

СЗУ1.3Г

Д-149

3/ix-7

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

3193/2-73



P15 - 7119

М. Даковский, Ю. А. Лазарев, Ю. Ц. Оганесян

МНОЖЕСТВЕННОСТЬ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ
ПРИ СПОНТАННОМ ДЕЛЕНИИ ЯДЕР

1973

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

P15 - 7119

М. Даковский, Ю.А.Лазарев, Ю.Ц.Оганесян

**МНОЖЕСТВЕННОСТЬ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ
ПРИ СПОНТАННОМ ДЕЛЕНИИ ЯДЕР**

Направлено в ЯФ

Мгновенные нейтроны деления несут наиболее непосредственную информацию об энергии возбуждения, возникающей вследствие деформации осколков в момент разрыва делящегося ядра. Среднее число нейтронов $\bar{\nu}$ определяет величину суммарной энергии возбуждения, в то время как распределение множественности нейтронов P_ν связано с распределением энергии возбуждения около ее среднего значения.

Средние числа нейтронов определены для спонтанного деления двадцати изотопов от ^{238}U до ^{257}Fm . Систематика чисел $\bar{\nu}$, построенная по данным обзора^{/1/} с учетом последних результатов^{/2-6/}, представлена на рис. 1. Основной и наиболее интересной ее особенностью является существенное усиление зависимости $\bar{\nu}$ от массы делящегося ядра A при $A \geq 244$. В этой области масс наблюдаются значительные изменения в характере зависимости от A и для других величин: средней суммарной кинетической энергии осколков, наиболее вероятной массы тяжелого осколка. Поведение и корреляции указанных величин при изменении нуклонного состава делящихся ядер объясняются влиянием оболочечной структуры индивидуальных осколков на динамику разделения. В частности, поведение величины $\bar{\nu}$ с ростом массы делящегося ядра может быть обусловлено изменением упругих свойств /жесткостей по отношению к квадрупольным колебаниям/ наиболее вероятных осколков деления^{/7/}, которые очень сильно зависят от степени заполнения протонных, и, особенно, нейтронных оболочек. Основываясь на такой интерпретации, можно предполагать^{/7, 8/}, что резкий рост $\bar{\nu}$, имевший место при переходе через область $A = 244-254$, при последующем увеличении A прекратится. Экспериментальные значения величины $\bar{\nu}$ для изото-

пов калифорния и фермия с $A \geq 254$ /рис. 1/ в пределах ошибок остаются постоянными, что согласуется со сделанным предположением. В дальнейшем существенными представляются измерения $\bar{\nu}$ для ядер с $Z \geq 100$. Подобные эксперименты могут служить непосредственной проверкой теоретических представлений о спонтанном делении наиболее тяжелых ядер ⁹ и способствовать развитию теорий, предсказывающих свойства сверхтяжелых элементов ^{9,10}.

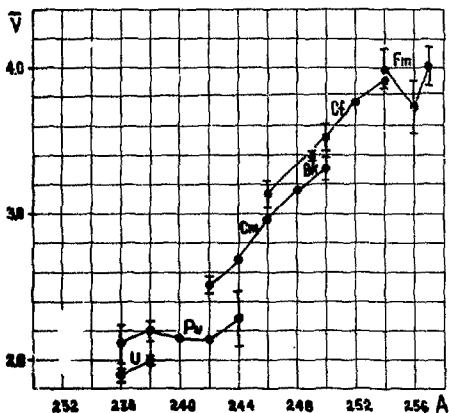


Рис. 1. Систематика чисел $\bar{\nu}$ для спонтанного деления ядер.

Если систематика чисел $\bar{\nu}$ по мере накопления результатов обсуждалась неоднократно, то анализу распределений числа нейтронов P_{ν} посвящена лишь одна работа, выполненная Терреллом в 1957 г. ¹¹¹. Основным ее результатом явилось установление конкретного, согласованного с имевшейся экспериментальной информацией

соотношения для связи распределения числа нейтронов с распределением суммарной энергии возбуждения осколков. Для всех рассмотренных случаев, кроме ^{252}Cf , масса делящегося ядра не превышала 244. При этом, согласно [11,12], именно ^{252}Cf представлял исключительный по отношению к остальной совокупности данных случай, что выражалось в "аномально" большой ширине распределения числа нейтронов. Этот факт, возможно, имеет причинную связь с существенными изменениями других характеристик спонтанного деления в области $A \geq 244$.

В последние годы были значительно уточнены распределения числа нейтронов для ^{240}Pu , ^{242}Pu , ^{252}Cf [13,14] и получен ряд новых результатов для спонтанного деления ядер с $A > 244$ [2,3,15,16]. Цель настоящей работы состояла в исследовании распределений множественности для изотопов ^{244}Sm и ^{246}Sm , лежащих на границе области "аномалий", с одной стороны, и в анализе всей совокупности экспериментальных данных по множественности нейтронов при спонтанном делении, с другой. Одновременно определялась величина $\bar{\nu}$ для ^{246}Sm , для которой имелись весьма неточные данные однократного измерения [17], а результаты [5,6] в период проведения эксперимента отсутствовали.

1. Методика измерений. Учет систематических погрешностей

Измерения проводились с помощью анализатора нейтронов, работающего на линии с малой ЭВМ ТРА-1001/18, методом параллельной регистрации нейтронов ^{246}Sm и ^{244}Sm в совпадении с соответствующим осколком деления. Детектор нейтронов содержал 36 пропорциональных ^3He -счетчиков, помещенных в замедлитель и распределенных по выходному сигналу на 6 групп. Каждая группа счетчиков имела независимый усилительно-формирующий тракт с разрешающим временем 2 мксек. Осколки регистрировались поверхностно-барьерными $\text{Si}(\text{Li})$ -детекторами, помещенными вместе с источниками делений в две независимые камеры в центре

детектора нейтронов. Для каждого акта деления определялись: номер $Si(A_u)$ - детектора, амплитуда осколка, число нейтронов, зарегистрированных каждой из 6 групп 3He - счетчиков. Информация по программно-управляемому каналу поступала в ЭВМ, где одновременно с накоплением в памяти осуществлялась ее предварительная обработка.

Непосредственными результатами измерений являлись распределения событий по признаку числа зарегистрированных нейтронов n . Такие распределения были получены для ^{246}Sm , ^{244}Sm и для фона. Укажем систематические погрешности, которые принимались во внимание при обработке этих результатов.

Учитывался изотопный состав источников: источник из ^{246}Sm / $\approx 0,8$ мкг/ содержал 98,6% ^{246}Sm и 1,4% ^{244}Sm ; в источнике из ^{244}Sm / $\approx 0,2$ мкг/ содержимое делящихся примесей не превышало 0,1%.

Поскольку изотопы юрия обладают большой удельной α -активностью, пороги регистрации осколков выбирались достаточно высокими, что приводило к дискриминации /20-30/% низкоэнергетических осколков деления. Это оказывает незначительное влияние на распределение числа нейтронов; как показал анализ зависимостей $\bar{\nu}$ от амплитуды осколка, имевшееся различие в порогах регистрации осколков деления ^{244}Sm и ^{246}Sm приводило к завышению $\bar{\nu}(^{246}Sm)$ не более, чем на 0,4%.

Фон учитывался на основании измеренного распределения множественности фоновых нейтронов. Средний уровень фона в данных опытах составлял 0,003 нейтрон/деление, включая эффект небольшой интерференции между источниками, т.е. взаимные наложения нейтронов деления ^{244}Sm и ^{246}Sm ; "собственный" фон детектора нейтронов примерно в три раза меньше.

Распределения множественности регистрируемых нейтронов были исправлены на просчеты из-за разрешающего времени, которые возникают с вероятностью 10% при регистрации двух и более нейтронов одной группой 3He - счетчиков. Одновременная регистрация двух нейтронов двумя различными группами счетчиков к просчетам не приводит из-за полной независимости усилительно-формирующих трактов.

Эффективность регистрации нейтронов деления определялась по известной величине $\bar{\nu} = 2,69 \pm 0,01$ для ^{244}Cm /1,5/. Различие в средней энергии спектра нейтронов для ^{244}Cm и ^{246}Cm составляет $\approx 3\%$ /12/. Поскольку регистрировались тепловые или сильно замедленные нейтроны, эффективности регистрации для ^{244}Cm и ^{246}Cm считались равными.

Более подробно описание параметров аппаратуры и методов учета систематических погрешностей содержится в работе /18/.

2. Результаты эксперимента

Полное число проанализированных актов деления составило $1,0 \times 10^5$ и $1,3 \times 10^5$ соответственно для ^{244}Cm и ^{246}Cm . Статистика была набрана при двух значениях эффективности регистрации нейтронов: 39,9% и 44,4%. Для ^{244}Cm в анализ включена также статистика, полученная нами при $\epsilon = 48,2\%$ в работе /3/. Здесь приводятся средневзвешенные данные.

После учета систематических погрешностей было получено отношение $\bar{\nu}_{246} / \bar{\nu}_{244} = 1,107 \pm 0,009$, откуда для ^{246}Cm следует $\bar{\nu} = 2,98 \pm 0,03$. Это значение ниже величины $\bar{\nu} = 3,17 \pm 0,22$, определенной Томпсоном /17/, в согласуется с результатами $2,950 \pm 0,015$ и $2,927 \pm 0,027$, полученными для ^{246}Cm соответственно в работах /5,6/.

Чтобы трансформировать экспериментальные распределения множественности F_n в реальные распределения числа нейтронов, испускаемых делящимся ядром, P_ν , необходимо учесть эффективность детектора ϵ . Как показано в работе /16/, для $\epsilon \approx 40\%$ эта задача является "некорректной": прямой переход от F_n к P_ν по обычным формулам Дайвена /19/ приводит к ложному решению, содержащему большие, часто отрицательные, осциллирующие компоненты P_ν . Поэтому нами использовался метод статистической регуляризации, позволяющий восстанавливать по экспериментальным данным реальное распределение множественности, начиная с $\epsilon \leq 25\%$, и определять среднеквадратичные ошибки компонент вос-

становленного распределения P_ν /16,20/. Поскольку эти ошибки значительны, интегральные характеристики распределений $\bar{\nu}$, дисперсия $\sigma_\nu^2 = \langle \nu^2 \rangle - \bar{\nu}^2$ и параметр формы $\Gamma_2 = \frac{\langle \nu^2 \rangle - \bar{\nu}}{\bar{\nu}^2}$ определялись, как и в работе /3/,

непосредственно по экспериментальным распределениям F_n , ошибки которых заметно меньше. Результаты, полученные в настоящей работе, приводятся в таблице 1.

Таблица I

Распределения числа нейтронов для ^{244}Cm
и ^{246}Cm

	^{244}Cm	^{246}Cm
P_0	0.029 ± 0.004	0.016 ± 0.005
P_1	0.098 ± 0.012	0.060 ± 0.014
P_2	0.314 ± 0.017	0.264 ± 0.020
P_3	0.330 ± 0.017	0.341 ± 0.020
P_4	0.175 ± 0.015	0.219 ± 0.020
P_5	0.052 ± 0.014	0.094 ± 0.020
P_6	0.002 ± 0.013	0.006 ± 0.018
P_7	0.000 ± 0.007	0.000 ± 0.012
$\bar{\nu}$	2.69 ± 0.01	2.98 ± 0.03
σ_ν^2	1.28 ± 0.02	1.31 ± 0.02
Γ_2	0.805 ± 0.003	0.812 ± 0.003

3. Зависимость дисперсии числа нейтронов от нуклонного состава и энергии возбуждения делящегося ядра

При разумных и достаточно простых предположениях о распределении суммарной энергии возбуждения осколков Терреллом было показано /11/, что вероятности P_ν эмиссии ν нейтронов при делении описываются приближенно, в кумулятивной форме, "гауссовским" распределением

$$\sum_{n=0}^{\nu} P_n = \int_{-\infty}^{(\nu - \bar{\nu} + 1/2 + b)/\sigma} \exp(-t^2/2) dt, \quad /1/$$

где $b < 10^{-2}$ - малая константа, вводимая для наилучшего согласования с опытом, и σ - среднеквадратичная ширина распределения суммарной энергии возбуждения, измеренная в единицах среднего изменения энергии возбуждения при вылете одного нейтрона E_0 ;

σ связана с дисперсией числа нейтронов σ_ν^2 соотношением $\sigma = \sqrt{\sigma_\nu^2 - 1/12}$ /12/. Оказалось, что все экспериментальные данные, проанализированные Терреллом, хорошо описывались распределением /1/ с одной и той же величиной параметра σ , равной 1,08. Исключение составлял ^{252}Cf , для которого требовалось $\sigma = 1,21$.

Результаты измерений, выполненных в последующие пятнадцать лет, показывают, что дисперсия числа нейтронов не является постоянной величиной, а зависит от нуклонного состава и энергии возбуждения делящегося ядра. В таблице 2 представлены опубликованные к настоящему времени экспериментальные данные о дисперсии числа нейтронов σ_ν^2 при спонтанном делении. Исходной для определения σ_ν^2 являлась величина Γ_2 , не зависящая от эффективности регистрации нейтронов

$$\Gamma_2 = \frac{\langle \nu^2 \rangle - \bar{\nu}}{\bar{\nu}^2} = \frac{\langle n^2 \rangle - \bar{n}}{\bar{n}^2} \quad /2/$$

и для данного $\bar{\nu}$ однозначно связанная с σ_ν^2 :

Таблица 2

Дисперсия числа нейтронов, выходящих при оптимальном делении ядер.

Z	A	Литература	\bar{v} [1-6]	Γ_a	σ_v
94	236	[21]	2.12 ± 0.13	0.809 ± 0.045	1.26 ± 0.20
"	238	[21]	2.21 ± 0.07	0.812 ± 0.010	1.29 ± 0.05
"	240	[13, 14, 19, 21, 22]	2.151 ± 0.006	0.822 ± 0.001	1.33 ± 0.01
"	242	[13, 21]	2.141 ± 0.009	0.822 ± 0.002	1.32 ± 0.01
96	242	[21]	2.51 ± 0.06	0.793 ± 0.004	1.21 ± 0.03
"	244	[19, 21]	2.69 ± 0.01	0.798 ± 0.007	1.23 ± 0.05
"	246	вост. работа вост. работа	2.950 ± 0.015	0.812 ± 0.003	1.31 ± 0.02
98	246	[3]	3.14 ± 0.09	0.850 ± 0.031	1.66 ± 0.31
"	252	[14, 19, 21]	3.756 ± 0.012	0.848 ± 0.001	1.61 ± 0.01
100	254	[16, 23]	3.98 ± 0.14	0.843 ± 0.012	1.49 ± 0.20
"	256	[2, 16]	3.73 ± 0.18	0.897 ± 0.047	2.30 ± 0.65
"	257	[15, 16]	4.01 ± 0.13	0.934 ± 0.017	2.92 ± 1.27 $- 1.68$

$$\sigma_{\nu}^2 = \bar{\nu} - \bar{\nu}^2 (1 - \Gamma_2).$$

/3/

Если для одного и того же ядра в литературе имеется несколько значений Γ_2 , то проводилось их усреднение с учетом ошибок отдельных результатов и дисперсия определялась по средневзвешенному Γ_2 . Значения $\bar{\nu}$ и Γ_2 , использованные нами для определения σ_{ν}^2 , и ссылки на оригинальную литературу также содержатся в таблице 2. Зависимость σ_{ν}^2 от Z и A делящегося ядра показана на рис. 2.

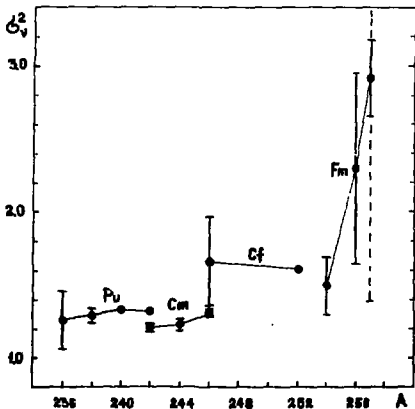


Рис. 2. Зависимость дисперсии числа мгновенных нейтронов от Z и A делящегося ядра.

Как следует из таблицы 2 и рис. 2, ^{252}Cf , обладающий большой дисперсией числа нейтронов, не является исключением: еще более широкие распределения числа нейтронов наблюдаются для изотопов фермия. Более того, точные измерения последних лет обнаруживают статистиче-

ски значимые вариации $\sigma_{\bar{\nu}}^2$ для изотопов из области $A \leq 244$, в которой прежде /11/ они не были заметны. Сопоставление рис. 1 и 2 показывает, что при изменении Z и A делящегося ядра среднее число нейтронов $\bar{\nu}$ и дисперсия $\sigma_{\bar{\nu}}^2$ изменяются по-разному. Там, где $\bar{\nu}$ сильно растет с ростом A /изотопы кюрия и калифорния/, $\sigma_{\bar{\nu}}^2$ изменяется очень слабо, и, наоборот, для изотопов фермия $\bar{\nu}$ практически постоянно, в то время как $\sigma_{\bar{\nu}}^2$, возможно, увеличивается в два раза при переходе от ^{254}Fm к ^{257}Fm . Вместе с тем, переход к более широким распределениям числа нейтронов наблюдается при $A > 244$ там, где имеет место значительное усиление зависимости $\bar{\nu}$ от A .

Конечно, следует учитывать, что ошибки определения $\sigma_{\bar{\nu}}^2$ в ряде случаев весьма велики. Тем более затрудняет анализ неаргументированное их изменение: так, например, приведенная авторами /15/ ошибка $\sigma_{\bar{\nu}}^2$ для ^{257}Fm /пунктир на рис. 2/ без указания причин увеличена втрое по сравнению со статистической. В некоторых случаях (^{244}Cm) разброс значений $\sigma_{\bar{\nu}}^2$, сообщаемых в различных работах, в несколько раз превышает указываемые авторами ошибки.

Если влияние Z и A удобнее наблюдать на примере спонтанного деления, то зависимость $\sigma_{\bar{\nu}}^2$ от энергии возбуждения естественно было бы определить по изменению формы распределения $P_{\bar{\nu}}$ при изменении энергии нейтронов, вызывающих деление. Сведения о распределениях множественности при вынужденном делении весьма ограничены. В работе /19/ измерены распределения $P_{\bar{\nu}}$ для деления ^{233}U , ^{235}U и ^{239}Pu нейтронами с энергией 80 кэВ; несколько неопубликованных значений $\sigma_{\bar{\nu}}^2$ при делении ^{235}U и ^{238}U быстрыми нейтронами сообщаются в работе /11/; данные /24/ не могут быть использованы по причине их внутренней несогласованности. Некоторые выводы можно сделать из работы /25/, в которой наряду с $\bar{\nu}$ измерялась энергетическая зависимость вероятностей $P_{\bar{\nu}}$ эмиссии ν нейтронов при делении ^{235}U , ^{238}U и ^{239}Pu нейтронами с энергией от 1,3 до 15 МэВ. К сожалению, эти результаты представлены графически, в форме зависимостей $P_{\bar{\nu}}$ от $\bar{\nu}$ и лишь

для $\nu = 0, 1, \dots, 6$, в то время как при энергиях нейтронов ≈ 15 Мэв $\bar{\nu} = 4,5-5$ и заметный вклад в σ_{ν}^2 могут вносить случаи с $\nu \geq 7$. Эти обстоятельства не позволяют воспользоваться результатами /25/ для строгого количественного анализа; однако качественные выводы могут быть сделаны. По данным /25/ нами оценивались величины σ_{ν}^2 для ряда значений энергии нейтронов. Они представлены вместе с отдельными точками из работы /19/ на рис. 3. Как следует из рис. 3, с ростом энергии возбуждения дисперсия числа нейтронов увеличивается.

Таким образом, используя для расч. в P_{ν} соотношение /1/, необходимо учитывать возможную зависимость σ_{ν}^2 , а следовательно, и параметра σ от нуклонного состава и энергии возбуждения делящегося ядра. Предложенная в работе /19/ полуэмпирическая формула $\Gamma_2 = 0,714 + 0,035 \bar{\nu}$ приводит к более сильной по сравнению с наблюдаемой на опыте /рис. 3/ зависимости σ_{ν}^2 от энергии возбуждения и не передает вариации σ_{ν}^2 при изменении Z и A делящегося ядра.

4. О возможной корреляции между дисперсией числа нейтронов и структурой массового распределения осколков

Наблюдаемое поведение σ_{ν}^2 трудно, по крайней мере полностью, объяснить изменением реализующейся в делении суммарной энергии возбуждения осколков или $\bar{\nu}$, что могло бы следовать из самых общих статистических представлений. При вариации нуклонного состава делящихся ядер σ_{ν}^2 не изменяется пропорционально $\bar{\nu}$; характер изменения этих двух величин, по-видимому, различен.

Вместе с тем, при рассмотрении экспериментальных данных, приведенных на рис. 2 и 3, обращает на себя внимание тот факт, что наибольшие значения σ_{ν}^2 наблюдаются для случаев более симметричного распределения масс. Действительно, хорошо известно /26/, что "впадина" массовой кривой быстро заполняется при увеличении

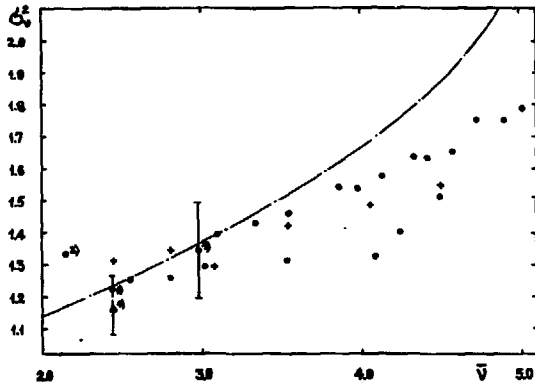


Рис. 3. Дисперсия числа мгновенных нейтронов, испускаемых при делении $^{235}\text{U}(0)$, $^{238}\text{U}(+)$ и $^{239}\text{Pu}(\bullet)$ нейтронами с энергией от 1,3 до 15 Мэв /25/; 1/ - данные /19/ для $^{233}\text{U}(\square)$, $^{235}\text{U}(\circ)$ и $^{239}\text{Pu}(\square)$ при энергии нейтронов 80 кэВ, 2/ - спонтанное деление ^{240}Pu . Пунктирная кривая - расчет по формуле /3/ при $\Gamma_2 = 0,714 + 0,035\bar{\nu}$ /19/.

энергии нейтронов, вызывающих деление, от тепловой до 14-15 Мэв; рис. 3 показывает, что при этом растет и дисперсия числа нейтронов. Недавние эксперименты по исследованию спонтанного деления $^{257}\text{Fm}/27/$ и $^{256}\text{Fm}/28/$ показали, что в первом случае массовое распределение осколков симметрично, а во втором отношении пика к впадине составляет всего 12; именно для этих ядер наблюдаются наибольшие значения σ_{ν}^2 . В таблице 3 проводится сопоставление величин σ_{ν}^2 с отношениями пика к впадине (R); последние заимствованы из работы /28/.

Как следует из таблицы 3, и для других ядер меньшей величины отношения пик/впадина соответствует большее значение σ_{ν}^2 . Конечно, отношение пик/впадина является грубой и неоднозначной характеристикой массового распределения; к тому же для большинства спонтанно делящихся ядер известна только нижняя граница этого отношения. Таблица 3 является лишь качественной иллю-

страцией. Было бы правильнее сравнивать σ_{ν}^2 с величиной выхода первичных /до испускания нейтронов/ осколков в некоторой области масс, близкой для рассматриваемых ядер к симметричному делению. Тогда большее значение σ_{ν}^2 для ^{252}Cf при большем по сравнению с ^{240}Pu отношении пик/впадина естественно объяснялось бы значительным уширением и сближением пиков легкого и тяжелого осколков на массовой кривой в случае $^{252}\text{Cf}/26/$.

Мы видим, что экспериментальные данные не противоречат предположению о корреляции дисперсии числа нейтронов, испускаемых при делении, с выходом симметричных масс. Проанализируем возможные следствия этой корреляции, считая, что она не является случайной.

Чувствительность дисперсии числа нейтронов к структуре массового распределения осколков означает ее зависимость от способа деления. Пусть $\sigma_{\nu}^2(A_1, A_2)$ - дисперсия суммарного числа нейтронов, испускаемых двумя дополнительными осколками A_1 и A_2 , причем $A = A_1 + A_2$ -

Таблица 3

Корреляция дисперсии числа нейтронов с выходом симметричных масс при спонтанном делении ядер.

Изотоп	$\bar{\nu}$	σ_{ν}^2	R
^{240}Pu	2.151	1.33 ± 0.01	> 250
^{242}Cm	2.51	1.21 ± 0.03	> 800
^{244}Cm	2.69	1.23 ± 0.05	> 5700
^{252}Cf	3.756	1.61 ± 0.01	≥ 650
^{256}Fm	3.73	2.30 ± 0.65	≈ 12
^{257}Fm	4.01	$2.92 \pm \frac{1.27}{1.68}$	~ 1

масса делящегося ядра. Тогда можно написать

$$\sigma_{\nu}^2 = \frac{\int \sigma_{\nu}^2(A_1, A_2) Y(A_1) dA_1}{\int Y(A_1) dA_1}, \quad /4/$$

где $Y(A_1)$ - первичное /до испускания нейтронов/ распределение масс. Поскольку σ_{ν}^2 растет с увеличением выхода симметричных осколков, абсолютный вклад которых в массовую кривую мал, величина дисперсии $\sigma_{\nu}^2(A_1, A_2)$ при $A_1/A_2 \approx 1$ должна быть заметно больше ее среднего значения. Весьма приближенные оценки показывают, что для объяснения /полностью этим эффектом/ вариаций интегральной дисперсии σ_{ν}^2 необходимо увеличение $\sigma_{\nu}^2(A_1, A_2)$ для области $A_1/A_2 \approx 1$ на несколько единиц; размер требуемого увеличения сильно зависит от величины интервала масс вокруг $A_1/A_2=1$, в котором оно предполагается.

В свою очередь, дисперсия полного числа нейтронов $\sigma_{\nu}^2(A_1, A_2)$ может зависеть как от свойств индивидуальных осколков A_1 и A_2 , так и от способа распределения суммарной энергии возбуждения между ними:

$$\sigma_{\nu}^2(A_1, A_2) = \sigma_{\nu}^2(A_1) + \sigma_{\nu}^2(A_2) + 2\rho(A_1, A_2)\alpha_{\nu}(A_1)\sigma_{\nu}(A_2), \quad /5/$$

где $\sigma_{\nu}^2(A_f)$ - дисперсия числа нейтронов, испускаемых осколком с массой A_f , $f=1, 2$; $|\rho(A_1, A_2)| \leq 1$ - фактор корреляции между энергиями возбуждения двух дополнительных осколков.

Оба указанных выше фактора могут, в принципе, приводить к увеличению $\sigma_{\nu}^2(A_1, A_2)$ в симметричной области, причем, значительное изменение этих факторов, если оно имеет место, связано скорее с особенностями оболочечной структуры осколков, близких по массе к симметричным, чем с существованием двух независимых способов деления.

Степень корреляции энергий возбуждения двух дополнительных /по массе или заряду/ осколков ρ исследовалась экспериментально для ^{252}Cf /29-31/. Общим для этих

работ можно считать вывод об отсутствии положительной корреляции между энергиями возбуждения осколков для большинства способов деления. Из работы ^{/29/} следует, что ρ "существенно меньше плюс единицы", по крайней мере, для некоторой части отношений масс осколков; авторы ^{/30/}, измеряя $\sigma_V^2(A_1, A_2)$ и, наряду с этим, $\sigma_V^2(A_1) + \sigma_V^2(A_2)$, нашли $\rho = 0$ для всех отношений масс, за исключением, быть может, $A_2/A_1 = 1,55$, где $\rho < 0$, и $A_1/A_2 \approx 1$, где экспериментальные данные не приводятся. В работе ^{/31/} обнаружена строгая антикорреляция энергий возбуждения. Антикорреляция предсказывалась также теоретически ^{/32/} на основании модели жидкой капли: $\rho = -0,44 \div 0,58$ для деления ^{209}Bi α -частицами с энергией 65 Мэв. Некоторые физические ограничения на величину ρ /в частности, сильное ограничение для положительной корреляции/ отмечались Террелом ^{/33/}.

Таким образом, формально к некоторому увеличению $\sigma_V^2(A_1, A_2)$ могло бы привести включение положительной корреляции в симметричной области, что, по-видимому, не противоречит ^{/29-31/}. Однако представляется более вероятным увеличение $\sigma_V^2(A_1, A_2)$ из-за возрастания дисперсии числа нейтронов для индивидуальных осколков $\sigma_V^2(A_f)$ при $A_1/A_2 \approx 1$, там, где наиболее резким изменениям подвержена функция $\bar{\nu}(A_f)$.

Зависимость дисперсии числа нейтронов от массы осколков также исследовалась в работах ^{/29,30/}. Авторами ^{/29/} было найдено, что $\sigma_V^2(A_f)$ является приблизительно симметричной относительно $A/2$ функцией и не обнаруживает характерной для зависимости $\bar{\nu}(A_f)$ "пилообразной" структуры. $\sigma_V^2(A_f)$ испытывает значительное увеличение в области симметричных масс и остается практически постоянной вне интервала $117 \leq A_f \leq 137$, лишь несколько возрастая при $A_f > 155$. Конечно, очень большие значения $\sigma_V^2(A_f)$ в интервале $123 \leq A_f \leq 129$, достигающие 11-14 единиц, как и указывают авторы ^{/29/}, могут быть в значительной мере обусловлены плохой идентификацией масс осколков в этой области.

В работе ^{/30/} с использованием более совершенной техники также изучалась зависимость $\sigma_V^2(A_f)$ от мас-

сового числа осколков. Для наиболее вероятных осколков результат 30 качественно согласуется с предыдущим: $\sigma^2(A_f)$ здесь изменяется слабо. В целом же кривая $\sigma^2(A_f)$ несколько более асимметрична относительно $A_f/2$ за счет заметного уменьшения $\sigma^2(A_f)$ при $A_f < 98$ и более отчетливо выраженного "провала" при $A_f = 132$. Экспериментальные данные для диапазона $121 < A_f < 131$ в работе 30 не приводятся. Кривые $\sigma^2(A_f)$, измеренные в 29,30 , сравниваются на рис. 4; здесь же представлена зависимость $\sigma(A_f)$ для ^{252}Cf .

Итак, результаты прямых экспериментальных исследований дисперсии числа нейтронов для индивидуальных осколков не позволяют сделать однозначных выводов о ее величине в симметричной области. Предположение об увеличении $\sigma^2(A_f)$ для симметричных осколков не противоречит экспериментальным данным 30 . Результаты работы 29 можно рассматривать как свидетельство в пользу высказанного предположения.

Поэтому трудно сделать определенные выводы о причинах наблюдаемого изменения интегральной дисперсии числа нейтронов σ^2_ν : сумма экспериментальных данных невелика и ошибки измерений в ряде случаев значительны. Представляют интерес более точные измерения σ^2_ν для широкого круга ядер и ее систематическое определение при делении ядер нейтронами различных энергий. Это позволит детально выяснить характер зависимости σ^2_ν от Z, A и энергии возбуждения делящегося ядра и решить вопрос о существовании корреляции дисперсии числа нейтронов σ^2_ν со структурой массового распределения. Последнее представляется весьма важным: если, действительно, дисперсия числа нейтронов для симметричных осколков велика и это есть такая же общая черта деления при низких энергиях возбуждения, как и пилообразная зависимость числа нейтронов от массы осколков, то, возможно, в некоторых случаях величина σ^2_ν может служить указанием на относительную величину выхода определенных масс в делении. Это может быть полезным при исследовании короткоживущих спонтанно делящихся изотопов /таких, например, как $^{252}\text{102}$, $T_{1/2} = 2,4$ сек/, когда экспериментальные условия прак-

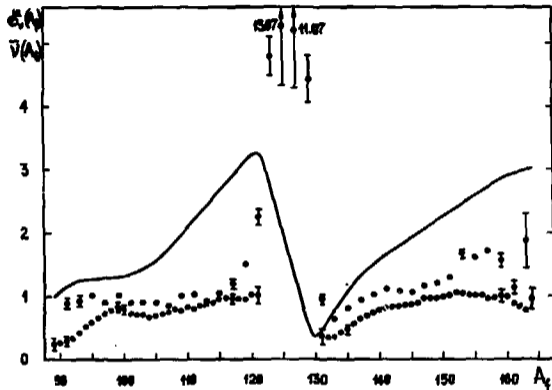


Рис. 4. Зависимость дисперсии числа нейтронов и $\bar{\nu}$ /сплошная кривая/ от массового числа осколка для спонтанного деления ^{252}Cf ; \bullet , \circ - данные работ [29/И/30] соответственно.

тически не позволяют измерить распределение масс, но допускают возможность достаточно точного определения σ_{ν}^2 .

Авторы благодарят академика Г.Н.Флерова за интерес к работе и многочисленные обсуждения.

Авторы признательны И.Лангу, О.К.Нефедьеву, В.Г.Субботину за помощь в проведенни измерений, Ю.С.Короткину - за изготовление источников из изотопов кюрня.

Литература

1. F.Manero and V.A.Konshin. *Atom.Energy Rev.*, 10, no. 4, 637 (1972).
2. М.Даковский, Ю.А.Лазарев, Ю.Ц.Оганесян. *ЯФ*, 16, 1167 /1972/.
3. М.Даковский, Ю.А.Лазарев, Ю.Ц.Оганесян, Г.В.Букланов. *ЯФ*, 17, 692 /1973/.
4. В.Н.Косяков, В.Г.Нестеров, Б.Нурпеисов, Л.И.Прохорова, Г.Н.Смиринкин, И.К.Швецов. *АЭ*, 33, 788 /1972/.
5. Л.И.Прохорова, В.Г.Нестеров, Г.Н.Смиринкин, Г.В.Гришин, Е.А.Никитин, В.Н.Полынов, В.В.Рачев. *АЭ*, 33, 767 /1972/.
6. В.В.Голушко, К.Д.Журавлев, Ю.С.Замятнич, Н.И.Крошкин, В.Н.Нефедов. *АЭ*, 34, 135 /1973/.
7. В.И.Большов, Л.И.Прохорова, В.Н.Околович, Г.Н.Смиринкин. *АЭ*, 17, 28 /1964/.
8. К.Е.Володин, В.Г.Нестеров, Б.Нурпеисов, Г.Н.Смиринкин, Ю.М.Турчин, В.Н.Косяков, Л.В.Чистяков, И.К.Швецов, В.М.Шубко, Л.Н.Мезенцев, В.Н.Околович. *ЯФ*, 15, 29 /1972/.
9. H.W.Schmitt and U.Mosel. *Nucl.Phys.*, A186, 1 (1972).
10. J.R.Nix. *Phys.Lett.*, 30B, 1 (1969).
11. J.Terrell. *Phys.Rev.*, 108, 783 (1957).
12. J.Terrell. *Physics and Chemistry of Fission*, v. II, p. 3, IAEA, Vienna, 1965.
13. J.W.Boldeman. *J.Nucl. Energy*, 22, 63 (1968).
14. E,Baron, J.Frehaut, F.Ouvry, M.Soleilhac. *Nucl. Data for Reactors*, v. II, p. 57, IAEA, Vienna, 1967.
15. E.Cheifetz, H.R.Bowman, J.B.Hunter, S.G.Thompson. *Phys.Rev.*, C3, 2017 (1971).
16. М.Даковский, Ю.А.Лазарев, В.Ф.Турчин, Л.С.Туровцева. Препринт ОИЯИ, Е11-6969, Дубна, 1973.
17. M.C.Thompson. *Phys.Rev.*, C2, 763 (1970).

18. М. Даковский, Ю. А. Лазарев, И. Ланг, О. К. Нефедьев, М. С. Бирюлев. Сообщение ОИЯИ, 13-6520, Дубна, 1972.
19. B.C. Diven, H.C. Martin, R.F. Taschek and J. Terrell. *Phys. Rev.*, 101, 1012 (1956).
20. В. Ф. Турчин, В. П. Козлов, М. С. Малкевич. УФН, 102, 345 /1970/.
21. D.A. Hicks, J. Ise, Jr., R.V. Pyle. *Phys. Rev.*, 101, 1016 (1956).
22. J.E. Hammel and J.F. Kephart, *Phys. Rev.*, 100, 130 (1955).
23. G.R. Choppin, B.G. Harvey, D.A. Hicks, J. Ise, Jr., and R.V. Pyle. *Phys. Rev.*, 102, 766 (1956).
24. H. Conde and N. Starfelt. *Nucl. Sci. Eng.*, 11, 397 (1961).
25. M. Soleilhac, J. Frehaut and J. Gauriau. *J. Nucl. Energy*, 23, 257 (1969).
26. H.R. von Gunten. *Actinides Reviews*, 1, 275 (1969).
27. J.P. Balagna, G.P. Ford, D.C. Hoffman and J.D. Knight. *Phys. Rev. Lett.*, 25, 145 (1971).
28. K.F. Flynn, E.P. Horwitz, C.A.A. Bloomquist, R.F. Barnes, R.K. Sjolom, P.R. Fields and L.E. Glendenin. *Phys. Rev.*, C5, 1725 (1972).
29. J. Gavron and Z. Fraenkel. *Phys. Rev. Lett.*, 27, 1148 (1971).
30. C. Signarbieux, J. Poitou, M. Ribrac, J. Matuszek. *Phys. Lett.*, 39B, 503 (1972).
31. H. Nifenecker, J. Frehaut and M. Soleilhac. *Physics and Chemistry of Fission*, IAEA, Vienna, 491 (1969).
32. J.R. Nix and W.J. Swiatecki. *Nucl. Phys.*, 71, 1 (1965).
33. J. Terrell. *Phys. Rev.*, 127, 880 (1962).

Рукопись поступила в издательский отдел
27 апреля 1973 года.

Примечание при корректуре /от 5 июня 1973 года/:

1. Экспериментальные значения σ_v^2 для деления ряда изотопов тепловыми нейтронами, полученные в работе J.W. Boldeman and A.W. Dalton, Report AAEC/E172, Lucas Heights, Australia, 1967,

существенно дополняют таблицу 3, подтверждая существование обсуждаемой нами корреляции:

	σ_v^2	R
^{235}U	1.208 ± 0.008	440
^{236}U	1.236 ± 0.008	620
^{240}Pu	1.404 ± 0.014	150
^{242}Pu	1.375 ± 0.009	230

2. В период подготовки настоящей статьи клетчати авторам стали известны результаты /а, б/: $\bar{\nu}$, σ_v^2 для спонтанного деления ^{246}Cm и ^{248}Cm /а/ - $2,86 \pm 0,06$, $1,28 \pm 0,14$ и $3,14 \pm 0,06$, $1,21 \pm 0,13$ соответственно /стандарт $\bar{\nu}$ (^{252}Cf) = $3,73$; $\bar{\nu} = 3,092 \pm 0,007$ и $\sigma_v^2 = 1,368 \pm 0,005$ для спонтанного деления ^{246}Cm /б/ стандарт $\bar{\nu}$ (^{252}Cf) = $3,724$./

а/ R.W. Staughton, J. Halperin, C.E. Bemis, and H.W. Schmitt. Nucl. Sci. Eng., 50, 169 (1973)

б/ J.W. Boldeman. Доклад на Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 28 мая - 1 июня, 1973.

Тематические категории публикаций Объединенного института ядерных исследований

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты



Условия обмена

Препринты и сообщения ОИЯИ рассылаются бесплатно, на основе взаимного обмена, университетам, институтам, лабораториям, библиотекам, научным группам и отдельным ученым более 50 стран.

Мы ожидаем, что получатели изданий ОИЯИ будут сами проявлять инициативу в бесплатной посылке публикаций в Дубну. В порядке обмена принимаются научные книги, журналы, препринты и иного вида публикации по тематике ОИЯИ.

Единственный вид публикаций, который нам присылать не следует, - это репринты /оттиски статей, уже опубликованных в научных журналах/.

В ряде случаев мы сами обращаемся к получателям наших изданий с просьбой бесплатно прислать нам какие-либо книги или выписать для нашей библиотеки научные журналы, издающиеся в их странах.

Отдельные запросы

Издательский отдел ежегодно выполняет около 3 000 отдельных запросов на высылку препринтов и сообщений ОИЯИ. В таких запросах следует обязательно указывать индекс запрашиваемого издания.

Адреса

Письма по всем вопросам обмена публикациями, а также запросы на отдельные издания следует направлять по адресу:

*101000 Москва,
Главный почтамт, п/я 79.
Издательский отдел
Объединенного института
ядерных исследований.*

Адрес для посылки всех публикаций в порядке обмена, а также для бесплатной подписки на научные журналы:

*101000 Москва,
Главный почтамт, п/я 79.
Научно-техническая библиотека
Объединенного института
ядерных исследований.*

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.
Заказ 16426. Тираж 444. Уч.-изд. листов 1,21.
Редактор В.Р.Саранцева. Подписано к печати 18/У1-73 г.