

## ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ ЭЛЕКТРОНОВ И АНТИНЕЙТРИНО ОТ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ $^{235}\text{U}$ И $^{239}\text{Pu}$ ТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ

А. А. БОРОВОЙ, Ю. Л. ДОБРЫНИН, В. И. КОПЕЙКИН

ИНСТИТУТ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ им. И. В. КУРЧАТОВА

(Поступила в редакцию 23 февраля 1976 г.)

Выбор между различными вариантами теории слабых взаимодействий требует повышения точности нейтринных экспериментов. Для опытов на реакторах это требование необходимым образом связано с хорошим знанием энергетического спектра  $\bar{\nu}_e$  от осколков деления  $^{235}\text{U}$ . Кроме того, в большинстве используемых для этой цели аппаратов происходит накопление значительного количества  $^{239}\text{Pu}$ , и поэтому спектр  $\bar{\nu}_e$  с течением времени может искажаться. Приведены расчеты стационарных энергетических спектров антинейтрино и электронов, испускаемых осколками деления  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  тепловыми нейтронами. Показано, что спектры лептонов от продуктов деления  $^{239}\text{Pu}$  значительно мягче аналогичных спектров  $^{235}\text{U}$ . Расчеты сечений процессов, усредненных по  $\bar{\nu}_e$ -спектрам для  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ , указывают на необходимость учета этого различия при проведении количественных нейтринных экспериментов.

### Введение

Ядерные реакторы являются наиболее мощными источниками электронных антинейтрино ( $\bar{\nu}_e$ ). Использование их для этой цели, начатое работами Рейнеса и Коуэна [1], продолжается сейчас и планируется в будущем [2].

В последнее время появились различные варианты теории слабого взаимодействия, однозначный выбор между которыми требует постановки достаточно прецизионных нейтринных экспериментов. Их интерпретация невозможна без детального знания энергетического спектра  $\bar{\nu}_e$ , испускаемых осколками деления. Он был получен в ряде расчетных и экспериментальных работ, но результаты их значительно отличаются друг от друга. Кроме того, в них не учитывалось возможное искажение спектров, связанное с накоплением в аппарате  $^{239}\text{Pu}$ .

Так, в работе [3] спектр антинейтрино восстанавливался по измеренному спектру электронов, возникающих при делении  $^{235}\text{U}$ . Последний представляет собой наложение спектров от отдельных осколков, поэтому восстановление не могло быть проведено однозначно. Это иллюстрируют два графика, показанные квадратиками и кружками на рис. 1, полученные соответственно при различных предположениях о заряде ядер осколков, испытывающих  $\beta$ -распад: ( $Z=32$  и  $60$ ).

Спектр реакторных  $\bar{\nu}_e$  в работе Незрика и Рейнеса [4] был получен по измеренному спектру позитронов в процессе  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$  (кривая 3 на рис. 1). В этом случае точность восстановления спектра связана с точностью измерения энергии позитронов и знанием эффективности их регистрации.

Наконец, в работе Авиньона [5] энергетическое распределение антинейтрино получено расчетным путем — суммированием спектров  $\bar{\nu}_e$ , испускаемых отдельными осколками деления  $^{235}\text{U}$  (кривая 4). Сумма включала в себя 548 схем  $\beta$ -распадов, при этом известных среди них было

менее половины (260). В остальных случаях пришлось прибегнуть к экстраполяции.

Нам представлялось полезным рассчитать спектр электронов и антинейтрино, испускаемых осколками деления  $^{235}\text{U}$ , с использованием последних данных. Критерием правильности выполненных расчетов служило сравнение с измеренным с хорошей точностью спектром электронов деления [6]. В процессе работы реактора, как говорилось выше, может происходить накопление  $^{239}\text{Pu}$ . Поэтому были рассчитаны электронные и антинейтринные спектры, возникающие при делении этого изотопа.

### Методика расчета

Предполагается, что осколки деления  $^{235}\text{U}$  или  $^{239}\text{Pu}$  находятся в состоянии векового равновесия. Тогда число антинейтрино, испускаемых в интервале энергий от  $E_\nu$  до  $E_\nu + dE_\nu$ , в расчете на одно деление будет равно

$$dN(E_\nu) = \sum Y_j(Z, A) b_{jk} P_{kj}(E_\nu) dE_\nu,$$

где  $Y(Z, A)$  — кумулятивный выход <sup>1)</sup> изотопа  $(Z, A)$ ,  $b_{jk}$  — вероятность распада  $j$ -го изотопа по  $k$ -й ветви,  $P_{kj}(E_\nu)$  — спектральный множитель, вычисленный с учетом кулоновской поправки (переходы считаются разрешенными) для  $k$ -й ветви распада  $j$ -го изотопа и нормированный условием

$$\int_0^{E_{\nu p}} P(E_\nu) dE_\nu = 1.$$

Для электронных спектров величина  $P_{kj}(E_\nu)$  заменяется соответствующей величиной для электронов.

Кумулятивный выход каждого изотопа вычислялся следующим образом:

$$Y(Z, A) = \mathcal{Y}(A) \sum P(Z),$$

где  $\mathcal{Y}(A)$  — полный выход <sup>2)</sup> осколков с массовым числом  $A$  (суммарный выход всех осколков нормирован на число 2);  $\sum P(Z)$  — сумма независимых выходов <sup>2)</sup> изотопов, предшествующих рассматриваемому в цепочке радиоактивных превращений осколка, вместе с независимым выходом самого изотопа  $Z$ . При этом  $P(Z)$  для каждого данного  $A$  распределены по гауссовой кривой и нормированы условием

$$\sum P(Z) = 1.$$

Сумма берется по всем изотопам с данным  $A$ .

<sup>1)</sup> См. сноску <sup>2)</sup>.

<sup>2)</sup> Независимый выход — вероятность образования данного изотопа непосредственно в процессе деления. Кумулятивный выход — вероятность образования данного изотопа как непосредственно при делении, так и за счет распадов материнского изотопа. Полный выход — вероятность образования конечного продукта цепочки радиоактивного распада для данного массового числа  $A$ .

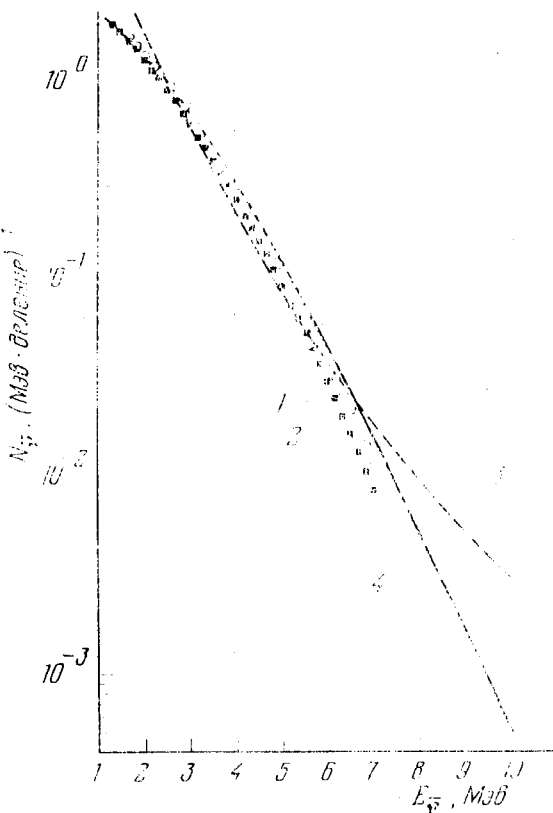


Рис. 1. Энергетические спектры антинейтрино от осколков деления  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами. Кривые: 1 и 2 (даны квадратиками и кружками) — данные работы [3], 3 — [4], 4 — [5]

Данные по  $\mathcal{Y}(A)$  и  $P(Z)$  взяты из работы [7]. Из сказанного выше очевидно, что нормировка спектра получается автоматически.

В случае существования у ядра изомерного состояния расчет кумулятивного выхода несколько усложняется, так как для этого необходимо учитывать вероятность образования изотопа и изомера из материнского ядра, а также вероятность перехода с изомерного состояния на основное. Независимые выходы продуктов деления, рассчитанные по работе [7], вычисляются для изотопов вместе с их изомерами (если они существуют). Для разбиения независимых выходов между основным и изомерным состояниями мы пользовались экспериментальными данными, а при их отсутствии — рекомендациями работы [8].

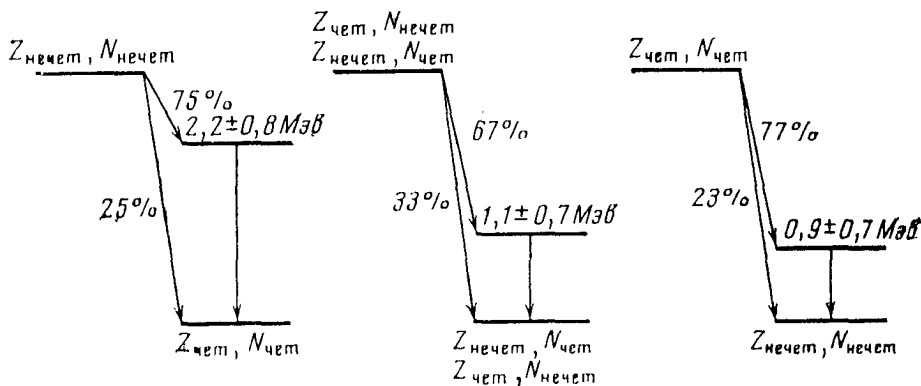


Рис. 2. Схемы распада изотопов с характеристиками, усредненными по известным схемам распада

При вычислении кумулятивных выходов были сделаны поправки на эмиссию запаздывающих нейтронов. Полученные величины выходов находятся в хорошем соответствии с экспериментальными значениями из работ [9, 10] и текущей литературы. Данные по схемам распада взяты в основном из работ [11, 12], а также из текущей литературы вплоть до июня 1975 г.

Нами были просмотрены данные для  $\sim 600$  изотопов — продуктов деления  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ . Из них для расчета выбрано 215  $\beta^-$ -излучателей с граничными энергиями, превышающими  $1,4 \text{ МэВ}$ . При этом взяты изотопы, для которых кумулятивный выход превышал  $0,1\%$  при малых энергиях  $\beta$ -переходов и  $0,05\%$  для больших. Среди 215 изотопов —  $62\%$  с известными схемами распада; их суммарный выход составил около  $80\%$  полного выхода отобранных изотопов как для  $^{235}\text{U}$ , так и для  $^{239}\text{Pu}$ . В тех случаях, когда экспериментальные данные о схеме распада были неизвестны, использовалась одна из трех схем (см. рис. 2), полученных путем усреднения вероятностей переходов и энергий возбужденных уровней для отобранных ядер с известными схемами распада. У возбужденных уровней приведены среднеквадратичные отклонения, полученные при обработке известных схем. Полные энергии  $\beta$ -распадов брались из работ [7, 12].

Ошибки в расчете обусловлены неточностью в определении выходов, неопределенностью данных по энергии распада изотопов и главным образом отсутствием экспериментальных данных по схемам распада части изотопов. Отбор  $\beta$ -излучателей по величине выхода (см. выше) вносил в расчет, по нашим оценкам, незначительную погрешность, не превышающую  $1-2\%$  для любой части спектра.

Можно предположить, что в спектр вносят вклад обнаруженные до сих пор короткоживущие изотопы, среди которых в основном представлены изотопы с большой энергией распада, лежащие далеко от области стабильности. Однако произведенные нами оценки их выходов на основе

гауссова распределения показали, что вклад таких изотопов в высокоэнергетичную область спектра существенно не влияет на поведение спектральных кривых.

### Результаты и обсуждение

Полученные результаты приведены на рис. 3–5 и в таблице. На рис. 3 собраны данные, касающиеся спектров электронов и антинейтрино от осколков деления  $^{235}\text{U}$ . Как уже говорилось выше, расчетные данные по энергетическому распределению электронов (кривая 2) были сравнены с экспериментальными [6], представленными на рисунке кружка-

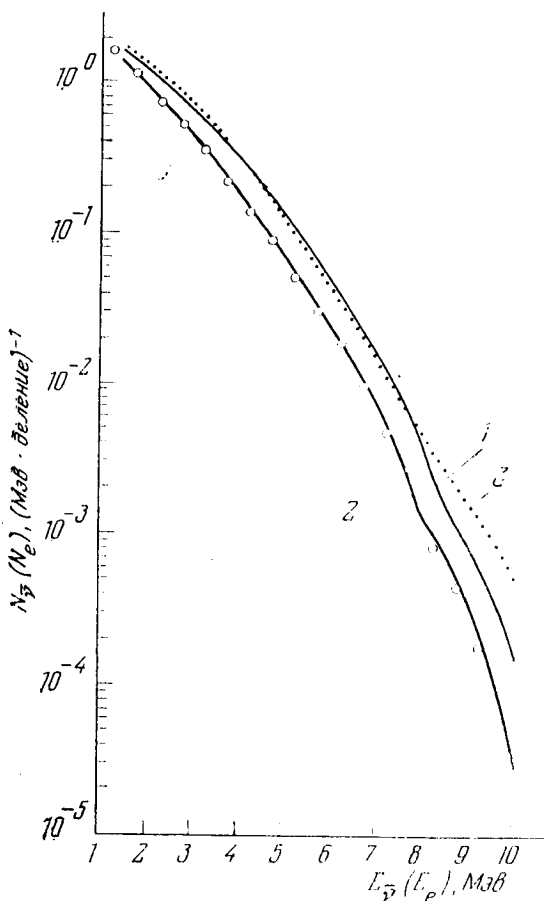


Рис. 3

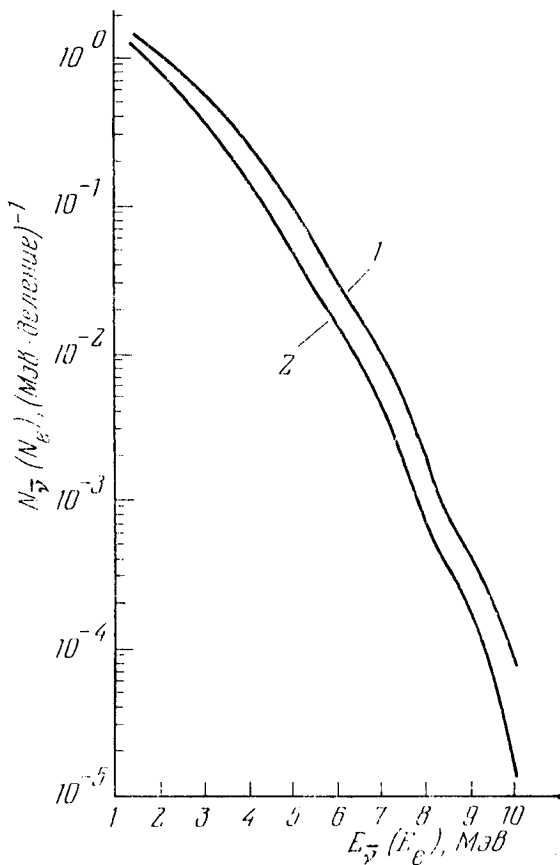


Рис. 4

Рис. 3. Энергетические спектры антинейтрино и электронов от осколков деления  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами. Кривые: 1 и 2 — спектры  $\bar{\nu}_e$  и  $e^-$  (настоящая работа), 3 — спектр  $\bar{\nu}_e$  [5]. Кружки — экспериментальный спектр  $e^-$  [6]

Рис. 4. Энергетические спектры антинейтрино (кривая 1) и электронов (кривая 2) от осколков деления  $^{239}\text{Pu}$  тепловыми нейтронами

ми. Видно их хорошее согласие. Результаты работы Авиньона [5] по спектру антинейтрино вплоть до энергии 8 Мэв близки к нашим расчетам. Однако после 8 Мэв наблюдается значительное расхождение. Это частично связано с тем, что при больших энергиях основной вклад в спектр вносят ядра с неизвестными модами распада, а использованные Авиньоном для расчета схемы отличаются от наших. Кроме того, при расчете кумулятивных выходов продуктов деления мы пользовались более поздними, уточненными и дополненными данными по независимым и полным выходам осколков деления, схемам распада и полным энергиям распада радиоактивных ядер и т. д., опубликованными в работах [7, 8, 11, 12]. (Проведенный проверочный расчет электронного спектра с использованием схем распада, предложенных Авиньоном, показал, что в области 7–10 Мэв он лежит выше экспериментальных точек.)

**Расчетные спектры электронов и антинейтрино от продуктов деления  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ , находящихся в состоянии векового равновесия**

$E, \text{Мэв}$	$^{235}\text{U}$		$^{239}\text{Pu}$	
	$N(E_e)$	$N(E_{\bar{\nu}})$	$N(E_e)$	$N(E_{\bar{\nu}})$
1,5	1,32(0)	1,60(0)	1,15(0)	1,41(0)
2,0	9,10(-1)	1,26(0)	7,84(-1)	1,09(0)
2,5	6,44(-1)	8,82(-1)	5,47(-1)	7,63(-1)
3,0	4,45(-1)	6,61(-1)	3,62(-1)	5,66(-1)
3,5	2,95(-1)	4,65(-1)	2,29(-1)	3,80(-1)
4,0	1,87(-1)	3,22(-1)	1,36(-1)	2,52(-1)
4,5	1,16(-1)	2,04(-1)	7,95(-2)	1,48(-1)
5,0	7,09(-2)	1,30(-1)	4,64(-2)	8,97(-2)
5,5	4,32(-2)	7,93(-2)	2,66(-2)	5,26(-2)
6,0	2,62(-2)	4,89(-2)	1,50(-2)	3,01(-2)
6,5	1,51(-2)	3,03(-2)	8,39(-3)	1,75(-2)
7,0	8,04(-3)	1,74(-2)	4,23(-3)	9,87(-3)
7,5	3,77(-3)	9,51(-3)	1,83(-3)	5,04(-3)
8,0	1,49(-3)	4,35(-3)	6,92(-4)	2,07(-3)
8,5	7,34(-4)	1,65(-3)	3,44(-4)	7,66(-4)
9,0	3,48(-4)	8,23(-4)	1,70(-4)	3,98(-4)
9,5	1,39(-4)	4,35(-4)	6,65(-5)	2,16(-4)
10,0	3,49(-5)	1,61(-4)	1,36(-5)	8,17(-5)

Примечание. Величины  $N$  даны в  $1/\text{Мэв} \cdot \text{деление}$ . Степень 10 указывается в скобках.

Однако это несовпадение спектров в жесткой области не приводит к значительным отличиям эффектов, вызываемых антинейтрино от продуктов деления  $^{235}\text{U}$ . Так, для процесса



при нижнем пороге регистрации позитронов  $3 \text{ Мэв}$  разница в эффекте составит  $5\%$ , а при  $5 \text{ Мэв}$  —  $10\%$ .

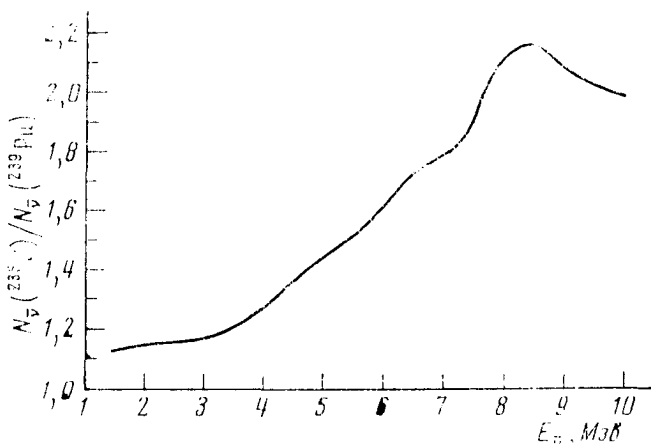


Рис. 5. Отношение числа антинейтрино, излучаемых осколками при делении  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  тепловыми нейтронами, в зависимости от энергии  $\bar{\nu}_e$ .

На рис. 4 приведены результаты расчетов для  $^{239}\text{Pu}$ . Кривые спектров антинейтрино и электронов для этого изотопа лежат заметно ниже, чем соответствующие кривые для  $^{235}\text{U}$ .

Для сравнения энергетических распределений  $\bar{\nu}_e$  на рис. 5 приведена зависимость отношения числа  $\bar{\nu}_e$ , излучаемых продуктами деления  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ , от энергии антинейтрино. Эта же кривая была сосчитана с использованием схем распада, приведенных в работе Авиньона, и полностью совпала с кривой на рис. 5, что показывает малое влияние выбранных схем на отношение спектров.

Расчеты сечений процессов, усредненных по  $\bar{\nu}_e$ -спектрам для  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ , указывают на необходимость учета различия этих спектров при проведении точных нейтринных экспериментов. Так, при пороге регистрации позитронов реакции (1), равном 3 Мэв, отношение эффектов, рассчитанных на одно деление, для  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{235}\text{U}$  составит 0,6, а при пороге 5 Мэв — 0,5.

Авторы приносят глубокую благодарность Л. А. Микаэлян, С. А. Фаянсу, Ф. Е. Чукрееву и Ю. И. Григорьяну за полезные обсуждения.

#### Литература

- [1] C. L. Cowan, F. Reines. Phys. Rev., 90, 492, 1953.
- [2] H. S. Gurr, F. Reines, H. W. Sobel. Phys. Rev. Lett., 33, 179, 1974.
- [3] R. E. Carter, F. Reines, J. J. Wagner, M. E. Wyman. Phys. Rev., 113, 280, 1959.
- [4] F. Nezzrick, F. Reines. Phys. Rev., 142, 852, 1966.
- [5] F. T. Avignone. Phys. Rev., D2, 2609, 1970.
- [6] J. W. Kutcher, M. E. Wyman. Nucl. Sci. Eng., 26, 435, 1966.
- [7] Proc. of Panel on Fission Prod. Nucl. Data. Bologna, 26–30 Nov., 1973, IAEA-169, 3, Vienna, 1974.
- [8] Н. Г. Гусев и др. Радиационные характеристики продуктов деления, Справочник, М., 1974.
- [9] Ю. А. Зысин, А. А. Лбов, Л. И. Сельченков. Выходы продуктов деления и их распределение по массам, Атомиздат, 1963.
- [10] А. А. Грешилов, В. М. Колобашкин, С. И. Дементьев. Продукты мгновенного деления  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  в интервале 0–1 час, Атомиздат, 1969.
- [11] J. Blachot, R. de Turreil. CEA-N 1526, 1972.
- [12] Nuclear Data Sheets, Academic Press, New York, London.

---

#### ENERGY SPECTRA OF ELECTRONS AND ANTINEUTRINOS FROM FISSION FRAGMENTS OF $^{235}\text{U}$ AND $^{239}\text{Pu}$

A. A. BOROVOY, Yu. L. DOBRYNIN, V. I. KOPEYKIN

A choice of an appropriate variant of the theory of weak interactions needs a better accuracy of the neutrino experiments. For reactor experiments this requirement is necessarily connected with a good knowledge of the energy spectrum of  $\bar{\nu}_e$  from  $^{235}\text{U}$  fission fragments. Besides, the experimental technique applied in such experiments mostly accumulate a considerable amount of  $^{239}\text{Pu}$ , therefore the  $\bar{\nu}_e$  spectrum may be distorted. Stationary energy spectra of antineutrinos and electrons emitted by fragments from thermal neutron fission of  $^{235}\text{U}$  and  $^{239}\text{Pu}$  are calculated. It is shown that the lepton spectra from  $^{239}\text{Pu}$  fission products are considerably softer than similar spectra of  $^{235}\text{U}$ . Calculation of the cross sections averaged over the  $\bar{\nu}_e$  spectra for  $^{235}\text{U}$  and  $^{239}\text{Pu}$  demonstrate that the above difference may not be neglected in quantitative neutrino experiments.

---