

учитывается введенной в выражение (12) величиной η , которая является к. п. д. схемы каскада.

Если удастся соединить ступени так, что смешения отсутствуют, то как для симметричных, так и для несимметричных каскадов к. п. д. будет равен единице.

Коэффициент обогащения ϵ_0 , вообще говоря, зависит от Θ , а величина Θ — от номера ступени j . Если Θ можно приближенно считать не зависящим от j , то Θ и ϵ_0 в левой части (12) могут быть вынесены за знак суммы. Полученные выражения для разделительного потенциала и суммарной функции ценности каскада позволяют оценивать и сравнивать все рассчитанные на определенные условия работы многокомпонентные каскады с точки зрения оптимальных условий разделения. Следует отметить, что в отличие от каскадов для разделения двухкомпонентных смесей при многокомпонентных смесях нельзя произвольно задавать желае-

мый набор концентраций N_i^P . Такой набор может быть задан только в результате расчета.

Поступило в Редакцию 15/V 1970 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. Я. Кучеров, В. П. Миненко. «Атомная энергия», 19, 360 (1965).
2. J. Lehrer-Ilamed. On the value function for multicomponent isotope separation, IA-1186, Preprint, Israel Atomic Energy Commission, febr., 1968.
3. K. Cohen. The Theory of Isotope Separation, N. Y., 1951.
4. Н. А. Колокольников. «Атомная энергия», 27, 9 (1969).

Анализ зависимости \bar{v} от энергии нейтронов на основе энергетического баланса при делении ядер

В. Г. ВОРОБЬЕВА, П. П. ДЬЯЧЕНКО, Б. Д. КУЗЬМИНОВ, А. И. СЕРГАЧЕВ, Л. Д. СМИРЕНКИНА

УДК 539.124.164

В настоящее время накопилось много экспериментальных данных, характеризующих зависимость среднего числа мгновенных нейтронов \bar{v} от энергии E_n нейтронов, вызывающих деление. Наиболее полно существующие сведения о \bar{v} систематизированы и представлены в работе [1]. К сожалению, очень часто различные экспериментальные результаты, полученные разными авторами, лежит за пределами ошибок измерений. Это обстоятельство затрудняет понимание деталей зависимости \bar{v} от E_n . В работах [2, 3] для выяснения энергетической зависимости \bar{v} привлекались некоторые модельные представления о механизме процесса деления. В работах [3—5] исследовалась корреляция зави-

симости \bar{v} и средней кинетической энергии осколков E_K от энергии нейтронов E_n .

В настоящей работе зависимость \bar{v} от E_n анализировалась на основе энергетического баланса с привлечением результатов измерений распределения осколков по массам и кинетическим энергиям при делении Th^{232} , U^{235} , U^{238} нейтронами с энергией вплоть до $E_n \approx 6 \text{ Мэв}$ [6—9]. Подобный анализ был выполнен ранее [9] для U^{235} при делении его нейтронами с энергией $E_n < 1,7 \text{ Мэв}$.

В рассматриваемом диапазоне энергий нейтронов $0 \leq E_n \leq 6 \text{ Мэв}$ энергия возбуждения осколков деления меняется всего на $\sim 20\%$, поэтому можно предположить, что средняя энергия, затрачиваемая на испускание одного нейтрона, в первом приближении не зависит от E_n . В этом случае энергетическую зависимость \bar{v} можно представить в виде

$$\bar{v}(E_n) = \bar{v}(E_n^0) + \alpha(\Delta E_n - \Delta \bar{E}_K + \Delta \bar{E}_f^z) + \Delta \bar{v}_Y. \quad (1)$$

Здесь $\Delta E_n = E_n - E_n^0$; $\Delta \bar{E}_K = \int \Delta E_K(M) Y(M) dM$, где $\Delta E_K = E_K(E_n) - E_K(E_n^0)$, $Y(M)$ — выход осколков с массой M ; ΔE_f^z — изменение средней энергии деления в результате перераспределения зарядов между осколками; $\Delta \bar{v}_Y = \int v_0(M) \Delta Y(M) dM$, где $\Delta Y = Y(E_n) - Y(E_n^0)$.

Из работ [6—9] не могут быть получены сведения об изменении зарядов осколков. Однако существуют косвенные указания на то, что перераспределение зарядов в рассмотренном диапазоне энергий нейтронов не происходит. Изменение зарядов парных осколков должно сопровождаться изменением их кинетической энергии и энергии деления, причем величине $\Delta z = \pm 1$ соответствуют $\Delta E_K^z \approx 1,2 \text{ Мэв}$ и $\Delta E_f^z \approx 4 \text{ Мэв}$ для ядер Th^{232} , U^{235} , U^{238} (из таблиц работы [10]).

При $E_n < 2 \text{ Мэв}$ наблюдаются большие изменения кинетической энергии осколков Th^{232} (на $\sim 1,5 \text{ Мэв}$) и небольшие вариации \bar{E}_K для U^{235} ($\sim 200 \text{ кэв}$) (рис. 1). Это можно объяснить перераспределением заряда между осколками. В таком случае следует ожидать и соответ-

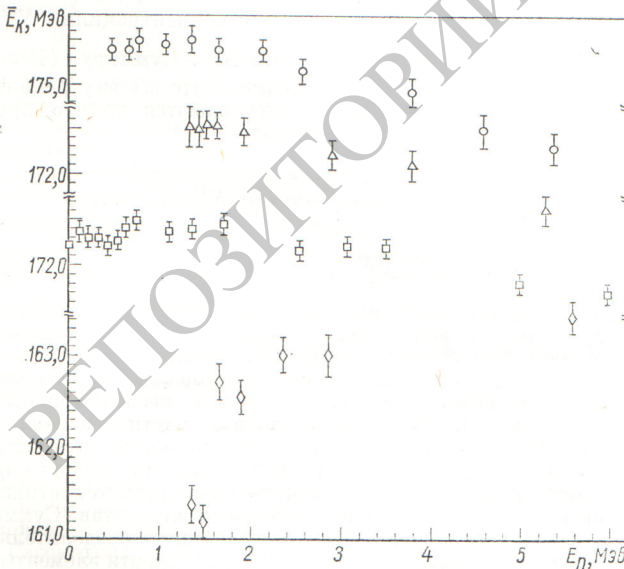


Рис. 1. Зависимость средней кинетической энергии осколков деления от энергии нейтронов:

○ — Np^{237} ; △ — U^{238} ; □ — U^{235} ; ◇ — Th^{232} .

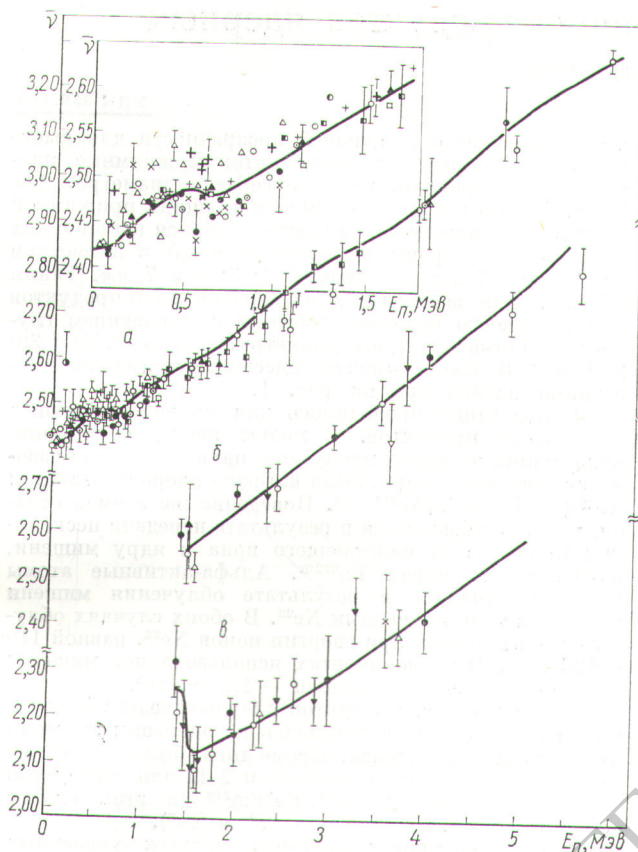


Рис. 2. Зависимость среднего числа нейтронов $\bar{\nu}$ от энергии нейтронов для U^{235} (а), U^{238} (б) и Th^{232} (в).

На вставке $\bar{\nu}$ для U^{235} в интервале энергий 0—1,5 Мэв. Условными знаками показаны экспериментальные данные по $\bar{\nu}$, взятые из обзора [1]. Обозначения приняты такими же, как в работе [1].

ствующего изменения энергии деления. На рис. 2 показана совокупность экспериментальных результатов по энергетической зависимости $\bar{\nu}$. Линия построена на основе расчетов по формуле (1) в предположении, что $\Delta E_k^z = 0$.

В таблице приведены значения $\bar{\nu}$ и α , полученные методом наименьших квадратов. В области энергий $\Delta E_n < 1,5$ Мэв от выбора величины α ход кривой $\bar{\nu}(E_n)$ зависит очень слабо.

Рассчитанные кривые хорошо описывают совокупность экспериментальных данных, что служит подтверждением справедливости гипотезы о равенстве нулю величины ΔE_k^z , т. е. об отсутствии перераспределений заряда между осколками. В области энергий $\Delta E_n > 1,5$ Мэв

Значения $\bar{\nu}$ и α для некоторых изотопов

Изотоп	E_n^0 , Мэв	$\bar{\nu}(E_n^0)$	α , Мэв ⁻¹
U^{235}	Тепловые	2,418	0,125
U^{238}	1,5	2,540	0,140
Th^{232}	1,65	2,418	0,175

величина α оказывает более существенное влияние на ход кривой $\bar{\nu}(E_n)$. В связи с этим предположение о постоянстве зарядов осколков при $\Delta E_n > 1,5$ Мэв становится менее обоснованным.

Кривые, обозначенные линией на рис. 2, можно рассматривать как рекомендованные энергетические зависимости $\bar{\nu}$ для U^{235} , U^{238} и Th^{232} , полученные в результате анализа энергетического баланса при делении этих ядер. Следует иметь в виду, что достоверность кривых тем больше, чем меньше величина ΔE_n , поскольку при этом уменьшается роль величины α . Кроме того, имеются другие особенности процесса деления, которые не учтены в данном анализе и вероятность проявления которых тем выше, чем больше ΔE_n . Рассмотренный метод достаточно чувствителен к проявлению локальных изменений величины $\bar{\nu}$ (~0,5%).

Поступило в Редакцию 9/II 1970 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. F. Fillmore. J. Nucl. Energy, **22**, 79 (1968).
2. В. Н. Андреев. Тезисы докладов на конференции по физике деления ядер. М., Изд-во АН СССР, 1961.
3. Yu. Blumkina et al. Nucl. Phys., **52**, 648 (1964).
4. В. И. Большов и др. «Ядерная физика», **6**, 1162 (1967).
5. В. Ф. Кузнецов, Г. Н. Смиренкин. Доклад С.Н. 23/97 на конференции по ядерным данным (Париж, 1966 г.).
6. Р. Дуаченко, В. Кузминов, А. Лайтай. Phys. Letters, **31B**, 122 (1970).
7. А. И. Сергачев и др. «Ядерная физика», **7**, 778 (1968).
8. П. П. Дьяченко, Б. Д. Кузьминов, М. З. Тараско. Там же, **8**, 286 (1968).
9. В. Г. Воробьева и др. Там же, **9**, 296 (1969).
10. A. Seeger. Nucl. Phys., **25**, 1 (1961).