

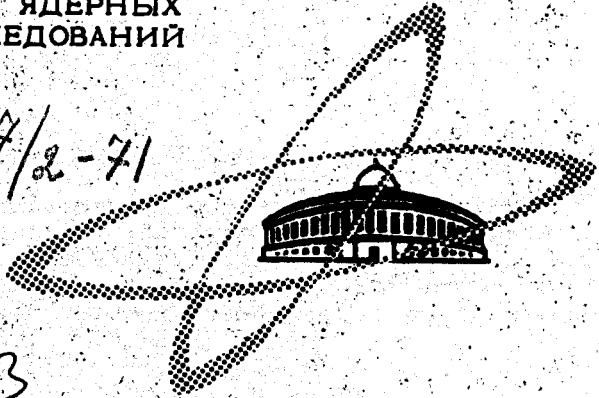
26/III-71

К-211
ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

2537/2-71

P7 - 5843



5843

С.А. Карамян, Нгуен Так Ань, К.Н. Шарифов

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ БАЛАНС РЕАКЦИИ
ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

P7 - 5843

С.А. Карамян, Нгуен Так Ань, К.Н. Шарифов

**ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ БАЛАНС РЕАКЦИИ
ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ**

Направлено в ЯФ

Объединенный институт
ядерных исследований
Библиотека

Энергетический баланс реакции деления ядер тяжелыми ионами

Измерены значения $\bar{\nu}$ для реакции деления ядер ^{238}U , ^{209}Bi , ^{197}Au ускоренными ионами ^{12}C , ^{16}O , ^{22}Ne , ^{40}Ar . Рассчитан полный энергетический баланс указанных реакций с использованием литературных данных относительно кинетических энергий и массовых распределений осколков деления. В пределах точности эксперимента измеренные значения $\bar{\nu}$ удовлетворяют тождеству, полученному на основе закона сохранения энергии.

Рассматривается энергетический баланс гипотетического спонтанного деления ядер с $Z < 90$. Получено, что для ядер с $Z < 84$ механизм спонтанного деления в принципе должен существенно отличаться от обычного.

**Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна, 1971**

Energy Balance of the Reaction of Nucleus Fission by Heavy Ions

The values of $\bar{\nu}$ are measured for the reaction of ^{238}U , ^{209}Bi , ^{197}Au nuclei fission by accelerated ions of ^{12}C , ^{16}O , ^{22}Ne , ^{40}Ar .

The total energy balance is calculated for the mentioned reactions, the published data on kinetic energies and mass distributions of fission fragments being used. Within the experiment accuracy the measured values of $\bar{\nu}$ satisfy the identity obtained on the basis of the energy conservation law.

The energy balance of hypothetical spontaneous fission of nuclei with $Z < 90$ is considered. It is found that for nuclei with $Z < 84$ the mechanism of the spontaneous fission, in principle, must differ essentially from the ordinary one.

**Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1971**

В в е д е н и е

Известно, что среднее число нейтронов, испускаемых в акте деления ядра $\bar{\nu}$, существенно зависит от энергии возбуждения делящегося ядра. Энергетический баланс элементарного акта деления возбужденного составного ядра может быть записан в виде:

$$E_c^* + M_c = E_k + M_{1f} + M_{2f} + E_f^* , \quad (1)$$

где E_c^* и E_f^* - энергии возбуждения составного ядра и пары образовавшихся осколков деления соответственно. M_c , M_{1f} , M_{2f} - энергии связи составного ядра и двух осколков соответственно. E_k - суммарная кинетическая энергия двух осколков. Экспериментально установлено, что кинетическая энергия осколков деления практически не зависит от энергии возбуждения делящегося ядра^{/1/}. Поэтому с ростом E_c^* линейно возрастает энергия возбуждения осколков деления и, следовательно, число $\bar{\nu}$. При низких энергиях возбуждения зависимость числа $\bar{\nu}$ от E_c^* прослежена экспериментально, в частности, для составного ядра ^{239}Np в работе^{/2/}. Наблюдалось близкое к линейному увеличение числа с ростом E_c^* и получено значение $\frac{d\bar{\nu}}{dE_c^*} = 0,12 \text{ Мэв}^{-1}$. Для деления высоковозбужденных составных ядер, образующихся в реакциях с заряженными частицами, число $\bar{\nu}$ до последнего времени не определялось в прямых экспериментах. Имелись лишь косвенные данные, полу-

ченные из результатов измерения массовых и зарядовых распределений продуктов деления для этих реакций. Следует отметить, что при высоких энергиях возбуждения ($E_c^* > 50$ Мэв) можно ожидать отклонения зависимости $\bar{\nu}(E_c^*)$ от прямой линии и уменьшения величины $\frac{d\bar{\nu}}{dE_c^*}$ из-за увеличения средней энергии связи нейтронов в ядрах-осколках деления, излучающих нейтроны, с ростом числа $\bar{\nu}$.

Составные ядра с высокой и достаточно точно определенной энергией возбуждения и с фиксированными значениями Z и A могут быть получены в реакциях с тяжелыми ионами. Деление ядер тяжелыми ионами систематически изучалось в последние годы в Дубне (см., например, ^{13/}) и в частности представляло интерес поставить опыты по измерению числа $\bar{\nu}$. Существенным является то обстоятельство, что составные ядра, образующиеся в реакциях с тяжелыми ионами, обладают необычным соотношением числа протонов и нейтронов. Кроме того является возможным синтезировать очень тяжелые составные ядра, например, в реакции $^{238}\text{U}(^{40}\text{Ar}, f)$ делящееся ядро имеет $Z = 110$, $A = 278$. Поэтому измерение числа $\bar{\nu}$ для деления ядер тяжелыми ионами позволяет заметно расширить область делящихся ядер, для которых имеется информация о распределении энергии в процессе деления.

Эксперимент

Методика эксперимента подробно описана в работе ^{14/}, здесь будут изложены лишь некоторые основные положения. При облучении тонкой мишени из ^{197}Au , ^{209}Bi или ^{238}U тяжелыми ионами одновременно регистрировались осколки деления и нейтроны, излучаемые из мишени, с помощью детекторов, расположенных под различными углами по отношению к пучку бомбардирующих частиц. В качестве детектора быстрых нейтронов использовался слой ^{237}Np , находящийся в контакте со стеклом. Нейтроны, проходящие через детектор, вызывали деление ядер ^{237}Np ,

акты которого регистрировались стеклом. Эффективность такого детектора невысока ($\approx 10^{-6}$), энергетическая зависимость эффективности определяется зависимостью сечения деления ^{237}Np от энергии нейтронов, которая показана на рис. 1. На том же рисунке представлены рассчитанные спектры нейтронов для реакции $^{238}\text{U}(^{22}\text{Ne}, f)$ в системе координат, связанной с движущимся осколком, в двух предположениях о виде спектра:

$$1) \frac{dW}{dE} = \frac{E}{T^2} \exp\left(-\frac{E}{T}\right),$$

где T - температура, усредненная по каскаду нейтронов;

$$2) \frac{dW}{dE} = \frac{\sqrt{E}}{T^{3/2}} \exp\left(-\frac{E}{T}\right),$$

где $T = \frac{11}{12} \cdot T_{\max}$, согласно работе /5/. О вычислении температуры более подробно будет сказано ниже. Видно, что спектры отличаются весьма слабо, поэтому для удобства вычислений мы пользовались обычно первым предположением. С использованием данных, показанных на рис. 1, вычислялась средняя по спектру эффективность регистрации нейтронов. В реальности спектр нейтронов в лабораторной системе координат отличается от спектра в системе, связанной с движущимся осколком, который показан на рис. 1. Однако связанная с этим обстоятельством неточность вычисления средней эффективности регистрации нейтронов невелика и по оценкам не превышает 2% из-за слабой зависимости сечения деления ядер ^{237}Np от энергии нейтронов, которое остается практически постоянным в энергетическом интервале 1,0 - 6,0 Мэв. На рис. 1 не показаны резонансы в сечении деления ^{237}Np при очень низких энергиях нейтронов, так как данные резонансы увеличивают сечение деления только в очень малом энергетическом интервале и не могут оказать сколь угодно существенного влияния на эффективность регистрации нейтронов, имеющих энергетический спектр, представленный на рис. 1.

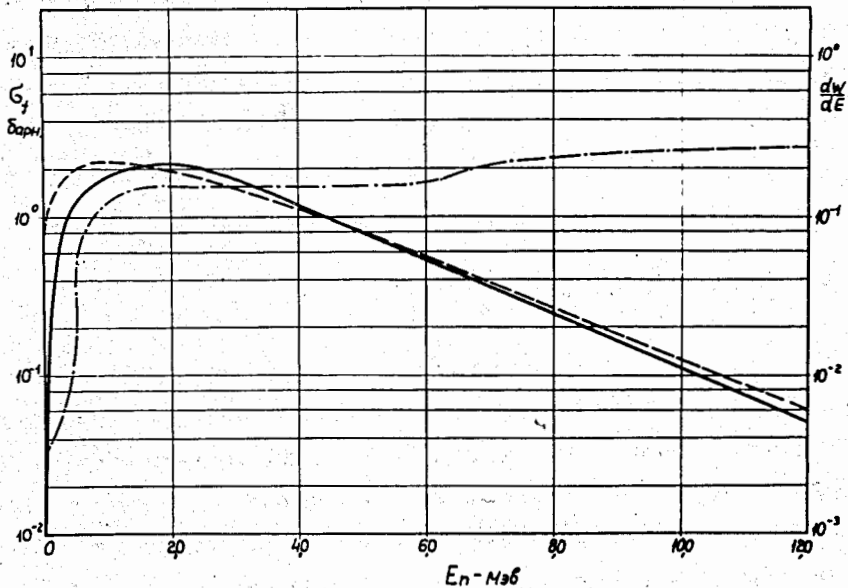


Рис. 1. Зависимость сечения деления ядер ^{237}Np от энергии нейтронов (---), а также вид энергетического спектра нейтронов деления для реакции $^{238}\text{U}(^{22}\text{Ne}, f)$, вычисленный в двух предположениях о форме спектра:

$$1. \frac{dW}{dE} = \frac{E}{T^2} \exp\left(-\frac{E}{T}\right) \text{ (—————)}$$

$$2. \frac{dW}{dE} = \frac{\sqrt{E}}{T^{3/2}} \exp\left(-\frac{E}{T}\right) \text{ (-----)}$$

Осколки деления, вылетающие из мишени, бомбардируемой тяжелыми ионами, регистрировались диэлектрическими детекторами из силикатного стекла, расположенными под различными углами к направлению пучка. Удвоенное отношение числа зарегистрированных нейтронов и осколков деления с учётом эффективностей детекторов и геометрических факторов позволяло определить среднее число нейтронов (n), испускаемых из мишени, приходящееся на пару осколков деления. Данное число (n) совпадает со средним числом нейтронов, испускаемых в акте деления ($\bar{\nu}$), если составное ядро в 100% случаев испытывает деление. Если же составное ядро с заметной вероятностью может распасться путем испарения каскада нейтронов, то

$$n = \bar{\nu} + \bar{\nu}_c \frac{1}{(1 + \bar{\Gamma}_f / \bar{\Gamma}_n) \bar{\nu}_c - 1}, \quad (2)$$

где $\bar{\nu}_c$ - среднее число нейтронов в испарительном каскаде составного ядра. $\bar{\Gamma}_f / \bar{\Gamma}_n$ - среднее по каскаду отношение делительной и нейтронной ширин составного ядра. Отсюда можно видеть, что уже при $\bar{\Gamma}_f / \bar{\Gamma}_n = 1$ n отличается от $\bar{\nu}$ не более, чем на 5%, а с увеличением делимости составного ядра ($\bar{\Gamma}_f / \bar{\Gamma}_n$) n становится равным $\bar{\nu}$ с высокой степенью точности.

В таблице 1 перечислены изученные нами реакции и даны значения измеренных величин $\bar{\nu}$. В таблице содержатся также результаты вычисления энергетического баланса для указанных реакций.

Расчёт баланса энергии

Формула (1) представляет собой запись энергетического баланса элементарного акта деления ядра, в котором образуются два осколка с вполне определенными Z , A и кинетической энергией. Энергетический

Таблица

Основные результаты эксперимента и расчёта энергетического баланса для изученных реакций. Обозначения см. в тексте

Мишень	Частица	E_B (МэВ)	E_C^* (МэВ)	\bar{E}_K (МэВ)	\bar{T} (МэВ)	\bar{D}_n (МэВ)	Q (МэВ)	$\bar{V}_{\text{эсп.}}$	$\bar{V}_{\text{расч.}}$	Δ (МэВ)
^{238}U	^{40}Ar	295	119	218	1,76	6,86	279,0	$157 \pm 1,6$	16,6	+9,4
	^{22}Ne	175	103	193	1,63	6,51	252,0	$14,0 \pm 1,5$	15,9	+17,1
	^{16}O	135	87	187	1,54	6,61	226,2	$12,3 \pm 1,5$	12,1	-2,0
	^{12}C	81	58	183	1,40	6,40	230,3	$8,7 \pm 1,0$	10,6	+17,4
^{209}Bi	^{40}Ar	295	118	206	1,56	7,36	228,4	$13,7 \pm 1,5$	12,6	-11,2
	^{22}Ne	175	97	170	1,58	6,86	195,9	$11,0 \pm 1,0$	11,4	+3,7
	^{16}O	135	81	165	1,43	7,02	184,8	$10,4 \pm 1,0$	9,5	-9,1
	^{12}C	81	52	160	1,18	6,78	176,6	$8,3 \pm 1$	6,7	-15,1
^{197}Au	^{40}Ar	295	129	183	1,72	7,76	207,1	$15,3 \pm 1,5$	12,9	-26,0
	^{22}Ne	175	10	160	1,62	7,13	170,7	$11,3 \pm 1,0$	10,8	-4,5
	^{16}O	135	97	155	1,43	7,18	154,9	$9,8 \pm 1,0$	8,9	-9,2
$^{209}\text{Bi}^*$	^4He	52	43	146	0,98	6,39	150,7	$7,4 \pm 1,0$	4,7	-22,0

баланс, характеризующий в целом какую-либо реакцию деления, должен содержать правильным образом усредненные величины из-за наличия существенной дисперсии распределений по массе, заряду и кинетической энергии осколков деления. В предположении, что нейтроны испускаются полностью ускоренными осколками и имеют энергетический спектр в системе, связанной с осколком, который можно описать спектром испарения по Вайскопфу, энергетический баланс реакции деления записывается в виде:

$$E_c^* + M_c = \overline{(M_1 + M_2)} + \bar{E}_k + \bar{\nu} \bar{B}_n + 2\bar{\nu} \bar{T} + \bar{E}_\gamma . \quad (3)$$

Здесь $\overline{(M_1 + M_2)}$ - средняя по массовому и зарядовому распределению сумма энергий связи двух осколков до испарения нейтронов; \bar{E}_k - средняя суммарная кинетическая энергия двух осколков до испарения нейтронов; \bar{B}_n - среднее значение энергии связи нейтрона для осколков деления в данной реакции; \bar{T} - средняя температура осколков деления; \bar{E}_γ - среднее значение энергии возбуждения осколков деления, расходуемой на излучение γ -квантов.

В формулу (3) подставлялись измеренные значения числа $\bar{\nu}$ и вычислялась разность между левой и правой частью равенства Δ , которая показывала, насколько точно сходится баланс энергии для той или иной реакции деления. Для вычислений использовались значения энергий связи ядер из таблиц Майерса и Святецкого^{/6/}. При расчёте отдельных слагаемых формулы (3) приходилось использовать определенные предположения о некоторых недостаточно хорошо известных сторонах процесса деления ядер тяжелыми ионами. Поэтому отличие левой и правой части равенства (3) на величину Δ может быть связано либо с неточностью этих предположений, о которых будет сказано ниже, либо с погрешностью измерения числа $\bar{\nu}$. Слагаемые в формуле (3) вычислялись следующим образом:

а) $\overline{(M_1 + M_2)}$ находилось из усреднения:

$$\overline{(M_1 + M_2)} = \frac{\int_1^{\infty} [M_1(x) + M_2(x)] P(x) dx}{\int_1^{\infty} P(x) dx}, \quad (4)$$

где: $P(x)$ - функция массового распределения осколков для данной реакции, $x = \frac{A_1}{A_2}$ - отношение масс тяжелого и легкого осколков; $M_1(x) + M_2(x)$ - сумма энергий связи двух дополнительных ядерных осколков с массовыми числами, соответствующими параметру x и с зарядами, равными наиболее вероятным значениям заряда $Z_p(A)$ для данных массовых чисел.

Массовые и зарядовые распределения осколков деления в реакциях с тяжелым и ионами изучались экспериментально ^{/3/}, здесь мы использовали данные, полученные в этих работах. В таблице 1 приведены значения $Q = M_c - \overline{(M_1 + M_2)}$ для всех изученных реакций.

б) Среднее значение суммарной кинетической энергии осколков \overline{E}_k рассчитывалось по полуэмпирической формуле Вайолы и Сиккеланда ^{/7/}, сконструированной авторами на основе экспериментальных данных. Значения \overline{E}_k приведены в таблице 1.

в) При вычислении \overline{T} предполагалось, что температура и энергия возбуждения осколков деления связаны соотношением $E^* = \frac{A}{10} T^2$ и что температура двух дополнительных осколков одинакова.

Из этих предположений следует, что полная энергия возбуждения двух осколков $E_f^*(x)$ распределяется между ними пропорционально их массе. Функция $E_f^*(x)$ вычислялась из равенства (1), в которое подставлялись зависящие от асимметрии деления (x) энергии связи ядер-осколков ($M_1(x), M_2(x)$). Для зависимости полной кинетической энергии осколков от асимметрии деления $E_k(x)$ предполагался вид $E_k(x) \approx \sqrt{A_1 A_2} = \frac{\sqrt{x}}{1+x}$, который неплохо описывает немногочисленные

экспериментальные данные /8,9/, имеющиеся в литературе относительно зависимости $E_k^*(x)$ для деления ядер тяжелыми ионами.

Знание функции $E_k^*(x)$ позволяет вычислить энергию возбуждения осколка и его температуру после первой ступени испарительного каскада T_1 . Считалось, что после испарения последнего нейтрона в каскаде осколок деления будет иметь среднюю энергию возбуждения, равную половине энергии связи нейтрона, и соответствующую этой энергии возбуждения температуру (T_k). Средняя по каскаду температура вычислялась как среднее арифметическое T_1 и T_k . Считалось, что спектр нейтронов имеет вид $\frac{dW}{dE} = E/T^2 \exp(-\frac{E}{T})$. Данное описание спектра нейтронов каскадного испарения не является безусловно строгим, однако, как видно из рис. 1, отличие спектра, рассчитанного по этой методике, от более правильно вычисленного спектра (по работе /5/) является небольшим.

Усредненная по каскаду температура осколков в зависимости от асимметрии деления $T(x)$ усреднялась затем по массовому распределению с помощью формулы, аналогичной формуле (4). Значения \bar{T} для изученных реакций приведены в таблице 1.

г) Вычисление средней энергии связи нейтрона \bar{B}_n состояло в расчёте функции $B_n(x)$ и усреднении ее по массовому распределению. Величина $\bar{B}_n(x)$ определялась как среднее арифметическое энергий связи нейтрона для последовательности ядер, являющихся ступенями испарительного каскада для двух дополнительных осколков при фиксированном значении асимметрии деления x . Для расчёта требуется знание величины $\bar{\nu}(x)$, которая, в свою очередь, зависит от $B_n(x)$ следующим образом $\bar{\nu}(x) = \frac{E^*(x)}{B_n(x)}$. В связи с этим для вычисления $\bar{\nu}(x)$ и $B_n(x)$ использовался метод последовательных приближений. В нулевом приближении считалось, что $\bar{\nu}(x) = \text{const} = \bar{\nu}$ и что число нейтронов, испускаемых отдельным осколком, пропорционально его массе $\nu_f = A_f \frac{\bar{\nu}}{A_v}$. Вычисленная в нулевом приближении зависимость $B_n(x)$ использовалась для расчёта $\nu(x)$, после чего процедура повторялась.

д) Относительно средней энергии, уносимой γ -лучами (\bar{E}_γ), для деления возбужденных ядер отсутствуют экспериментальные данные. Однако нет оснований предполагать, что в данном случае E_γ будет значительно больше, чем при делении ядер тепловыми нейтронами, когда $\bar{E}_\gamma = 7 \text{ Мэв} / 10$. Мы предполагали, что для всех реакций $\bar{E}_\gamma = 8 \text{ Мэв}$ в согласии со сделанным выше предположением о том, что средняя энергия возбуждения каждого из двух осколков после испарения последнего нейтрона составляет половину энергии связи нейтрона.

На рис. 2 показаны рассчитанные функции $\bar{\nu}(x)$, $\bar{B}(x)$, $E_k(x)$, кроме того приведена функция массового распределения $P(x)$ и зависимость энерговыделения от параметра асимметрии деления $x = A_1/A_2$. $Q(x) = M_c - M_1(x) - M_2(x)$ для реакции $^{238}\text{U}(^{40}\text{Ar}, f)$ при энергии бомбардирующих частиц 295 Мэв. Из рис. 2 нетрудно видеть, что $Q(x)$ сильнее уменьшается с ростом x , чем $E_k(x)$. Это приводит к уменьшению $E^*(x) = Q(x) - E_k(x) + E_c^*$ с ростом x и, соответственно, к уменьшению $\bar{\nu}(x)$.

Подобного рода зависимости были вычислены нами и для всех других изученных реакций. Знание этих величин позволяет подвести энергетический баланс реакций и определить, насколько баланс не сходится. Как видно из таблицы 1, величина Δ , равная разности левой и правой частей равенства (3), для всех изученных реакций невелика в масштабе абсолютных величин значений, поставляемых в указанное равенство. Кроме того отличие Δ от нуля для большинства реакций может быть объяснено погрешностью в измерении числа $\bar{\nu}$, которая составляет $\approx 10\%$. Это обстоятельство становится очевидным, если сравнить $\bar{\nu}_{\text{экс.}}$ и $\bar{\nu}_{\text{расч.}}$. Значение $\bar{\nu}_{\text{расч.}}$ определялось из равенства (3) при условии, что $\Delta = 0$ с использованием процедуры вычислений, описанной выше. Таким образом, можно заключить, что измеренные значения числа $\bar{\nu}$ для всех реакций в пределах точности эксперимента удовлетворяют равенству (3).

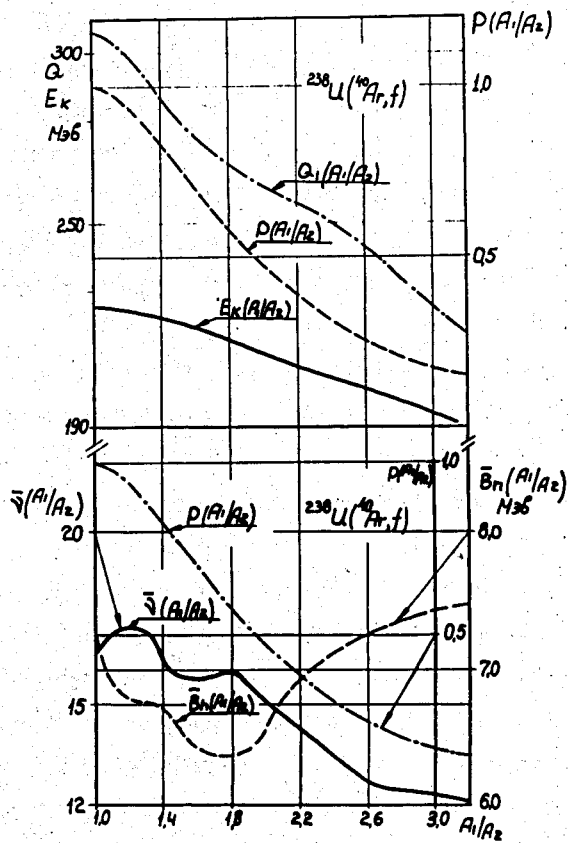


Рис. 2. Промежуточные результаты расчёта энергетического баланса для реакции $^{238}\text{U}(^{40}\text{Ar}, f)$. Обозначения в тексте.

В таблице 1 содержатся результаты расчёта энергетического баланса для реакции $^{209}\text{Bi}(^4\text{He}, f)$, которая изучалась авторами ^{/11/}. Согласно нашим вычислениям, измеренное в работе ^{/11/} значение числа $\bar{\nu}$ существенно отличается от расчётной величины, что совпадает с результатами анализа энергетического баланса для реакции $^{209}\text{Bi}(^4\text{He}, f)$, проделанного авторами оригинальной работы ^{/11/}.

Из сказанного можно сделать вывод, что использованный нами метод расчёта энергетического баланса реакции деления возбужденного ядра дает согласие с экспериментальными результатами и может быть использован для вычисления числа $\bar{\nu}$ в тех случаях, когда отсутствуют экспериментальные данные.

На основе наших экспериментальных данных можно сделать некоторые выводы относительно зависимости числа $\bar{\nu}$ от энергии возбуждения делящегося ядра. На рис. 3 приведены экспериментальные значения числа $\bar{\nu}$ для всех изученных реакций при соответствующих энергиях возбуждения. Точки разделены на две группы, первая (светлые точки) соответствует делящимся ядрам с $38,5 < Z^2/A < 41,0$, вторая (зачерненные точки) — ядрам с $34 < Z^2 < A < 37,5$. На том же рисунке показаны рассчитанные нами зависимости $\bar{\nu}(E_c^*)$ для реакций $^{238}\text{U}(^{22}\text{Ne}, f)$ и $^{197}\text{Au}(^{22}\text{Ne}, f)$. Нетрудно видеть, что разброс точек из первой группы относительно расчётной кривой для реакции $^{238}\text{U}(^{22}\text{Ne}, f)$ невелик, аналогично точки второй группы неплохо согласуются со второй расчётной кривой. Рассчитанные зависимости $\bar{\nu}(E_c^*)$, как видно из рис. 3, мало отличаются от прямых и могут быть характеризованы значением $\frac{d\bar{\nu}}{dE_c^*} \approx 0,08 \text{ Мэв}^{-1}$ для обеих реакций. Данное значение $\frac{d\bar{\nu}}{dE_c^*}$ значительно меньше, чем для реакции деления $^{238}\text{U}(p, f)$ в диапазоне не очень больших энергий возбуждения ^{/12/}. Это связано с существенно более высокой средней энергией связи нейтронов в осколках деления, образуемых в изученных нами реакциях по сравнению с реакцией $^{238}\text{U}(p, f)$.

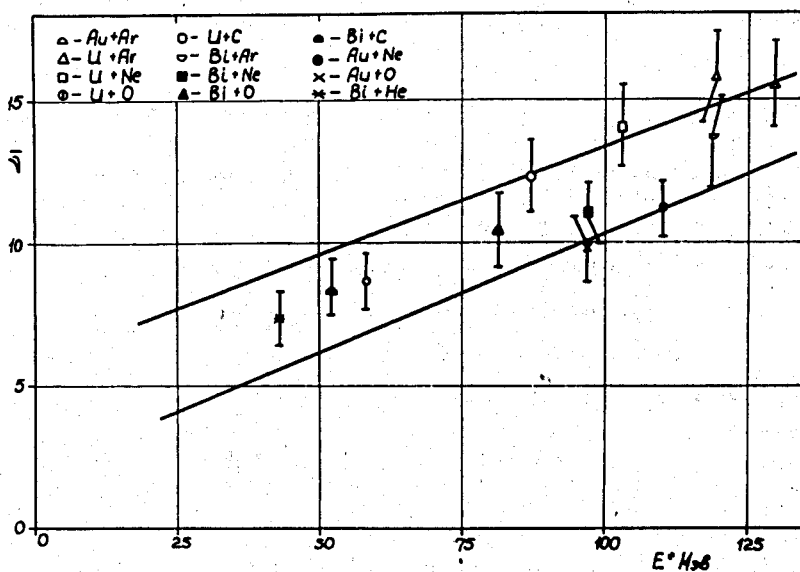


Рис. 3. Зависимость числа $\bar{\nu}$ от энергии возбуждения делящегося ядра для двух групп ядер с: $34 < \frac{Z^2}{A} < 37,5$; $38,5 < \frac{Z^2}{A} < 41,0$. Точки - экспериментальные значения, кривые - расчёт для реакций $^{238}\text{U}(^{22}\text{Ne}, f)$ и $^{197}\text{Au}(^{22}\text{Ne}, f)$.

Если продолжить кривые, показанные на рис. 3, до энергии возбуждения, равной нулю, то можно получить оценку числа $\bar{\nu}$ для спонтанного деления ядер $^{260}_{102}$ и $^{219}_{85}\text{Ac}$. Данная оценка не может претендовать на высокую точность, так как неизвестны массовые распределения осколков спонтанного деления этих ядер. Однако полученные таким образом значения $\nu_{s,f} = 5,8$ для $^{260}_{102}$ и $\nu_{s,f} = 2,0$ для $^{219}_{85}\text{Ac}$ кажутся правдоподобными, если сравнить их с известными значениями $\nu_{s,f} = 3,7$ для $^{252}_{98}\text{Cf}$ и $\nu_{s,f} = 2,0$ для $^{238}_{92}\text{U}$.

Об энергетическом балансе спонтанного деления

При расчёте энергетических балансов нами было замечено, что с уменьшением Z делящегося ядра среднее энерговыделение в акте деления уменьшается более резко, чем кинетическая энергия осколков (см. табл. 1). Для спонтанного деления средняя энергия возбуждения осколков равна $\bar{E}_f^* = Q - \bar{E}_k$. Из таблицы 1 видно, что для реакций $^{197}_{79}\text{Au}(^{16}_8\text{O}, f)$ и $^{209}_{83}\text{Bi}(^4_2\text{He}, f)$ величины Q и \bar{E}_k практически совпадают, т.е. энергия возбуждения осколков целиком определяется энергией возбуждения составного ядра. В гипотетическом случае спонтанного деления подобного ядра энергия возбуждения осколков деления должна была бы равняться нулю, что вряд ли является возможным.

Практически наиболее легкими ядрами, для которых наблюдалось спонтанное деление, являются изотопы урана. Нуклиды с меньшими значениями атомного номера, очевидно, обладают чрезвычайно высокими временами жизни по отношению к спонтанному делению, что не позволяет экспериментально наблюдать это явление. В то же время известны спонтанно делящиеся изомеры, для которых время жизни по отношению к спонтанному делению сокращается в 10^{25} - 10^{30} раз по сравнению с основным состоянием. Имеются теоретические работы, в которых обсуждается возможность существования спонтанно делящихся изомеров эле-

ментов легче урана. Поэтому представляет интерес проанализировать энергетический баланс спонтанного деления ядер легче урана. Анализ не может быть точным, так как неизвестны массовые распределения гипотетического процесса спонтанного деления этих ядер. Для определенности вычислялась разность между энерговыделением при делении ядра пополам ($x=1$) и средней кинетической энергией осколков, рассчитанной по полуэмпирической формуле^{/7/}. Указанная разность $Q_{(1)} - \bar{E}_k$ есть энергия возбуждения осколков деления. На рис. 4 показана зависимость $Q_{(1)} - \bar{E}_k$ от Z делящегося ядра. Расчет проделан для ядер вблизи линии β -стабильности [$A = f(z)$] и имеющих дефицит и избыток 14-ти нейтронов ($A = f(z) - 14$; $A = f(z) + 14$). Во всем диапазоне кривые достаточно близки друг к другу и пересекают ось абсцисс в районе $Z = 80-85$. Энергия возбуждения осколков деления не может быть меньше некоторой не слишком малой величины, которая определяется энергией деформации ядер-осколков, возникающих в процессе деления. Трудно представить, чтобы в результате деления образовывались два сферических осколка с нулевой деформацией. Последовательность форм, проходящих ядром в процессе деления, такова, что образовавшиеся в момент разрыва осколки деления неизбежно должны быть деформированными. Однако из рис. 4 видно, что энергия возбуждения осколков спонтанного деления становится близкой к нулю или отрицательной при $Z < 84$. Это противоречие, вероятно, означает, что спонтанное деление ядер с $Z < 84$ вообще не может иметь места. Данная оценка минимального Z ядра, для которого еще возможно спонтанное деление, не является точной, так как трудно определить минимальную энергию возбуждения осколков деления, возникающих в процессе разделения тяжелого ядра. Кривые, показанные на рис. 4, вычислены с хорошей точностью, так как значение $Q_{(1)}$ определяется из таблиц масс ядер^{/8/} с погрешностью, не превышающей 1-2 Мэв, а кинетическая энергия E_k для ряда ядер с $80 < Z < 90$ измерялась экспериментально и находится в хорошем согласии

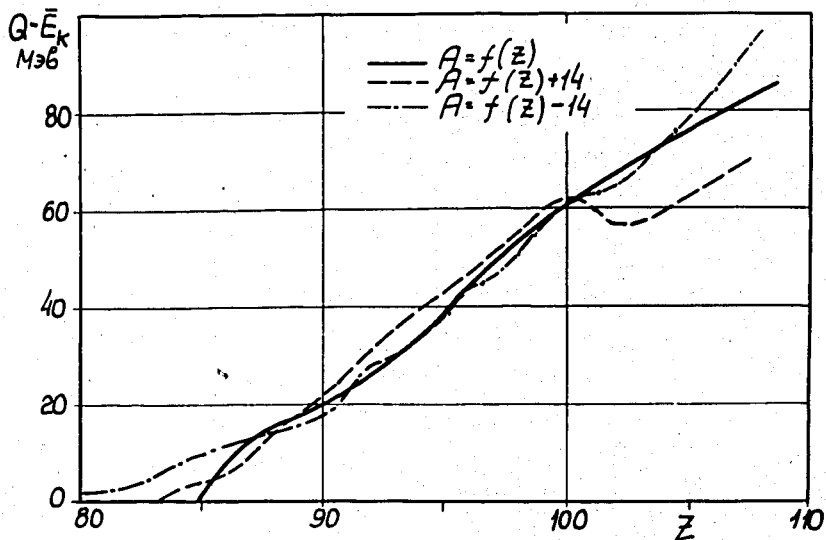


Рис. 4. Зависимость энергии возбуждения осколков спонтанного деления от Z ядра для случая симметричного деления. Кривые соответствуют ядрам вблизи линии β -стабильности ($A = f(Z)$) и обладающим избытком или дефицитом 14-ти нейтронов ($A = f(Z) + 14$; $A = f(Z) - 14$).

с расчётом по полуэмпирической формуле^{17/}. Выше было указано, что кривые рис. 4 рассчитаны для случая симметричного деления, для которого значение энерговыделения Q максимально, поэтому, если учесть дисперсию массового распределения осколков спонтанного деления, то это приведет к увеличению значения минимального заряда ядра, для которого возможно спонтанное деление Z_{min} . Для спонтанного деления изомерного состояния энергия возбуждения осколков равна $Q + E_1 - E_k$, где E_1 - энергия возбуждения изомерного состояния. Поэтому оценка Z_{min} для спонтанного деления из изомерного состояния должна давать несколько меньшее значение Z_{min} .

Представляет интерес понять, что означает сделанная выше оценка Z_{min} для спонтанного деления на языке обычных представлений о барьере деления и потенциальной энергии делящейся системы. На рис. 5 иллюстративно без сохранения масштаба показана зависимость потенциальной энергии делящейся системы от параметра, характеризующего деформацию ядра или расстояние между центрами тяжести двух осколков. Верхняя половина рисунка соответствует делению тяжелого ядра $Z > 90$, для которого $Q - E_k$ положительно и достаточно велико, нижняя часть иллюстрирует деление ядра с $Z < 80$, для которого $Q - E_k$ отрицательно. В качестве нуля отсчёта потенциальной энергии выбрана сумма масс двух осколков. Согласно существующим представлениям кинетическая энергия осколков происходит из кулоновской энергии отталкивания двух осколков в точке разрыва. Полная потенциальная энергия системы в точке разрыва содержит также энергию деформации. Для больших значений параметра r потенциальная энергия системы включает в себя только энергию кулоновского отталкивания двух сферических осколков, меняющуюся по закону $1/r$. Точка разрыва для ядер с различными Z соответствует фигурам, практически подобным геометрическим, так как разрыв происходит тогда, когда шейка становится настолько тонкой, что силы поверхностного натяжения на линии разрыва не уравнивают кулонов-

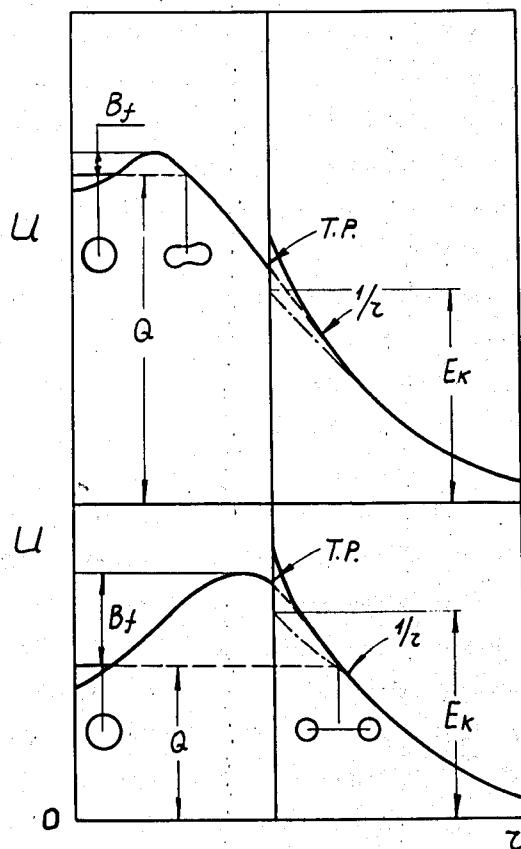


Рис. 5. Схематическое изображение зависимости потенциальной энергии (U) делящейся системы от параметра (r), характеризующего расстояние между центрами тяжести двух осколков для деления ядра с $Z < 80$ (нижняя часть диаграммы) и ядра с $Z > 90$ (верхняя часть диаграммы). Т.Р. - точка разрыва; B_f - барьер деления, остальные обозначения в тексте.

ское отталкивание осколков. Для легких ядер седловая точка имеет деформацию, близкую к разрывной, и поэтому точка разрыва расположена в шкале потенциальной энергии выше основного состояния. Поэтому для легких ядер разность $Q - E_k$ становится отрицательной.

Отсюда следует, что гипотетический случай спонтанного деления столь легкого ядра должен был бы заключаться в подбарьерном переходе ядра из формы, близкой к сферической, к фигуре, состоящей из двух сферических осколков на вполне определенном расстоянии друг от друга. При этом механизм спонтанного деления качественно отличается от спонтанного деления тяжелых ядер. Из-за того, что ядро не проходит последовательности фигур, близких к точке разрыва, массовые распределения и распределения кинетической энергии должны быть совершенно иными, чем при делении данного ядра в возбужденном состоянии. В частности, кинетическая энергия осколков при спонтанном делении должна быть существенно меньшей, чем для деления возбужденного ядра. Для деления тяжелых ядер экспериментальным фактом является практически полное подобие распределений массы и кинетической энергии при спонтанном и возбужденном делении. Этот факт связан с тем, что в случае тяжелого ядра и при спонтанном делении и при делении из возбужденного состояния, ядро проходит одну и ту же последовательность предразрывных фигур.

Авторы благодарны академику Г.Н. Флерову за полезные советы и интерес к работе, Ю.Ц. Оганесяну, Ю.А. Музычке, Б.И. Пустыльнику за ценные обсуждения, К.А. Гаврилову за помощь в разработке методики эксперимента.

Л и т е р а т у р а

1. T. Sikkeland. Phys. Letters, 31, 451, 1970.
2. C.J. Bishop, R. Vandenbosch et al. Nucl. Phys., 150, 129 (1970).

3. С.А. Карамян, Ю.Ц. Оганесян, Б.И. Пустыльник, Г.Н. Флеров.
Proceedings of Symposium on the Physics and Chemistry of Fission IAEA-SM 122/130, Vienna (1969).
4. С.А. Карамян, Ю.Ц. Оганесян, К.Н. Шарифов. ЯФ, XI , 304, 1970.
5. К. Дж. Ле Кутер. В сборнике "Ядерные реакции", том. 1, Госатомиздат, Москва, 1962.
6. W.D. Myers, W.J. Swiateski. LICRL-11980 (1963).
7. V. Viola, T. Sikkeland. Phys.Rev., 130, 2044 (1963).
8. О.А. Анисимов, Б.А. Бочагов и др. Труды Международной конференции по физике тяжелых ионов, Дубна, 1970.
9. E.L. Haines and S.G. Thompson. Phys.,Rev., 135, 2161 (1963).
10. J.C.D. Milton, J.S. Fraser. Phys.Lett., 7, 67 (1961).
11. F. Plasil, R.L. Ferguson, H.W. Schmit. Proceedings of Symposium on the Physics and Chemistry of Fission IAEA-SM 122/124, Vienna (1969).

Рукопись поступила в издательский отдел

3 июня 1971 года.