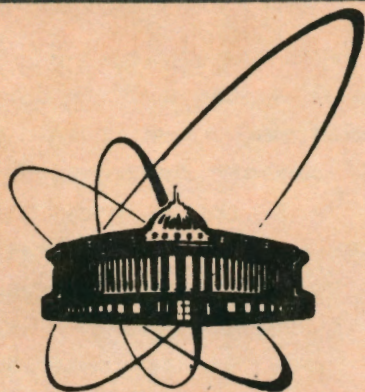


92-360



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P7-92-360

Г.Г.Чубарян, М.Г.Иткис*, С.М.Лукиянов,
В.Н.Околович*, Ю.Э.Пенионжкевич, А.Я.Русанов*,
В.С.Саламатин, Г.Н.Смиренкин*

МАССОВО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
ОСКОЛКОВ И УГЛОВОЙ МОМЕНТ
ПРИ ДЕЛЕНИИ ВОЗБУЖДЕННЫХ ЯДЕР

Направлено в журнал "Ядерная физика"

*Институт ядерной физики АН Казахстана, Алма-Ата

1992

В В Е Д Е Н И Е

В описании различных способов распада возбужденных ядер, в том числе процесса деления, исследуемого в настоящей работе, основными параметрами, зависящими от энергии E_1 и типа бомбардирующей частицы ${}^{A_1}Z_1$, являются энергия возбуждения E^* и угловой момент $J \approx \ell^1$. Поэтому для выделения эффектов, обусловленных одним из них, например угловым моментом, необходимо учитывать влияние их обоих, при этом возможно фиксировать величину одного из них, подбирая ${}^{A_1}Z_1$ и E_1 . Для таких экспериментальных исследований удобны реакции с тяжелыми ионами, с помощью которых можно осуществить значительные изменения рассматриваемых параметров.

При изучении ℓ -зависимости различных характеристик процесса деления приходится иметь дело с дополнительным важным фактором - энергией вращения ядра E_{rot} , которая зависит от ℓ и деформации α и включается в потенциальную энергию деформации:

$$V(\alpha, \ell) = V(\alpha, 0) + E_{\text{rot}}(\alpha, \ell), \quad (1)$$

служащую началом отсчета для энергии возбуждения $E_{\alpha, \ell}^* = E - V(\alpha, \ell)$, где E - полная энергия возбуждения ядра. Главным следствием (1) является зависимость от ℓ высоты барьера $E_f(\ell)$ и деформации в седловой точке $\alpha_{\text{sp}}(\ell)$ [1], которая сильно сказывается на вероятности деления. Это явилось предметом многих исследований (см. например, [2, 8]). Менее изучена ℓ -зависимость массово-энергетических распределений (МЭР) осколков деления.

При обсуждении результатов экспериментального изучения

¹⁾ Мы пренебрегаем здесь разницей между орбитальным ℓ и полным $\bar{J} = \ell + \bar{S}_t + \bar{S}_1$ угловыми моментами, т.е. вкладом в \bar{J} спинов ядра-мишени \bar{S}_t и бомбардирующей частицы \bar{S}_1 .

МЭР осколков деления в поле зрения обычно находятся только средние (для совокупности масс M и энергий E_k) характеристики - первые два момента распределений: массового (МР) и энергетического (ЭР). В прошлом внимание часто сосредотачивалось на ℓ -зависимости средней кинетической энергии пары осколков \bar{E}_k . В одной из первых работ [9] с помощью полупроводникового спектрометра энергий изучались МЭР осколков деления ядра ^{210}Po протонами, α -частицами и ионами ^{12}C . Наблюдавшийся в [9] рост \bar{E}_k с увеличением $\bar{\ell}$ сравнивался с изменением средней энергии вращения делящегося ядра в седловой точке:

$$\bar{E}_{\text{rot}}^{\text{sp}} = \hbar^2 \bar{\ell}^2 / 2J_{\perp} + \theta / 2, \quad (2)$$

где J_{\perp} и θ - соответственно, момент инерции относительно оси, перпендикулярной оси симметрии, и температура ядра для $\alpha = \alpha_{\text{sp}}$. При этом предполагалось, что энергия вращения (2) сохраняется на стадии спуска с вершины барьера и выражается в конечном счете в увеличении \bar{E}_k . Оцененная в [9] из результатов измерений \bar{E}_k производная $d\bar{E}_k/d\bar{\ell}^2 \approx 6$ кэВ \hbar^{-2} оказалась примерно втрое больше ожидаемой из (2):

$$d\bar{E}_k/d\bar{\ell}^2 = \hbar^2 / 2J_{\perp}. \quad (3)$$

Для ℓ -зависимости дисперсий МР и ЭР, σ_M^2 и σ_E^2 статистически значимый эффект в [9] не был установлен. Позже, в работе [10], результаты [9] для чувствительности (3) были поставлены под сомнение. Значения \bar{E}_k осколков деления ядра ^{208}Po , образованного в реакциях с α -частицами, ионами ^{12}C и ^{16}O , оказались одинаковыми.

Примерно в той же постановке эксперимента, что и в [9, 10], МЭР осколков деления $^{208, 210}\text{Po}$ изучались в [11, 12] для реакций с α -частицами, ионами ^3He , ^{12}C и ^{16}O . При анализе [12] результатов измерений $X(\theta, \bar{\ell}^2)$, выполненных в работе [11], использовалась простейшая линейная гипотеза:

$$X(\theta, \bar{\ell}^2) = X_0 + \frac{\partial X}{\partial \theta} \theta + \frac{\partial X}{\partial \bar{\ell}^2} \bar{\ell}^2, \quad (4)$$

где $X(\theta, \bar{\ell}^2)$ - средние моменты МР и ЭР как функции температуры

ядра θ и вносимого в него количества движения $\bar{\ell}^2$ (в единицах \hbar^2), $X_0 = X(0, 0)$. В [12] было получено значение $d\bar{E}_k/d\bar{\ell}^2 = 2.9 \pm 0.7$ кэВ \hbar^{-2} , близкое к оценке, полученной из (3), где $d\bar{E}_k/d\bar{\ell}^2 = 1.4 + 1.9$ кэВ \hbar^{-2} для жидкокапельной величины J_{\perp} в седловой точке [13, 14]. Это согласие могло улучшиться, если учесть уменьшение J_{\perp} с ростом $\bar{\ell}^2$. В [12] для дисперсии масс приводилось значение $d\sigma_M^2/d\bar{\ell}^2 \approx 0.02$ (ат. ед.) $^2 \hbar^{-2}$ и, по-прежнему, не найдено влияния $\bar{\ell}^2$ на дисперсию σ_E^2 .

МЭР осколков деления более легких ядер $^{176-186}\text{Pt}$ были аналогично изучены в реакциях $^{144-154}\text{Sm} + ^{32}\text{S}$ и $^{170}\text{Yb} + ^{16}\text{O}$ в [15]. Полученные в [15] экспериментальные результаты разумно согласовывались с предыдущими, хотя наблюдавшийся в \bar{E}_k эффект связывался не с изменением углового момента $\bar{\ell}^2$, а с изменением энергии возбуждения E^* . Были получены оценки $d\bar{E}_k/dE^* \approx 0.06$ при $d\bar{E}_k/d\bar{\ell}^2 \approx 0$. Последнее в [15] оправдывалось моделью вращения ядра в точке разрыва $\alpha = \alpha_{\text{sc}}$, где, в отличие от (2) и (3), лишь сравнительно небольшая часть полной энергии вращения идет в энергию относительного движения осколков в направлении деления, т.е. в \bar{E}_k , а другая переходит во внутренние степени свободы осколков и реализуется в дальнейшем в ходе их распада (см., например, [16-19]). В работе [20], а также недавно в [18] при изучении МЭР осколков деления ядра ^{205}At в реакциях $^{nat}\text{Re} + ^{20}\text{Ne}$ и $^{165}\text{Ho} + ^{40}\text{Ar}$ наблюдались эффекты для обеих дисперсий σ_M^2 и σ_E^2 , которые можно связать с влиянием углового момента. Однако значения \bar{E}_k для обеих реакций в пределах погрешностей эксперимента совпали.

Расчеты влияния углового момента на МЭР и соответствующих чувствительностей $\partial X/\partial \bar{\ell}^2$ МЭР проводились в рамках флуктуационно-диссипативной динамики (диффузионной модели) с параметрами капельной модели [21, 22]. Для $d\bar{E}_k/d\bar{\ell}^2$ получена оценка $1 + 2$ кэВ \hbar^{-2} [22], соответствующая максимуму J_{\perp} в районе Рb ($Z^2/A \approx 33 + 34$) [13] и минимуму (3). Более сложный характер имеет предсказание [20, 21] для зависимости $d\sigma_M^2/d\bar{\ell}^2$ и $d\sigma_E^2/d\bar{\ell}^2$ от нуклонного состава ядра. Имеющиеся экспериментальные данные недостаточны для проверки представлений и моделей [20-24].

Формирование МЭР осколков в существенной степени, как следует из той же диффузионной модели, зависит от протяженности спуска от седловой точки $\alpha = \alpha_{sp}$ до точки разрыва $\alpha = \alpha_{sc}$, которая, в свою очередь, сильно зависит от параметра модели жидкой капли Z^2/A . Это свойство удобно характеризовать величиной энергии, освобождающейся на стадии спуска $\Delta V = V(\alpha_{sp}, 0) - V(\alpha_{sc}, 0)$, при $\bar{l} = 0$. В области курчатовия она достигает ≈ 50 МэВ и быстро падает с уменьшением Z - почти до нуля в области свинца [22, 23, 25].

Поэтому для изучения l -зависимости МЭР осколков деления мы выбрали два составных ядра, представляющих эти крайние случаи, а именно, на ядрах $^{204, 206}\text{Po}$ и ^{260}Ku , образованных в реакциях с тяжелыми ионами от ^{12}C до ^{48}Ti и, соответственно, мишенях от ^{176}Yb до ^{244}Sm . Измерения МЭР осколков проводились с помощью двухплечевого времяпролетного спектрометра "ДЭМАС" [26]. Измеряя скорости осколков, нет необходимости вводить поправки на эмиссию из них нейтронов, которые требуются при измерениях МЭР Е-Е-спектрометром во всех предыдущих работах по обсуждаемому вопросу [9, 10, 11, 12, 15]. В этом заключается методическое преимущество настоящей работы, поскольку экспериментально изучаемые эффекты соизмеримы по величине с упомянутой поправкой.

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ И ОБРАБОТКИ

В измерениях двухплечевой времяпролетный спектрометр "ДЭМАС" устанавливался на канале выведенного пучка циклотрона У-400 ЛЯР ОИЯИ. Схематическое изображение спектрометра приведено на рис. 1. Он состоит из двух широкоапертурных позиционно-чувствительных лавинных счетчиков (ПЧЛС) и "стартового", плоскопараллельного лавинного счетчика (ППЛС). Подробное описание спектрометра приведено в [26], а его основные характеристики представлены в таблице 1. Накопление и обработка экспериментальных данных осуществлялась с помощью ЭВМ ИВМ РС/АТ.

Окончательная физическая обработка данных проводилась после завершения набора. Из совокупности экспериментальных

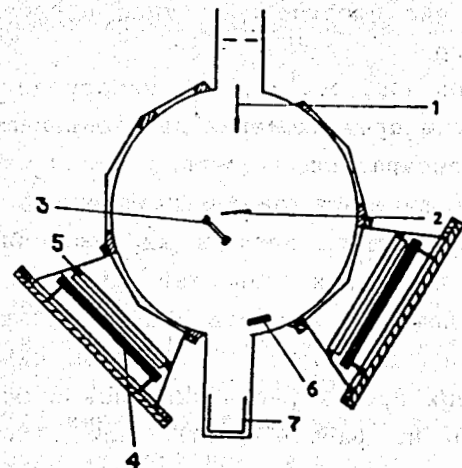


Рис. 1. Схематическое изображение двухплечевого времяпролетного спектрометра: 1 - пучок ионов, 2 - мишень, 3 - "стартовый" ППЛС, 4 - "стоповый" ПЧЛС, 5 - входное окно, 6 - монитор (ППД Si(Au)), 7 - цилиндр Фарадея.

ТАБЛИЦА 1

Основные характеристики спектрометра		
Пределы измерения углов разлета продуктов		
в плоскости реакции θ - от 15° до 165°		$\pm 20^\circ$
вне плоскости φ		$\pm 7^\circ$
Телесный угол каждого "плеча"		185 мср
Точность измерения углов $\delta\theta, \delta\varphi$		0.2°
Временное разрешение δt		230 пс
Массовое разрешение $\delta M/M$		$\approx 2\%$

параметров ($t_1, t_2, \Delta t, X_1, X_2, Y_1, Y_2$ - времена пролета фрагментов и их разность, координаты зарегистрированных событий ПЧЛС, соответственно) вычислялись массы, кинетические энергии и углы вылета коррелированных продуктов реакций.

Обработка данных проводилась по следующему алгоритму: после подстановки калибровочных коэффициентов для каждого измеряемого параметра получали непосредственно вычисляемые для отдельного события величины - $t_1, t_2, \theta_1, \theta_2, \varphi_1, \varphi_2$, где t_2 - время пролета фрагмента 2 между "стартовым" ППЛС и "стоповым" ПЧЛС2; t_1 - время между "стартовым" сигналом от 2-го фрагмента (ППЛС) и "стоп"-сигналом от ПЧЛС1; θ_1, θ_2 и φ_1, φ_2

- углы вылета фрагментов, в и вне плоскости реакции относительно оси пучка соответственно.

Массы и скорости продуктов (M_1, M_2, v_1, v_2) непосредственно после реакции вычислялись в предположении двухтелности процесса: $M_1 + M_t = M_{CN} = M_1 + M_2$ - сохранение числа нуклонов, $M_1 v_1 \sin \theta_1 = M_2 v_2 \sin \theta_2$ - сохранение импульса перпендикулярно оси пучка, где M_1, M_t - массы налетающего иона и ядра-мишени соответственно. Для вычисления начальных скоростей фрагментов учитывались их энергетические потери в веществе мишени, подложке мишени, фольгах стартового детектора, во входном окне ПЧЛС (потери энергии в различных средах рассчитывались с помощью полуэмпирической формулы из работы [27]). Для этого итерационным способом решалась система уравнений относительно неизвестных M_1, M_2 и v_1, v_2 . далее условием $\bar{\theta}_1 + \bar{\theta}_2 = 180^\circ$ (сумма углов разлета в системе центра масс) производился отбор событий, идущих с полной передачей импульса (двухтелные процессы). Величина полной кинетической энергии E_k определялась из соотношения $E_k = M_1 v_1^2 / 2 + M_2 v_2^2 / 2$.

Измерения для разных диапазонов углов осуществлялись последовательной перестановкой счетчиков, затем экспериментальные спектры суммировались. Для наиболее легких ионов ($^{12}\text{C}, ^{16}\text{O}$) измерения проводились при одном угле корреляции.

Мишенями служили разделенные изотопы толщиной 30 ± 100 мкг/см², напыленные на подложки их Al_2O_3 толщиной 30 ± 50 мкг/см².

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Изученные в данном эксперименте реакции и некоторые их характеристики приведены в табл.2, где: E_1^{lab} - энергия налетающего иона в лабораторной системе, E^* - энергия возбуждения составного ядра, $\bar{\ell}^2$ и $\bar{\ell}$ - средний квадрат и среднее значение углового момента делящегося ядра, \bar{E}_k - средняя кинетическая энергия осколков деления σ_M^2, σ_E^2 - дисперсии массовых и энергетических распределений осколков деления соответственно. В

4-ой колонке, кроме энергии возбуждения:

$$E^* = E_1^{\text{cm}} + (\Delta M_1 + \Delta M_t - \Delta M_{\text{CN}}) \quad (5)$$

вычисленной с экспериментальными дефектами масс [41], приводятся те же величины, но в модели вращающейся жидкой капли [1], позволяющей учесть влияние углового момента:

$$\tilde{E}_{\text{CN}}^*(\ell) = E_1^{\text{cm}} + (\Delta M_1 + \Delta M_t - \tilde{\Delta M}_{\text{CN}}) - E_{\text{rot}}(\tilde{\alpha}_{\text{CN}}, \ell) \quad (6)$$

где значком "~" (тильда) отмечены жидкокапельные значения, причем от ℓ также зависит деформация равновесного состояния $\tilde{\alpha}_{\text{CN}}$. В остальных колонках даны параметры делящихся ядер, необходимые для дальнейшего анализа результатов эксперимента. Смысл их объясняется в разд.3.

Некоторые характерные результаты измерений для Po и Cu, образованных в реакциях с ионами неона, кремния и титана, приведены на рис.2-5. Это зависимости выхода продуктов реакций от их массы и полной кинетической энергии $Y(M, E_k)$ (рис.2), а также от массы и угла разлета продуктов реакции относительно направления пучка в системе центра масс $Y(M, \theta_{\text{cm}})$ (рис.3). На двух других рисунках представлены как функции от массы M выходы продуктов реакции $Y(M)$, нормированные на 200%, (рис.4), средняя полная кинетическая энергия $\bar{E}_k(M)$ и дисперсия ее распределения $\sigma_E^2(M)$ (рис.5). Для анализа результатов измерений существенным является выделение из совокупности исследованных реакций процесса истинного слияния-деления. Как следует из работ [24, 28-31], в области составных ядер с параметром $Z^2/A \geq 42$ при уменьшении асимметрии входного канала ($M_t/M_1 \leq 10$) значительным становится вклад квазиделения, приводящего, в частности, к резкому увеличению дисперсии массового распределения σ_M^2 [28, 31]. Как показано в [28-30], включение процесса квазиделения наглядно выражается специфическим изменением контурных диаграмм для зависимости $Y(M, \theta_{\text{cm}})$ и фокусировкой продуктов реакции в области масс M_1 и M_t . В нашем случае подобная картина наблюдается в реакции $^{208}\text{Pb} + ^{48}\text{Ti}$ (рис.3).

В анализе, который приводится в дальнейшем, наряду с данными настоящего эксперимента рассматриваются результаты

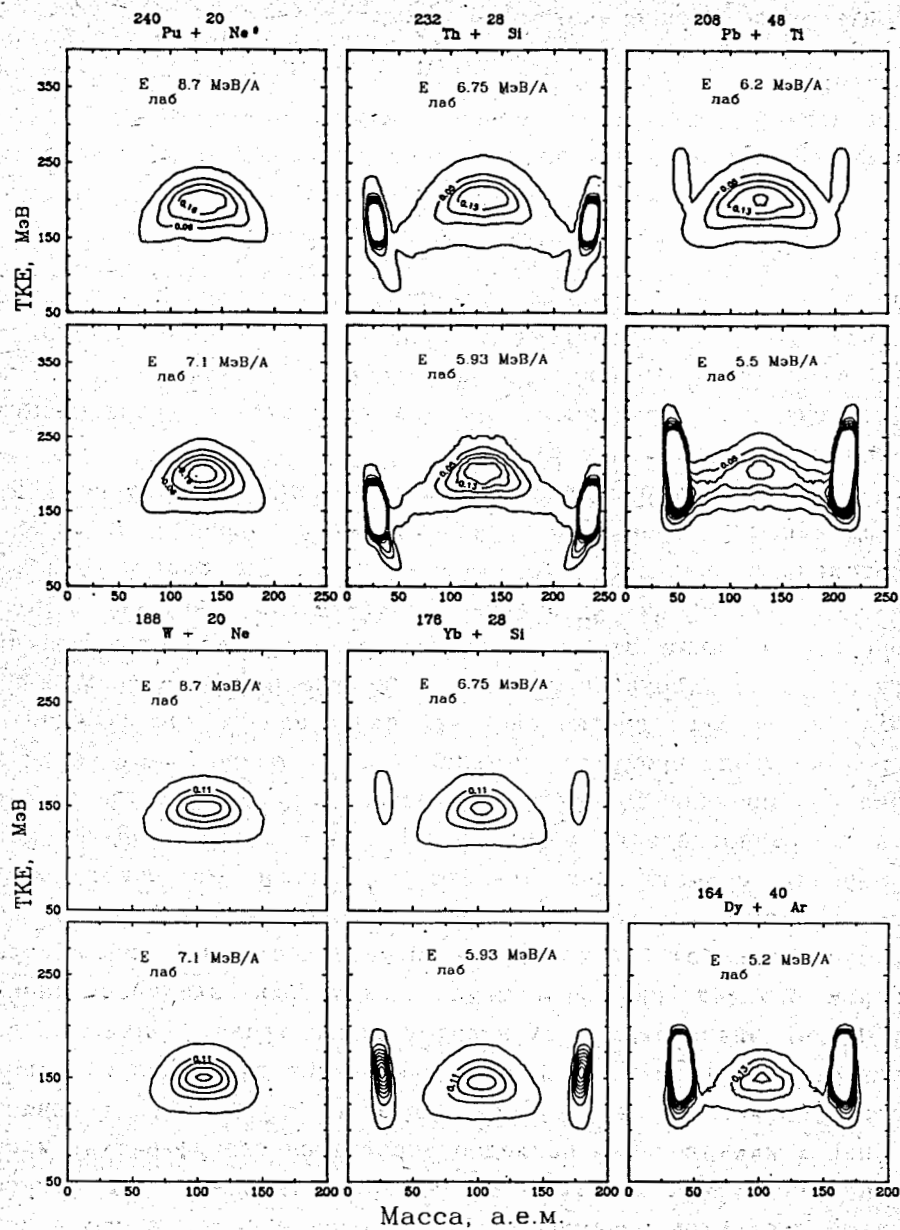


Рис. 2. Контурные диаграммы зависимостей выхода продуктов реакций от их массы M и полной кинетической энергии ТКЕ. На полях приведены значения энергии налетающих ионов в МэВ/нуклон.

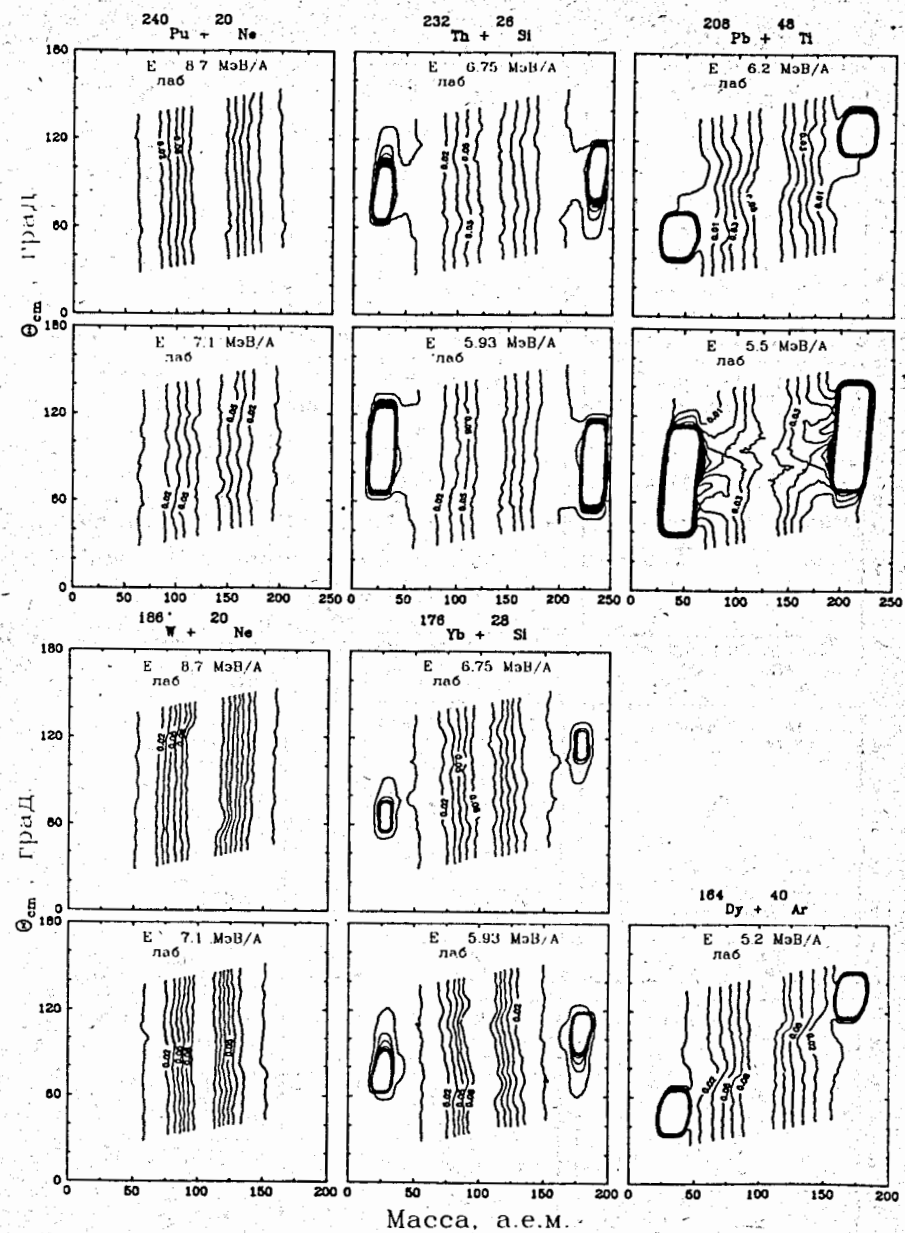


Рис. 3. Контурные диаграммы зависимостей выхода продуктов реакций от их массы M и угла вылета θ_{cm} относительно направления пучка в системе центра масс. На полях приведены значения энергии налетающих ионов в МэВ/нуклон.

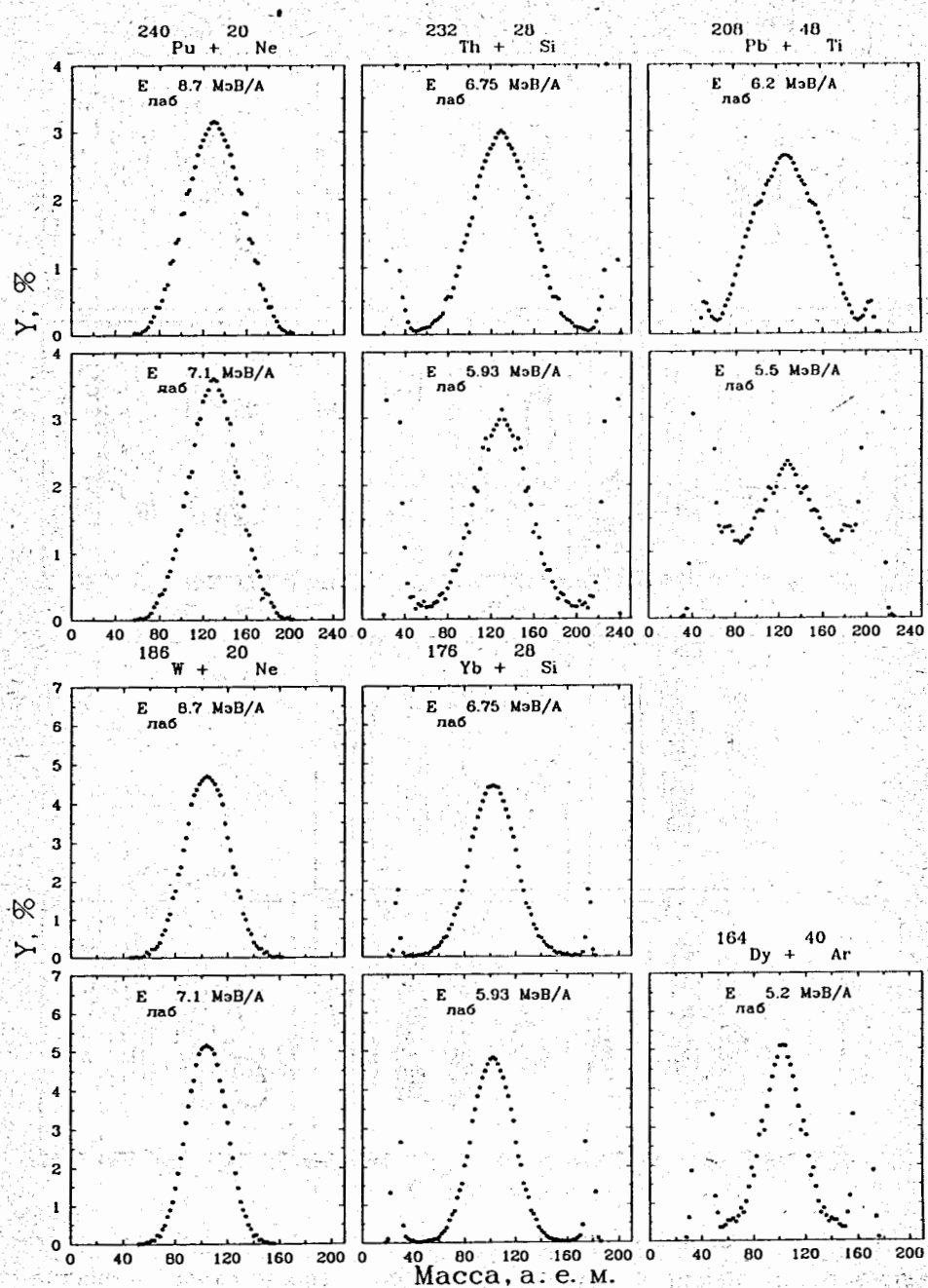


Рис. 4. Распределения выходов продуктов реакции $Y(M)$ для составных ядер Po и Cu (нормированные на 200%).

работы [15], относящиеся к делению составного ядра ^{186}Pt в реакциях с ионами ^{16}O и ^{32}S . Информация о них представлена в табл. 3. Как уже отмечалось, цель обеих работ одна и та же. Различие их заключается в методиках, неодинаково чувствительных к эмиссии нейтронов из осколков деления, с чем связаны, в частности, небольшие различия в строении табл. 2 и 3.

3. НЕКОТОРЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕАКЦИЙ (пояснения к табл. 2 и 3)

3.1. Передаваемые ядрам угловые моменты

Для описания интересующих эффектов необходимо знать распределение делящихся ядер по вносимому угловому моменту ℓ . ℓ -зависимость сечения деления определяется как:

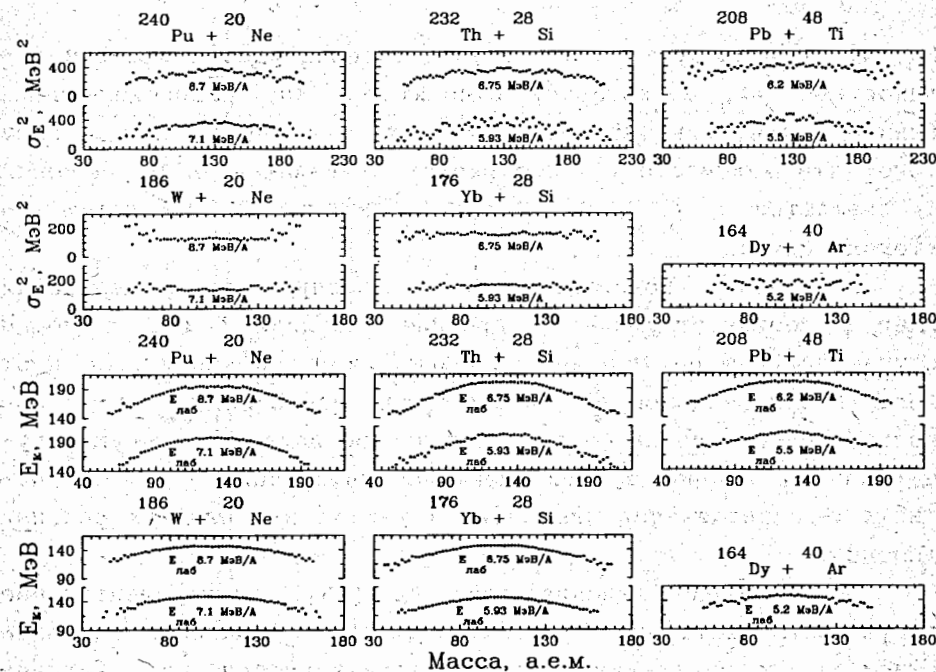


Рис. 5. Распределения моментов энергетических распределений: а - $E_k(M)$; б - $\sigma_E^2(M)$.

$$\sigma_f^l = \sigma_{CN}^l P_f^l = \pi \lambda^2 (2l+1) T_l P_f^l, \quad (7)$$

где σ_{CN}^l - сечение образования составного ядра (слияния) с данным угловым моментом l , P_f^l - его делимость, T_l - проникаемость барьера для бомбардирующих ионов, все эти величины являются функциями энергии E_1 . Для качественного обсуждения удобна упрощенная модель черного ядра, где

$$T_l = \begin{cases} 1 & \text{для } l \leq l_{\max} \\ 0 & \text{для } l > l_{\max} \end{cases}, \quad (8)$$

приводящая к распределению l во входном канале:

$$\varphi(l) = \begin{cases} 2l/l_{\max}^2 & \text{для } l \leq l_{\max} \\ 0 & \text{для } l > l_{\max} \end{cases}, \quad (9)$$

со средними значениями:

$$\bar{l} = \frac{2}{3} \cdot l_{\max} \quad (10); \quad \bar{l}^2 = \frac{l_{\max}^2}{2} = \frac{9}{8} (\bar{l})^2. \quad (11)$$

Из (9)-(11) следует, что в случае тяжелых ядер с высокой делимостью $P_f^l \approx 1$, к которому относится ^{260}Ku , распределение l близко к треугольному (9) и $\bar{l}^2 = l_{\max}^2/2$. Для легких ядер в силу того, что делимости $P_f^l \ll 1$ и растут с увеличением l , значения \bar{l}^2 смещаются к l_{\max}^2 [12]. Деление ^{186}Pt и $^{204, 206}\text{Po}$ ближе ко второму случаю.

Изложенное показывает, что l -распределения делящихся ядер и соответствующие им средние значения \bar{l} и \bar{l}^2 в общем случае зависят не только от свойств входного канала, но и от вероятности деления P_f^l . Так как для описания l_{\max} и P_f^l используются различные феноменологические подходы, то существует большой разброс внутри имеющейся информации о характеристиках l -распределения для одних и тех же или близких реакций деления.

Исследование деления ядер Pt [15], экспериментальные результаты которого рассматриваются в данном анализе (табл. 3), отличает весьма обстоятельная информация о величинах $\bar{l}^2(E_1)$ и $\bar{l}(E_1)$. В частности, одним из ее тестов служило описание сечений $\sigma_f(E_1)$ и $\sigma_{CN}(E_1)$. Сведения об угловых момен-

ТАБЛИЦА 2

Реакция	A_{CN}	E_{lab}^{lab} МэВ	E_{CN}^*	$\theta_{\neq P}^{\circ}$ МэВ	$\bar{\ell}, h$	\bar{E}_k МэВ	σ_M^2	σ_E^2	\tilde{U}_{pre}	$\frac{\theta_{sp}^{ef}(\tilde{U}_{pre})}{\theta_{sp}^{ef}(\tilde{U}_{pre}/2)}$	$\frac{\bar{\ell}_{ef}^2(\tilde{U}_{pre})}{\bar{\ell}_{ef}^2(\tilde{U}_{pre}/2)}$
			$E_{CN}^*(\ell)$ МэВ		$\frac{\ell^2}{10^3 h^2}$		$(aem)^2$	МэВ ²		МэВ	
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
$^{194}Pt, ^{12}C$	^{206}Po	99	76.6	1.72	33.1	146.5±0.8	165± 4	106± 3	2.8	1.18	0.84
		146	64.3 120.9 104.2	2.25	1.21 45.3 2.26	146.0 0.8	204± 5	137± 4	5.4	1.32	1.32
$^{190}Os, ^{16}O$	^{206}Po	126	91.0	1.90	40.0	146.5±1.0	192± 5	121± 4	3.6	1.22	1.18
		168	76.5 129.7 110.2	2.33	1.76 51.7 2.95	146.6±1.0	238± 6	149± 5	5.9	1.33	1.76
$^{186}W, ^{20}Ne$	^{206}Po	142	96.9	1.96	43.6	147.1±1.0	210± 5	128± 4	4.0	1.23	1.41
		174	80.9 125.7 105.5	2.28	2.10 53.5 3.15	146.6±1.0	250± 6	151± 5	5.6	1.30	1.96
$^{180}Hf, ^{24}Mg$	^{204}Po	160	95.7	1.96	46.0	146.0±1.1	225± 5	132± 4	3.9	1.22	1.61
		177	75.8 110.9 91.1	2.13	2.33 52.5 3.04	146.4±1.1	253± 6	146± 5	4.8	1.26	2.04
$^{176}Yb, ^{28}Si$	^{204}Po	166	86.6	1.85	43.0	146.7±1.1	222± 5	128± 4	3.4	1.18	1.47
		189	70.8 106.5 86.3	2.07	2.06 53.3 3.14	147.3±1.1	272± 7	149± 5	4.5	1.24	2.17
$^{164}Dy, ^{40}Ar$	^{204}Po	208	84.6 66.2	1.77	50.0 2.70	147.5±1.3	289± 8	151± 6	- -	- -	- -

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
$^{244}\text{Cm} + ^{16}\text{O}$	^{260}Ku	126	72.0	1.61	39.2	196±2	484±12	353±12	3.3	1.12	1.28
			64.3	1.8	1.84					1.39	1.55
		179	121.7	2.10	57.7	196±2	645±18	445±16	7.1	1.15	2.30
			108.6		4.00					1.67	3.09
$^{240}\text{Pu} + ^{20}\text{Ne}$	^{260}Ku	142	74.2	1.63	42.1	195±2	506±12	372±13	3.5	1.11	1.50
			65.8		2.13					1.39	1.80
		174	103.8	1.93	55.2	196±2	620±17	424±15	5.7	1.13	2.30
			91.5		3.65				1.58	2.94	
$^{236}\text{U} + ^{24}\text{Mg}$	^{260}Ku	160	73.8	1.62	46.0	196±2	548±13	392±13	3.4	1.11	1.84
			64.3		2.54					1.38	2.18
		177	90.3	1.77	54.4	197±2	615±17	460±16	4.6	1.11	2.45
			77.3		3.55				1.47	2.97	
$^{232}\text{Th} + ^{28}\text{Si}$	^{260}Ku	166	62.2	1.48	41.3	197±2	557±15	384±22	2.5	1.08	1.58
			54.0		2.05					1.30	1.81
		189	82.7	1.69	55.2	196±2	702±19	462±25	4.1	1.08	2.65
			70.4		3.66				1.41	3.13	
$^{208}\text{Pb} + ^{48}\text{Ti}$	^{256}Ku	264	49.6	1.33	38.0	196±3	-	365±20	-	-	-
			42.5		1.60						
		298	77.6	1.66	52.0	198±3	845±24	490±27	-	-	-
			66.5		3.20						

тах в табл.3 взяты из [15], а в табл.2 для других ядер основаны на эмпирическом подходе, использующем экстраполяцию апробированных в других работах зависимостей $\overline{\ell^2}(E_1)$ и $\overline{\ell}(E_1)$: для $^{204,206}\text{Po}$ - данные [7,8], для ^{260}Ku - данные [28,33]. Подчеркнем, что приведенные в табл. 2 и 3 значения $\overline{\ell^2}$ и $\overline{\ell}$ не следуют в точности (10)-(11), поскольку реальные распределения T_ℓ и $\varphi(\ell)$ отличаются, соответственно, от (8) и (9) значительным размытием верхней границы [15,28,33].

На рис.6а представлена взятая из [15] зависимость $\overline{\ell^2}$ от E^* для реакций $^{154}\text{Sm}+^{32}\text{S}$ и $^{170}\text{Yb}+^{16}\text{O}$, которая сравнивается с результатами расчетов по Бассу [32]. Сопоставление обнаруживает качественное сходство в поведении кривых, количественно различающихся коэффициентом ≈ 1.25 (более низкие значения по расчетам из [32]). Руководствуясь данным коэффициентом и расчетами согласно [32], мы получили сплошные кривые на рис.6б для близких по А ядер $^{204,206}\text{Po}$, образованных в реакциях с ионами от ^{12}C до ^{28}Si (табл.2). Отмеченный выше разброс результатов разных авторов демонстрируется на вставке к рис.6б на примере одной из этих реакций - с ионами ^{12}C .

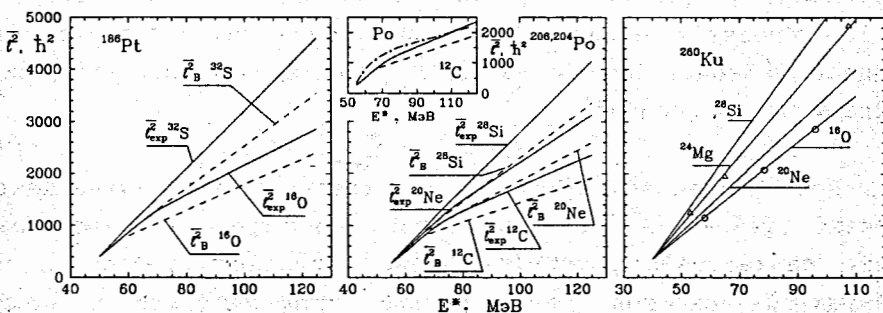


Рис.6. Зависимости среднего квадрата углового момента $\overline{\ell^2}$ от энергии возбуждения E^* начальных составных ядер A_{CN} : а) для ^{186}Pt сплошные линии - оценки из [15]; пунктирные - расчет по Бассу [32]; б) для $^{204,206}\text{Po}$ сплошные линии - наша оценка; пунктирные - расчет по Бассу. На вставке штрихпунктир - оценка из [7]. в) для ^{260}Ku о - [33], ● - [28], сплошные линии - наша оценка.

На рис. 6в представлена зависимость $\overline{\ell^2}$ от E^* для деления ^{264}Ku , образованного в реакциях $^{248}\text{Cm} + ^{16}\text{O}$ [33] и $^{238}\text{U} + ^{26}\text{Mg}$ [28], близких к изучаемым нами $^{244}\text{Cm} + ^{16}\text{O}$ и $^{236}\text{U} + ^{24}\text{Mg}$ комбинациям. Мы игнорировали небольшие различия в них и выполнили экстраполяцию данных [33, 28], чтобы построить аналогичные зависимости для двух других использовавшихся нами реакций $^{240}\text{Pu} + ^{20}\text{Ne}$, $^{232}\text{Th} + ^{28}\text{Si}$ (табл. 2), основываясь, как и в предыдущих случаях, на расчетах согласно [32].

3.2. Эмиссия предделительных нейтронов и температура делящихся ядер

В этом разделе речь пойдет о вычислении второй переменной величины, которая определяет состояние ядра, — энергии возбуждения E^* или, что удобнее (разд. 4.2), температуры θ .

Одним из важных факторов, который необходимо учитывать в исследуемых реакциях, является энергетическая возможность испускания возбужденным ядром, до того, как оно поделится, нескольких нейтронов — так называемых предделительных нейтронов. Обозначим их среднее число на акт деления $\tilde{\nu}$, оно является частью среднего полного числа нейтронов $\tilde{\nu}^{\text{pre}}$, сопровождающих процесс деления, другую часть $\tilde{\nu}^{\text{post}}$ составляют нейтроны, испускаемые из осколков:

$$\tilde{\nu} = \tilde{\nu}^{\text{pre}} + \tilde{\nu}^{\text{post}} \quad (12)$$

При анализе экспериментальных данных их желательно знать порознь, так как $\tilde{\nu}^{\text{pre}}$ связано с реальными средними (эффективными) параметрами делящихся ядер. Испускание нейтронов из движущихся осколков ($\tilde{\nu}^{\text{post}}$) сильно скоррелировано в пространстве с направлением их разлета, а из практически покоящегося делящегося ядра ($\tilde{\nu}^{\text{pre}}$) — почти изотропно. Это обстоятельство и позволяет разделить полный выход на указанные составляющие, если измерить угловые и энергетические распределения нейтронов [34]. Используемые здесь значения $\tilde{\nu}^{\text{pre}}$ и $\tilde{\nu}^{\text{post}}$ основаны на систематике прямых экспериментальных данных [35, 36] и довольно близкой экстраполяции их по энергии и нуклонному составу делящихся ядер.

ТАБЛИЦА 3

Реакция	A_{CN}	E_{lab} , МэВ	E_{CN}^*	θ_{sp}^* , МэВ	\tilde{v}_{pre}	\tilde{v} [15]	\bar{E}_K [15]	σ_M^2 , (аеМ) ² [15]	σ_E^2 , МэВ ² [15]	$\frac{\bar{t}}{t^2}, h$	$\theta_{sp}^{ef}(\tilde{v}_{pre})$ МэВ	$\bar{t}^2(\tilde{v}_{pre})$
			$E_{CN}^*(t)$ МэВ			\tilde{v}_{post}	\bar{E}_K , МэВ			$10^3 h^2$ [15]		$10^3 h^2$
$^{154}Sm \cdot ^{32}S$	^{186}Pt	148.0	61.9	1.58	1.7	4.24	132.1	157	61	31.5	1.15	0.87
			56.2			2.4	130.8			1.10		
		160.5	72.3	1.74	2.2	5.10	133.0	189	64	39.2	1.22	1.29
			63.9			2.7	131.3			1.70		
		170.4	80.5	1.86	2.6	5.90	133.4	198	64	44.5	1.28	1.66
			69.4			2.9	131.3			2.19		
		182.1	90.2	1.99	3.1	6.69	134.1	218	76	49.7	1.32	2.03
			76.6			3.2	131.7			2.74		
		193.1	99.3	2.10	3.6	7.49	134.3	251	85	54.1	1.37	2.39
	83.5			3.4	131.5			3.24				
203.1	107.6	2.20	4.0	8.15	135.1	267	95	57.6	1.40	2.70		
	89.5			3.6	131.9			3.68				
230.1	129.9	2.45	5.1	9.90	136.9	286	118	66.3	1.48	3.48		
	106.8			4.3	133.0			4.86				
$^{170}Yb \cdot ^{16}O$	^{186}Pt	98.9	62.7	1.60	1.7	4.30	132.6	146	56	30.2	1.17	0.78
			57.7			2.4	131.3			1.01		
		110.3	73.1	1.77	2.3	5.26	132.9	161	62	39.5	1.25	1.06
			69.5			2.7	131.1			1.42		
		120.9	82.8	1.91	2.7	6.06	133.9	166	67	39.7	1.32	1.24
			74.0			3.0	131.8			1.74		
130.6	91.7	2.03	3.2	6.85	134.1	182	74	42.4	1.36	1.38		
	82.0			3.2	131.6			1.98				
139.8	100.1	2.18	3.6	7.54	134.6	190	81	44.6	1.40	1.53		
	89.0			3.4	131.7			2.19				

В последние годы при изучении эмиссии нейтронов в (NI, f)-реакциях (см., например, обзор [36]), было установлено, что величину $\tilde{\nu}_{pre}$ и ее зависимость от E^* не удается объяснить в рамках традиционных представлений - с помощью расчетов конкуренции процессов испускания нейтронов и деления по статистической теории. При этом превышение экспериментальных значений над расчетными растет с E^* . Учет динамических аспектов процесса деления [36-40] в рамках диффузионной модели позволяет понять в общих чертах это явление, допуская эмиссию предделительных нейтронов не только в основном состоянии, как в стандартной испарительной модели, но и на протяжении всей эволюции делящегося ядра до точки разрыва. Последнее обстоятельство существенно для данного анализа, нуждающегося в информации (хотя бы в оценочной), как распределено во времени испускание нейтронов в процессе деления.

В эволюции делящегося ядра, наиболее полно описываемого в рамках диффузионной модели [22], исключительная роль принадлежит седловой точке и стадии спуска с нее к точке разрыва. В седловой точке достигается максимальное охлаждение ядра, и ее можно рассматривать в качестве начала отсчета в процессе выделения энергии и формирования свойств будущих осколков. Поэтому мы будем характеризовать делящуюся систему температурой в седловой точке θ_{sp}^o . Температура $\theta(\alpha, \bar{\ell}, \tilde{\nu}_{pre})$ и необходимая для ее вычисления энергия возбуждения $E^*(\alpha, \bar{\ell}, \tilde{\nu}_{pre})$ делящегося ядра определяются тремя основными параметрами: деформацией α , средним угловым моментом $\bar{\ell}$ и средним числом испущенных к данному состоянию нейтронов $\tilde{\nu}_{pre}(\alpha, \bar{\ell})$. Деформации характерных точек - основного состояния $\alpha_{CN}(\bar{\ell})$, седловой точки $\alpha_{sp}(\bar{\ell})$ - сами есть функции углового момента [1]. Мы приводим в табл. 2 и 3 значения температуры в седловой точке θ_{sp}^o , которые соответствуют энергии возбуждения начального составного ядра и не учитывают эмиссию предделительных нейтронов, и θ_{sp}^{ef} - эффективные значения температуры, при вычислении которых предпринята попытка оценить число нейтронов, испущенных ядром к этой стадии, и учесть энергию, которую они уносят.

Если игнорировать испускание нейтронов до деления, точнее, до вершины барьера, то энергию возбуждения и температуру ядра в седловой точке можно вычислить, используя (6), как:

$$E_{sp,o}^* = \tilde{E}_{CN}^* - E_f, \quad (13)$$

$$\theta_{sp}^o = \left[E_{sp,o}^* / \tilde{a} \right]^{1/2}, \quad (14)$$

где E_f - как барьер деления, так и энергия возбуждения в основном состоянии E_{CN}^* в модели вращающейся капли [1], а $\tilde{a} = 0.093 \text{ AMeV}^{-1}$ - параметр плотности уровней нагретого ядра [42].

Корректно оценить, насколько надо уменьшить энергию возбуждения и температуру в реальном случае, учитывая испускание нейтронов в процессе деформации ядра, трудно, поскольку, как уже отмечалось, слабо изучен вопрос об их распределении в зависимости от времени (хотя бы грубо) по стадиям (в основном состоянии, до седловой точки, на спуске). В данном анализе обсуждаемый эффект рассматривается лишь как поправка к (13)-(14). С этой целью были введены эффективные величины:

$$\tilde{\nu}_{pre}^{sp} = \begin{cases} \tilde{\nu}_{pre} & \text{для Pt, Po,} \\ \tilde{\nu}_{pre}/2 & \text{для Cu,} \end{cases} \quad (15)$$

которыми грубо учтено различие исследуемых ядер по деформации седловой точки α_{sp} , протяженности спуска, в оценках времени разных стадий и т.п. В (15) принимается во внимание, что:

1) Pt, Po близки к области ядер, у которых $\alpha_{sp} \approx \alpha_{sc}$ [22,23], т.е. $\tilde{\nu}_{pre}^{sp} \approx \tilde{\nu}_{pre}^2$.

2) В случае Cu, хотя $\alpha_{sp} \approx \alpha_{CN}$ и невелика "статистическая" часть $\tilde{\nu}_{pre}$, связанная с испусканием нейтронов в первой яме, ядро долго проводит в окрестности седловой точки и большую часть спуска $\alpha_{sc} - \alpha_{sp}$ проходит лишь после достаточного ускорения [22], т.е. имеет место промежуточная ситуация с

2) Это предположение подтверждается теоретическими расчетами выхода нейтронов [40] при делении ядра ^{200}Pb , представляющего ту же доактинидную группу, где показано, что число предделительных нейтронов на стадии спуска близко к нулю.

$0 < \tilde{\nu}_{pre}^{sp} < \tilde{\nu}_{pre}$, которой ближе $\tilde{\nu}_{pre}^{sp} \approx \tilde{\nu}_{pre} / 2$, нежели крайние случаи приведенного неравенства.

В соответствии с изложенным, эффективные значения энергии возбуждения, температуры и массового числа делящихся ядер при $\alpha \approx \alpha_{sc}$ можно представить как

$$E_{sp,ef}^* = E_{sp,o}^* - \tilde{\nu}_{pre}^{sp} E_{\nu}, \quad \theta_{sp}^{ef} = (E_{sp,ef}^* / a)^{1/2}, \quad A_{ef} = A - \tilde{\nu}_{pre}^{sp}, \quad (16)$$

где $\overline{E}_{\nu} = \overline{B}_n + \overline{\epsilon}_n$ - средняя энергия, уносимая нейтроном, \overline{B}_n и $\overline{\epsilon}_n$ - его средняя энергия связи и кинетическая энергия. Нейтроны не только уменьшают энергию возбуждения, но и уносят часть углового момента. Как и в работах [6, 43, 44], мы предполагаем, что ℓ уменьшается в среднем на nh на каждый испускаемый нейтрон. Наилучшее описание анализируемых данных было достигнуто при $n=2$, т.е.

$$\overline{\ell}_{ef} = \overline{\ell} - 2\tilde{\nu}_{pre}^{sp}. \quad (17)$$

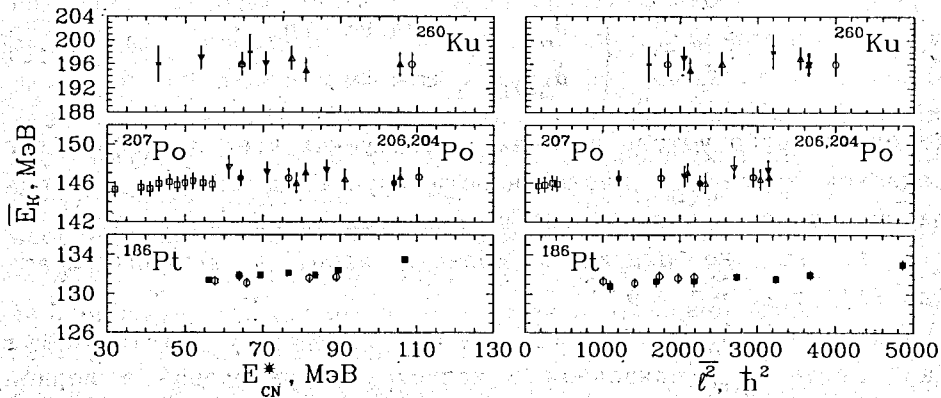


Рис. 7. Зависимости средней кинетической энергии осколков \overline{E}_k от энергии возбуждения $E_{CN}^*(\ell)$ и среднего квадрата углового момента $\overline{\ell}^2$ начальных составных ядер. ^{186}Pt : \circ - $^{170}\text{Yb} + ^{16}\text{O}$, \blacksquare , $+$ - $^{154}\text{Sm} + ^{32}\text{S}$; ^{204}Po : ∇ - $^{176}\text{Yb} + ^{28}\text{Si}$, ∇ - $^{164}\text{Dy} + ^{40}\text{Ar}$, Δ - $^{180}\text{Hf} + ^{24}\text{Mg}$; ^{206}Po : \bullet - $^{194}\text{Pt} + ^{12}\text{C}$, \circ - $^{190}\text{Os} + ^{16}\text{O}$, \blacktriangle - $^{186}\text{W} + ^{20}\text{Ne}$; ^{207}Po : \square - $^{204}\text{Pb} + ^3\text{He}$; ^{260}Ku : \circ - $^{244}\text{Cm} + ^{16}\text{O}$, \blacktriangle - $^{240}\text{Pu} + ^{20}\text{Ne}$, Δ - $^{236}\text{U} + ^{24}\text{Mg}$, ∇ - $^{232}\text{Th} + ^{28}\text{Si}$; ^{256}Ku : $*$ - $^{208}\text{Pb} + ^{48}\text{Ti}$.

Значения $\tilde{\nu}_{pre}$ и вычислявшиеся с ними эффективные величины θ_{ef}^{sp} и $\overline{\ell}_{ef}^2$ представлены в табл. 2 и 3. Данные о $\tilde{\nu}_{post}$ приводятся только в табл. 3, поскольку обработка результатов измерений МЭР осколков деления ядер Pt с помощью полупроводникового Е-Е спектрометра, как уже отмечалось, нуждается в учете испускания "осколочных" нейтронов. Например, результаты прямых измерений \overline{E}_k надо поправлять (увеличивать) согласно

$$\overline{\Delta E}_k / \overline{E}_k = \tilde{\nu}_{post} / A_{CN}. \quad (18)$$

В работе [15] весь выход нейтронов $\tilde{\nu}$ отождествлялся с $\tilde{\nu}_{post}$, и это, как будет показано ниже, заметно искажало энергетическую зависимость $\overline{E}_k(E_i)$.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА

4.1. Средняя кинетическая энергия осколков

Постоянство \overline{E}_k - свойство, которое сразу обращает на себя внимание в табл. 2. Систематическая картина, иллюстрирующая его, дана на рис. 7, где экспериментальные данные о \overline{E}_k для обсуждаемых трех групп реакций и делящихся ядер представлены в зависимости от энергии возбуждения $E_{CN}^*(\ell)$ и среднего квадрата углового момента $\overline{\ell}^2$ исходных составных ядер. Информация о делении ядер Po дополнена данными, полученными в реакции $^{204}\text{Pb}(^3\text{He}, f)$ [45], для которой характерна передача делящемуся ядру ^{207}Po небольшого углового момента - примерно на порядок меньше, чем в использованных нами реакциях с тяжелыми ионами.

Значения \overline{E}_k для ^{207}Po и ^{186}Pt , приведенные на рис. 7, отличаются от оригинальных данных соответственно [45] и [15] более аккуратным учетом поправок на эмиссию нейтронов из осколков. Роль этой коррекции демонстрирует табл. 3, где приведены принятые в [15] и уточненные значения $\tilde{\nu}_{post}$, а также соответствующие им, согласно (18), величины \overline{E}_k . Пересмотр этой поправки фактически устраняет зависимость \overline{E}_k от энергии ионов как в [15], так и в [45]. Совокупность данных, включающая значения \overline{E}_k для реакций $(^3\text{He}, f)$ с близкими к нулю угловыми

ми моментами, позволяет получить верхнюю оценку $\overline{dE_K/d\ell^2} \leq 0.3$ кэВ \hbar^{-2} - на порядок меньше, чем принималось в [12,23-25]. Тем самым в силу

$$(\overline{dE_K/d\ell^2})_{\text{эсп}} \ll \overline{dE_{\text{rot}}/d\ell^2}, \quad (19)$$

можно утверждать, что энергия вращения ядра (2) не переходит в кинетическую энергию осколков.

Выше речь шла о кинетической энергии пары осколков, усредняемой по всем массам осколков. Если фиксировать массы парных осколков M и $A-M$, то M -зависимость среднего значения $E_K(M)$ для таких выборок имеет вид параболы (рис.5а). Такой же результат был получен в рамках жидкокапельной модели [46]. Экспериментальные исследования [12,23] показали, что ширина параболы распределения $E_K(M)$ растет с энергией и, возможно, с угловым моментом. Эта зависимость параметризовалась соотношением

$$E_K(M) = E_K(A/2)(1-\mu)(1+\beta\mu), \quad \mu = [(M-A/2)/A/2]^2, \quad (20)$$

где β - параметр, определяющий отличие ширины параболы $E_K(M)$ от результата модели жидкой капли ($\beta=0$). Его зависимость от энергии возбуждения в седловой точке E_{sp}^* для ядер в районе

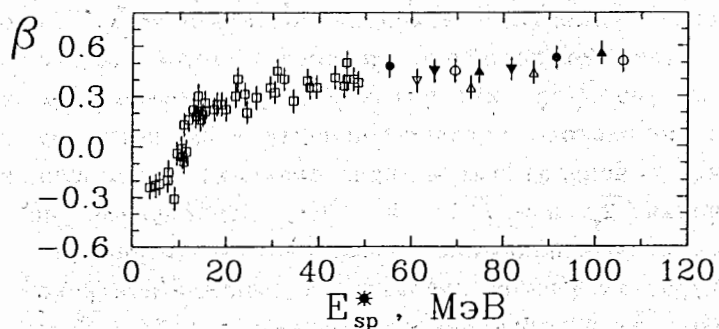


Рис.8. Зависимость параметра β в (20) от энергии возбуждения над барьером деления E_{sp}^0 (13) для ядер в окрестности Рб. \square - данные для деления ядер легкими заряженными частицами [45], остальные значки - $^{204,206}\text{Po}$ в соответствии с обозначением (HI, f) - реакций на рис.7.

Рб демонстрируется на рис.8, где данные до 50 МэВ отвечают реакциям с легкими заряженными частицами, а свыше 50 МэВ - реакциям с тяжелыми ионами. Ранее предполагалось, что при переходе от одних к другим "скачком" увеличивается ширина (величина параметра $\beta > 0$) [12], однако результаты настоящей работы свидетельствуют, что это не так, и при рассматриваемых энергиях может идти речь лишь о достаточно слабой зависимости β от рассматриваемых параметров.

Итак, все полученные и рассматриваемые здесь экспериментальные данные, как для средней полной кинетической энергии $\overline{E_K}$, так и для зависимости $E_K(M)$, свидетельствуют, что увеличение энергии вращения не приводит, в пределах экспериментальных ошибок, к изменению энергии относительного движения осколков. Отсутствие влияния углового момента на указанные величины можно объяснить, основываясь на результатах [10,18,28] и предполагая, что связанная с угловым моментом энергия вращения ядра реализуется при девозбуждении делящихся систем, в основном, на поздних стадиях путем эмиссии осколками γ -квантов. С этим предположением согласуется и имеющаяся экспериментальная информация о γ -квантах, полученная в (p, f) [57] и (HI, f) [16-19,58] реакциях.

В табл.4 приведены сведения о средней множественности γ -квантов $\langle M_\gamma \rangle$, испускаемых при делении ядер в области Ро [16,57,58] и ^{264}Ku [19]. Если принять, следуя [59], что каждый γ -квант уносит в среднем $\epsilon_\gamma = 1$ МэВ, и сравнивать изменения $\overline{E_\gamma} = \epsilon_\gamma \langle M_\gamma \rangle$ и энергии вращения ядра в седловой точке E_{rot}^{sp} в зависимости от ℓ^2 , то окажется, что они для ядер Ро, At близки по величине. Для ядер ^{264}Ku разница значений $\overline{E_\gamma}$ меньше разницы значений E_{rot}^{sp} , хотя корреляция между ними очевидна. Для ядер в области Ро седловая точка и точка разрыва близки по деформации и $E_{rot}^{sc} \approx E_{rot}^{sp}$, для тяжелых же ядер деформации в

ТАБЛИЦА 4

Реакция	A_{CN}	E_{CN}^* МэВ	$\bar{\ell}_{of}^2$ 10^3h^2	$\langle M_\gamma \rangle$	E_{rot}^{sp} МэВ
$^{209}\text{Bi} + p$	^{210}Po	65	0.1	8.6 [57]	0.2
$^{197}\text{Au} + ^{12}\text{C}$	^{209}At	76	0.9	11.6 [58]	2.2
		114	2.1	13.3 [16]	4.0
$^{238}\text{U} + ^{26}\text{Mg}$	^{264}Ku	52.5	0.8	17.2 [19]	1.9
		64.2	1.2	18.1 [19]	2.9
		101.7	2.5	19.6 [19]	6.4

седловой точке и точке разрыва отличаются значительно, и поэтому $E_{rot}^{sc} < E_{rot}^{sp}$, с чем и связано отличие в росте $\langle M_\gamma \rangle$ в зависимости от $\bar{\ell}^2$ для ядер в области Po и ^{264}Ku .

4.2. Дисперсии МР и ЭР осколков.

Как уже отмечалось, при анализе экспериментальных данных о дисперсиях удобно рассматривать температурную зависимость этих величин, оправдываемую достаточно общими результатами статистической механики [47]. Из нее, в частности, следует, что если зависимость потенциальной энергии деформации от переменной S есть $V(\alpha, S)$, то ее распределение относительно среднего значения S в состоянии с деформацией α_0 можно представить как

$$P_{\alpha_0}(S) \sim \exp\left[-\frac{(S-\bar{S})^2}{2\sigma_{s,\alpha_0}^2}\right], \quad \sigma_{s,\alpha_0}^2 = \frac{\theta_{\alpha_0}}{K_{s,\alpha_0}}, \quad K_{s,\alpha_0} = \left(\frac{d^2V}{dS^2}\right)\Big|_{S=\bar{S}, \alpha=\alpha_0} \quad (21)$$

где θ_{α_0} - температура, K_{s,α_0} - жесткость по отношению к вариациям S (обе в точке $\alpha=\alpha_0$). Более общее выражение для температурной зависимости величины дисперсии σ_s^2 можно получить, если учесть энергию нулевых колебаний. Опуская индекс α_0 , получим

$$\sigma_s^2 = \frac{\hbar\omega_s}{2K_s} \text{cth} \frac{\hbar\omega_s}{2\theta} = \begin{cases} \theta/K_s & \text{для } \theta \gg \hbar\omega_s \\ \hbar\omega_s/2K_s & \text{для } \theta < \hbar\omega_s \end{cases} \quad (22)$$

где $\omega_s = (K_s/\mu_s)^{1/2}$ - частота колебаний, μ_s - приведенная масса для колебаний моды S .

Эксперимент согласуется с этим предсказанием, а именно:

а) МР и ЭР следуют гауссовому закону (21);

б) Как вытекает из исследований деления доактинидных ядер при низких температурах³⁾, выполненных с помощью легких заряженных частиц [45], зависимости σ_M^2 и σ_E^2 от θ следуют (22), причем $\sigma_E^2(\theta)$ скорее соответствует случаю $\theta < \hbar\omega_E$, а $\sigma_M^2(\theta)$ - линейному приближению $\theta \gg \hbar\omega_M$, ввиду того, что $\hbar\omega_E/\hbar\omega_M \approx 5+10$, $\hbar\omega_M \approx 0.5$ МэВ [23].

С последним результатом также находятся в согласии анализируемые здесь данные работы [15]: σ_M^2 следует линейной зависимости от θ^0 , тогда как зависимость $\sigma_E^2(\theta)$ имеет вогнутость в соответствии с (22) и неплохо аппроксимируется квадратичной параболой. На этих фактах мы и основывались при анализе результатов измерений: на рис.9 в зависимости от "начальной" температуры θ^0 сверху вниз приведены величины $\bar{\ell}^2$, σ_M^2 и σ_E . Экспериментальные значения двух последних характеристик - массовой дисперсии и квадратного корня из дисперсии энергии - удовлетворительно описываются прямыми линиями.

Между температурными зависимостями указанных характеристик для разных бомбардирующих ионов (рис.9) имеется отчетливая корреляция: все они имеют форму веера с точкой пересечения при близких значениях $\theta^0 \approx 1.2 \div 1.4$ МэВ. В данные семейства кривых для ядер Po разумно вписываются экспериментальные данные, полученные в реакции $^{204}\text{Pb}(^3\text{He}, f)$ [45]. Передаваемые в ней угловые моменты намного меньше, чем в исследовавшихся

³⁾ Здесь и ниже в тексте и на рисунках - везде, где речь идет о температуре делящихся ядер в седловой точке, мы опускали индекс "sp".

здесь и в [15] реакциях с тяжелыми ионами. Поэтому положение открытых квадратиков на рис.9 примерно соответствует границе семейств $\bar{\ell}^2 \approx 0$.

Расширение диапазона θ и $\bar{\ell}^2$ в данном анализе при переходе от реакций с легкими заряженными частицами к НИ-реакциям в сравнении с [12], учет энергии вращения при определении энергии возбуждения и температуры ядер согласно (13)-(14) побудил нас пересмотреть вопрос о гипотезе (4), на которой ранее строилось описание θ - и $\bar{\ell}^2$ -зависимостей моментов МЭР осколков. Соотношение (4) есть разложение $X(\theta, \bar{\ell}^2)$ в ряд Тейлора, в котором оставлены только линейные члены разложения. Здесь мы его усложним, добавив квадратичные члены:

$$X(\theta, \bar{\ell}^2) = X_0 + \frac{\partial X}{\partial \theta} \theta + \frac{\partial X}{\partial \bar{\ell}^2} \bar{\ell}^2 + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 X}{\partial \theta^2} \theta^2 + \frac{\partial^2 X}{\partial \theta \partial \bar{\ell}^2} \theta \bar{\ell}^2 + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 X}{\partial (\bar{\ell}^2)^2} (\bar{\ell}^2)^2 \quad (23)$$

В дальнейшем изложение результатов анализа дисперсий МР и ЭР осколков целесообразно дать порознь.

4.2.1. Дисперсии МР осколков

Рис.10 и сравнение его с рис.9 иллюстрирует, как влияет на температурные зависимости массовых дисперсий σ_M^2 учет эмиссии предделительных нейтронов, уносящих значительную часть энергии возбуждения и небольшую, но вполне заметную часть углового момента делящегося ядра согласно (15)-(17). На рис.10а-в экспериментальные данные представлены в зависимости от эффективной температуры θ^{ef} , вычисленной по формуле (16) в предположении $\tilde{\nu}_{pre}^{sp} = \tilde{\nu}_{pre}$, тогда как на рис.10г определение θ^{ef} ядер Ku следует (15), т.е. $\tilde{\nu}_{pre}^{sp} = \tilde{\nu}_{pre} / 2$.

Испускание нейтронов приводит к сокращению диапазона энергий возбуждения и температур делящихся ядер. На рис.9 отношения наибольшей температуры к наименьшей составляет у ^{186}Pt , $^{204,206}Po$ и ^{260}Ku соответственно 1.55, 1.33 и 1.30, а на рис.10, т.е. после вылета $\tilde{\nu}_{pre}$ нейтронов у тех же ядер, 1.29, 1.12 и 1.025 (см. также табл.2 и 3). В тяжелом ядре ожидается практически полное выравнивание температур (рис.10в), т.е. насколько увеличивается энергия иона и начальная энергия возбуждения составного ядра, почти настолько же она и уменьшается к разрыву из-за испускания большого числа нейтронов.

Если для фиксированных значений температур (соответствующих точкам пересечения штриховых линий с экспериментальными прямыми на рис.9 и рис.10а,б,г) построить зависимости σ_M^2 от $\bar{\ell}^2$ с и без учета испускания нейтронов согласно (15), то получим рис.11. Слева (рис.11а) все параметры отвечают "начальным" значениям θ^0 и $\bar{\ell}^2$, справа (рис.11б) - эффективным θ^{ef} и $\bar{\ell}^2$. На рис. 11а зависимость $\sigma_M^2(\bar{\ell}^2)$ состоит из отдельных отрезков для фиксированных значений θ , причем на пере-

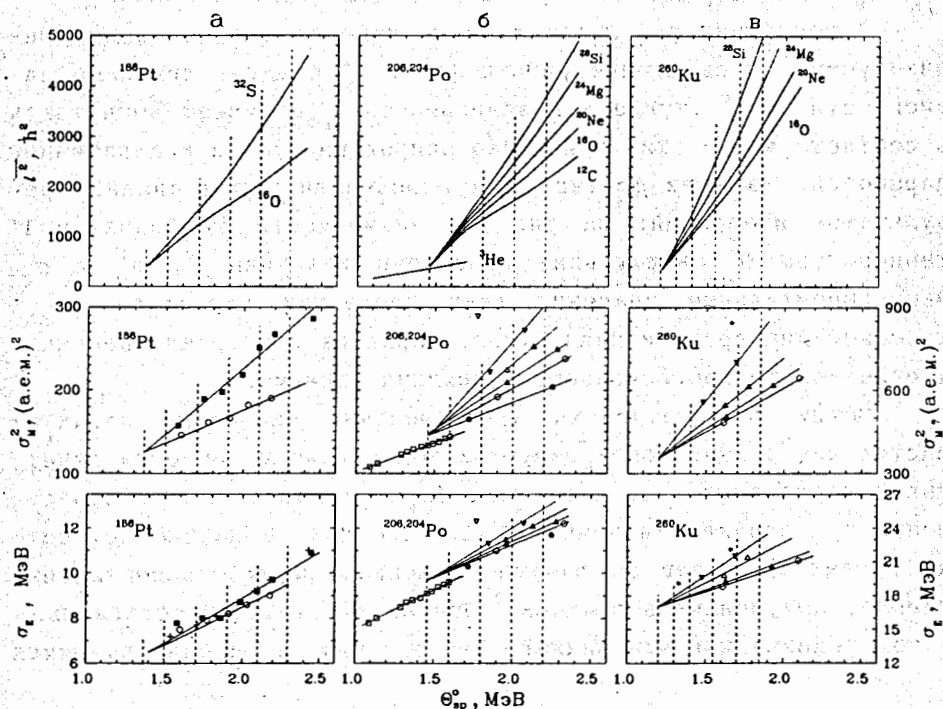


Рис.9. Корреляция температурных зависимостей $\bar{\ell}^2$, σ_M^2 и σ_E . Обозначения реакций, как на рис.7, ■ - $^{152}Sm + ^{32}S$ [15].

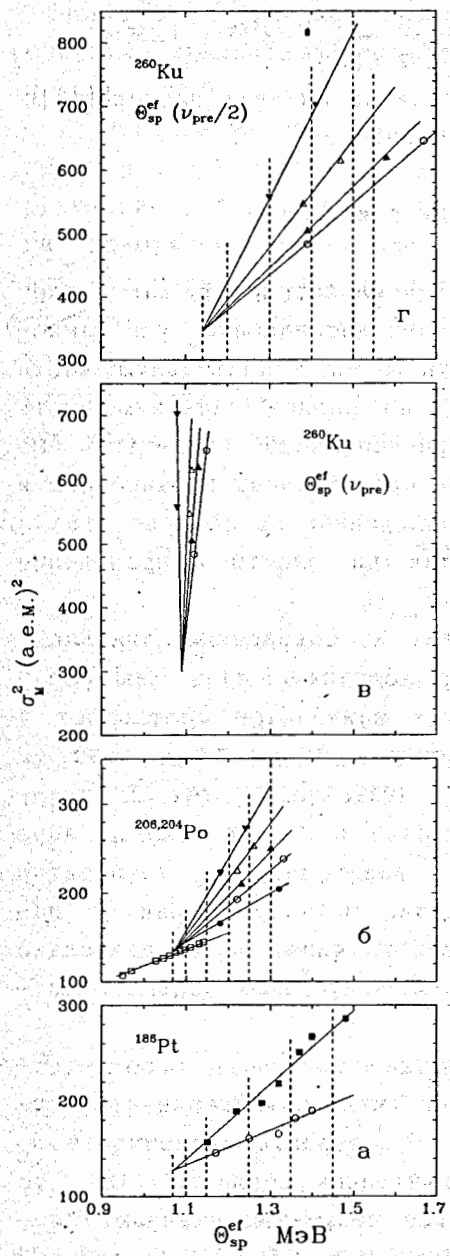


Рис.10 Зависимость массовой дисперсии σ_M^2 от эффективной температуры θ_{sp}^{ef} в седловой точке: а-в - $\tilde{\nu}_{pre}^{ef} = \tilde{\nu}_{pre}$; Γ - $\tilde{\nu}_{pre}^{ef} = \tilde{\nu}_{pre}/2$. Обозначения реакций, как на рис.7.

крывающихся участках, как правило, возникает противоречие - чем меньше θ , тем больше σ_M^2 для заданных $\bar{\ell}^2$, а должно быть наоборот. На рис.11б все точки выстраиваются в единую гладкую зависимость $\sigma_M^2(\bar{\ell}_{ef}^2)$. Отметим, что из нее выпадают точки для ^{260}Ku , относящиеся к реакциям с достаточно тяжелым ионом ^{28}Si , тем более для ^{48}Ti (не показана). Это несоответствие можно связать с уже сказывающимся вкладом квазиделения, приводящим к увеличению σ_M^2 и нарастающим с массой иона A_1 . В то же время для более легкой делящейся системы (Po) точка, соответствующая реакции даже с ионом ^{40}Ar , удовлетворительно вписывается в общие зависимости на рис.10а. Оба результата не противоречат тому, что уже известно о зависимости вклада квазиделения от массовых чисел иона и ядра мишени, A_1 и A_t [28-31].

В табл.5 и на рис.12 приведены результаты регрессионного анализа экспериментальных данных о двумерной зависимости $\sigma_M^2(\theta, \bar{\ell}^2)$ и описании их по методу наименьших квадратов с по-

мощью кода MINUIT [48]. Были выполнены расчеты для различных гипотез, разных определений переменных $\theta^o, \bar{\ell}^2$, а также разных групп экспериментальных данных. Вначале в качестве основных гипотез рассматривались линейная (4) и квадратичная (23). Как и ожидалось, переход от линейной гипотезы к квадратичной и в обоих случаях от начальных переменных $\theta^o, \bar{\ell}^2$ к эффективным $\theta_{sp}^{ef}, \bar{\ell}_{ef}^2$ приводит к существенному уменьшению стандартной квадратичной суммы χ^2 . Значения ее даются в последней строке табл.5, числа экспериментальных точек m - в самом верху, вслед за символами делящихся ядер. Подчеркнем, что все коэффициенты в табл.5 соответствуют обработке с эффективными переменными. В качестве примера описание экспериментальных дан-

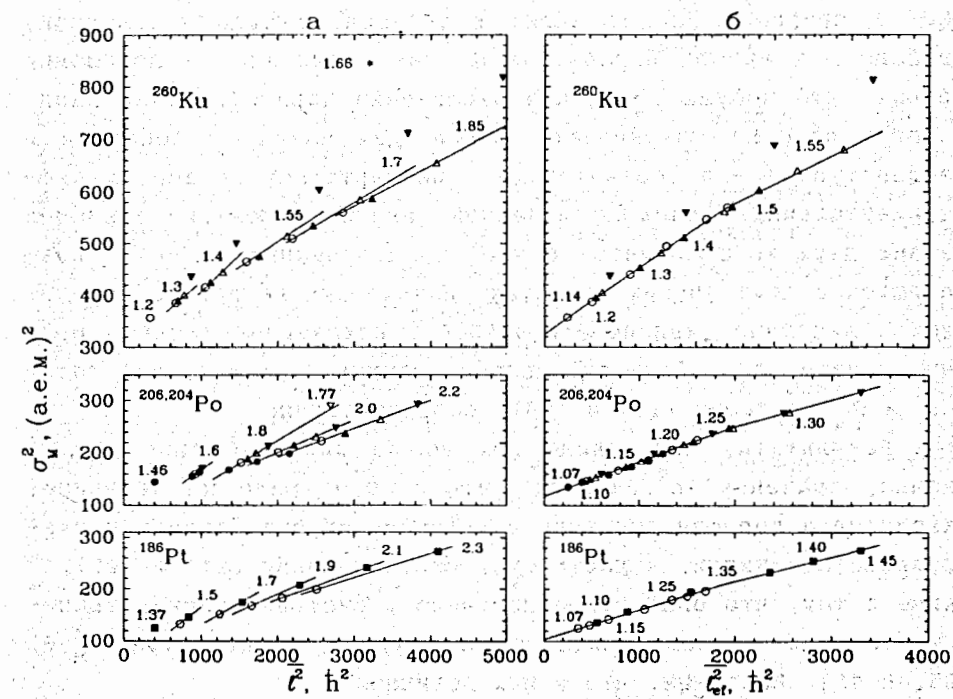


Рис.11. Зависимости массовой дисперсии σ_M^2 от $\bar{\ell}^2$ и $\bar{\ell}_{ef}^2$. Восстановлены из зависимостей σ_M^2 от θ_{sp}^o (рис.9) и θ_{sp}^{ef} (рис.10) соответственно. Цифры - значения θ на рис.9 и рис.10, при которых интерполированы указанные на этом рисунке значения σ_M^2 и $\bar{\ell}^2$ (см. текст). Обозначения реакций как на рис.7.

ных по линейной гипотезе для ядер ^{186}Pt показано на рис.12 штрихпунктирными линиями.

При анализе экспериментальных данных только для НИ-реакций недостаточно информации об ℓ^2 - и θ -зависимостях σ_M^2 порознь, т.е. обо всех коэффициентах в (4), не говоря уже о (23); по-видимому, это обусловлено, сильной корреляцией между переменными. Ситуация улучшается с включением в описание экспериментальных данных для ^{207}Po из реакции $^{204}\text{Pb}(^3\text{He}, f)$ [45], дающей почти "чистые" сведения о θ -зависимости σ_M^2 в силу малости ℓ^2 . Именно для этой совокупности точек приводятся параметры P_0 в табл.5. Отметим, что переход от (4) к (23) дает не только улучшение описания. Увеличение числа членов в (23) в сравнении с (4) ведет к большей, иногда чрезмерной, свободе при выборе параметров и, как следствие, в поведении кривых. Это побудило нас при расширении параметризации зависимости $\sigma_M^2(\theta, \ell^2)$ фиксировать первые два члена - свободный и температурный - в соответствии с результатами обработки экспериментальных данных по линейной гипотезе. Поэтому значения первых двух коэффициентов в табл.5, полученные для (4), повторяются в двух других колонках. Именно ими на рис.12 определяются линейные зависимости $\sigma_M^2(\theta, 0)$, показанные тонкими прямыми линиями для обоих определений температуры седловой точки - θ^0 и θ^{ef} согласно (14) и (16), соответственно.

Результаты, полученные для P_0 по линейной гипотезе, а именно, значения $\partial\sigma_M^2/\partial\theta$ и то, что $\sigma_M^2(0, 0)$ мало по величине, находятся в хорошем согласии с изложенными выше теоретическими представлениями, в частности, соотношениями (21) и (22), а также с тем, что было ранее получено в систематических экспериментальных исследованиях температурной зависимости $\sigma_M^2(\theta)$ [23, 49-51]. Напомним, что в них величина

$$\partial\sigma_M^2/\partial\theta = \alpha^{-1}, \quad (24)$$

имела смысл обратной жесткости делящегося ядра к масс-асимметричным вариациям формы - важного параметра макроскопического описания деления ядер (капельной модели). Основываясь на совокупности теоретических и экспериментальных результатов для $\sigma_M^2(\theta)$, включая результаты табл.5 для P_0 , при

анализе данных для двух других ядер мы принимали $\sigma_M^2(0, 0)=0$ и, кроме того, при переходе от (4) к (23), как и в предыдущем случае, фиксировали значение $\partial\sigma_M^2/\partial\theta$. Отметим, что снятие этих ограничений в пользу свободного поиска всех шести параметров (23) приводит к несущественному улучшению χ^2 .

Следующий шаг состоял в систематизации и определении зависимости параметров описания $\sigma_M^2(\theta, \ell^2)$ от нуклонного состава ядер, чтобы иметь достаточно универсальный инструмент для оценки влияния углового момента. С этой целью желательно сократить число параметров в (23). Мы сохранили в нем сверх (4) один перекрестный член, что привело с учетом (24) к

$$\sigma_M^2(\theta, \ell^2) = \frac{\theta}{\alpha} + \left[\frac{\partial\sigma_M^2}{\partial\ell^2} + \frac{\partial^2\sigma_M^2}{\partial\theta\partial\ell^2} \theta \right] \ell^2. \quad (25)$$

С помощью (25), как следует из значений χ^2 в табл.5, при эффективных переменных θ^{ef} и ℓ_{ef}^2 в отличие от θ^0 и ℓ^2 достигается описание, лишь немного уступающее по качеству (23). По этой причине на рис.12 экспериментальные данные слева описываются согласно (23) с параметрами во вторых колонках табл.5 (пунктирные кривые), а справа - согласно (25) с параметрами в третьих колонках (сплошные кривые).

Параметры, определяющие ℓ^2 -зависимость массовых дисперсий в (25), как следует из табл.5, достаточно близки в изученных случаях. Они приводят к монотонной зависимости полной чувствительности σ_M^2 к изменению ℓ^2 :

$$\frac{d\sigma_M^2}{d\ell^2} = \frac{\partial\sigma_M^2}{\partial\ell^2} + \frac{\partial^2\sigma_M^2}{\partial\ell^2\partial\theta} \theta, \quad (26)$$

от параметра делимости:

$$x = \frac{c_3}{2a_2} \frac{Z^2}{A} \left[1 - K \left(\frac{A-2Z}{A} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (27)$$

характеризующего нуклонный состав ядер (параметр x вычисляется с константами феноменологического описания масс в модели жидкой капли [52]). Результаты нашего анализа (темные значки)

лежат заметно выше как теоретических расчетов по диффузионной модели [21,22] (рис.13а светлые значки), так и значения

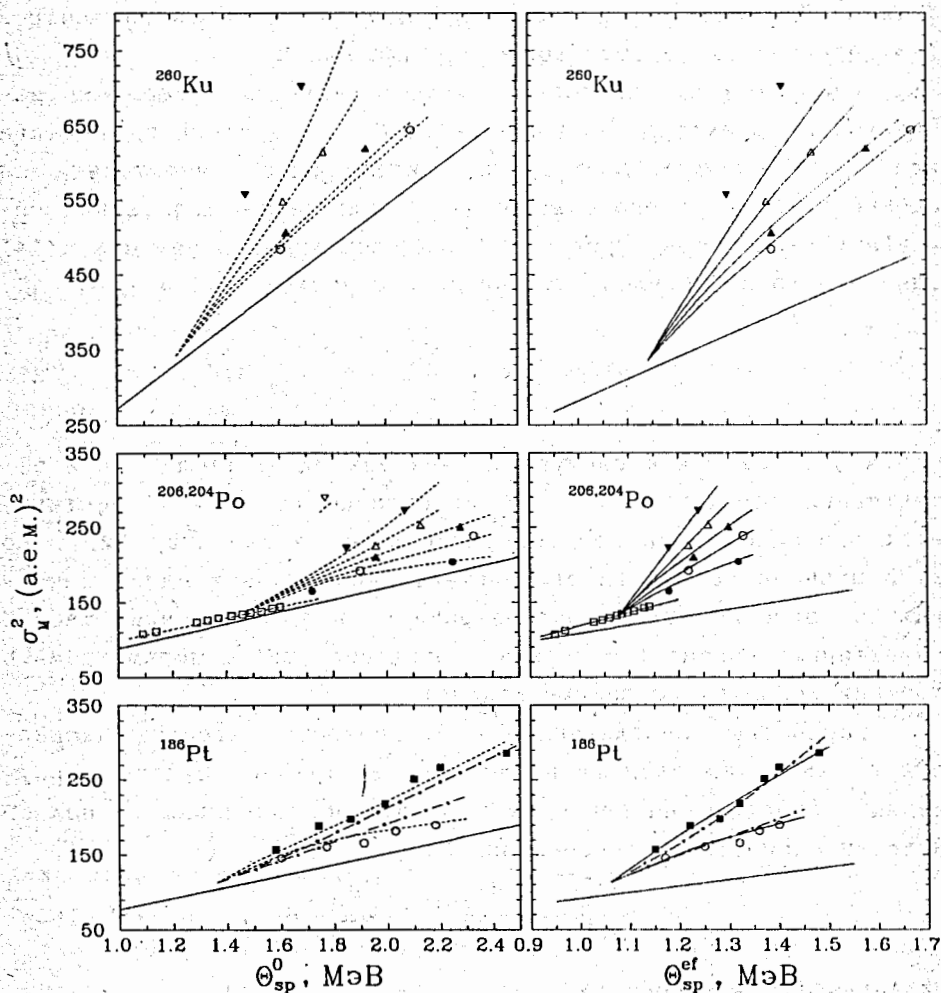


Рис.12. Зависимость массовой дисперсии σ_M^2 от "начальной" θ_{sp}^0 (слева) и эффективной θ_{sp}^{ef} температур делящихся ядер в седловой точке. Обозначения точек, как на рис.7. Кривые рассчитаны согласно: штрихпунктирные - (4), штриховые - (23), сплошные линии - (25). Прямые линии под экспериментальными точками соответствуют $\ell^2=0$.

ТАБЛИЦА 5

Искомые параметры ¹⁾	¹⁸⁶ Pt, m = 12			^{206,204} Po, ²⁰⁷ Po, m = 10+11			²⁶⁰ Ku, m = 6		
	(4)	(23)	(25)	(4)	(23) ²⁾	(25)	(4)	(23)	(25)
$(\sigma_M^2)_{\theta}$, (аеи) ²	0	0	0	1.4±38	1.4	1.4	0	0	0
$\frac{\partial \sigma_M^2}{\partial \theta}$, (аеи) ² МэВ ⁻¹	92.1±1.1	92.1	92.1	105.7±2.1	105.7	105.7	283.1±8.2	283.1	283.1
$\frac{\partial \sigma_M^2}{\partial \ell^2}$, (аеи) ² h ⁻²	0.0469 ±0.0007	0.130 ±0.001	0.0972 ±0.0006	0.0577 ±0.0009	0.1488 ±0.0009	0.122 ±0.001	0.062 ±0.002	0.149 ±0.002	0.1250 ±0.0024
$\frac{\partial^2 \sigma_M^2}{\partial \theta^2}$, (аеи) ² МэВ ⁻²	0	0.2±0.5	0	0	0.4±0.7	0	0	0.2±0.5	0
$\frac{\partial^2 \sigma_M^2}{\partial \theta \partial \ell^2}$, (аеи) ² МэВ ⁻¹ h ⁻²	0	-0.0685 ±0.0005	-0.03810 ±0.00004	0	-0.0855 ±0.0007	-0.0510 ±0.0007	0	-0.0726 ±0.0017	-0.0410 ±0.0016
$\frac{\partial \sigma_M^2}{(\partial \ell^2)^2}$, (аеи) ² h ⁻⁴	0	0.38E-5 ±0.50E-6	0	0	0.95E-5 ±0.80E-6	0	0	0.875E-5 ±0.91E-6	0
χ^2 { $\theta_{sp}^{\circ r}$, ℓ_{of}^2 θ_{sp}°	49.9	16.7	19.8	29.3	8.7	12.8	5.4	0.7	1.3
	213.8	32.8	142.0	144.6	11.6	100.0	17.6	1.1	11.9

$d\sigma_M^2/d\bar{l}^2 = 0.02 \cdot (\text{а.е.м.})^2 \text{h}^{-2}$ для ^{210}Po из [12], показанного штриховой линией. Мы провели аналогичную [12] обработку данных настоящей работы для близких изотопов Po (согласно формуле (4), для начальных параметров θ^0 и \bar{l}^2 и т.д.) и получили близкое к [12] значение $d\sigma_M^2/d\bar{l}^2 = 0.027 (\text{а.е.м.})^2$. Таким образом, различие результатов настоящей работы и [12] в значительной мере связано с уточнением обработки данных, а сами эксперименты не противоречат друг другу.

Конкретно, разница сопоставлявшихся оценок состоит в различных предположениях о величине $\tilde{\nu}_{\text{pre}}^{\text{sp}}$, приводящих к росту

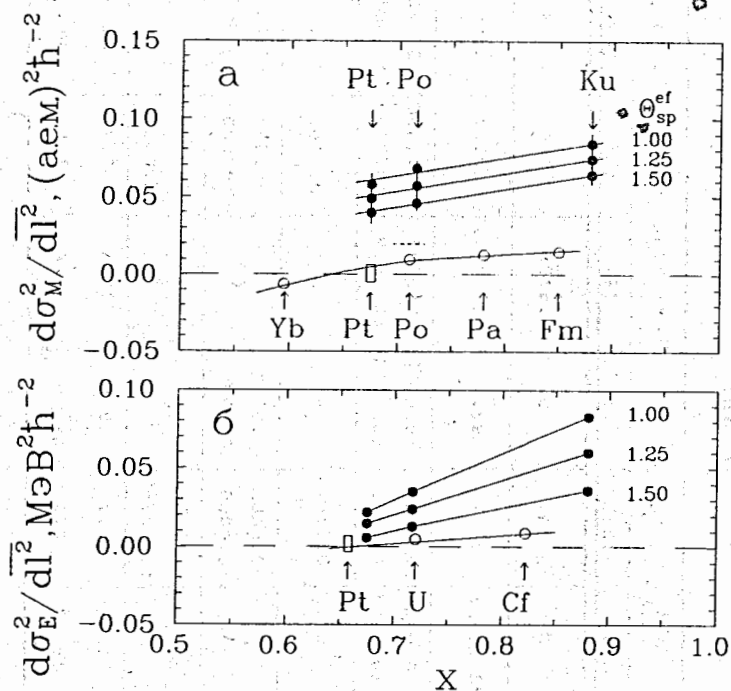


Рис. 13. а) Зависимость l -чувствительности $d\sigma_M^2/d\bar{l}^2$ от параметра делимости ядер x . Темные значки - результаты анализа экспериментальных данных по формуле (26) с параметрами в третьих колонках табл.5 для трех указанных температур. Светлые значки - расчет [21]. Пунктирная линия - оценка [12].

б) То же, что и на рис. 13а, но для $d\sigma_E^2/d\bar{l}^2$. Оценка согласно (23) для температур 1.0, 1.25, 1.5 МэВ.

$d\sigma_M^2/d\bar{l}^2$. В этой связи отметим, что если в случае Ku изменить предположение $\tilde{\nu}_{\text{pre}}^{\text{sp}} = \tilde{\nu}_{\text{pre}}/2$ на $\tilde{\nu}_{\text{pre}}$ (см. (15)), то в качественном согласии с предшествующим примером получим увеличение $d\sigma_M^2/d\bar{l}^2 = 0.117 (\text{а.е.м.})^2 \text{h}^{-2}$ против $0.065 + 0.085 (\text{а.е.м.})^2 \text{h}^{-2}$ на рис. 13а.

Обе зависимости $d\sigma_M^2/d\bar{l}^2$ от нуклонного состава делящихся ядер - экспериментальная и расчетная - несмотря на разницу в абсолютной величине производных, имеют примерно одинаковую тенденцию на рис. 13а - падение с уменьшением x . При этом, согласно расчету [21, 22], $d\sigma_M^2/d\bar{l}^2$ меняет знак в районе Pt. Слева и справа от нее \bar{l}^2 -зависимость σ_M^2 имеет монотонный характер, соответствующий зависимости коэффициента жесткости к масс-асимметричным вариациям формы ядра q от параметра делимости x [23, 53] и влиянию на последний углового момента в модели вращающейся жидкой капли [1, 54]. Для переходного между этими случаями ядра Pt - расчет [21, 22] предсказывает более сложную \bar{l}^2 -зависимость σ_M^2 , и в связи с этим на рис. 13а указан коридор значений для $d\sigma_M^2/d\bar{l}^2$, который соответствует диапазону \bar{l}^2 в [15].

В работах [24, 31] в реакциях с ионами ^{12}C , ^{16}O , ^{20}Ne нами были экспериментально изучены МЭР осколков деления широкой группы ядер в диапазоне $x \approx 0.7 + 0.9$ и проведен анализ x -зависимости $\sigma_M^2(\theta, \bar{l}^2)$ с оценкой $d\sigma_M^2/d\bar{l}^2 = 0.02 (\text{а.е.м.})^2 \text{h}^{-2}$ из [12]. Они нуждаются в корректировке в связи с новой оценкой этого фактора и другими уточнениями данного анализа в сравнении с [24, 31]. С этой целью можно использовать аппроксимацию

$$d\sigma_M^2/d\bar{l}^2 = 0.021 - 0.040\theta_{\text{sp}}^{\text{ef}} + 0.117x, \quad (28)$$

полученную по методу наименьших квадратов для $0.65 \leq x \leq 0.90$.

4.2.2. Дисперсии ЭР осколков

При рассмотрении зависимости $\sigma_E^2(\theta, \bar{l}^2)$ возникает круг вопросов, во многом повторяющий то, что излагалось выше при обсуждении массовой дисперсии. Мы будем избегать повторов и остановимся лишь на специфических особенностях анализа экспе-

риментальных данных о дисперсии ЭР. Во-первых, несколько иным является характер зависимости $\sigma_E^2(\theta)$, имеющей в сравнении с $\sigma_M^2(\theta)$ большую вогнутость, что, как отмечалось, связано с неравенством $\hbar\omega_M \ll \hbar\omega_E$ в (22) и согласуется с другими экспериментальными данными [23, 25, 50]. Поэтому описание $\sigma_E^2(\theta, \ell^2)$ зависимостью (23) более оправданно, чем (4). Во-вторых, из описания $\sigma_E^2(\theta, \ell^2)$ для деления ядер Ku не выпадают, как на рис. 12, экспериментальные точки для реакции с ионами Si . Это соответствует тому факту, что при квазиделении, вклад которого в данном случае заметен, ЭР меняются в сравнении с "истинным" делением гораздо слабее, чем MP [28-31].

На рис. 14 показан пример температурной зависимости дисперсии ЭР, объединяющий экспериментальные данные для изотопов Po , включая ^{207}Po из [45]. В отличие от рис. 12, здесь при представлении обоих вариантов обработки, связанных с начальными и эффективными переменными θ^o и θ^{ef} , используется единая шкала температуры. На нем отчетливо видно сокращение диапазона температур при учете эмиссии нейтронов - аналогичное показанному на рис. 10. На рис. 14 в тех же обозначениях, что и на рис. 12, представлены результаты описания по (23). Отметим,

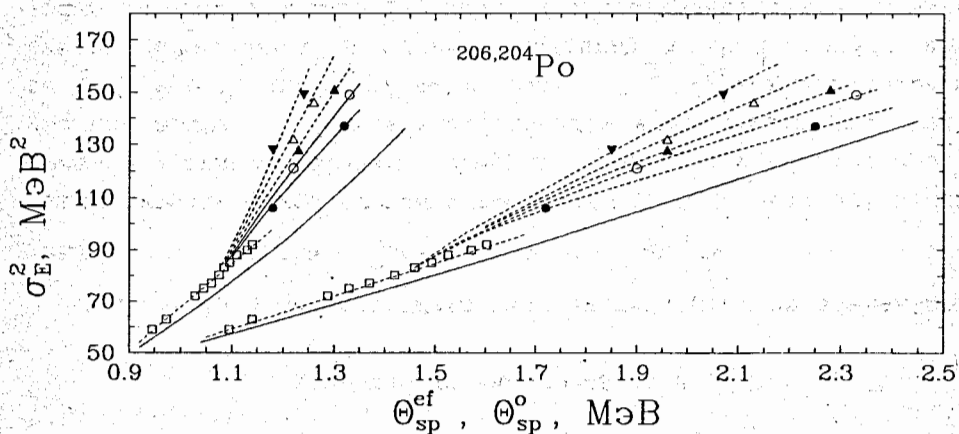


Рис. 14. Зависимость дисперсии σ_E^2 от температуры в единой шкале θ_{sp}^o и θ_{sp}^{ef} . Обозначение точек, как на рис. 7. Кривые рассчитаны согласно: штриховые - (23), сплошные линии соответствуют $\ell^2=0$.

что поведение χ^2 в зависимости от типа гипотезы и определения параметров в рассматриваемом случае почти такое же, как в табл. 5.

На рис. 13б представлены экспериментальные и теоретические [22] оценки $d\sigma_E^2/d\ell^2$, как и для $d\sigma_M^2/d\ell^2$ на рис. 13а, первые в несколько раз больше, но для обеих зависимостей от параметра x характерна одна тенденция - увеличение с ростом x . Но для σ_E^2 она выражена резче: от ядер $Pt-Po$ к Ku $d\sigma_E^2/d\ell^2$ увеличивается в 2-4 раза, а $d\sigma_M^2/d\ell^2$ на 30-50%. Долгое время влияние углового момента на дисперсию ЭР не удавалось обнаружить, видимо, потому что измерения велись в области доактинидов, где эффект, согласно рис. 13б, мал.

Прямые на рис. 13б также получены по методу наименьших квадратов аппроксимацией:

$$d\sigma_E^2/d\ell^2 = -0.326 + 0.153\theta_{sp}^{ef} + 0.501x - 0.278\theta_{sp}^{ef}x, \quad (29)$$

в области $0.65 \leq x \leq 0.90$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Более чем в двадцати реакциях с тяжелыми ионами проведено систематическое исследование влияния углового момента на среднюю величину полной кинетической энергии, а также на дисперсии массовых и энергетических распределений осколков деления возбужденных составных ядер $^{204,206}Po$ и ^{260}Ku путем изменения комбинаций ион - мишень и энергии налетающего иона. В области тяжелых составных ядер (Ku) подобные систематические измерения проведены впервые.

В результате проведенных измерений установлено: практически полное отсутствие влияния углового момента и энергии возбуждения на величину средней полной кинетической энергии осколков деления, для которой получены верхние оценки $d\bar{E}/d\ell^2 < 0.3$ кэВ h^{-2} , $dE_K^*/dE^* < 0.01$ в диапазоне $\ell^2 = (1+4)10^3 h^2$ и $E^* = 60+130$ МэВ соответственно.

Результаты выполненных измерений и анализ экспериментальных данных существенно уточняют и систематизируют представле-

ния о влиянии углового момента на характеристики МЭР осколков деления. $\overline{\ell^2}$ -чувствительности моментов ЭР и МР претерпели разные изменения: производная $d\overline{E}_k/d\overline{\ell^2}$ значительно упала по сравнению с прежними оценками, напротив, $d\sigma_M^2/d\overline{\ell^2}$ и $d\sigma_E^2/d\overline{\ell^2}$ выросли. Для последней величины впервые сделана количественная оценка.

Проведен анализ $\overline{\ell^2}$ - и θ -зависимостей массовых и энергетических распределений осколков деления с учетом испускания предделительных нейтронов. Исследованные эффекты существенны при изучении деления достаточно сильно нагретых ядер, актуального для тестирования макроскопического описания (капельной модели) и основанных на нем подходов, например, диффузионной модели [21, 22]. Анализ данных выявил определенные трудности этого направления исследований, обусловленные испусканием нейтронов в процессе деления и связанным с ним глубоким охлаждением делящихся ядер (особенно в области тяжелых ядер).

Другим интересным аспектом проблемы углового момента, затронутым в настоящей работе, является вопрос о его влиянии на МЭР осколков в области малых значений параметра делимости $x \approx 0.4 \pm 0.6$, где из теоретических расчетов [21, 22, 54] ожидается $d\sigma_M^2/d\overline{\ell^2} < 0$ (т.е. с увеличением $\overline{\ell^2}$, дисперсия массового распределения должна уменьшаться). В экспериментальном плане этот вопрос остается открытым, хотя результаты некоторых работ [55, 56] косвенно свидетельствуют, что, вероятно, такой эффект имеет место.

Авторы признательны Ю.Ц.Оганесяну за поддержку настоящего цикла экспериментов. Мы также искренне благодарны Г.Д.Адееву, Э.М.Козулину, Ю.А.Музычке, Б.И.Пустыльнику и В.В.Пашкевичу за плодотворные обсуждения результатов работы, а также службам эксплуатации циклотрона У-400 за надежную работу ускорителя в период проведения экспериментов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Cohen S., Plasil F., Swiatecki W.J., Ann. Phys., (N.Y.), 1974, v.82, p.557.
2. Sikkeland T., Phys. Rev., 1964, v.B135, p.669.
Sikkeland T., Clarkson J.E., Steiger-Shafir N.H., Viola V.E., Phys. Rev., 1971, v.C3, p.329.
3. Beckerman M., Blann M., Phys. Rev., 1978, v.C17., p.1615;
Blann M., Komoto T.A., Phys. Rev., 1982, v.C26., p.472.
4. Vigdor S.E., Karwowski H.J., Phys. Rev., 1982, v.C26, p.1068.
5. Бейзин С.Д., Иткис М.Г., Музыка Ю.А. и др., ЯФ, 1983, т.37, с.809.
6. Hinde D.J., Leigh J.R., Newton J.O. et.al., Nucl. Phys., 1982, v.A385, p.109; 1983, v.A398, p.308.
7. Van der Plicht J., Britt H.C., Fowler M.M. et.al., Phys. Rev., 1983, v.C28, p.2022.
8. Charity R.J., Leigh J.R., Bokhorst J.J.M. et.al., Nucl. Phys., 1986, v.A457, p.441.
9. Unik J.P., Cuninghame J.G., Croall I.F., Phys. Chem Fission, IAEA, Vienna, 1969, p.717.
10. Cuninghame J.G., Goodall J.A.B., Freeman J.E. et.al., Phys. Chem Fission, IAEA, Vienna 1980, v.1., p.551.
11. Иткис М.Г., Калпакчиева Р.Г., Околович В.Н. и др., ЯФ, 1982, т.36, с.824.
12. Грузинцев Е.Н., Иткис М.Г., Околович В.Н. и др., ЯФ, 1984, т.40, с.616.
13. Cohen S., Swiatecki W.J., Ann. Phys. (N.Y.) 1963, v.22, p.406.
14. Струтинский В.М., ЯФ, 1965, т.1, с.821.
15. Glagola B.G., Back B.B., Betts R.R., Phys. Rev., 1984, v.C29, p.486.
16. Schmitt R.P., Mouchaty G., Haenni D.R., Nucl. Phys. 1984, v.A427, p.614.
17. Moretto L.G., Peaslee G.F., Wozniak G.J., Nucl. Phys., 1989, v.A502, p.453c.

18. El Masry Y., Hanappe F., Steckmeyer J.C. et.al., Nucl. Phys., '1990, v.A517, p.340.
19. Back B.B., Bjornholm S., Dossiny T. et.al., Phys. Rev., 1990, v.C41, p.1495.
20. Lebrun C., Hanappe F., Lecolley J.F. et.al., Nucl. Phys., 1979, v.A321, p.207.
21. Адеев Г.Д., Марченко Л.А., Пашкевич В.В., Писчасов Н.И., Сообщение ОИЯИ, Р4-86-247, Дубна, 1986.
22. Адеев Г.Д., Гончар И.И., Пашкевич В.В. и др., ЭЧАЯ, 1988, т.19, с.1229.
23. Иткис М.Г., Околович В.Н., Русанов А.Я., Смиринкин Г.Н., ЭЧАЯ, 1988, т.19, с.701.
24. Иткис М.Г., Лукьянов С.М., Околович В.Н. и др., ЯФ, 1990, т.52, с.23.
25. Грузинцев Е.Н., Иткис М.Г., Мульгин С.И. и др., ЯФ 1988, т.48, с.312.
26. Чубарян Г.Г., Горшков В.А., Жучко В.Е. и др., Сообщение ОИЯИ, Р13-92-18, Дубна, 1992.
27. Benton E.V. and Henke R.P., Nucl. Instr. and Meth., 1969, v.76, p.87.
28. Shen W.Q., Albinski J., Gralla S. et.al., Phys. Rev., 1987, v.C36, p.115.
29. Bock R., Chu Y.T., Dakowski M. et.al., Nucl. Phys., 1982, v.A388, p.334.
30. Toke J., Bock R., Dai G.X. et.al., Nucl. Phys., 1985, v.A440, p.327.
31. Чубарян Г.Г., Лукьянов С.М., Пенионжкевич Ю.Э. и др., ЯФ, 1991, т.53, с.1195.
32. Bass R., Nucl. Phys., 1974, v.A231, p.45.
33. Back B.B., Betts R.R., Gindler J.E. et.al., Phys. Rev., 1985, v.C32, p.195.
34. Fraenkel Z., Mayk I., Unik J.R. et.al., Phys. Rev., 1975, v.C12, p.1809.
35. Newton J.O., Hinde D.J., Charity R.J. et.al., Nucl. Phys., 1988, v.A483, p.126.
36. Ньютон Дж.О., ЭЧАЯ, 1990, т.21, с.821.

37. Hassani S., Grange P., Z. Phys., 1986, v.A325, p.95.
38. Grange P., Hassani S., Weidenmuller H.A. et.al., Phys. Rev., 1986, v.C34, p.209.
39. Гончар И.И., Мавлитов Н.Д., ЯФ, 1991, т.53, с.1567.
40. Mavlitov N.D., Fröbrich P., Gonchar I.I., Z. Phys, in press.
41. Wapstra A.H., Audi G., Hoekstra R., Atomic masses from (mainly) experimental data. At.Data, Nucl. Data Tables, 1988, v.39, p.281-287.
42. Игнатюк А.В., Смиринкин Г.Н., Иткис М.Г. и др., ЭЧАЯ, 1985, т.16, с.709.
43. Plasil F., Ferguson R.L., see [10], p.521.
44. Strumberger E., Dietrich K., Pomorski K., Nucl. Phys., 1991, v.A529, p.522.
45. Грузинцев Е.Н., Иткис М.Г., Околович В.Н., Смиринкин Г.Н. ЯФ, 1984, т.39, с.1336; препринт ИЯФ АН Каз.ССР, 10-83, Алма-Ата, 1983.
46. Nix J.R., Swiatecki W.J., Nucl. Phys. 1965. v.71. p.1.
47. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. М. Наука, 1964.
48. CERN Computer 6600 series program library Long-Write-Up.MINUIT; Панченко Л.М. и др., Библиотека программ на Фортране ОИЯИ, Р11-83-619, Дубна, 1983, т.4, с.170.
49. Gruzintsev Ye.N., Itkis M.J., Kotlov J.V. et.al., Z. Phys., 1986, v.A323, p.307.
50. Грузинцев Е.Н., Иткис М.Г., Мульгин С.И. и др., ЯФ, 1987, т.46, с.1604.
51. Иткис М.Г., Кондратьев Н.А., Мульгин С.И. и др., ЯФ, 1991, т.53, с.1225.
52. Myers W.D., Swiatecki W.J., Arkiv Fys., 1967, v.36, p.343.
53. Струтинский В.М., ЖЭТФ, 1963, т.45, с.1990.
54. Sobotka L.G., Sarantites D.G., Ze Li. et.al., Nucl. Phys., 1987, v.A471, p.131c.
55. Voccaccio P., Vannucci L., Bettiolio M. et.al., Phys. Rev., 1988, v.C38, p.2108.

56. Nagame Y., Ikezoe H., Ohtsuki T. et.al.,
Phys. Lett., 1990, v.B249, p.14.
57. Nowicki L., Berlinger M., Borderie B. et.al.,
Phys. Rev., 1982, v.C26, p.1114.
58. Schmitt R.P., Mouchaty G., Haenni D.R., Tirion M.
Z.Phys., 1985, v.A321, p.411.
59. Hinde D.J., Charity R.J., Foote G.S. et.al.,
Nucl.Phys., 1986, v.A452, p.550.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 августа 1992 года.

Чубарян Г.Г. и др.

P7-92-360

Массово-энергетические распределения осколков
и угловой момент при делении возбужденных ядер

Данная работа посвящена систематическому изучению влияния углового момента и энергии возбуждения на среднюю кинетическую энергию (\bar{E}_k), дисперсии массовых и энергетических распределений осколков деления (σ_M^2 , σ_E^2) возбужденных составных ядер Po и Ku, образованных в различных комбинациях ион - мишень и при двух энергиях налетающего иона для каждой комбинации. Измерения проводились на двухплечевом времяпролетном спектрометре установки "ДЭМАС", установленном на канале выведенного пучка циклотрона У-400 Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н.Флерова ОИЯИ.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н.Флерова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1992

Перевод авторов

Chubarian G.G. et al.

P7-92-360

Influence of Angular Momentum on Fission
Fragment Mass and Energy Distributions

The present paper is devoted to a systematic study of the influence of the angular momentum and excitation energy on the mean kinetic energy (\bar{E}_k), and on the dispersions of the mass and energy distributions of the fission fragments (σ_M^2 , σ_E^2) of the excited nuclei Po and Ku produced in various projectile-target combinations and at two energies of the incident ion for each combination. The measurements were made with the double-arm time-of-flight spectrometer of the set-up DEMAS installed at the extracted beam of the cyclotron U-400 of the Flerov Laboratory of Nuclear Reactions (JINR).

The investigation has been performed at the Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1992