

формуле, предложенной В. Кочергиным и В. Орловым [6]. Спектр деления был взят в виде

$$S(E) = 0,474e^{-\frac{E}{0,965}} \operatorname{sh} \sqrt{2,29E}.$$

При расчете использовались экспериментальные данные $\cos \theta^\circ$ [6]. Сечения рассеяния нейтронов на углеводе рассчитывались по полным сечениям [7]. Было получено $\tau_{\text{расч}} (1,46 \text{ эв}) = 41,4 \text{ см}^2$.

Кроме того, был проведен многогрупповой расчет возраста нейтронов на вычислительной машине. Использовалась программа, составленная в Физико-энергетическом институте*. В результате получено $\tau_{\text{тепл}} = 43,4 \text{ см}^2$. Значение возраста нейтронов, измеренное при толщине мишени 0,3 мм, а также экстраполированное значение при нулевой толщине мишени находятся в хорошем согласии с τ , рассчитанным по многогрупповой моментной методике.

На основе измеренных пространственных распределений плотностей тепловых нейтронов вдоль оси цилиндра с исследуемыми средами была вычислена длина диффузии нейтронов L , оказавшаяся равной $(3,71 \pm 0,03) \text{ см}$.

В измерениях возраста нейтронов, образовавшихся в результате замедления нейтронов деления U^{235} в смесях дифенил—железо и дифенил—алюминий, была использована аналогичная методика.

В жестяной бак (длиной 110 и диаметром 41 см), покрытый кадмием, помещалась сборка из стальных или алюминиевых стержней. Стальные стержни диаметром 3,6 см образовывали квадратную решетку с шагом 10,4 см, а алюминиевые стержни диаметром 4 см — треугольную решетку с шагом 8,5 см. Обе сборки, заполненные дифенилом (C_6H_5), помещались внутри тепловой колонны реактора. Пространственные распределения плотностей замедленных нейтронов измерялись с помощью индиевых фольг вдоль оси цилиндра в центральном стержне. Источник нейтронов деления (урановая фольга), как и в случае измерений в чистом дифениле, помещался внутри или на торце бака с исследуемой смесью. Это позволяло измерять пространственные распределения плотностей нейтронов, образовавшихся в результате замедления нейтронов деления U^{235} .

* Расчет выполнен А. Закирко.

в исследуемых смесях, в областях, удаленных от источника на расстояние 2—80 см.

На основании измеренных распределений нейтронов из соотношения (1) были вычислены τ нейтронов деления, замедлившихся до энергии 1,46 эв. Для смеси дифенил—железо (25 об.%) $\tau = (75,0 \pm 4,4) \text{ см}^2$, для смеси дифенил—алюминий (20 об.%) $\tau = (87,8 \pm 2,3) \text{ см}^2$.

Возраст нейтронов деления U^{235} в смесях дифенил—металл рассчитывался по формулам, предложенным в работе [6] (неупругое рассеяние на ядрах железа и алюминия не учитывалось), и многогрупповым методом (с учетом неупругого рассеяния на ядрах железа и алюминия). Для смеси дифенил—железо τ равен 65,6 и 68,5 см², для смеси дифенил—алюминий — 71,7 и 79,9 см² соответственно.

Длина диффузии нейтронов для смеси дифенил—железо оказалась равной $(2,63 \pm 0,04) \text{ см}$ и для смеси дифенил—алюминий — $(11,19 \pm 0,82) \text{ см}$.

Значительное превышение измеренного значения τ над рассчитанными указывает на необходимость учета эффекта гетерогенности среды при теоретическом исследовании замедления нейтронов в смесях водородсодержащих соединений с металлами.

Поступило в Редакцию 8/X 1963 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Н. Юрова и др. В сб. «Нейтронная физика». М., Госатомиздат, 1961, стр. 192.
2. Л. Н. Юрова, А. А. Поляков, А. А. Игнатов. «Атомная энергия», 12, 151 (1962).
3. Л. Н. Юрова, С. Б. Степанов, Г. И. Алимов. Там же, стр. 331.
4. Л. Н. Юрова и др. Доклад № 356, представленный СССР на Третью международную конференцию по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1964.
5. Л. Н. Юрова, А. А. Поляков, А. А. Игнатов. В сб. «Некоторые вопросы инженерной физики». М., Госатомиздат, 1962, стр., 43.
6. В. П. Кочергин, В. В. Орлов. «Атомная энергия», 6, 34 (1959).
7. Д. Юз. Атлас эффективных нейтронных сечений. М., Изд-во АН СССР, 1957.

УДК 539.125.5

Расчет нейтронных сечений для ядер U^{238} и Th^{232}

Г. И. Марчук, В. Е. Колесов, А. Г. Довбенко

Приводятся результаты расчета различных нейтронных сечений для ядер U^{238} и Th^{232} . Положенная в основу программы для вычислительной машины методика расчета полных сечений σ_t , сечений образования составного ядра σ_c , транспортных сечений σ_{tr} и проникаемостей T_l описана в работах [1, 2]. Программа позволяет также рассчитывать сечения неупругого рассеяния и радиационного захвата нейтронов атомными ядрами. При вычислении этих сечений следует теории, впервые развитой в работе [3].

Ядра U^{238} и Th^{232} по ряду свойств похожи друг на друга. Это четно-четные ядра; они имеют близкие

пороги деления; ход их полных нейтронных сечений мало отличается, поэтому сечения для этих ядер можно рассчитывать с одними и теми же параметрами оптического потенциала. Был выбран потенциал

$$V(r) = -\frac{V_0(1+i\zeta)}{1+\exp\left(\frac{r-R}{a}\right)}$$

со следующими параметрами: $V_0 = 44 \text{ Мэв}$; $\zeta = 0,075$; $R = 7,72 \cdot 10^{-13} \text{ см}$; $a = 0,6 \cdot 10^{-13} \text{ см}$. Сравнение вычисленных с таким набором параметров сечений σ_t , σ_c , и σ_{tr}

с имеющимися для U^{238} и Th^{232} экспериментальными данными показано на рис. 1, а, б. Для σ_t экспериментальные сечения взяты из атласа [4] и работы [5]; для σ_{tr} приведены данные работ [6—8]. Сечение σ_c при энергиях, больших 0,8 Мэв, сравнивается с полным сечением неупругих процессов [4, 6, 8, 9].

В широкой области энергий наблюдается хорошее согласие теоретических и экспериментальных данных для полного, транспортного сечения и сечения σ_c . Расхождение с опытными значениями для полного сече-

ния наступает лишь при очень малых энергиях, где расчетное сечение σ_t сильно возрастает, а экспериментальное остается постоянным. Рост σ_t обусловлен большим значением σ_c , которое дает оптическая модель при очень малых энергиях.

Необходимые для расчета сечений неупругого рассеяния и радиационного захвата нейтронов последовательности энергетических уровней U^{238} и Th^{232} с их спинами и четностями взяты из работы [10]. Предполагалось, что зависимость средней радиационной

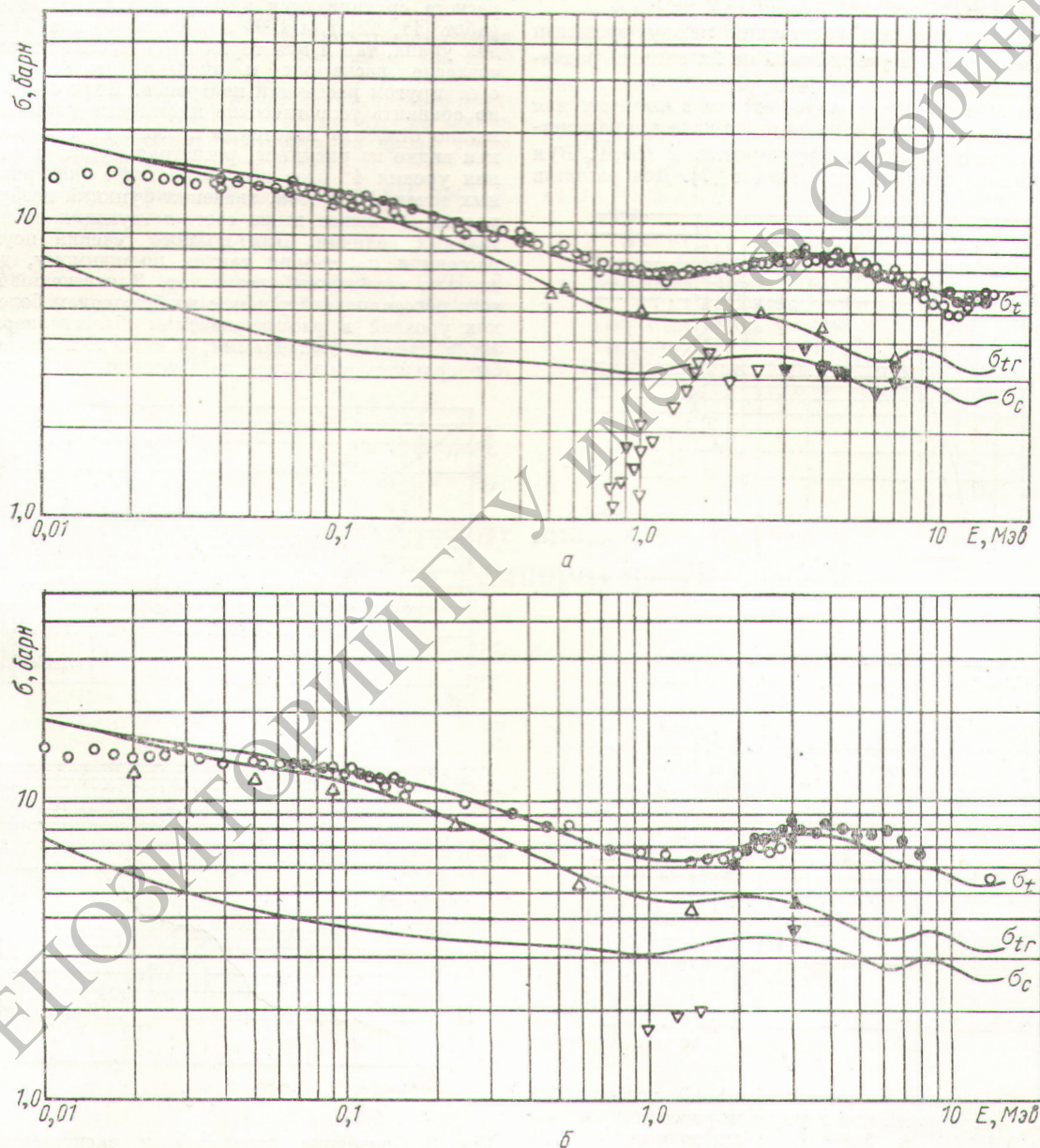


Рис. 1. Сравнение расчетных сечений σ_t , σ_c и σ_{tr} с экспериментальными данными для U^{238} (а) и Th^{232} (б). Экспериментальные данные для U^{238} : $\circ$ — σ_t [10]; ∇ — σ_{in} [4]; $\blacktriangledown$ — σ_{in} [6]; $\triangle$ — σ_{tr} [6]; $\blacktriangle$ — σ_{tr} [7]. Экспериментальные данные для Th^{232} : $\circ$ — σ_t [4]; $\bullet$ — σ_t [5]; $\blacktriangledown$ — σ_{in} [8]; ∇ — σ_{in} [9]; $\triangle$ — σ_{tr} [6]; $\blacktriangle$ — σ_{tr} [8].

ширины $\bar{\Gamma}_\gamma$ от энергии E налетающего нейтрона имеет вид

$$\bar{\Gamma}_\gamma^{(J)}(B+E) \sim \frac{1}{q(B+E)} \int_E^{B+E} E_\gamma^3 q(B+E-E_\gamma) dF_\gamma.$$

Вычисления проводились для простейшей формы зависимости плотности уровней q составного ядра от энергии возбуждения U :

$$q(U) = \text{const} (2J+1) \exp(2\sqrt{aU}).$$

Отношение среднего расстояния между уровнями составного ядра $\bar{D}$ к умноженной на 2π средней радиационной ширине $\bar{\Gamma}_\gamma$ при энергии, равной энергии связи нейтрона B в составном ядре, входит в формулу для сечения радиационного захвата $\sigma_{n\gamma}$ в качестве параметра ξ . Данные о значениях параметров B , $\bar{D}(B)$, $\bar{\Gamma}_\gamma(B)$ и a систематизированы в справочнике [7]. Для расчетов

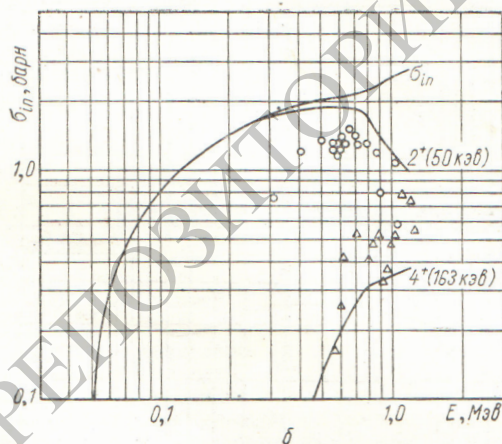
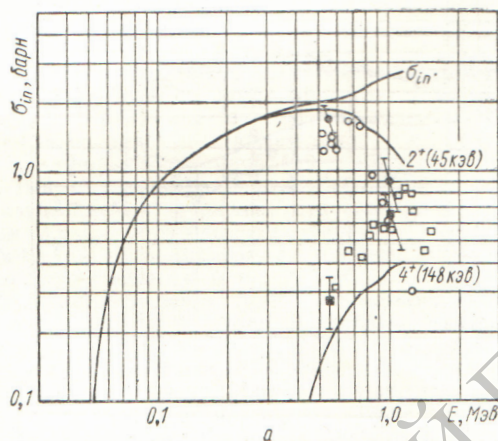


Рис. 2. Сравнение расчетных функций возбуждения двух первых уровней при неупругом рассеянии нейтронов на U^{238} (а) и Th^{232} (б) с экспериментальными данными.

Экспериментальные данные для U^{238} : $\bullet$ — [11], $\circ$ — [12] [уровень 2^+ (45 кэв)]; $\blacksquare$ — [11]; $\square$ — [12] [уровень 4^+ (148 кэв)]. Экспериментальные данные работы [9] для Th^{232} : $\circ$ — уровень 2^+ (50 кэв); $\triangle$ — уровень 4^+ (163 кэв).

сечений взяты следующие значения параметров. Для U^{238} : $B = 4,59$ Мэв, $\bar{D} = 18,5$ эв, $\bar{\Gamma}_\gamma = 0,0246$ эв, $\xi = 120$, $a = 40$ Мэв $^{-1}$; для Th^{232} : $B = 4,62$ Мэв, $\bar{D} = 17,0$ эв, $\bar{\Gamma}_\gamma = 0,034$ эв, $\xi = 80$, $a = 40$ Мэв $^{-1}$.

Вычисления сечений неупругого рассеяния и радиационного захвата нейтронов охватывают энергетическую область до порога деления. Результаты расчета суммарных сечений неупругого рассеяния σ_{in} и функций возбуждения двух первых уровней для ядер U^{238} и Th^{232} приведены на рис. 2, а, б. С данными расчета сравниваются экспериментальные сечения из работ [11, 12] для U^{238} и работы [9] для Th^{232} . Как для урана, так и для тория наблюдается качественное согласие расчетных и экспериментальных данных о неупругом рассеянии нейтронов. Если более детально сравнить теоретические и опытные результаты, то можно отметить некоторые особенности. В частности, как видно из рисунков, расчетная функция возбуждения уровня 4^+ идет несколько ниже экспериментальных точек. Напротив, значения функций возбуждения уровня 2^+ лежат выше соответствующих экспериментальных величин. Для полного сечения неупругого рассеяния σ_{in} теория также, по-видимому, дает несколько завышенный результат. Для сечений неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением более высоких уровней в рассматриваемой области энергий нет экспериментальных данных, с которыми можно было бы сравнить вычисленные функции возбуждения.

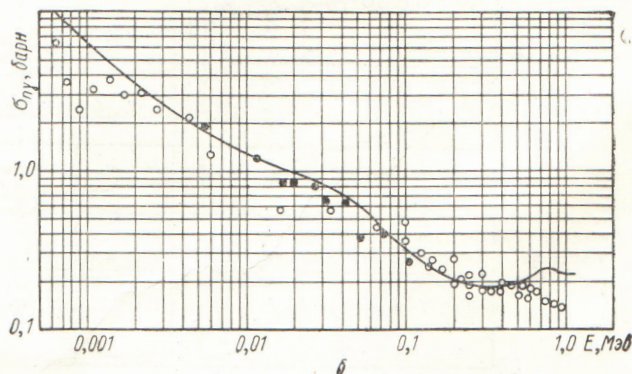
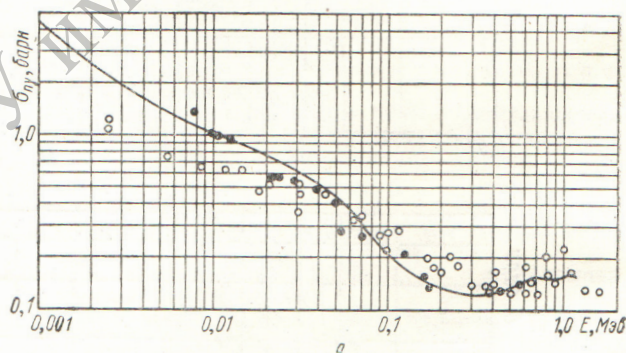


Рис. 3. Сравнение расчетных и экспериментальных сечений радиационного захвата нейтронов $\sigma_{n\gamma}$ для U^{238} (а) и Th^{232} (б).

Экспериментальные данные для U^{238} и Th^{232} : $\circ$ — [13]; $\bullet$ — [14].

На рис. 3, а, б сравниваются расчетные и экспериментальные сечения радиационного захвата нейтронов $\sigma_{\text{н.з.}}$. Согласие теоретических и экспериментальных значений $\sigma_{\text{н.з.}}$ можно считать удовлетворительным. Некоторое расхождение для урана и тория наблюдается при малых энергиях, где, как уже отмечалось, оптическая модель дает завышенные значения $\sigma_{\text{н.з.}}$. Следует, однако, отметить, что экспериментальных измерений в этой области проведено мало, а результаты работы [14] хорошо согласуются с нашим расчетом. Для Th^{232} отмечается расхождение расчетных и экспериментальных значений в районе $\sim 1 \text{ Мэв}$. Возможная причина некоторого расхождения расчетных и экспериментальных данных о сечениях неупругого рассеяния для U^{238} и Th^{232} может заключаться в несферичности указанных ядер. С этой точки зрения несомненный интерес представили бы расчеты сечений неупругого рассеяния и радиационного захвата нейтронов на ядрах урана и тория с учетом их несферичности.

Поступило в Редакцию 18/XII 1963 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. М. Ермаков, В. Е. Колесов, Г. И. Марчук. В сб. «Нейтронная физика». М., Госатомиздат, 1961, стр. 314.
2. В. Е. Колесов. В сб. «Теория и методы расчета ядерных реакторов». М., Госатомиздат, 1962, стр. 244.

3. W. Hauser, H. Feshbach. Phys. Rev., 87, 366 (1952).
4. Атлас нейтронных сечений. М., Атомиздат, 1959.
5. В. Я. Аверченко, А. И. Веретенников. В сб. «Нейтронная физика». М., Госатомиздат, 1961, стр. 258.
6. W. Allen, R. Henkel. Progress in Nuclear Energy. Ser. I, vol. 2. Pergamon Press, London — New York — Paris — Los Angeles, 1958, p. 1.
7. И. В. Гордеев, Д. А. Кардашев, А. В. Малышев. Ядерно-физические константы. Справочник. М., Госатомиздат, 1963.
8. В. И. Попов. В сб. «Нейтронная физика». М., Госатомиздат, 1961, стр. 306.
9. A. Smith. Phys. Rev., 126, 718 (1962).
10. Б. С. Желепов, Л. К. Пенкер, В. О. Сергеев. Схемы распада радиоактивных ядер. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1963.
11. L. Kgranberg, J. Levin. Phys. Rev., 109, 2063 (1958).
12. A. Smith. Доклад SM-18/76 на семинаре по физике реакторов на быстрых и промежуточных нейтронах. Вена, МАГАТЭ, 3—11 августа 1961 г.
13. S. Yiftah, D. Okrent, P. Moldauer. Fast Reactor Cross Sections Pergamon Press, New York — Oxford — London — Paris, 1960.
14. В. А. Толстиков, Л. Е. Шерман, Ю. Я. Ставиский. «Атомная энергия», 15, 414 (1963).

УДК 533.16:546.17

Коэффициент вязкости $N_2^{14}-N_2^{15}$ в интервале температур 78—300° К

Н. Е. Менабде

Коэффициенты вязкости $N_2^{14}-N_2^{15}$ определялись на вискозиметре с колеблющимся диском. Все измерения проводились при пониженных давлениях (около 20 мм рт. ст.) в температурном интервале 78—300° К. В ходе измерений температура стабилизировалась при помощи криостата, описанного в работе [1], и определялась медь-константановой термопарой с точностью 0,2°. Чистота N_2^{14} достигала 99,8%, N_2^{15} — 99,6%. Коэффициент вязкости вычислялся по формуле работы [2]:

$$\eta = C \left(\frac{\lambda}{\tau} - \frac{\lambda_0}{\tau_0} \right), \quad (1)$$

где τ и τ_0 , λ и λ_0 — периоды колебания и логарифмические декременты затухания в исследуемой среде и вакууме соответственно; C — постоянная прибора, определявшаяся калибровкой на газообразном гелии, значение коэффициента вязкости которого бралось из работы [3]. Нулевое затухание, т. е. собственное затухание всей подвесной системы λ_0/τ_0 , определялось при вакууме порядка 10^{-5} мм рт. ст. с охлаждением вискозиметра жидким азотом. Затухание в среде λ/τ_0 определялось при 15—20 полных колебаниях. Точность определения затухания в среде порядка 0,6%. Ниже приводятся результаты измерений для N_2^{14} и для N_2^{15} :

$\eta \cdot N_2^{14}$

$T, ^\circ\text{K}$	297,4	292,7	289,0	285,0	234,2	211,0	203,7	168,8	116,0	80,6	77,5
$\eta \cdot 10^7, \text{ г/см} \cdot \text{сек}$	1773	1755	1737	1718	1478	1355	1314	1121	802	567	546