

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

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

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

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 нейтронов,

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,

равна

$$P(n, \nu) = \frac{\nu!}{n!(\nu-n)!} \epsilon^n (1-\epsilon)^{\nu-n},$$

где ϵ — эффективность регистрации нейтронов. Обозначая через F_f число делений и через N_n — число n -кратных совпадений в единицу времени, получим

$$N_n = F_f \sum_{\nu=n}^{\infty} J(\nu) \frac{\nu!}{n!(\nu-n)!} \epsilon^n (1-\epsilon)^{\nu-n}. \quad (1)$$

Так как применявшийся в работе детектор нейтронов имел эффективность $\epsilon \approx 0,01$, то

$$\left. \begin{aligned} N_1 &= F_f \bar{\nu} \epsilon; \\ N_2 &= F_f \frac{\bar{\nu}^2 - \bar{\nu}}{2} \epsilon^2; \\ N_3 &= F_f \frac{\bar{\nu}^3 - 3\bar{\nu}^2 + 2\bar{\nu}}{6} \epsilon^3 \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Число тройных совпадений на два порядка меньше, чем число двойных совпадений, и в дальнейших расчетах не учитывалось.

При взаимодействии нейтронов с энергией 14 Мэв с U^{238} , кроме деления, идет реакция $(n, 2n)$, поэтому число двойных совпадений равно

$$N_2 = \left(F_f \frac{\bar{\nu}^2 - \bar{\nu}}{2} + F_{n, 2n} \right) \epsilon^2, \quad (3)$$

где $F_{n, 2n}$ — число актов реакции $(n, 2n)$ в уране в единицу времени. Величины F_f и $F_{n, 2n}$ для образца U^{238} толщиной l и с числом ядер в 1 см^2 , равным n , определяются выражениями:

$$\left. \begin{aligned} F_f &= J_0 (1 - e^{-n \sigma_{in} l}) \frac{\sigma_f}{\sigma_{in}}; \\ F_{n, 2n} &= J_0 (1 - e^{-n \sigma_{in} l}) \frac{\sigma_{n, 2n}}{\sigma_{in}}, \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

где J_0 — поток нейтронов с энергией 14 Мэв; σ_{in} — сечение неупругого взаимодействия нейтронов с энергией 14 Мэв с U^{238} ; σ_f — сечение деления; $\sigma_{n, 2n}$ — сечение реакции $(n, 2n)$. Из выражений (3) и (4) найдем

$$N_2 = J_0 \epsilon^2 \frac{1 - e^{-n \sigma_{in} l}}{\sigma_{in}} \left(\frac{\bar{\nu}^2 - \bar{\nu}}{2} \sigma_f + \sigma_{n, 2n} \right). \quad (5)$$

Для опытов с образцом из свинца, для которого $\sigma_f = 0$.

$$N'_2 = J_0 \epsilon^2 \frac{1 - e^{-n' \sigma'_{in} l'}}{\sigma'_{in}} \sigma'_{n, 2n}. \quad (5')$$

Исключая из выражений (5) и (5') чувствительность детектора и принимая для $J(\nu)$ распределение

Пуассона $J(\nu) = \frac{\bar{\nu}^\nu e^{-\bar{\nu}}}{\nu!}$, т. е. $\bar{\nu}^2 = \bar{\nu} + \bar{\nu}$, получим

$$\frac{\bar{\nu}^2}{2} = \frac{N_2}{N'_2} \frac{1 - e^{-n' \sigma'_{in} l'}}{\sigma'_{in}} \frac{\sigma_{in}}{1 - e^{-n \sigma_{in} l}} \frac{\sigma'_{n, 2n}}{\sigma_f} \frac{\sigma_{n, 2n}}{\sigma_f}. \quad (6)$$

*) Штрихом обозначаются величины, относящиеся к образцу из свинца.

Необходимо отметить, что второй член правой части выражения (6) значительно меньше первого и, следовательно, величина $\bar{\nu}$ определяется в основном величинами, измеряемыми в эксперименте достаточно точно и хорошо.

Аппаратура. Экспериментальное устройство для определения $\bar{\nu}$ изображено на рисунке. В центре бака, наполненного водой, в сферической полости помещался источник нейтронов с энергией 14 Мэв — тритиевая мишень ионной ускорительной трубки — и образец из урана или свинца. На расстоянии 14,5 см от центра полости размещались шесть

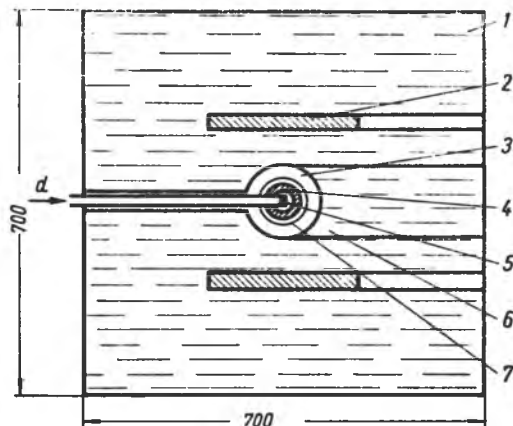


Схема опыта:

1 — кубический бак с водой; 2 — шесть ВФ3-счетчиков; 3 — сферическая полость; 4 — образец; 5 — источник нейтронов; 6 — парафиновая вставка, закрывающая отверстие для смены образцов; 7 — чехол из кадмия. Размеры в миллиметрах.

ВФ3-счетчиков (длина 26 см, диаметр 2,8 см, обогащение B^{10} 71,6%). Такое расстояние было выбрано во время предварительных экспериментов с одним ВФ3-счетчиком. Когда счетчик помещали на это расстояние, эффективность регистрации нейтронов от источников Ra-γ-Be, Na-γ-Be, Ra-α-Be и источника, имитирующего спектр деления, оставалась постоянной с точностью 10%. В таблице приведены результаты измерения относительной чувствительности детектора с шестью ВФ3-счетчиками к нейтронам разной энергии от источников, интенсивность которых сравнивалась с точностью 2—4%.

Относительная чувствительность детектора

Источники			
Ra-γ-Be	имитирующий спектр деления	Ra-α-Be	Po-α-Be
0,96	1	0,89	0,88

Чувствительность детектора к нейтронам от источника, имитирующего спектр деления, принята за единицу. Из таблицы видно, что условие посто-

яинства чувствительности детектора к вторичным нейтронам выполняется достаточно хорошо.

Сферические образцы из металлического естественного урана или свинца (внешние диаметры соответственно 6,4 и 8,5 см) устанавливались так, что центры мишени и образца совпадали. Для уменьшения деления U^{235} под действием медленных нейтронов диаметр образца был выбран в два раза меньше диаметра полости и образец помещался в сферический чехол из металлического кадмия (внутренний диаметр 8,5 см, толщина стенки 1 мм), который оставался в полости во всех измерениях с образцами и без них.

Импульсы от всех шести BF_3 -счетчиков после усиления и формирования поступали на схему ворот, которые открывались на 100 мксек этими же импульсами, сдвинутыми во времени на 15 мксек. Таким образом, импульс от первого зарегистрированного нейтрона из образовавшихся в акте деления или в реакции (n , $2n$) открывал ворота, но не проходил через них. Импульс от следующего нейтрона, зарегистрированного в интервале 15—115 мксек после первого, проходил через ворота и отмечался как совпавший с первым. Два или более импульсов, прошедших через ворота в этот интервал времени, отмечались как один импульс совпадений. Вторая аналогичная схема, имеющая время задержки открывания ворот 1500 мксек вместо 15 мксек, регистрировала случайные совпадения. Разрешающая способность обеих схем для импульсов, открывающих ворота, была одинакова. Одновременно схемой с высокой разрешающей способностью регистрировалось полное число поступивших от BF_3 -счетчиков импульсов.

Результаты измерений. Скорости счета двойных совпадений N_d и N'_d были получены многократными измерениями с образцами из урана и свинца. Одновременно производились измерения без образцов, из которых был определен фон двойных совпадений в результате реакций на деталях установки. При выключенной ионной ускорительной трубке измерялся фон установок и спонтанного деления урана. Периодически производился контроль чувствительности детектора по источнику Ро-α-Be. Поправка на просчеты не вводилась, так как скорость счета одиночных импульсов была мала (5—7 импульсов в секунду) и поддерживалась постоянной.

Непосредственный контроль потока нейтронов (d , t)-реакция по счету α-частиц был затруднен из-за малого телесного угла α-счетчика. В отдельном эксперименте при большой скорости счета одиночных импульсов детектора и α-счетчика было определено с точностью 1,5% отношение скоростей счета одиночных импульсов с образцами из урана и свинца и без них. Полученные коэффициенты позволили использовать одиночные импульсы детектора для контроля.

Используя известные значения сечений для свинца и урана

$$\sigma'_{in} = (2,54 \pm 0,05) \text{ барн [3];}$$

$$\sigma'_{n, 2n} = (2,30 \pm 0,19) \text{ барн [4];}$$

$$\sigma_f = (1,13 \pm 0,05) \text{ барн [5];}$$

$$\sigma_{in} = (2,85 \pm 0,10) \text{ барн *)}$$

*) Это значение получено экстраполяцией данных работы [3].

и принимая $\sigma_{n, 2n} = \sigma_{in} - \sigma_f$, из выражения (6) после введения небольшой поправки, учитывающей добавочное деление урана под действием нейтронов, возникших вследствие неупругого взаимодействия, получим $\bar{v} = 4,3 \pm 0,3$. Это значение было получено в предположении, что величина v подчиняется распределению Пуассона, при котором $\bar{v}^2 = \bar{v} + \bar{v}^2$. В работах [6]—[10] показано, что для многих делящихся элементов при спонтанном делении и делении под действием нейтронов с энергией 80 кэв распределение ближе к биномиальному,

для которого $\bar{v}^2 = \bar{v} + \frac{m-1}{m} \bar{v}^2$, где m —максимальное

число нейтронов, испускаемых при делении. В распределении Пуассона $m = \infty$. Можно предположить, что при делении урана нейтронами с энергией 14 Мэв распределение также близко к биномиальному с m , равным 10—15. Тогда в найденное значение $\bar{v}$ необходимо ввести поправку 3,5—5%. Получим

$$\bar{v} = 4,45 \pm 0,35.$$

Формула (6) учитывает только основные процессы при взаимодействии нейтронов с энергией 14 Мэв с ураном—деление и реакцию (n , $2n$). Поправки на неупругое рассеяние и реакцию (n , $3n$) малы и не учитывались.

Данное значение величины v хорошо совпадает со значением $4,50 \pm 0,32$, полученным в работе [1], а величина $\bar{v}$, полученная в работе [9], находится в хорошем согласии с нашими результатами.

Мы считаем своим приятным долгом выразить благодарность Г. Н. Флерову за ценные советы и постоянный интерес к работе и В. М. Талыzinу за обсуждение работы.

Поступило в редакцию 7 VIII 1958 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Н. Флеров, В. М. Талызин. Атомная энергия 5, № 6, 653 (1958).
2. K. W. Geiger, D. C. Rose. Canad. Phys. 32, № 8, 498 (1954).
3. Н. Н. Флеров, В. М. Талызин. Атомная энергия, № 4, 155 (1956).
4. Н. Н. Флеров, В. М. Талызин. Атомная энергия 5, № 6, 653 (1958).
5. Н. Н. Флеров, А. А. Березин, И. В. Челноков. Атомная энергия 5, № 6, 657 (1958).
6. D. A. Hicks, J. Ise, R. Pyle. Phys. Rev. 97, 564 (1955).
7. R. Pyle, D. A., Hicks and J. Ise. Phys. Ber. 616 99, Rev. (1955).
8. J. E. Hammel, J. F. Kephart. Phys. Rev. 100, 190 (1955).
9. S. Blaize, M. Gandin, R. Joly, Negroy, G. Vendryes. Доклад на Международной конференции по взаимодействию нейтронов с ядрами. Нью-Йорк, сентябрь 1957 г.
10. B. C. Diven, H. C. Martin, R. F. Tascchek, J. Terrell. Phys. Rev. 101, 1012 (1956).