (5)$$

где T — температура замедлителя.

Для оценки возможного различия в величине C использовалась зависимость $\sigma_s(E)$, полученная в работе [22] для образцов спеченной окиси бериллия с величиной зерен 8—30 *мк*. При вычислениях выражений (5) $\lambda_{tr}(E)$ заменялось на $\lambda_s(E)$. Оказалось, что для мелкозернистой и крупнозернистой BeO (размеры зерен 8 и 30 *мк*) D^2 отличается на 20%, а $\left(\frac{A_1}{A_0} - \frac{3}{2}\right)^2$ — на 80%. Следовательно (при неизменном M_2), коэффициент C может отличаться на 60%. Таким образом, различие в кристаллической структуре замедлителя может существенно сказаться на величине C.

Известно, что если $\bar{\lambda}_{tr}$, усредненное по спектру Максвелла, не зависит от температуры нейтронов $T_н$, то соотношение (4) сводится к $C = \frac{D^2}{2\bar{v}M_2}$ (так как $A_1 = 2A_0$) и может быть использовано для определения M_2 и времени термализации $t_{th} = \frac{6C}{D^2}$. Для бериллия в предположении, что $\lambda_{tr} = \text{const}$, измеренные в настоящей работе значения C и D дают $\frac{M_2}{4\Sigma_s\xi} = 0{,}15$ и $t_{th} = 143$ *мксек*. Если учесть еще поправку к C (около 20%) на отклонение спектра нейтронов от распределения Максвелла [13], то получим $t_{th} = 172$ *мксек*, т. е. больше значения $t_{th} = 120$ *мксек*, полученного по нашим измерениям C и D для окиси бериллия [15]. Такой результат может быть связан с тем, что предположение $\lambda_{tr} = \text{const}$ является плохим приближением для окиси бериллия и особенно для бериллия. Действительно, оценочные расчеты с использованием $\sigma_{tr}(E)$ из работы [11] и $\sigma_s(E)$ из работ [17, 22] показали, что в области $T_н = 150 \div 300°$ К $\bar{\lambda}_{tr}$ изменяется примерно на 30% у бериллия и на 20—25% у окиси бериллия. По этой причине время термализации t_{th} следует уточнить другими методами.

В заключение автор выражает благодарность В. В. Головневу и Ю. Д. Курдюмову за помощь в измерениях, Н. Я. Лященко, В. В. Мельгуновой и М. П. Шустовой за численные расчеты, а также персоналу, обслуживающему линейный ускоритель.

Поступила в Редакцию 28/I 1963 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В кн. «Ядерные реакторы». Материалы КАЭ США. Т. 1. М., Изд-во иностр. лит., 1956, стр. 200.
2. C. W. Tittle. Nucleonics, 9, No. 1, 60 (1951).
3. Д. Юз. Нейтронные исследования на ядерных котлах. М., Изд-во иностр. лит., 1954, стр. 282.
4. Р. Стефенсон. Введение в ядерную технику. М., Физматгиз, 1959, стр. 256.
5. А. К. Красин и др. В кн. «Физические исследования». М., Изд-во АН СССР, 1955, стр. 142. (Докл. советск. делегации на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1955.)
6. K. H. Beckurst. Nucl. Instrum. and Methods, 11, 144 (1961).
7. А. В. Антонов и др. См. [4], стр. 158.
8. E. Campbell, P. Stelson. ORNL, 2076, 1956.
9. T. Komoto, F. Kloverstrone. Trans. Amer. Nucl. Soc., 1, 94 (1958).
10. M. Nelkin. J. Nucl. Energy, 8, 48 (1958).
11. К. Сингви, Л. Кохари. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958».

Избр. докл. иностр. ученых. Т. 2. М., Атомиздат, 1959, стр. 675.
12. G. de Saussure, E. Silver. Nucl. Sci. Abstrs, **13**, 1059 (1959); Nucl. Sci. and Engng, **6**, 195 (1959); Proc. of Symposium. Vienna, 17—22 october, 1960, p. 509.
13. K. Singvi. Arkiv fys., **16**, 385 (1960).
14. В. В. Владимирский, В. В. Соколовский. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958». Докл. советских ученых. Т. 1. М., Атомиздат, 1959, стр. 520.
15. И. Ф. Жежерун. «Атомная энергия», 14, 193 (1963).
16. R. Peierls. Proc. Roy. Soc. London, **A149**, 467 (1935).
17. Дж. Юз, Р. Шварц. Атлас нейтронных сечений. Изд. 2. М., Атомиздат, 1959.
18. G. de Saussure. Nucl. Sci. and Engng, **12**, 433 (1962).
19. S. Iyenger et al. Proc. Indian Acad. Sci., **XLY**, 215 (1957).
20. T. Komoto, K. Kloverstrone. Trans. Amer. Nucl. Soc., Annual Meeting, June 1958, p. 94.
21. K. Singwi, L. Kothary. J. Nucl. Energy, 8, 59 (1958).
22. И. Ф. Жежерун, И. П. Садиков, А. А. Чернышов. «Атомная энергия», **13**, 250 (1962).

УДК 621.039.51

Изучение критических сборок с бериллиевым замедлителем

Н. Н. Пономарев-Степной, С. С. Ломакин

Описаны проведенные с критическими сборками из бериллия и урана эксперименты, позволившие определить квадрат длины замедления до энергии, при которой спектр замедления переходит в спектр тепловых нейтронов, и коэффициент размножения на быстрых нейтронах за счет деления и реакции Be $(n, 2n)$ с учетом поглощения при замедлении. Критические сборки рассчитаны многогрупповым методом и с использованием полученных параметров. Показано хорошее согласие расчетных данных с экспериментальными.

Введение

Системы, содержащие бериллий, несмотря на имеющиеся экспериментальные и расчетно-теоретические работы [1—9], нуждаются в дальнейшем исследовании, так как недостаточно данных о нейтронно-физических свойствах бериллия. В бериллии имеет место реакция Be $(n, 2n)$, в результате которой увеличивается коэффициент размножения нейтронов. Ниже приведены величины эффекта реакции Be$(n, 2n)$ с учетом реакции Be(n, α):

Расчет	Эксперимент
1,78 [10]	1,12±0,04 [8]
1,076—1,051 [11]	1,10±0,015 [13]
1,19—1,03 [12]	

Как видно, существует значительный разброс в величинах этого эффекта. Единственное экспериментальное значение квадрата длины замедления нейтронов деления в бериллии до энергии индиевого резонанса (1,44 *эв*) равно 80 *см*^{2} [3].

Теоретическое рассмотрение

Уравнение баланса быстрых и тепловых нейтронов в диффузионно-возрастном приближении для реактора с геометрическим параметром $\varkappa^2$ можно записать в виде [14]

$$(\varkappa^2 D + \Sigma_c) f(u) = \frac{\partial \xi \Sigma f(u)}{\partial u} + Q(u), \qquad (1)$$

$$(\varkappa^2 D_{\text{т}} + \Sigma_{c\text{т}}) \Phi_{\text{т}} = \xi \Sigma f(u_{\text{т}}), \qquad (2)$$

где

$$Q(u) = S_f(u) + S_{2n}(u) \qquad (3)$$

количество нейтронов, освобожденных при делении, и нейтронов, получившихся в результате реакции Be $(n, 2n)$. При этом

$$S_f(u) = \left[\int_{-\infty}^{u_{\text{т}}} \nu_f(u') f(u') \Sigma_f(u') du' + \nu_{f\text{т}} \Sigma_{f\text{т}} \Phi_{\text{т}} \right] S(u),$$

где $S(u)$ — спектр деления. Если энергетическое распределение нейтронов реакции Be $(n, 2n)$ представить функцией $Z(u)$, определяемой спектром нейтронов, вызывающих эту реакцию, и вероятностью того, что в результате реакции Be $(n, 2n)$ образуется нейтрон с летаргией u при энергии первичного нейтрона, соответствующей летаргии u', то выражение для $S_{2n}(u)$ можно записать так:

$$S_{2n}(u) = \left[2 \int_{-\infty}^{u} \Sigma_{2n}(u') f(u') du' \right] Z(u).$$

Уравнение (1) можно представить в виде

$$(\varkappa^2 D + \Sigma_c) f(u) = \frac{\partial \xi \Sigma f(u)}{\partial u} + S X(u), \qquad (1')$$