

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ ЭЛЕКТРОНОВ И АНТИНЕЙТРИНО ОТ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ ^{235}U И ^{239}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}U . Кроме того, в большинстве используемых для этой цели аппаратов происходит накопление значительного количества ^{239}Pu , и поэтому спектр $\bar{\nu}_e$ с течением времени может искажаться. Приведены расчеты стационарных энергетических спектров антинейтрино и электронов, испускаемых осколками деления ^{235}U и ^{239}Pu тепловыми нейтронами. Показано, что спектры лептонов от продуктов деления ^{239}Pu значительно мягче аналогичных спектров ^{235}U . Расчеты сечений процессов, усредненных по $\bar{\nu}_e$ -спектрам для ^{235}U и ^{239}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}Pu .

Так, в работе [3] спектр антинейтрино восстанавливался по измеренному спектру электронов, возникающих при делении ^{235}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 β -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}U (кривая 4). Сумма включала в себя 548 схем β -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}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}Pu . Поэтому были рассчитаны электронные и антинейтринные спектры, возникающие при делении этого изотопа.

Методика расчета

Предполагается, что осколки деления ^{235}U или ^{239}Pu находятся в состоянии векового равновесия. Тогда число антинейтрино, испускаемых в интервале энергий от E_ν 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 ¹⁾ 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 ²⁾ осколков с массовым числом A (суммарный выход всех осколков нормирован на число 2); $\sum P(Z)$ — сумма независимых выходов ²⁾ 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 .

¹⁾ См. сноску ²⁾.

²⁾ 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 .

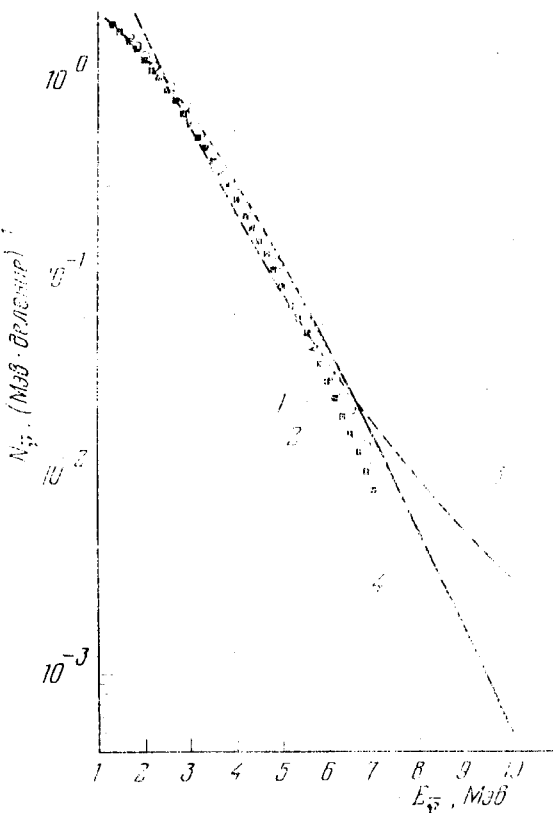


Рис. 1. Энергетические спектры антинейтрино от осколков деления ^{235}U тепловыми нейтронами. Кривые: 1 и 2 (даны квадратиками и кружками) — данные работы [3], 3 — [4], 4 — [5]

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].

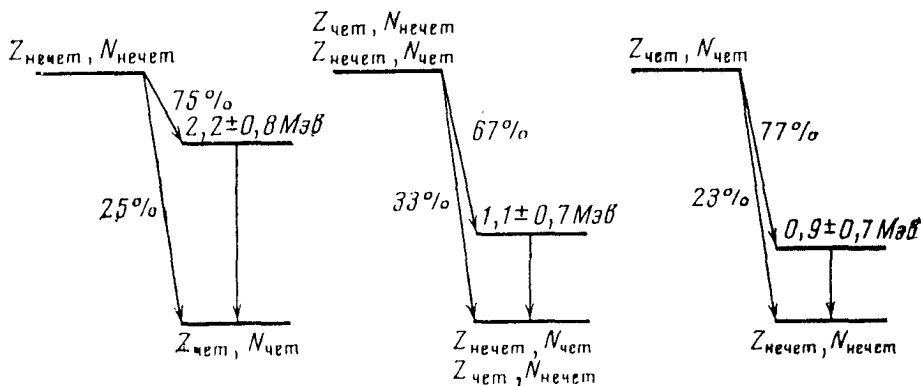


Рис. 2. Схемы распада изотопов с характеристиками, усредненными по известным схемам распада

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 ~ 600 изотопов — продуктов деления ^{235}U и ^{239}Pu . Из них для расчета выбрано 215 β^- -излучателей с граничными энергиями, превышающими $1,4 \text{ МэВ}$. При этом взяты изотопы, для которых кумулятивный выход превышал $0,1\%$ при малых энергиях β -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}U , так и для ^{239}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 β -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 β -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}U . Как уже говорилось выше, расчетные данные по энергетическому распределению электронов (кривая 2) были сравнены с экспериментальными [6], представленными на рисунке кружка-

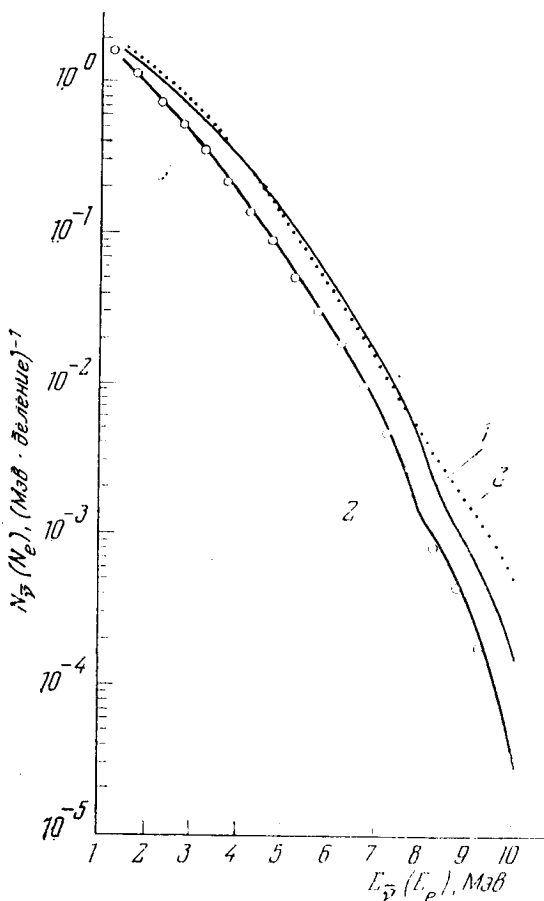


Рис. 3

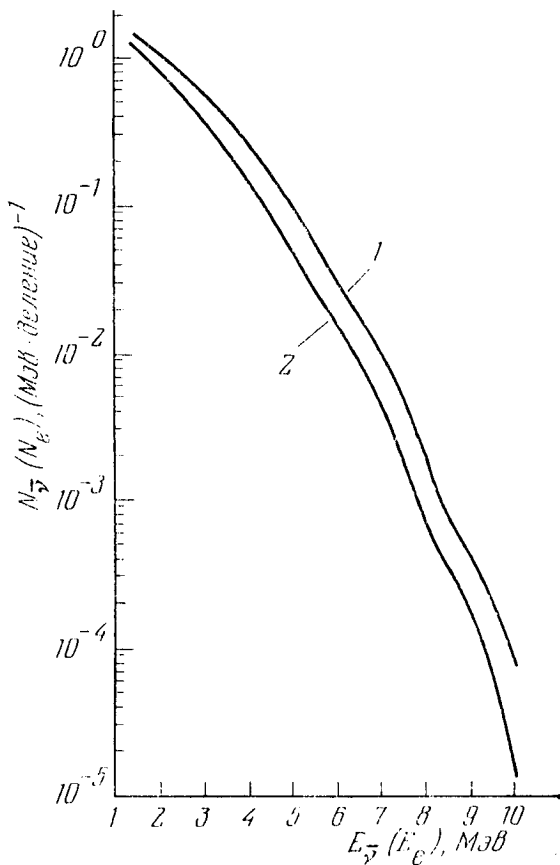


Рис. 4

Рис. 3. Энергетические спектры антинейтрино и электронов от осколков деления ^{235}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}Pu тепловыми нейтронами

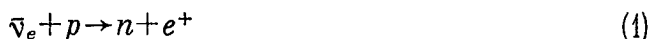
ми. Видно их хорошее согласие. Результаты работы Авиньона [5] по спектру антинейтрино вплоть до энергии 8 Мэв близки к нашим расчетам. Однако после 8 Мэв наблюдается значительное расхождение. Это частично связано с тем, что при больших энергиях основной вклад в спектр вносят ядра с неизвестными модами 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}U и ^{239}Pu , находящихся в состоянии векового равновесия

$E, \text{Мэв}$	^{235}U		^{239}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}U . Так, для процесса



при нижнем пороге регистрации позитронов 3 Мэв разница в эффекте составит 5% , а при 5 Мэв — 10% .

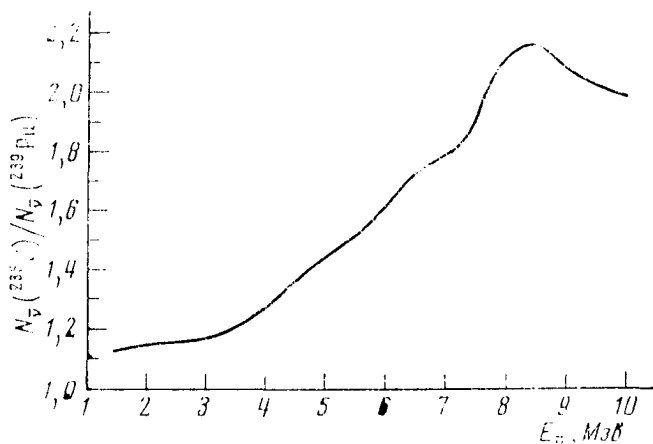


Рис. 5. Отношение числа антинейтрино, излучаемых осколками при делении ^{235}U и ^{239}Pu тепловыми нейтронами, в зависимости от энергии $\bar{\nu}_e$.

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

Для сравнения энергетических распределений $\bar{\nu}_e$ на рис. 5 приведена зависимость отношения числа $\bar{\nu}_e$, излучаемых продуктами деления ^{235}U и ^{239}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}U и ^{239}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}Pu и ^{235}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}U , ^{238}U , ^{239}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}U AND ^{239}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}U fission fragments. Besides, the experimental technique applied in such experiments mostly accumulate a considerable amount of ^{239}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}U and ^{239}Pu are calculated. It is shown that the lepton spectra from ^{239}Pu fission products are considerably softer than similar spectra of ^{235}U . Calculation of the cross sections averaged over the $\bar{\nu}_e$ spectra for ^{235}U and ^{239}Pu demonstrate that the above difference may not be neglected in quantitative neutrino experiments.
