

**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

Б 737

P15-88-385

**А.А.Богдзель, Н.А.Гундорин, А.Дука-Зойоми,
Я.Климан, Й.Криштиак**

**ИЗУЧЕНИЕ ФРАГМЕНТАЦИИ
ЗАРЯДА И МАССЫ ОСКОЛКОВ
ПРИ ДЕЛЕНИИ ^{235}U
РЕЗОНАНСНЫМИ НЕЙТРОНАМИ**

1988

ВВЕДЕНИЕ

При делении тяжелых ядер возникает до 200 осколков, имеющих одну общую черту: отношение их ядерного заряда к количеству нуклонов очень близко к тому же значению, что и для делящегося ядра.

Поскольку из капельной модели ядра следует, что энергия асимметрии в области делящихся ядер оказывается завышенной по сравнению с областью осколков, то ядра, возникающие в делении, будут нейтронно избыточными. Такие осколки оказываются нестабильными, и после испарения некоторого количества нейтронов испытывают β -распад с самым разным временем жизни дочерних ядер. При последовательном β -распаде изменяется их атомный номер, вследствие чего меняется и зарядовое распределение, наблюдаемое в гамма-спектроскопии облученных мишеней. В сочетании с невысокой точностью гамма-спектроскопических данных в этой области ядер изучение фрагментации ядерного заряда в делении оказывается затруднительным. Единственной возможностью получения надежных результатов является применение радиохимических методик выделения, ограниченных областью экранированных и долгоживущих ядер, время жизни которых значительно превышает время жизни их предшественников.

Следующей возможностью определения зарядового распределения в делении оказывается применение методики, основанной на изменении удельной тормозной способности dE/dX газовых и твердых веществ в зависимости от ядерного заряда осколка. Исследования в этой области указывают на ограничения, позволяющие определять этой методикой выходы осколков, атомный номер которых не превышает $Z \leq 40^{1/2}$.

Применение рентгеновского излучения при определении элементного выхода осколков носит скорее вспомогательный характер. Большая плотность мультиплетных серий и сложный механизм их возбуждения в процессе внутренней конверсии радиационных переходов затрудняют как определение самого элемента, так и его количественного выхода, и характеризуют в большей степени деформацию осколков, входящих в изотопическую цепочку.

Универсальной методики определения зарядового распределения осколков деления в настоящее время не существует.

В работе сделана попытка использовать методику, основанную на измерении мгновенной эмиссии гамма-излучения из осколков деления,

для получения дополнительных сведений о фрагментации заряда и массы в процессе деления ^{235}U резонансными нейтронами с энергией от 0,7 до 36 эВ.

ИЗОБАРИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВЫХОДОВ ГАММА-КВАНТОВ ИЗ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ

Независимый выход осколков как функция их ядерного заряда представляется двугорбой кривой, напоминающей зависимость от массы. Каждому осколку с данным массовым числом A соответствует несколько ядер изобар, выход которых описывается изобарическим распределением. Поскольку точные и однозначные представления о механизме распределения заряда в настоящее время отсутствуют, то при рассмотрении зависимости выхода осколков от их ядерного заряда используют феноменологические модели.

В настоящей работе при определении свойств зарядового распределения используется модель неискаженного зарядового распределения, выдвинутая авторами^{/2/}, в которой предполагается, что разрыв протонных пар сложного ядра происходит настолько быстро, что тепловые флуктуации нуклонов не будут влиять на распределение заряда между двумя осколками деления. Из этого следует, что плотность заряда на нуклон исходного делящегося ядра Z_f/A_f будет сохраняться также и в обоих осколках. Следовательно, вероятный заряд осколка Z_p можно выразить так:

$$Z_p = \frac{Z_f}{A_f} \cdot (\bar{A}_Z + \nu_{\bar{A}}), \quad (1)$$

где A_f и Z_f — соответственно массовое и зарядовое числа делящегося ядра, $\nu_{\bar{A}}$ — среднее количество испарившихся из ядер изотопической цепочки мгновенных нейтронов, \bar{A}_Z — средняя атомная масса изотопической цепочки, вычисленная при помощи взвешивания независимых выходов осколков деления $Y(A_i)$:

$$\bar{A}_Z = \frac{\sum_i A_i \cdot Y(A_i)}{\sum_i Y(A_i)}, \quad (2)$$

где A_i — атомные массы изотопов цепочки, $Y(A_i)$ — их независимый выход. Величина $\nu_{\bar{A}}$ вычислялась аналогичным способом.

Неискаженный ядерный заряд $Z_{\text{ннз}}(A_i)$ для каждой массы A_i изотопической цепочки можно также вычислить на основе соотношения (1)

как:

$$Z_{\text{ннз}}(A_i) = (A_i + \nu_i) \cdot Z_f / A_f, \quad (3)$$

где ν_i — количество испарившихся мгновенных нейтронов при образовании осколка с массой $A_i + \nu_i$. Вычисленные величины $Z_{\text{ннз}}(A_i)$ представляют наиболее вероятный заряд каждой изобарической цепочки с массой A_i . Отклонение наиболее вероятного заряда ΔZ изотопической цепочки от неискаженного ядерного заряда осколков, составляющих изобарическую цепочку $Z(A_i)$, вычислялось из следующего выражения:

$$\Delta Z = Z_p - Z_{\text{ннз}}(A_i) = \left[\frac{\sum_i (A_i + \nu_i) \cdot Y(A_i)}{\sum_i Y(A_i)} - (A_i + \nu_i) \right] \cdot \frac{Z_f}{A_f}. \quad (4)$$

Согласно экспериментальным данным, предполагается, что независимые выходы отдельных изобар подчиняются гауссовому распределению с дисперсией σ^2 около наиболее вероятного изобарического неискаженного заряда $Z_{\text{ннз}}(A)$. В этом случае распределение независимых выходов осколков изобарической цепочки с массой A_i можно выразить формулой

$$Y(A_i, Z) = Y_0 \cdot e^{-\frac{\Delta Z^2}{2(\sigma^2 + 1/12)}}, \quad (5)$$

где $1/12$ — поправка Шепарда^{/4/}, корректирующая целочисленное изменение ядерного заряда, Y_0 — нормировочный фактор, не зависящий от массы изобарической цепочки.

С помощью изложенного формализма были проанализированы экспериментальные данные по мгновенной гамма-эмиссии из осколков деления^{/3/} для получения физических характеристик деления ^{235}U . Результаты анализа приводятся в табл.1 и 2 соответственно для легкой и тяжелой групп осколков деления. Наряду со значениями массового числа изобарической цепочки A_i и числа нейтронов ν_i ^{/4/}, испарившихся при образовании осколка с массой $A_i + \nu_i$, даются величины изобарического неискаженного ядерного заряда, вычисленные по формуле (3). В таблицах также приводятся величины рекомендованных независимых выходов $Y^{\text{Т}}/\text{дел.}$ ^{/5/}, а также интенсивности мгновенных гамма-квантов из осколков $Y^{\text{Г}}/\text{дел.}$, приведенные к одному акту деления^{/3/}. Величины наиболее вероятного заряда Z_p и его отклонения ΔZ были определены соответственно формулам (1) и (4).

Приведенные в таблицах результаты по выходам гамма-квантов и рекомендованным независимым выходам осколков деления сопостав-

Таблица 1

A_1	ν_1	$Z_{\text{ННЗ}}$	Элемент	$Y^T/\text{дел. \%}$	$Y^Y/\text{дел. \%}$	Z_p	ΔZ
88	1,27	34,80	Kr	$1,61 \pm 0,10$	$1,75 \pm 0,16$	35,59	-0,79
89	1,32	35,21	Kr	$3,43 \pm 0,07$	$2,65 \pm 0,18$	—	-0,38
90	1,35	35,61	Kr	$4,36 \pm 0,09$	$4,39 \pm 0,40$	—	0,02
91	1,41	36,41	Kr	$3,22 \pm 0,06$	$1,88 \pm 0,16$	—	0,42
			Rb	$2,27 \pm 0,05$	$1,69 \pm 0,29$	36,43	-0,42
92	1,41	36,41	Kr	$1,66 \pm 0,07$	$1,67 \pm 0,29$	35,59	0,82
			Rb	$3,16 \pm 0,10$	$1,78 \pm 0,13$	36,43	0,02
			Sr	$1,81 \pm 0,35$	$1,63 \pm 0,30$	37,42	-1,01
93	1,46	36,82	Rb	$3,06 \pm 0,06$	$1,80 \pm 0,13$	36,43	0,39
			Sr	$2,57 \pm 0,64$	$1,24 \pm 0,11$	37,42	-0,60
94	1,49	37,22	Sr	$4,43 \pm 1,10$	$4,40 \pm 0,42$	—	-0,20
95	1,52	37,62	Sr	$4,47 \pm 1,20$	$2,2 \pm 0,25$	—	0,20
96	1,54	38,02	Sr	$3,56 \pm 0,90$	$3,40 \pm 0,36$	—	0,60
			Y	$2,22 \pm 0,89$	$1,18 \pm 0,14$	38,47	-0,45
97	1,55	38,42	Sr	$2,10 \pm 0,08$	$1,17 \pm 0,13$	37,42	1,00
			Y	$2,65 \pm 1,06$	$1,52 \pm 0,20$	38,47	-0,05
			Zr	$1,14 \pm 0,13$	$0,50 \pm 0,06$	39,51	-1,09
98	1,56	38,81	Y	$2,40 \pm 1,08$	$1,83 \pm 0,12$	38,47	0,34
			Zr	$2,48 \pm 1,11$	$2,69 \pm 0,25$	39,51	-0,70
99	1,56	39,20	Zr	$3,65 \pm 0,22$	$2,47 \pm 0,34$	—	-0,31
100	1,56	39,54	Zr	$4,99 \pm 2,00$	$5,18 \pm 0,20$	—	0,08
101	1,56	39,98	Zr	$2,87 \pm 0,17$	$2,29 \pm 0,14$	—	0,47
102	1,57	40,37	Zr	$2,02 \pm 0,16$	$1,95 \pm 0,16$	—	0,86

Таблица 2

A_1	ν_1	$Z_{\text{ННЗ}}$	Элемент	$Y^T/\text{дел. \%}$	$Y^Y/\text{дел. \%}$	Z_p	ΔZ
131	0,38	51,21	Sb	$1,65 \pm 0,10$	$1,76 \pm 0,26$	51,71	-0,50
132	0,49	51,65	Sb	$2,22 \pm 0,13$	$1,67 \pm 0,16$	—	-0,06
			Te	$1,56 \pm 0,09$	$1,79 \pm 0,28$	52,51	-0,86
133	0,65	52,10	Sb	$2,18 \pm 0,32$	$1,74 \pm 0,18$	51,71	0,39
			Te	$5,04 \pm 0,50$	$1,84 \pm 0,18$	52,51	-0,41
134	0,85	52,57	Te	$6,51 \pm 1,95$	$5,94 \pm 0,52$	—	0,06
			I	$0,87 \pm 0,05$	$0,55 \pm 0,20$	53,45	-0,88
135	0,99	53,01	Te	$3,12 \pm 0,25$	$2,26 \pm 0,19$	52,51	0,50
			I	$3,09 \pm 0,10$	$1,20 \pm 0,15$	53,45	-0,44
136	1,07	53,43	Te	$2,48 \pm 0,98$	$2,47 \pm 0,23$	52,51	0,92
			I	$3,32 \pm 1,00$	$1,81 \pm 0,28$	53,45	-0,02
			Xe	$1,51 \pm 0,60$	$1,38 \pm 0,14$	54,40	-0,97
137	1,11	53,84	I	$2,46 \pm 0,39$	$1,16 \pm 0,09$	53,45	0,39
			Xe	$2,99 \pm 0,60$	$1,38 \pm 0,16$	54,40	-0,56
138	1,14	54,24	Xe	$4,80 \pm 0,48$	$5,3 \pm 0,40$	54,40	-0,16
139	1,17	54,64	Xe	$4,15 \pm 0,33$	$2,86 \pm 0,20$	54,40	+0,24
140	1,21	55,05	Xe	$3,73 \pm 0,22$	$3,48 \pm 0,23$	54,40	0,65
			Cs	$2,20 \pm 0,23$	$1,47 \pm 0,12$	55,61	-0,56
141	1,23	55,45	Cs	$3,09 \pm 0,10$	$1,94 \pm 0,15$	55,61	-0,16
			Ba	$1,50 \pm 0,30$	$0,94 \pm 0,11$	56,43	-1,0
142	1,25	55,84	Cs	$2,48 \pm 0,14$	$1,87 \pm 0,16$	55,61	0,23
			Ba	$3,42 \pm 1,02$	$3,79 \pm 0,28$	56,43	-0,59
143	1,27	56,24	Cs	$1,45 \pm 0,09$	$1,09 \pm 0,13$	55,61	0,63
			Ba	$3,80 \pm 0,40$	$2,20 \pm 0,24$	56,43	-0,19
144	1,29	56,64	Ba	$4,02 \pm 0,36$	$4,72 \pm 0,33$	—	0,21
145	1,31	57,04	Ba	$2,02 \pm 0,65$	$1,0 \pm 0,08$	—	0,61
146	1,33	57,43	Ba	$0,84 \pm 0,50$	$1,60 \pm 0,64$	—	1,00

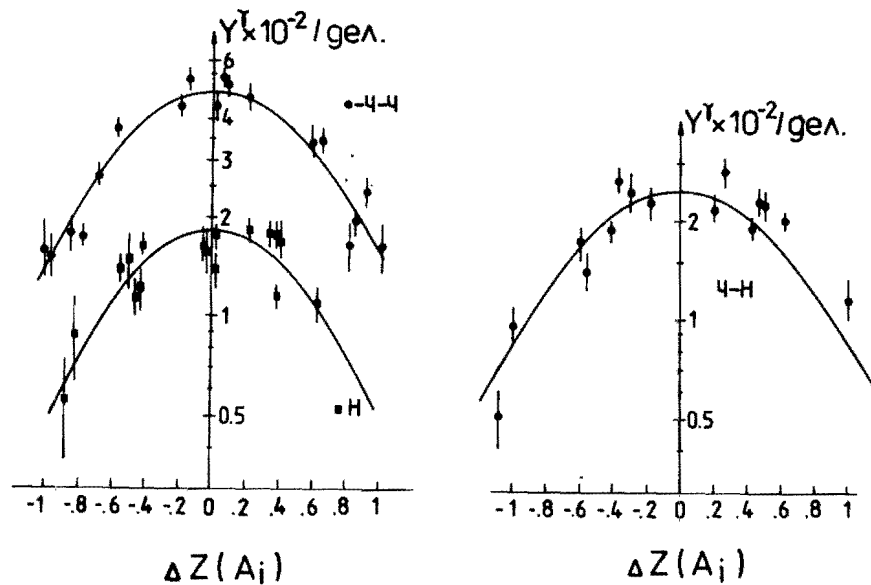


Рис.1. Изобарическое распределение выхода гамма-квантов, Y^γ , в зависимости от отклонения заряда ΔZ осколков, где ч и н обозначают четное или нечетное число протонов и нуклонов в осколке.

лялись с величинами зарядового отклонения ΔZ с целью определения характеристик изобарических распределений и рассмотрения возможности их применения при определении независимых выходов осколков.

Зависимости выхода гамма-квантов от отклонения заряда осколков показаны на рис.1. Распределения выходов представлены для трех отдельных групп, соответственно четности атомного числа и массы осколков. Такая группировка данных по эмиссии гамма-квантов была отмечена в работе ^{1/3/}.

С использованием метода наименьших квадратов по экспериментальным точкам проведены гауссовские кривые, параметры этих распределений, полученные на основе данных по гамма-эмиссии из осколков и по рекомендованным данным независимых выходов тех же осколков, приводятся в табл.3, где индексом γ и τ отмечены параметры гауссовой кривой для гамма-эмиссии и независимых выходов соответственно.

Из сопоставления данных следует, что дисперсии изобарических распределений выходов гамма-квантов и независимых выходов осколков находятся в хорошем согласии. Надо отметить, что величина дисперсии согласуется также с прямым масс-спектрометрическим опре-

	Группы осколков		
	четно-четн.	четно-нечетн.	нечет. по Z
A_0^τ	4,96	4,07	3,0
σ_τ^2	0,39	0,53	0,33
A_0^γ	$4,90 \pm 0,14$	$2,44 \pm 0,13$	$1,82 \pm 0,10$
σ_γ^2	$0,42 \pm 0,02$	$0,45 \pm 0,05$	$0,37 \pm 0,06$
K	1	1,68	1,65

делением ее для легкой группы осколков ^{1/6/}. Взаимное согласие величин дисперсий изобарического распределения, полученных в разных экспериментах, и небольшой разброс данных от гауссовских кривых на рис.1 могут служить подтверждением возможности применения мгновенной гамма-спектрометрии для определения независимых выходов осколков деления. При рассмотрении максимальных значений выходов, показанных в табл.3, между рекомендованными A_0^τ результатами и полученными на основе данных по гамма-эмиссии A_0^γ наблюдается хорошее согласие для групп четно-четных осколков. Физические причины этого обсуждались в работе ^{1/3/}. В случае четно-нечетных и нечетных по Z осколков наблюдается разница, возникающая вследствие различий их ядерной структуры и, следовательно, более сложного механизма распада возбужденных состояний. При условии взаимного соответствия дисперсий распределения этот недостаток настоящего методического подхода можно скорректировать некоторой спектроскопической поправкой. Ее величина для данных групп по четности осколков, вычисленная как отношение рекомендованного A_0^τ к экспериментальному — A_0^γ выходам, приведена в табл.3 под обозначением K. Такая корректировка позволяет по известному выходу гамма-квантов определять независимый выход осколков, изучать фрагментацию заряда и массы в процессе деления.

ЭЛЕМЕНТНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВЫХОДА ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ

Элементное распределение осколков деления, полученное как сумма независимых выходов всех изотопов данного элемента, определялось на основе следующего выражения:

$$Y(Z) = \sum_A Y^Y(A_{\text{ч-ч}}) + K_{\text{ч-н}} \sum_A Y^Y(A_{\text{ч-н}}) + K_{\text{н}} \cdot \sum_A Y^Y(A_{\text{н}}), \quad (5)$$

где "ч" и "н" обозначают четное или нечетное количество протонов и нуклонов в осколке, K — спектрометрическую поправку, показанную в табл.3, Y^Y — выходы гамма-квантов из работы^{/3/}.

Полученное элементное распределение приводится на рис.2, где на осях отложены выход $Y(Z)$ элемента и его атомные номера $Z_{\text{л}}$ и $Z_{\text{т}}$ для легкой и тяжелой групп осколков соответственно. В распределении наблюдается заметная модуляция, зависящая от того, какое по четности количество протонов имеется в осколке. Видно, что выход осколков с четным Z больше по сравнению с выходом нечетных по Z осколков. Это означает, что выход осколков с неразорванными протонными парами увеличен в сравнении с выходом осколков, протонные пары

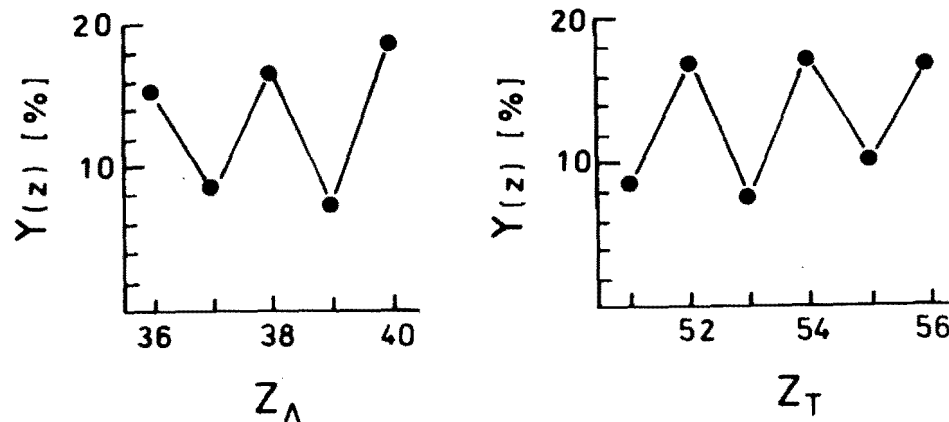


Рис.2. Элементное распределение выхода осколков деления, $Y(Z)$, для легкой $Z_{\text{л}}$ и тяжелой $Z_{\text{т}}$ групп осколков.

которых были в процессе деления разорваны. Надо отметить, что наблюдаемое отличие находится в согласии с результатами работ^{/8,8/}. Такое влияние разрыва протонных пар на модуляцию величины элементного выхода осколков называют четно-нечетным протонным эффектом, усредненная по нескольким A величина которого $\delta(Z)$ представляет собой модуляцию выхода около их нормального распределения, и определяется выражением^{/7/}:

$$\delta(Z) = -\frac{(-1)^{Z+1}}{8} [(I_3 - I_0) - 3(I_2 - I_1)], \quad (6)$$

где I_n — логарифм выхода элемента с ядерным зарядом $Z+n$ при $n = (0 \div 3)$. Величина $\delta(Z)$ представляет тогда величину при $Z + 3/2$. Средние величины, вычисленные по формуле (6), для легкой и тяжелой групп осколков составляют $(37,1 \pm 3,4)\%$ и $(34,2 \pm 1,9)\%$ соответственно. Сравнивая эти значения с рекомендованными данными выходов, для которых величины $\delta(Z)$ составляют $(41,62 \pm 4,8)\%$ и $(32,3 \pm 4)\%$, можно говорить о хорошем взаимном согласии. Надо заметить, что эти значения оказываются завышенными при сравнении с величиной $\delta(Z)_n = (23,7 \pm 0,7)\%$, полученной для широкого набора осколков легкой группы^{/5/}. Это можно объяснить использованием нами ограниченного по выходу набора осколков.

ИЗОТОННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ

Изотонное распределение, полученное путем суммирования по формуле (5) всех независимых выходов осколков деления с определенным количеством нейтронов $N_{\text{л,т}}$, показано на рис.3. Видно, что выход изотонов в области магического числа $N_{\text{т}} = 82$ возрастает. Слабую четно-нечетную модуляцию можно наблюдать только в группе тяжелых осколков. Из показанного нельзя, по-видимому, сделать вывод о влиянии оболочечных эффектов на изотонный выход. Некоторое превышение при $N_{\text{т}} = 82$ является скорее отражением высокого независимого выхода ^{134}Te , на что указывает и ход соответствующей зависимости при дополнительном к нему $N_{\text{л}} = 60$.

Средняя величина нейтронного четно-нечетного эффекта δ_n , вычисленная по формуле

$$\delta_n = \frac{\sum_N Y(N_{\text{ч}}) - \sum_N Y(N_{\text{н}})}{\sum_N Y(N_{\text{ч,н}})}, \quad (7)$$

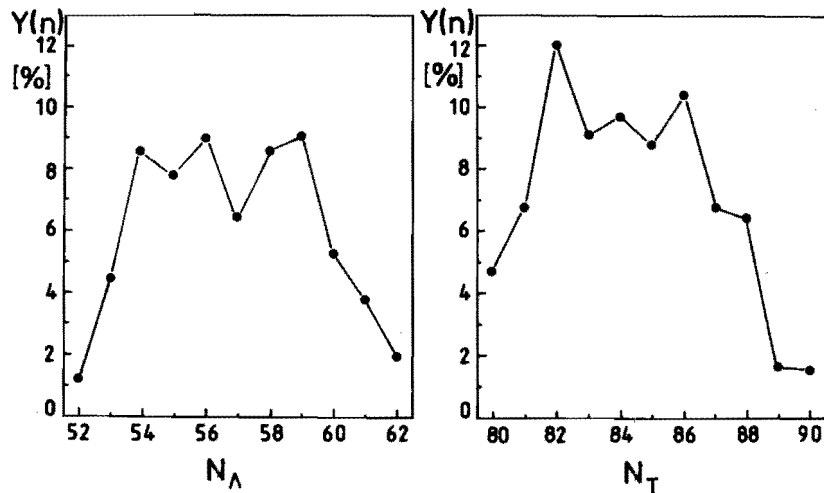


Рис.3. Изотопное распределение выхода осколков деления для легкой N_n и тяжелой N_T групп осколков.

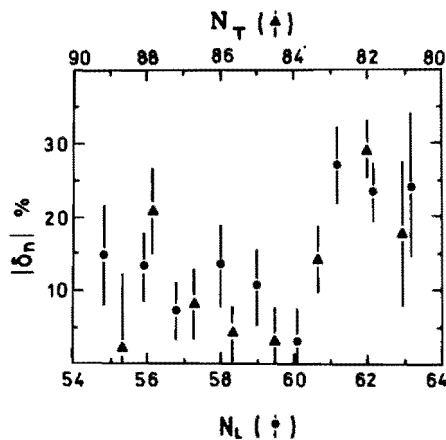


Рис.4. Зависимость дифференциального четно-нечетного нейтронного эффекта $|\delta_n|$ от нейтронного числа $N + \nu_N$ для легких (N_n) и тяжелых (N_T) групп осколков.

где $Y(N_n)$ и $Y(N_n)$ — выходы осколков с четным и нечетным количеством нейтронов обеих групп осколков, составляет $\delta_{n, n, T} = (6,8 \pm 5,2) \%$.

На рис.4. показана зависимость

$$|\delta_n| = \left| \frac{Y(N_i) - Y(N_{i+1})}{Y(N_i) + Y(N_{i+1})} \right|$$

от нейтронного числа осколков $N + \nu_N$. Для легкой группы общая зависимость четно-нечетного эффекта от N_n имеет ход, согласующийся

с аналогичной зависимостью, полученной в работе ^{6/}. Зависимость $|\delta_{T, n}|$ для тяжелой группы осколков дается впервые. В области $N_T = (80 \div 84)$ и дополнительной к ней $N_n = (60 \div 64)$ величина $|\delta_n|$ заметно выше, чем на соседних участках. Такое завышение, по-видимому, возникает как следствие управляющей роли нейтронных оболочек в процессе фрагментации, аналогично с зарядовым распределением ($Z_T = 52 / Z_n = 40$). В обсуждаемом распределении находятся в паре осколки с замкнутой ($N_T = 82$) и деформированной ^{15/} ($N_n = 60 + \nu_N$) оболочками, что одновременно с присутствием такой же комбинации протонных оболочек создает более компактную пару относительно кулоновского взаимодействия. Последнее обстоятельство проявляется большим выделением кинетической энергии ^{6/} и, следовательно, занижением энергии возбуждения такой системы. Надо, однако, заметить, что величины δ_n при $N=52, 88$ и 89 нельзя считать представительными из-за минимального количества осколков, входящих в изотоническую сумму.

Из приведенных результатов нельзя сделать физические выводы о механизме спаривания нейтронов в процессе деления, потому что первичный четно-нечетный нейтронный эффект наблюдается в эксперименте уже размазанным в связи с испарением из осколков деления мгновенных нейтронов.

Анализ данных, приведенных в работах ^{6,7,12-14/}, авторы которых рассматривают деление других ядер с разной по величине множественностью мгновенных нейтронов ($\bar{\nu} = 1,9 \div 10$), также не дает однозначного ответа на вопрос о зависимости величины δ_n от количества испаренных нейтронов из осколков деления.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Использованная в работе методика, основанная на измерении мгновенной эмиссии гамма-излучения из осколков, позволяет изучать фрагментацию заряда и массы вблизи точки разрыва. Полученные таким образом параметры — дисперсия изобарического распределения σ_Z^2 , величины четно-нечетного протонного и нейтронного эффектов — согласуются с результатами, получаемыми другими способами, и могут оказаться полезными при рассмотрении динамических характеристик процесса деления.

Авторы благодарны Л.Б.Пикельнеру, А.Б.Попову и В.И.Фурману за внимание к работе и полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Strittmatter R.B., Wehring B.W. – *Nucl. Instr. and Meth.*, 1979, v.166, p.473.
2. Vandenbosch R., Huizenga J.R. – *Nuclear Fission*, Academic Press, New-York, London, 1973, p.322.
3. Богдзель А.А. и др. Препринт ОИЯИ РЗ-87-862, Дубна, 1987.
4. Гангский Ю.П., Далхсурен Б., Марков Б.М. – *Осколки деления ядер. М.: Энергоатомиздат*, 1986, с.61.
5. Rider B.F., Meek M.F. *Fission Yields*, NED0292, IAEA Viena, 1981.
6. Lang W. et al. – *Nucl. Phys.*, 1980, A345, p.34.
7. Tracy B.L. et al. – *Phys. Rev.*, 1972, C5, p.222.
8. Nifenecker H. et al. – *Proceedings of the International Symposium on "Nuclear Fission and Related Collective Phenomena and Properties of Heavy Nuclei"*, Bad Honnef, 1981, p.47; ed. David P., Mayer-Kuckuk T., Vander Wonde A., Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New-York, 1982.
9. Montoya M. *Semiclassical Methods in Nuclear Physics*, Grenoble 1984; ed. Hasse R.W., Arvieu R., Schuck P.; *Journal de Physique Supplement*, 1984, N6, p.407.
10. Schütte G. et al. – *Zeitschrift fur Physik*, 1980, A297, p.289.
11. Gönnerwein F. *Nuclear Data for Basic and Applied Science*, v.I., p.879, ed. Young P.G., et al. Gordon and Breach Science Publishers, 1986.
12. Schmitt C. et al. – *Nucl. Phys.*, 1984, A430, p.21.
13. Dickens J.K., Connell J.W.Mc – *Phys. Rev.*, 1983, C27, p.253.
14. Nifenecker H. *Low Energy Nuclear Fission*, in: *Nuclear Structure*, p.309, ed. Abrahams K., Hart K.A., Dieperink A.E.L., Plenum Publishing Corp., 1981.
15. Bengtsson R. et al. – *Physica Scripta*, 1984, v.29, p.402.

Рукопись поступила в издательский отдел
31 мая 1988 года.

Богдзель А.А. и др.

P15-88-385

Изучение фрагментации заряда и массы осколков при делении ^{235}U резонансными нейтронами

Представлены результаты исследования фрагментации заряда и массы в процессе деления ^{235}U резонансными нейтронами, полученные с использованием методики, основанной на измерении мгновенного гамма-излучения из осколков деления. Приводятся параметры распределения изобарических выходов и величины четно-нечетного эффекта для легкой и тяжелой групп осколков.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Перевод О.С.Виноградовой

Bogdzel A.A. et al.

P15-88-385

The Study of Fragment Charge and Mass Fragmentation under ^{235}U Fission with Resonance Neutrons

The results of the study of charge and mass fragmentation during ^{235}U fission with resonance neutrons are presented. The technique was used based on measuring the instant gamma-radiation from fission fragments. Parameters of isobaric yield distribution and the values of even-odd effect for a light and heavy fragment groups are presented.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988