

МНОЖЕСТВЕННОСТЬ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ПРИ СПОНТАННОМ ДЕЛЕНИИ ЯДЕР

М. ДАКОВСКИЙ, Ю. А. ЛАЗАРЕВ, Ю. Ц. ОГАНЕСЯН

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

(Поступила в редакцию 14 мая 1973 г.)

Измерены распределения числа мгновенных нейтронов P_ν , испускаемых при спонтанном делении Sm^{244} и Sm^{246} . Для Sm^{246} определено среднее число нейтронов на акт деления: $\bar{\nu} = 2,98 \pm 0,03$ относительно $\bar{\nu} = 2,69 \pm 0,01$ для Sm^{244} . Приводится обзор экспериментальных данных о дисперсии числа мгновенных нейтронов деления σ_ν^2 . Анализируется зависимость σ_ν^2 от Z , A и энергии возбуждения делящегося ядра. Высказывается предположение о корреляции между σ_ν^2 и величиной выхода осколков в области симметричных масс.

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 U^{236} до Fm^{257} . 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 величин $\bar{\nu}$ 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 в особенности нейтронных оболочек. Основываясь на такой интерпретации, можно предполагать [7, 8], что резкий рост $\bar{\nu}$, имевший место при переходе через область $A = 244 \div 254$, при последующем увеличении A прекратится. Экспериментальные значения величин $\bar{\nu}$ для изотопов 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].

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. [11]. Основным

ее результатом явилось установление конкретного, согласованного с имеющейся экспериментальной информацией соотношения для связи распределения числа нейтронов с распределением суммарной энергии возбуждения осколков. Для всех рассмотренных случаев, кроме Cf^{252} , масса делящегося ядра не превышала 244. При этом, согласно [11, 12], именно Cf^{252} 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 Pu^{240} , Pu^{242} , Cf^{252} [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 Cm^{244} и Cm^{246} , 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 Cm^{246} , для которой имелись весьма неточные данные однократного измерения [17], а результатов [5, 6] в период проведения эксперимента не было.

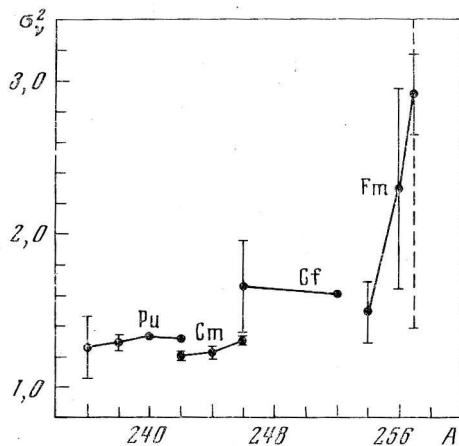


Рис. 1. Систематика чисел $\bar{\nu}$ для спонтанного деления ядер

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 Cm^{246} и Cm^{244} в совпадении с соответствующим осколком деления. Детектор нейтронов содержал 36 пропорциональных He^3 -счетчиков, помещенных в замедлитель и распределенных по выходному сигналу на шесть групп. Каждая группа счетчиков имела независимый усилительно-формирующий тракт с разрешающим временем 2 мксек. Осколки регистрировались поверхностно-барьерными $\text{Si}(\text{Au})$ -детекторами, помещенными вместе с источниками делений в две независимые камеры в центре детектора нейтронов. Для каждого акта деления определялись: номер $\text{Si}(\text{Au})$ -детектора, амплитуда осколочка, числа нейтронов, зарегистрированных каждой из шести групп He^3 -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 Cm^{246} , Cm^{244} и для фона. Укажем систематические погрешности, которые принимались во внимание при обработке этих результатов.

Учитывался изотопный состав источников: источник из Cm^{246} ($\approx 0,8$ мг) содержал 98,6% Cm^{246} и 1,4% Cm^{244} ; в источнике из Cm^{244} ($\approx 0,2$ мг) содержание делящихся примесей не превышало 0,1%.

Поскольку изотопы кюрия обладают большой удельной α -активностью, пороги регистрации осколков выбирались достаточно высокими, что приводило к дискриминации 20–30% низкоэнергетических осколков деления.

Это оказывает несущественное влияние на распределение числа нейтронов; как показал анализ зависимостей $\bar{\nu}$ от амплитуды осколка, имевшееся различие в порогах регистрации осколков деления Sm^{244} и Sm^{246} приводило к завышению $\bar{\nu}$ (Sm^{246}) 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 Sm^{244} и Sm^{246} ; «собственный» фон детектора нейтронов примерно в 3 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 He^3 -счетчиков. Одновременная регистрация двух нейтронов двумя различными группами счетчиков к просчетам не приводит благодаря полной независимости усилительно-формирующих трактов.

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

Более подробное описание параметров аппаратуры и методов учета систематических погрешностей содержится в работе [18].

2. Результаты эксперимента

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

Таблица 1

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

	Sm^{244}	Sm^{246}		Sm^{244}	Sm^{246}
P_0	$0,029 \pm 0,004$	$0,016 \pm 0,005$	P_6	$0,002 \pm 0,013$	$0,005 \pm 0,018$
P_1	$0,098 \pm 0,012$	$0,060 \pm 0,014$	P_7	$0,000 \pm 0,007$	$0,000 \pm 0,012$
P_2	$0,314 \pm 0,017$	$0,264 \pm 0,020$	$\bar{\nu}$	$2,69 \pm 0,01$	$2,98 \pm 0,03$
P_3	$0,330 \pm 0,017$	$0,344 \pm 0,020$	$\sigma_{\bar{\nu}}^2$	$1,28 \pm 0,02$	$1,31 \pm 0,02$
P_4	$0,175 \pm 0,015$	$0,219 \pm 0,020$	Γ_2	$0,805 \pm 0,003$	$0,842 \pm 0,003$
P_5	$0,052 \pm 0,014$	$0,094 \pm 0,020$			

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

Чтобы трансформировать экспериментальные распределения множественности F_n в реальные распределения P_{ν} числа нейтронов, испускаемых делящимся ядром, необходимо учесть эффективность детектора ϵ . Как показано в работе [16], для $\epsilon \sim 40\%$ 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

$\approx 25\%$, и определять среднеквадратичные ошибки компонент восстановленного 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 $\Gamma_2 = [\langle \nu^2 \rangle - \bar{\nu}] / \bar{\nu}^2$ — определялись, как и в работе [3], непосредственно по экспериментальным распределениям F_n , ошибки которых заметно меньше. Результаты, полученные в настоящей работе, приводятся в табл. 1.

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

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

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 $\sigma \approx \sqrt{\sigma_\nu^2 - 1/12}$ [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 Cf^{252} , для которого требовалось $\sigma = 1,21$.

Результаты измерений, выполненных в последующие 15 лет, показывают, что дисперсия числа нейтронов не является постоянной величиной,

Таблица 2

Дисперсия числа нейтронов, испускаемых при спонтанном делении ядер

Z	A	Литература	$\bar{\nu}$ [1-6]	Γ_2	σ_ν^2
94	236	[21]	$2,12 \pm 0,13$	$0,809 \pm 0,045$	$1,26 \pm 0,20$
94	238	[21]	$2,21 \pm 0,07$	$0,812 \pm 0,010$	$1,29 \pm 0,05$
94	240	[13, 14, 19, 21, 22]	$2,451 \pm 0,006$	$0,822 \pm 0,001$	$1,33 \pm 0,01$
94	242	[13, 21]	$2,441 \pm 0,009$	$0,822 \pm 0,002$	$1,32 \pm 0,01$
96	242	[21]	$2,51 \pm 0,06$	$0,793 \pm 0,004$	$1,21 \pm 0,03$
96	244	[19, 21], настоящая работа	$2,69 \pm 0,01$	$0,798 \pm 0,007$	$1,23 \pm 0,05$
96	246	Настоящая работа	$2,950 \pm 0,015$	$0,812 \pm 0,003$	$1,31 \pm 0,02$
98	246	[3]	$3,14 \pm 0,09$	$0,850 \pm 0,031$	$1,66 \pm 0,31$
98	252	[14, 19, 21]	$3,756 \pm 0,012$	$0,848 \pm 0,001$	$1,61 \pm 0,01$
100	254	[16, 23]	$3,98 \pm 0,14$	$0,843 \pm 0,012$	$1,49 \pm 0,20$
100	256	[2, 16]	$3,73 \pm 0,18$	$0,897 \pm 0,047$	$2,30 \pm 0,65$
100	257	[15, 16]	$4,01 \pm 0,13$	$0,934 \pm 0,017$	$2,92^{+1,27}_{-1,68}$

а зависит от нуклонного состава и энергии возбуждения делящегося ядра. В табл. 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_v^2 :

$$\sigma_v^2 = \bar{\nu} - \bar{\nu}^2(1 - \Gamma_2). \quad (3)$$

Если для одного и того же ядра в литературе имелось несколько значений Γ_2 , 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_v^2 , и ссылки на оригинальную литературу также содержатся в табл. 2. Зависимость σ_v^2 от Z и A делящегося ядра показана на рис. 2.

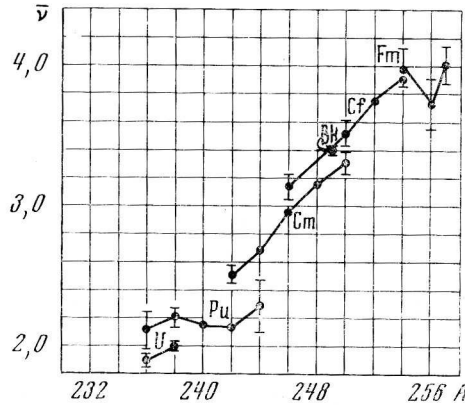


Рис. 2

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

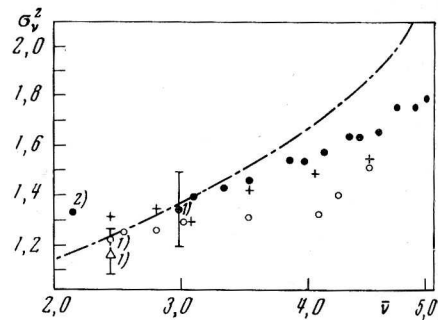


Рис. 3

Рис. 3. Дисперсия числа мгновенных нейтронов, испускаемых при делении U^{235} (○), U^{238} (+) и Pu^{239} (●) нейтронами с энергией от 1,3 до 15 $Mэв$ [25]; 1 — данные [19] для U^{233} (△), U^{235} (○) и Pu^{239} (●) при энергии нейтронов 80 $кэв$, 2 — спонтанное деление Pu^{240} . Пунктирная кривая — расчет по формуле (3) при $\Gamma_2=0,714+0,035\nu$ [19]

Как следует из табл. 2 и рис. 2, Cf^{252} , 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 статистически значимые вариации σ_v^2 для изотопов из области $A \leq 244$, в которой прежде [14] они не были заметны. Сопоставление рис. 1 и рис. 2 показывает, что при изменении Z и A делящегося ядра среднее число нейтронов $\bar{\nu}$ и дисперсия σ_v^2 изменяются по-разному. Там, где $\bar{\nu}$ сильно растет с ростом A (изотопы кюрия и калифорния), σ_v^2 изменяется очень слабо, и наоборот, для изотопов фермия $\bar{\nu}$ практически постоянно, в то время как σ_v^2 , возможно, увеличивается в 2 раза при переходе от Fm^{254} к Fm^{257} . 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 σ_v^2 в ряде случаев весьма велики. Тем более затрудняет анализ неаргументированное их изменение; например, приведенная авторами [13] ошибка σ_v^2 для Fm^{257} (пунктир на рис. 2) без указания причин увеличена втрое по сравнению со статистической. В некоторых случаях (Cm^{244}) разброс значений σ_v^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 σ_v^2 от энергии возбуждения естественно было бы опре-

делить по изменению формы распределения P_ν при изменении энергии нейтронов, вызывающих деление. Сведения о распределениях множественности при вынужденном делении весьма ограничены. В работе [19] измерены распределения P_ν для деления U^{233} , U^{235} и Pu^{239} нейтронами с энергией 80 кэв; несколько неопубликованных значений σ_ν^2 при делении U^{235} и U^{238} 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 $\bar{\nu}$ измерилась энергетическая зависимость вероятностей P_ν эмиссии ν нейтронов при делении U^{235} , U^{238} и Pu^{239} нейтронами с энергией от 1,3 до 15 Мэв. К сожалению, эти результаты представлены графически, в форме зависимостей P_ν от $\bar{\nu}$ и лишь для $\nu=0, 1, \dots, 6$, в то время как при энергиях нейтронов ~ 15 Мэв $\bar{\nu} = 4,5 \div 5$ 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 расчетов 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 рис. 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 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 Fm^{257} [27] и Fm^{256} [28] показали, что в первом случае массовое распределение осколков симметрично, а во втором отношение пика к впадине составляет всего 12; именно для этих ядер наблюдаются наибольшие значения σ_ν^2 . В табл. 3 проводится сопоставление величин σ_ν^2 с отношениями пика к впадине (R); последние заимствованы из работы [28]. Как следует из табл. 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. Табл. 3 является лишь качественной иллюстрацией. Было бы правильнее сравнивать σ_ν^2 с величиной выхода первичных (до испускания нейтронов) осколков в некоторой области масс, близкой для рассматриваемых ядер к сим-

метричному делению. Тогда большее значение σ_v^2 для Cf²⁵² при большем по сравнению с Pu²⁴⁰ отношении пик/впадина естественно объяснялось бы значительным уширением и сближением пиков легкого и тяжелого осколков на массовой кривой в случае Cf²⁵² [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.

Т а б л и ц а 3

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

Изотоп	$\bar{\nu}$	σ_v^2	R	Изотоп	$\bar{\nu}$	σ_v^2	R
Pu ²⁴⁰	2,151	1,33±0,01	> 250	Cf ²⁵²	3,756	1,61±0,01	≥ 650
Sm ²⁴²	2,51	1,21±0,03	> 800	Fm ²⁵⁶	3,73	2,30±0,65	≈ 12
Sm ²⁴⁴	2,69	1,23±0,05	> 5700	Fm ²⁵⁷	4,01	2,92 ^{+1,27} _{-1,68}	~ 1

Чувствительность дисперсии числа нейтронов к структуре массового распределения осколков означает ее зависимость от способа деления. Пусть $\sigma_v^2(A_1, A_2)$ — дисперсия суммарного числа нейтронов, испускаемых двумя дополнительными осколками A_1 и A_2 , причем $A = A_1 + A_2$ — масса делящегося ядра. Тогда можно написать

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

где $Y(A_1)$ — первичное (до испускания нейтронов) распределение масс. Поскольку σ_v^2 растет с увеличением выхода симметричных осколков, абсолютный вклад которых в массовую кривую мал, величина дисперсии (A_1, A_2) при $A_1/A_2 \sim 1$ должна быть заметно больше ее среднего значения. Весьма приближенные оценки показывают, что для объяснения (полностью этим эффектом) вариаций интегральной дисперсии σ_v^2 необходимо увеличение $\sigma_v^2(A_1, A_2)$ для области $A_1/A_2 \sim 1$ 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 $\sigma_v^2(A_1, A_2)$ может зависеть как от свойств индивидуальных осколков A_1 и A_2 , так и от способа распределения суммарной энергии возбуждения между ними:

$$\sigma_v^2(A_1, A_2) = \sigma_v^2(A_1) + \sigma_v^2(A_2) + 2\rho(A_1, A_2)\sigma_v(A_1)\sigma_v(A_2), \quad (5)$$

где $\sigma_v^2(A_f)$ — 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 $\sigma_v^2(A_1, A_2)$ 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 Cf²⁵²

[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 $\rho \approx 0$ для всех отношений масс, за исключением, быть может, $A_2 / A_1 = 1,55$, где $\rho < 0$, и $A_1 / A_2 \sim 1$, где экспериментальные

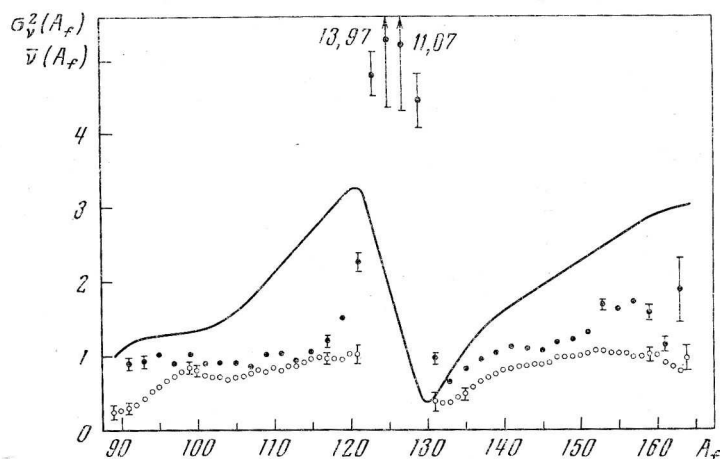


Рис. 4. Зависимость дисперсии числа нейтронов и $\bar{\nu}$ (сплошная кривая) от массового числа осколка для спонтанного деления Cf^{252} ; ●, ○ — данные работ соответственно [29] и [30]

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 Bi^{209} α -частицами с энергией 65 Мэв. Некоторые физические ограничения на величину ρ (в частности, сильное ограничение для положительной корреляции) отмечались Терреллом [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 $A_1 / A_2 \sim 1$, там где наиболее резким изменениям подвержена функция $\bar{\nu}(A_f)$.

Зависимость дисперсии числа нейтронов от массы осколка 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 массового числа осколка. Для наиболее вероятных осколков результат [30] качественно согласуется с предыдущим: $\sigma_v^2(A_f)$ здесь изменяется слабо. В целом же кривая $\sigma_v^2(A_f)$ несколько более

асимметрична относительно $A/2$ за счет заметного уменьшения $\sigma_v^2(A_f)$ при $A_f < 98$ и более отчетливо выраженного «провала» при $A_f \sim 132$. Экспериментальные данные для диапазона $121 < A_f < 131$ в работе [30] не приводятся. Кривые $\sigma_v^2(A_f)$, измеренные в [29, 30], сравниваются на рис. 4; здесь же представлена зависимость $\bar{\nu}(A_f)$ для Cf^{252} .

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 $\sigma_v^2(A_f)$ для симметричных осколков не противоречит экспериментальным данным [30]. Результаты работы [29] можно рассматривать как свидетельство в пользу высказанного предположения.

Поэтому трудно сделать определенные выводы и о причинах наблюдаемого изменения интегральной дисперсии числа нейтронов σ_v^2 : сумма экспериментальных данных невелика и ошибки измерений в ряде случаев значительны. Представляют интерес более точные измерения σ_v^2 для широкого круга ядер и ее систематическое определение при делении ядер нейтронами различных энергий. Это позволит детально выяснить характер зависимости σ_v^2 от Z , A и энергии возбуждения делящегося ядра и решить вопрос о существовании корреляции дисперсии числа нейтронов σ_v^2 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 осколка, то, возможно, в некоторых случаях величина σ_v^2 может служить указанием на относительную величину выхода определенных масс в делении. Это может быть полезным при исследовании короткоживущих спонтанно делящихся изотопов (таких, например, как 102^{252} , $T_{1/2} = \approx 2,4$ сек), когда экспериментальные условия практически не позволяют измерить распределение масс, но допускают возможность достаточно точного определения σ_v^2 .

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

Авторы признательны И. Лангу, О. К. Нефедьеву, В. Г. Субботину за помощь в проведении измерений, Ю. С. Короткину — за изготовление источников из изотопов кюрия.

Дополнение (от 19 июня 1973 г.) После того как статья была принята в печать, авторам стали известны следующие результаты.

1. Экспериментальные значения σ_v^2 для деления ряда изотопов тепловыми нейтронами, полученные в работе J. W. Boldeman, A. W. Dalton, Report AAEC/E172, Lucas Heights, Australia, 1967, существенно дополняют табл. 3, подтверждая существование обсуждаемой нами корреляции

	σ_v^2	R
U ²³⁴	1,208 ± 0,008	440
U ²³⁶	1,236 ± 0,008	620
Pu ²⁴⁰	1,404 ± 0,014	150
Pu ²⁴²	1,375 ± 0,009	230

2. Значения $\bar{\nu}$, σ_v^2 для спонтанного деления Cm²⁴⁶ и Cm²⁴⁸ (R. W. Stoughton, J. Halperin, C. E. Bemis, H. W. Schmitt. Nucl. Sci. Eng., 50, 169, 1973.) равны соответственно 2,86 ± 0,06, 1,28 ± 0,14 и 3,14 ± 0,06, 1,21 ± 0,13 (стандарт $\bar{\nu}(Cf^{252}) = 3,73$); $\bar{\nu} = 3,092 \pm 0,007$ и $\sigma_v^2 = 1,368 \pm 0,005$ для спонтанного деления Cm²⁴⁸ (J. W. Boldeman. Докл. на Всесоюз. конф. по нейтронной физике, Киев, 28 мая — 1 июня, 1973) (стандарт $\bar{\nu}(Cf^{252}) = 3,724$).

Литература

- [1] F. Manero, 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. Нурпейсов, Л. И. Прохорова, Г. Н. Смиренкин, И. К. Швецов. *Атомная энергия*, **33**, 788, 1972.
- [5] Л. И. Прохорова, В. Г. Нестеров, Г. Н. Смиренкин, Г. В. Гришин, Е. А. Никитин, В. Н. Полюнов, В. В. Рачев. *Атомная энергия*, **33**, 767, 1972.
- [6] В. В. Голушко, К. Д. Журавлев, Ю. С. Замятнин, Н. И. Крошкин, В. Н. Нефедов. *Атомная энергия*, **34**, 135, 1973.
- [7] В. И. Большов, Л. И. Прохорова, В. Н. Околович, Г. Н. Смиренкин. *Атомная энергия*, **17**, 28, 1964.
- [8] К. Е. Володин, В. Г. Нестеров, Б. Нурпейсов, Г. Н. Смиренкин, 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, 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. *Proc. of the Simp. on Phys. and Chem. of Fission*, **2**, IAEA, Vienna, 1965, p. 3.
- [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. IAEA, Vienna, 1967, p. 57.
- [15] E. Scheifetz, 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 E14-6969, ОИЯИ, 1973.
- [17] M. C. Thompson. *Phys. Rev.*, **C2**, 763, 1970.
- [18] М. Даковский, Ю. А. Лазарев, И. Ланг, О. К. Нефедьев, М. С. Бирюлев. *Сообщения 13-6520, ОИЯИ*, 1972.
- [19] B. C. Diven, H. C. Martin, R. F. Taschek, 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, J. F. Kephart. *Phys. Rev.*, **100**, 130, 1955.
- [23] G. R. Choppin, B. G. Harvey, D. A. Hicks, J. Ise, Jr., R. V. Pyle. *Phys. Rev.*, **102**, 766, 1956.
- [24] H. Condé, N. Starfelt. *Nucl. Sci. Eng.*, **11**, 397, 1961.
- [25] M. Soleilhac, J. Frehaut, 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, J. D. Knight. *Phys. Rev. Lett.*, **26**, 145, 1971.
- [28] K. F. Flynn, E. P. Horwitz, C. A. A. Bloomquist, R. F. Barnes, R. K. Sjoblom, P. R. Fields, L. E. Glendenin. *Phys. Rev.*, **C5**, 1725, 1972.
- [29] A. Gavron, 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, M. Soleilhac. *Proc. of the Simp. on Phys. and Chem. of Fission*, IAEA, Vienna, 1969, p. 491.
- [32] J. R. Nix, W. J. Swiatecki. *Nucl. Phys.*, **71**, 1, 1965.
- [33] J. Terrell. *Phys. Rev.*, **127**, 880, 1962.

MULTIPLICITY OF PROMPT NEUTRONS FROM SPONTANEOUS NUCLEAR FISSION

D. M. DAKOVSKY, Yu. A. LAZAREV, Yu. Ts. OGANESYAN

The distributions P_ν of the number of prompt neutrons produced in spontaneous fission of Cm^{244} and Cm^{246} are measured. The mean number of neutrons per fission event is obtained to be $\bar{\nu} = 2.98 \pm 0.03$ for Cm^{246} . For C^{244} $\bar{\nu} = 2.69 \pm 0.01$.

The survey of the experimental data on the dispersion σ_ν^2 of the number of prompt neutrons produced in fission is given. The dependence of σ_ν^2 on Z , A and on the excitation energy of the fissionable nucleus is studied. It is suggested that σ_ν^2 and the yield of fragments are correlated in the symmetrical region of masses.