

Среднее число нейтронов $\bar{\nu}$ при делении U^{235} и U^{238} нейтронами с энергией 14 Мэв

Н. Н. Флеров, В. М. Талызин

Описанный в работах [1], [2] детектор быстрых нейтронов был применен в 1954 г. для измерения величины $\bar{\nu}$ — среднего числа нейтронов на акт деления исследуемого вещества. Эта величина была определена по измерению увеличения потока нейтронов при прохождении нейтронов с энергией 14 Мэв через образец делящегося элемента.

Скорость счета детектора при регистрации нейтронов с энергией 14 Мэв равна [2]

$$N_0 = J_0 k_0. \quad (1)$$

При измерениях с образцом в результате неупругих процессов, в основном деления и реакции ($n, 2n$), скорость счета детектора увеличивалась и становилась равной

$$N_1 = J_0 k_0 e^{-n_{\gamma} \sigma_{in} l} + J_0 k_1 \left(1 - e^{-n_{\gamma} \sigma_{in} l} \right) \frac{\sigma_f + 2\sigma_n}{\sigma_{in}} (1 + \beta). \quad (2)$$

В формулах (1) и (2) σ_f — сечение деления, $1 + \beta$ — коэффициент, учитывающий увеличение числа нейтронов в результате деления урана вторичными нейтронами, остальные обозначения те же, что и в работе [2].

Обозначив

$$\frac{N_1}{N_0} = 1 + \gamma \quad \text{и} \quad \frac{k_0}{k_1} \frac{1}{1 + \beta} = \alpha,$$

получаем

$$\bar{\nu} = \frac{\alpha \gamma}{\sigma_f} \frac{\sigma_{in}}{1 - e^{-n_{\gamma} \sigma_{in} l}} + 2 - (2 - \alpha) \frac{\sigma_{in}}{\sigma_f}. \quad (3)$$

При выводе формулы (3) неупругое рассеяние нейтронов ($n, n\gamma$) и реакция ($n, 3n$) не учитывались. Из опытов со свинцом и висмутом известно, что сечение неупругого рассеяния составляет меньше 10% от сечения неупругого взаимодействия нейтронов. Можно предположить, что сечение неупругого рассеяния для делящихся веществ еще меньше. Сечение реакции ($n, 3n$), по-видимому, мало, так как порог этой реакции близок к энергии первичных нейтронов. Поэтому добавочный член в формуле (3), определяемый этими процессами,

$$\frac{\sigma_{n, n\gamma} - \sigma_{n, 3n}}{\sigma_f}$$

мал и не учитывался. Реакцию захвата нейтронов с вылетом заряженных частиц также можно не учитывать, так как сечение этого процесса очень мало.

Сферические образцы из металлического урана (внешний диаметр 4 см, внутренний диаметр 3,4 см, диаметр отверстия 2,1 см) помещались в чехол из кадмия толщиной 0,9 мм, в свою очередь помещенный в тонкостенный латунный контейнер. Один образец был изготовлен из естественного урана, другой — из урана, содержащего 90,1% U^{235} .

Для определения увеличения числа нейтронов $1 + \gamma$ проводились измерения с образцами и без образцов. В опытах без образцов устанавливался пустой латунный контейнер с помещенным в него кадмиевым чехлом. В результате многократных измерений с образцами и без них были получены значения коэффициента $1 + \gamma$ (см. таблицу).

Поправочный коэффициент $1 + \beta$, учитывающий увеличение числа нейтронов в результате деления вторичными нейтронами, определялся экспериментально для U^{235} . При помещении в центр образца из U^{235} источника, имитирующего спектр нейтронов деления, коэффициент увеличения числа нейтронов оказался равным $1,031 \pm 0,004$. В таблице приведено значение $1 + \beta$, полученное с учетом того, что вторичные нейтроны проходят средний путь в образце, примерно в два раза больший толщины образца, а также значение $1 + \beta$ для U^{238} , рассчитанное в предположении, что сечение деления $\sigma_f = (0,27 \pm 0,03)$ барн для нейтронов деления [3].

Определялся также эффект, связанный с делением U^{235} под действием медленных нейтронов. При помещении вместо пустого контейнера контейнера с образцом U^{235} в угол полости на расстоянии 23 см от источника нейтронов с энергией 14 Мэв было получено увеличение скорости счета детектора на $(0,3 \pm 0,3)\%$. С учетом эффекта прямого воздействия нейтронов с энергией 14 Мэв поправочный коэффициент для U^{235} $1 + \Delta = 1,002 \pm 0,003$. Для U^{238} $\Delta = 0$.

Для вычисления величины $\bar{\nu}$ по формуле (3) необходимо знать сечения неупругого взаимодействия σ_{in} и деления σ_f , а также отношения коэффициентов чувствительности детектора k_0/k_1 . Для σ_{in} опубликованных данных нет, но оно может быть с достаточной точностью определено экстраполяцией экспериментальных результатов из работы [4] по формуле

$$\sigma_{in} = \pi (1,2 A^{1/3} + 2,1)^2 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2$$

или как половина полного сечения σ_t [5], [6]. Принимаем $\sigma_{in} = (2,85 \pm 0,10)$ барн. Для сечения деления U^{235} было взято значение $\sigma_f = (1,13 \pm 0,05)$ барн [7], а для U^{238} — значение $\sigma_f = (2,30 \pm 0,15)$ барн [8].

Отношение коэффициентов k_0/k_1 измерено в работе [1]:

$$\frac{k_0}{k_1} = 0,874 \pm 0,030.$$

По формуле (3) для U^{235} и по более полной формуле, в которой учтен изотопный состав образца из U^{235} , можно получить значение $\bar{\nu}$, приведенные в таблице. Необходимо отметить небольшую неточность в 2—5% полученных значений величины $\bar{\nu}$ (особенно для U^{238}), объясняющуюся тем, что в формуле (3) опущен поправочный член

$$\frac{\sigma_{n, n\gamma} - \sigma_{n, 3n}}{\sigma_f},$$

учитывающий реакции ($n, n\gamma$) и ($n, 3n$).

Представляет интерес величина η — среднего числа вторичных нейтронов на акт захвата нейтрона с энергией 14 Мэв ядром урана. Положив

$\eta = \frac{\bar{\nu}\sigma_f + 2\sigma_{n,2n}}{\sigma_{in}}$, из формул (1) и (2) получим

$$\eta = \alpha \left(\frac{\gamma}{1 - e^{-\alpha\sigma_{in}}} + 1 \right). \quad (4)$$

В таблице приведены значения η для U^{235} и U^{238} .

Результаты экспериментов

	$1+\gamma$	$1+\beta$	$\bar{\nu}$	η
U^{238}	$1,084 \pm 0,003$	$1,011 \pm 0,001$	$4,50 \pm 0,32$	$2,99 \pm 0,15$
U^{235}	$1,128 \pm 0,005$	$1,062 \pm 0,008$	$4,13 \pm 0,24$	$3,71 \pm 0,20$

Необходимо отметить, что, кроме экспериментальных значений γ и α , величина η зависит только от σ_{in} .

Как видно из формулы (3), величина $\bar{\nu}$ слабо зависит от величины σ_f , так как не величина $\bar{\nu}$, а величина $(\bar{\nu}-2)$ обратно пропорциональна σ_f . Однако при уточнении значений сечения деления σ_f , особенно для U^{235} , значения величины $\bar{\nu}$, полученные в данной работе, могут несколько измениться. Уточнение значений величины σ_{in} слабо скажется на значениях величины $\bar{\nu}$.

Полученное значение $\bar{\nu}$ для U^{238} было в дальнейшем подтверждено измерениями, произведенными другим методом [9], в которых было получено значение $\bar{\nu} = 4,45 \pm 0,35$.

Значение $\bar{\nu}$, полученное в работе [10] для U^{238} ($\bar{\nu} = 4,45^{+0,10}_{-0,20}$), находится в хорошем согласии с результатами данной работы.

Среднее число нейтронов $\bar{\nu}$, образующихся при делении U^{238} под действием нейтронов с энергией 14 Мэв

И. Н. Флеров, Е. А. Таманов

В работе [1] была измерена величина $\bar{\nu}$ — среднее число нейтронов на акт деления — по увеличению потока нейтронов при прохождении через образец урана нейтронов с энергией 14 Мэв. Представляло интерес измерить эту величину другими методами. В данной работе, выполненной в 1955 г., величина $\bar{\nu}$ для U^{238} определялась по числу двойных совпадений от нейтронов, образовавшихся в одном акте деления. Ввиду сложности точного определения абсолютной чувствительности детектора нейтронов, необходимой в таких измерениях, одновременно производились измерения числа нейтронов, получающихся при реакции $(n, 2n)$ на свинце. Таким образом, среднее число вторичных нейтро-

Результаты работ [11], [12] для U^{235} ($\bar{\nu} = 4,7 \pm 0,5$ и $\bar{\nu} = 4,51 \pm 0,19$), полученные другим методом, несколько выше.

Мы считаем своим приятным долгом выразить благодарность Г. Н. Флерову за постоянный интерес к работе и обсуждение результатов и С. Н. Соловьеву за помощь при проведении экспериментов.

Поступило в редакцию 7 VIII 1958 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Н. Флеров, В. М. Талызин. Атомная энергия III, 291 (1957).
2. Н. Н. Флеров, В. М. Талызин. Атомная энергия 5, вып. 6, 653 (1958).
3. N. Paissic. Nucleonics 13, 67 (1955).
4. Н. Н. Флеров, В. М. Талызин. Атомная энергия № 4, 155 (1956).
5. J. H. Coop, E. R. Graves, H. N. Varschall. Phys. Rev. 88, 562 (1952).
6. М. М. Халецкий. ДАН 113, 305 (1957).
7. Н. Н. Флеров, А. А. Березин, И. Е. Челноков. Атомная энергия 5, вып. 6, 657 (1958).
8. А. А. Березин, Г. А. Столяров, Ю. В. Никольский, И. Е. Челноков. Атомная энергия 5, вып. 6, 659 (1958).
9. Н. Н. Флеров, Е. А. Таманов. Атомная энергия 5, вып. 6, 654 (1958).
10. S. Blaize, M. Gandin, R. Joly, J. Lero, G. Vendryes. Доклад на Международной конференции по взаимодействию нейтронов с ядрами. Нью-Йорк, сентябрь 1957 г.
11. А. Н. Протопопов, М. В. Блинов. Атомная энергия 4, вып. 4, 374 (1958).
12. Г. Н. Смиренкин, И. И. Бондаренко, А. С. Куцаева, Х. Д. Мищенко, Л. И. Прохорова, Б. П. Шеметенко. Атомная энергия 4, вып. 2, 188 (1958).

нов, образующихся при делении ядра U^{238} , определялось по отношению к числу нейтронов, получающихся в реакции $(n, 2n)$ на свинце. Необходимо отметить, что чувствительность детектора нейтронов не должна зависеть от энергии регистрируемых нейтронов деления или реакции $(n, 2n)$.

Метод. Вероятность n -кратных совпадений импульсов от нейтронов, образовавшихся в одном акте деления, может быть определена следующим образом [2]. Среднее число нейтронов, образующихся при делении, $\bar{\nu} = \Sigma \nu J(\nu)$, где $J(\nu)$ — вероятность образования ν нейтронов на акт деления, причем $\Sigma J(\nu) = 1$. Вероятность регистрации из общего числа ν нейтронов, образовавшихся при делении,