

Возраст нейтронов деления U^{235} в моноизопропилдифениле и в смесях дифенил — железо, дифенил — алюминий

Л. Н. Юрова, А. А. Поляков, А. А. Игнатов

Настоящая работа, выполненная на тепловой колонне тяжеловодного реактора АН СССР в 1960 г., является частью программы исследований замедляющих и диффузионных свойств водородсодержащих сред [1—4].

Измерен возраст нейтронов, образовавшихся в результате замедления нейтронов деления U^{235} в моноизопропилдифениле ($C_{15}H_{16}$). Измерения проводились с помощью индиевого детектора в баке из нержавеющей стали диаметром 41 и длиной 110 см, помещенном в тепловой колонне реактора. Источником нейтронов служила мишень из обогащенного U^{235} .

Распределение замедленных нейтронов вблизи источника измерялось с помощью мишени диаметром 20 и толщиной 1,8 мм, которая помещалась на конце алюминиевой трубки длиной 150 мм, вставленной по осевой линии внутрь бака. Контрольные измерения показали, что наличие трубки не вносит существенного искажения в распределение нейтронов, замедлившихся вблизи источника. При измерениях на больших расстояниях r от источника мишень диаметром 50 и толщиной 0,3 мм помещалась на внешней стороне дна бака. Такая конструкция* позволила вести измерения на расстоянии до 70 см от источника в условиях слабого фона, когда краевой эффект практически отсутствует. Измерения без урановой мишени давали фон быстрых нейтронов, попадающих в бак из тепловой колонны реактора.

Плотность замедлившихся нейтронов $N(r)$ измерялась индиевыми фольгами оптимальной толщиной (100 мг/см^2), помещенными в кадмиевые кассеты. Фольги были откалиброваны в потоках тепловых и резонансных нейтронов. Наведенная активность фольг определялась на установке с 4 π -геометрией.

Были измерены распределения плотностей нейтронов вдоль оси бака для случаев: а) «малый» (точечный) источник, толщина мишени 1,8 мм, диаметр 20 мм; б) «малый» (точечный) источник, толщина мишени 0,3 мм; в) «большой» источник, толщина мишени 0,3 мм, диаметр 50 мм. В каждом случае проводилось по пять серий измерений. В интервале $9,5 \leq r \leq 29,5 \text{ см}$ кривые, описывающие эти распределения, оказались подобными.

В точках, удаленных от источника больше чем на 33 см, величина наведенной активности индиевых фольг, покрытых кадмием, становится незначительной, а экспериментальная ошибка — существенной. В этой области распределение нейтронов с энергией $E_n = 1,46 \text{ эв}$ в первом приближении подобно распределению тепловых нейтронов и с достаточной точностью описывается законом $ke^{-r/\lambda}/r^2$, где k и λ постоянные. Сравнение распределений плотностей нейтронов, измеренных в этой области фольгами, покрытыми кадмием и алюминием, подтвердило это предположение.

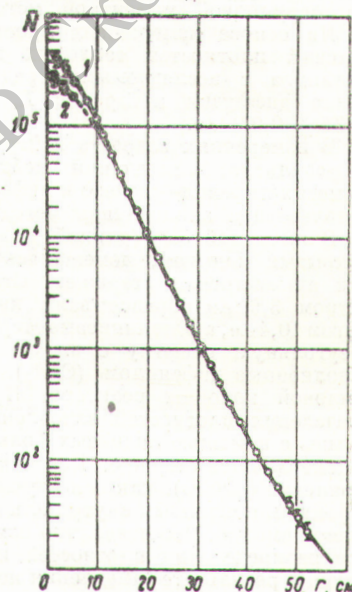
* Графитовый отражатель (тепловая колонна), удаленный от источника нейтронов на расстояние 20 см, не вносит заметного искажения в распределение нейтронов с энергией 1,46 эв, измеренное в условиях бесконечно замедляющей среды [1].

Распределения нейтронов, измеренные при двух толщинах мишени (см. рисунок), были использованы для построения распределения нейтронов, соответствующего нулевой толщине источника [5].

На основании полученных таким образом распределений нейтронов с энергией 1,46 эв, образовавшихся

Результирующая кривая распределения плотностей нейтронов с энергией 1,46 эв, образовавшихся в результате замедления нейтронов деления U^{235} в моноизопропилдифениле, при толщине мишени:

1—0,3 мм; 2—1,8 мм.



в результате замедления нейтронов спектра деления U^{235} в моноизопропилдифениле, был вычислен возраст нейтронов

$$\tau = \frac{\bar{r}^2}{\sigma} = \frac{\int_0^{r_0} r^4 N(r) dr + \int_{r_0}^{\infty} \frac{ke^{-r/\lambda}}{r^2} r^4 dr}{\int_0^{r_0} r^2 N(r) dr + \int_{r_0}^{\infty} \frac{ke^{-r/\lambda}}{r^2} r^2 dr} \quad (1)$$

Здесь k и λ определялись по наклону кривой $N(r)r^2$ в области, где $\ln[N(r)r^2] = f(r)$ хорошо описывается линейным законом ($r \geq 35 \text{ см}$, $r_0 = 47,5 \text{ см}$).

В результате вычислений было получено: при толщине источника 1,8 мм $\tau(1,46 \text{ эв}) = (45,0 \pm 1,6) \text{ см}^2$; при толщине источника 0,3 мм $\tau(1,46 \text{ эв}) = (43,2 \pm 1,6) \text{ см}^2$; при нулевой толщине источника $\tau(1,46 \text{ эв}) = (42,7 \pm 1,8) \text{ см}^2$. Температура моноизопропилдифенила составляла 35°C .

Наряду с экспериментальным определением возраста нейтронов был проведен расчет τ для нейтронов спектра деления U^{235} в моноизопропилдифениле по

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 угле-роде 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 экстра-полированное 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 кадмем, 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_6), помещались внутри тепловой колонны реактора. Пространственные распределения плотностей замедленных нейтронов измерялись с помощью ионизационных 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. Зажирко.

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 следуем 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}