

считаны коэффициенты диффузии углерода в окиси бериллия при пяти различных температурах:

T, °C	D, см ² /сек
1250±20	(6,0±2,0)·10 ⁻¹²
1427±10	(7,5±0,5)·10 ⁻¹¹
1540±15	(2,3±0,4)·10 ⁻¹⁰
1670±40	(5,1±0,6)·10 ⁻¹⁰
1800±30	(1,6±0,3)·10 ⁻⁹

Температурная зависимость коэффициента диффузии углерода в окиси бериллия может быть представлена в виде

$$D_{C \rightarrow BeO} = (4 \pm 1) \cdot 10^{-3} \exp [-(60,4 \pm 0,9)/RT] \text{ см}^2/\text{сек}.$$

Полученные параметры диффузии C¹⁴ совпадают с аналогичными величинами диффузии Be⁷ в необлученной окиси бериллия [1].

В интервале 1150—1180°С температурная зависимость диффузии Be⁷ имеет вид [1]

$$D_{Be \rightarrow BeO} = 2,49 \cdot 10^{-3} \exp (-62,5/RT) \text{ см}^2/\text{сек}.$$

Близость значений энергий активации и предэкспоненциальных множителей свидетельствует о том, что механизм диффузии бериллия и углерода в окиси бериллия, по-видимому, одинаков. Расчеты показывают [2], что энергия образования вакансий в окиси бериллия весьма высока (45,5 эв), поэтому вакансии вряд ли могут участвовать в процессах переноса вещества. В то же время энергия образования дефектов внедрения существенно ниже (почти на порядок [2]). Можно предположить, что диффузия углерода в окиси бериллия, как и самодиффузия бериллия в ней, осуществляется междоузельным механизмом.

Поступило в Редакцию 6/IV 1972 г.

В окончательной редакции 13/XII 1972 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. Bruin, G. Watson. J. Nucl. Mater., 14, 239 (1964).
2. A. Pryor. J. Nucl. Mater., 14, 258 (1964).

Определение интегральных параметров взаимодействия нейтронов с углеродом

В. Т. ЩЕБОЛЕВ

Результаты, изложенные в настоящей работе, получены при исследовании установки, входящей как составная часть в эталон нейтронного потока [1].

УКД 539.125.5.17

Установка (рис. 1) представляет собой графитовый шар диаметром $a = 4$ м с центральной полостью диаметром $a_1 = 0,04$ м.

В работе [2] была решена задача о нахождении функции распределения тепловых нейтронов для замед-

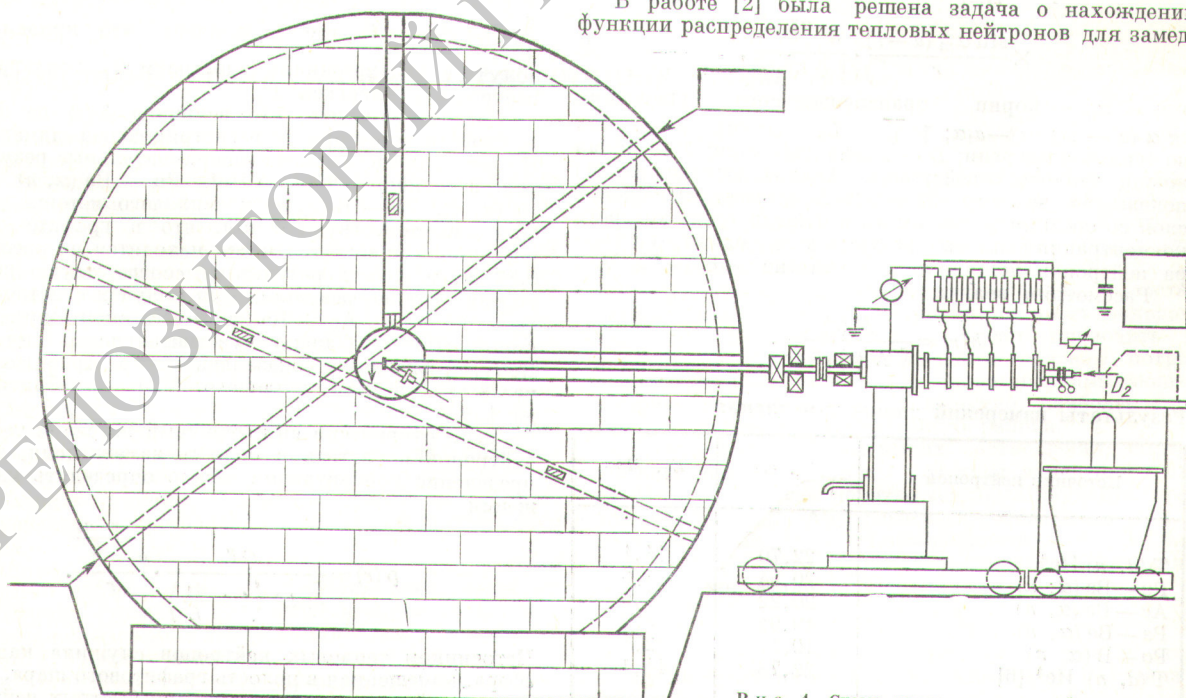
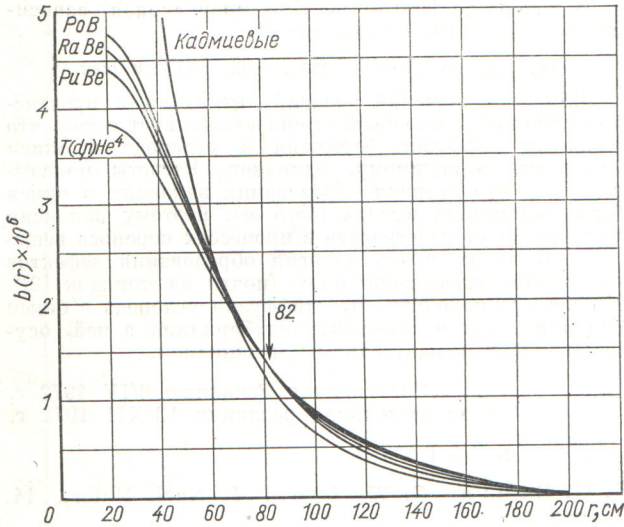


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.



Р и с. 2. Нормированные кривые распределения тепловых нейтронов в графите.

лителя такой формы от точечного или распределенного источника быстрых нейтронов с выходом (поток) Q . Концентрация тепловых нейтронов $\rho(r)$ на расстоянии r от центра источника имеет вид

$$\rho(r) = \frac{QT}{2\pi} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(-1)^{m+1} \alpha_m \sqrt{1+(a_1 \alpha_m)^2}}{a + (a - a_1)(a \alpha_m)^2} \times \frac{\sin \alpha_m (a - r)}{r} \cdot \frac{e^{-\alpha_m^2 \tau_0}}{1 + \alpha_m^2 L^2} \quad (1)$$

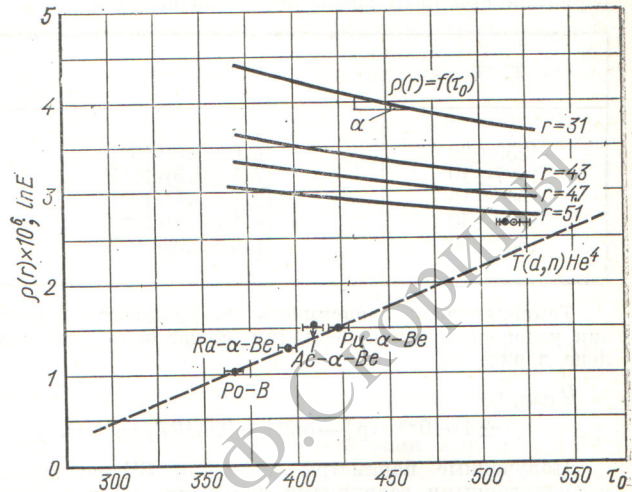
где α_m — корни трансцендентного уравнения $\text{tg } \alpha (a - a_1) = -a_1 \alpha$; $\sqrt{\tau_0} = L_s$ — длина замедления до тепловой энергии; L — длина диффузии; T — время жизни тепловых нейтронов. Анализ выражения (1) показывает, что в средах с $L > L_s$ существует шаровой слой со средним радиусом r_0 , в каждой точке которого концентрация тепловых нейтронов не зависит от спектра нейтронов источника в диапазоне $\sim 0,5-15$ Мэв.

Рассмотрим величину

$$b(r) = \frac{N(r)}{\int N(r) r^2 dr} \quad (2)$$

Результаты измерений длины замедления

Источник нейтронов	L_s , см	E_i , Мэв
T(d, n) He ⁴	22,70	14,1
Pu-Be (α, n)	20,54	4,5
Ac-Be (α, n)	20,22	4,6
Ra-Be (α, n)	19,91	3,6
Po-Be (α, n)	19,11	2,8
T(d, n) He ⁴ [6]	22,78	14,1



Р и с. 3. К определению возраста и средней энергии нейтронов различных источников:

○, ● — данные, полученные в ФИАНе и ВНИИМ соответственно.

где $N(r) = N'(r) - N_{Cd}(r)$; $N'(r)$ — скорость счета импульсов детектора тепловых нейтронов в точке r замедлителя; $N_{Cd}(r)$ — скорость счета, обусловленная надкадмиевыми нейтронами и фоном сопутствующего излучения. Приняв, что эффективность регистрации тепловых нейтронов не зависит от r , получим $b(r) = k\rho(r)$, где $k = \text{const}$. Из равенства (2) следует $\int b_i(r) r^2 dr = 1$, где i означает, что кривая $b_i(r)$ получена для источника с выходом Q_i , испускающего нейтроны с энергией E_i .

Следует заметить, что величина $b(r)$ не зависит от свойств детектора и регистрирующей аппаратуры. На рис. 2 представлены экспериментальные результаты для источников T(d, n) He⁴, Pu-Be (α, n), Ra-Be (α, n), Po-Be (α, n) и теплового источника (Cd). Они свидетельствуют о том, что в графите область постоянной чувствительности находится на расстоянии 0,82 м, т. е. эти результаты соответствуют выводам теории. Тот же результат был получен с источниками Po-Be (α, n), Ac-Be (α, n) и со спонтанным источником (Pu²⁴⁰). Однако чувствительность для Ra-Be (γ, n)-источника оказалась ниже приблизительно на 4,8%, а для теплового (Cd) — приблизительно на 13%.

Если сферически симметричный источник тепловых нейтронов поместить в полость замедлителя, то распределение концентрации можно определить из выражения

$$\rho(r) = \frac{QT}{4\pi L^2 \left(1 + \frac{a_1}{L}\right)} \cdot \frac{e^{-\frac{r-a_1}{L}}}{r} \quad (3)$$

Источником тепловых нейтронов служила кадмиевая сфера, помещенная в полость графитового шара, в центре которой располагался источник быстрых нейтронов.

Серия точных измерений показала, что длина диффузии $L = 0,520 \pm 0,002$ м.

То обстоятельство, что функции $\rho_i(r)$ и $b_i(r)$ могут различаться только постоянным коэффициентом, позволяет определить возраст нейтронов τ_{0i} путем сопоставления этих кривых при условии, что в точке постоянной спектральной чувствительности r_0 $\rho_i(r_0) \equiv b_i(r_0)$. Они должны совпадать во всех точках r , если для расчета использовались правильные значения τ_{0i} и L .

Так как зависимость $\rho = \rho(r, \tau_0, L)$ невозможно выразить через элементарные функции с коэффициентом τ_0 , то возраст определялся методом подбора так, чтобы дисперсия полученного уравнения была минимальной.

Найденные экспериментально и путем расчета концентрации тепловых нейтронов в области изменения $r = 0,3 \div 0,6$ м, т. е. там, где функция $\rho(r, \tau_0, L)$ наиболее чувствительна к изменению τ_0 , для нейтронов из реакции $T(d, n) He^4$ совпадают в пределах $(0,2 \div 0,4)\%$.

При определении возраста предложенным способом погрешность $\delta\tau_0$ зависит от погрешностей экспериментально определяемых величин $N(r) \approx \rho(r)$ и L .

Если предположить, что дисперсия $D(L) = 0$, то для определения дисперсии $D(\tau_0)$ следует воспользоваться зависимостью $\rho(r) = f(\tau_0) |_{L=\text{const}}$. Тогда получим $D(\rho) = (\text{tg } \alpha)^2 D(\tau_0)$ (рис. 3). Среднее значение $1/\text{tg } \alpha \approx 2 \cdot 10^8$, а среднеквадратичная погрешность $S(\rho) \leq 1 \cdot 10^{-8}$. Кроме того, можно принять, что $\delta\rho = k\delta\tau_0 |_{L=\text{const}} = k\delta L |_{\tau_0=\text{const}}$, т. е. $\delta\tau_0 = \delta L$ при $D(\rho) = 0$. Таким образом, максимальная погрешность определения возраста равна $\delta\tau_0 = \delta\rho + \delta L = 0,8\%$.

В таблице приведены результаты измерения $L = \sqrt{V\tau_0}$ в графите с длиной диффузии, равной $0,520$ м, для нейтронов, испускаемых различными источниками; средние энергии взяты из работ [3—5].

Нетрудно видеть, что возрасты нейтронов из реакции $T(d, n) He^4$, определенные импульсным методом [6] (погрешность $\sim 2\%$) и методом, примененным в настоящей работе (погрешность $0,8\%$), совпадают, что свидетельствует об отсутствии заметных систематических ошибок в этих измерениях.

На рис. 3 приведена зависимость $\ln E_i = f(\tau_{0i})$, которая в области $2 Mэв < E_i < 5 Mэв$ в соответствии с теорией Маршака может быть представлена в виде прямой. Если предположить, что средние энергии нейтронов Po — В-, Ra — Ве- и Pu — Ве-источников определены правильно, то средняя энергия нейтронов Ac — Ве-источника, измеренная методом ядер отдачи, завышена; она должна быть принята равной $4,1 Mэв$. Аналогичный вывод сделан в работе [7], где определялась доля нейтронов с энергией менее $1 Mэв$ в спектре Ac — Ве-источника.

Поступило в Редакцию 10/XI 1971 г.
В окончательной редакции 19/I 1973 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Т. Шеболев. «Труды метрологических институтов СССР», вып. 89 (149), 133 (1967).
2. P. Wallace. Nucleonics, 4, No. 2 (1949).
3. I. De Panger. J. Nucl. Instrum. and Methods, 5, 61 (1959).
4. K. Yeiger, J. Jarvis. Canad. J. Phys., 40, 33 (1962).
5. O. Ruppals, R. Boucher. Canad. J. Phys., 34, 949 (1956).
6. З. Дюглы. «Атомная энергия», 9, 182 (1960).
7. Б. Н. Крылов, В. И. Фоминых. «Труды метрологических институтов СССР», вып. 124 (184), 198 (1970).

К методике сопоставления различных схем АЭС

Г. П. ВЕРХИВКЕР

УДК 621.039.553.34

Сопоставление различных вариантов тепловых схем АЭС значительно сложнее, чем сопоставление различных схем ТЭС, работающих на органическом топливе. Действительно, изменение к. п. д. при постоянной электрической мощности приводит к изменению тепловой мощности, а следовательно, капиталовложений в реактор и топливной составляющей, определяющейся не только тепловыми, но и нейтронно-физическими расчетами. Для упрощения сопоставления вариантов следует принять тепловую мощность реактора постоянной. Тогда стоимость реактора и топливная составляющая остаются неизменными для всех вариантов (в пределах одного типа реактора), изменение электрической мощности компенсируется выдчей электроэнергии от заменяющей станции, которая работает на топливе, замыкающем энергобаланс данного экономического района.

Это положение особенно справедливо для реакторов-размножителей, когда выработка электроэнергии совмещается с задачей наработки вторичного горючего, пропорциональной нейтронному потоку, а следовательно, и тепловой мощности. В связи с тем что наработка вторичного горючего чрезвычайно важна для развития ядерной энергетики, представляется, что

тепловая мощность реакторов-размножителей должна быть выбрана максимально возможной для данного типа, а АЭС должны работать в базисной части графика нагрузок [1]. При такой постановке оказывается неправильным распространенное мнение о том, что для АЭС с быстрыми реакторами, когда топливная составляющая мала, к. п. д. установки не имеет большого значения. Изменение к. п. д. будет приводить не к уменьшению количества ядерного горючего, потребляемого данной АЭС, а к экономии замыкающего топлива, являющегося, как известно, наиболее дорогим для данного экономического района.

Для вывода аналитических соотношений, определяющих эффективность тех или иных изменений в схеме АЭС, используем понятие «базовый вариант», предложенный Ю. Д. Арсеньевым [2]. Обозначим к. п. д. этого варианта η^* и капиталовложения K^* , к. п. д. и стоимость любого другого сопоставляемого варианта АЭС соответственно η_i и

$$K_i = K^* + \Delta, \quad (1)$$

где Δ — дополнительные капиталовложения в установку по сравнению с базовым вариантом, величина Δ может быть и отрицательной.