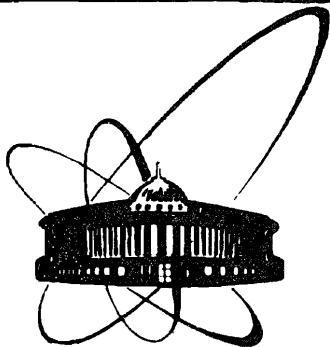


86-203



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P4-86-203

В. П. Пермяков

О РОЛИ ПРЯМЫХ ПРОЦЕССОВ
В РЕАКЦИЯХ МЕЖДУ СЛОЖНЫМИ ЯДРАМИ

Направлено в журнал "Известия АН СССР,
серия физическая" и на 36-е Совещание по
ядерной спектроскопии и структуре атомного
ядра /Харьков, апрель 1986 г./

1986

1. Введение

В последние годы в научной литературе развернулась оживленная дискуссия о роли прямых процессов в реакциях с тяжелыми ионами. Наибольшее внимание уделяется проблеме "быстрого" деления ядер, образующихся в ходе реакции ${}^{Z_1}A_1 + {}^{Z_2}A_2 \rightarrow {}^{Z_1+Z_2}A^*$ "быстрого" деления. Коротко остановимся на фактах, приводящих к идее "быстрого", прямого деления.

Хорошо известно, что сечение слияния σ_F двух сложных ядер определяется как сумма 2-х компонент σ_{ER}, σ_f ; $\sigma_F = \sigma_{ER} + \sigma_f$. Здесь σ_{ER} - сечение образования ядра с массовым числом, близким к сумме $A_1 + A_2$, основными каналами распада которого являются испускание нуклонов, легких частиц и γ - квантов; σ_f соответствует образованию составной системы, распадающейся, главным образом, по каналу симметричного деления. Поскольку процесс слияния ядер во многом определяется входным каналом реакции (массовой асимметрией $\Delta = (A_2 - A_1)/(A_1 + A_2)$, энергией столкновения E и т.д.), можно выбрать условия эксперимента такими, что они с достаточной точностью исключают одну из компонент (σ_{ER} или σ_f) из σ_F .

Полученную таким образом величину можно сравнить с рассчитанной (в предположении о модели ядра с резким поглощающим краем) по формуле $\sigma_F = (\pi/k^2) \sum_{\ell=0}^{c_{cr}} (2\ell+1) = (\pi/k^2) (c_{cr}+1)^2$, $K = (2ME)^{1/2}/\hbar$ и оценить таким образом величину c_{cr} . Смысл величины c_{cr} известен. c_{cr} соответствует максимальной парциальной волне во входном канале, при которой в эффективном потенциале ядро-ядро $V(r) = V_{bg}(r) + V_{cs}(r) + \ell(\ell+1)/2\mu r^2$ исчезает "карман" (захват налетающего иона в "карман" потенциала является необходимым условием для слияния). Известно также из расчетов $1/I$ стабильности вращающейся ядерной жидкой капли относительно симметричного деления, что начиная с некоторой величины углового момента ℓ барьер V_f относительно симметричного деления исчезает. Величину ℓ , при которой барьер деления становится равным нулю, обозначают как $\ell_{B_f=0}$.

Разумно считать, что в ходе реакции компаунд-ядра образуются при условии, что $\ell_{cr} < \ell_{B_f=0}$. Это действительно наблюдается для легких ядер ($A_i < 40$), взаимодействующих со средними и тяжелыми ядрами Периодической таблицы. Однако для более тяжелых налетающих ионов ($A_i > 40$), взаимодействующих со средними ядрами (смотри таблицу I), $\ell_{cr} > \ell_{B_f=0}$. Естественно, возникает вопрос - что же происходит с системой налетающий ион-ядро-мишень в интервале ℓ от $\ell_{B_f=0}$ до ℓ_{cr} ? Ответ неоднозначен. Возможно, расчеты, выполненные в модели вращающейся жидкой капли, завышают величину $\ell_{B_f=0}$. Нельзя исключить также того, что из области контакта ядер будут испускаться

энергичные d - частицы, которые в состоянии унести заметную часть углового момента, вносимого в систему. Такие процессы уже наблюдались экспериментально. И наконец, возможно проявление долгоживущей компоненты типа уже достаточно хорошо изученных в моделях глубоконеупругих взаимодействий. В литературе эту компоненту обозначают как быстрое деление $^{12/}$ (FF), квазиделение $^{13/}$ (QF), прямое деление $^{14/}$ (DF)*).

Ко второй группе экспериментов относятся данные о полуширинах массовых распределений $FWHM$ (смотри таблицу 2) в реакциях типа $^{24}A_1 + ^{22}A_2 \rightarrow ^{24+22}A^* \rightarrow$ симметричное деление. Наблюдаемый рост $FWHM$ в зависимости от энергии столкновения и масс взаимодействующих ядер трудно объяснить с точки зрения модели статистического распада вращающегося компаунд-ядра. Решение проблемы аномального уширения массовых распределений также неоднозначно. Увеличение дисперсии массовых распределений может быть следствием уменьшения коэффициента жесткости по отношению масс-асимметричных деформаций "нагретой", вращающейся составной системы.

Практически отсутствуют динамические расчеты спуска системы с седловой конфигурации до момента разрыва. Именно на этом пути формируется экспериментально наблюдаемое массовое распределение. И наконец, причиной роста $FWHM$ может быть включение канала быстрого деления.

II. Эксперимент

В таблице I приведены значения величин $\ell_{ср.}$, извлеченные из экспериментальных данных по сечениям слияния σ_F . Поскольку для приведенных реакций основным каналом распада является симметричное деление, то $\bar{b}_F \approx \bar{b}_f$.

Из таблицы видно, что начиная с некоторых энергий столкновения (зависящих от конкретных пар взаимодействующих ядер) величина $\ell_{ср.}$ превышает $\ell_{B_f=0}$, причем для ряда реакций интервал $\ell_{ср.} - \ell_{B_f=0}$ значителен.

х) Чтобы не возникло недоразумений, подчеркнем, что в работах $^{3,4/}$ не анализировалась область ℓ от $\ell_{B_f=0}$ до $\ell_{ср.}$. Возможность существования нового канала реакции рассматривалась в связи с общим вопросом - как будут вести сечения образования компаунд-ядер с ростом энергии и массы взаимодействующих ядер. В работе $^{14/}$ привлекались также данные о полуширинах массовых распределений (смотри текст).

Таблица I

Реакция	$E_{\text{лаб.}}$	$\ell_{ср.}$	$\ell_{B_f=0}$	Данные из работы
$Az + Au$	215	62 ± 4	62	5
	250	94 ± 7	62	5
	300	121 ± 7	62	5
$Az + Bi$	215	49 ± 5	55	5
	250	88 ± 4	55	5
$Az + U$	300	104 ± 5	30	5
	250	72 ± 3	30	5
	209	17 ± 3	30	5
$Az + Ag$	288	208 ± 8	91	6
	337	103 ± 8	91	6
$Az + Sb$	494	188 ± 15	91	6
	604	150 ± 9	91	6
$Xe + Fe$	282	104 ± 10	92	6
	756	118 ± 12	87	7
$Az + Ho$	180	26	72	8
	200	61	72	8
	230	89	72	8
	243	105	72	8
	280	120	72	8
	315	116	72	8
	340	129	72	8
	391	147	72	8

В таблице 2 приведены экспериментальные данные о полуширинах массовых распределений $FWHM$ для различных реакций в зависимости от энергии столкновения.

Чтобы иметь представление о масштабе расхождений между предсказаниями статистической модели распада вращающегося составного ядра и экспериментом, приведем следующие данные: $FWHM$ из расчетов по статистической модели для реакции $Az + Au$ в интервале энергий столкновения $250 \leq E_{(лаб)} \leq 300$ растет от ~ 50 до 62 (а.е.м.), в то время как $FWHM$ изменяется в пределах: $74 (\pm 3) \leq FWHM$, $FWHM \leq 87 (\pm 4)$.

Таблица 2

Реакция	E (МэВ)	FWHM (изм.)	FWHM ⁺ (испр.)	Реакция	E (МэВ)	FWHM (изм.)	FWHM ⁺ (испр.)
Ne + Re*	124	29 ± 3	30 ± 3	Az + Au**	215	51 ± 2	53 ± 2
	206	39 ± 3	42 ± 3		250	71 ± 3	74 ± 3
Az + Bi**	215	63 ± 2	55 ± 2	Mg + Ta***	300	83 ± 4	87 ± 4
	250	67 ± 3	70 ± 3		270	44 ± 3	49 ± 3
Az + U**	209	71 ± 9	74 ± 9		335	45 ± 3	48 ± 3
	250	75 ± 4	75 ± 4		340	38 ± 4	43 ± 4
	300	76 ± 4	77 ± 8				

x) Экспериментальные данные взяты из работы /9/;

xx) - из работы /5/; xxx) - из работы /10/.

+) FWHM_{испр.} - полуширина "первичного" распределения продуктов распада составной системы с учетом искусственного нулюнов из возбужденной системы и осколков деления.

III. Extra push модель и квазиделение

В работах /3, II-12/ Святецким была предложена динамическая модель столкновения двух сложных ядер. В качестве коллективных переменных, необходимых для описания последовательности форм сталкивающихся ядер от момента соприкосновения до образования компаунд-ядра, были выбраны: $\rho = Z/(R_1 + R_2)$ - переменная расстояния между центрами масс ядер; $\Delta = (R_1 - R_2)/(R_1 + R_2)$ - переменная асимметрии, $\alpha = (\sin \alpha / \sin \alpha_{\max})^2$ - переменная, характеризующая степень связи ядер. Таким образом, форма двойной ядерной системы параметризована двумя сферами радиусов R_1, R_2 с центрами, расположенными на расстоянии Z и связанными конической шейкой. Значения α характеризуют толщину связывающей ядра шейки. Для $\alpha < 1/2$ осуществляется "dinuclear regime" (глубокоупругие реакции). В этом режиме для массового коэффициента принимается величина приведенной массы. При $\alpha > 1/2$ реализуется "mononuclear regime" (квазиделение). В этом случае инерционными силами пренебрегается, так как считается, что они значительно меньше диссипативных сил. Силы трения рассматриваются в отдельном приближении.

При анализе динамической эволюции составной системы выявились три области в конфигурационном пространстве Δ, ρ, α , играющие наиболее важную роль.

1. Контактная конфигурация - область контакта ядер, где энергетически предпочтительно образование шейки. Эта конфигурация близка (в одномерном случае) к области вершины барьера слияния (в приближении ядра с резким краем эти области совпадают).

2. Конфигурация условного равновесия - соответствует области, где потенциальная энергия системы \mathcal{E} как функция Δ, ρ, α стационарна относительно малых вариаций $\delta\rho, \delta\alpha$ при постоянной Δ , равной своему значению во входном канале.

3. Конфигурация безусловного равновесия - область, где потенциальная энергия \mathcal{E} стационарна относительно малых вариаций $\delta\rho, \delta\alpha, \delta\Delta$, т.е. - обычная седловая точка. Наличие барьера деления обеспечивает существование компаунд-системы. При достаточно больших угловых моментах или электрических зарядах составной системы барьер относительно деления исчезает и, таким образом, компаунд-ядра не могут существовать (или, говоря другими словами, не могут быть образованы в ходе реакции ${}^Z_1A_1 + {}^Z_2A_2 \rightarrow {}^{Z+Z_0}A^*$).

Отметим также, что для взаимодействия двух одинаковых ядер конфигурации 2 и 3 совпадают. Каждой конфигурации соответствует свой порог реакции (отсчитываемый для лобовых столкновений от величины барьера слияния): E_1 - энергия, необходимая для достижения контакта, E_2 - энергия, необходимая для преодоления условного седла, E_3 - энергия, необходимая для преодоления безусловной седловой точки. В соответствии с этим можно провести приближенную классификацию типа реакций между сложными ядрами.

1. Упругие и квазиупругие - реакции, динамические траектории которых в конфигурационном пространстве не преодолевают порог E_1 .

2. Глубокоупругие реакции, динамические траектории которых не преодолевают порог E_2 .

3. Квазиделение - реакции, динамические траектории которых не преодолевают порог E_3 .

4. Компаунд-процессы - реакции, динамические траектории которых преодолевают пороги E_1, E_2, E_3 . Энергия E_2 называется "extra push"; энергия E_3 - "extra-extra push".

Траекторные расчеты, выполненные для систем с различающимися значениями делимости и асимметрии, позволили Святецкому получить простое аналитическое выражение для величины E_2 (преодоление порога E_2 в модели Святецкого является необходимым условием для слияния ядер),

$$E_2 = \begin{cases} 0 & ; (Z^2/A)_{эфф.} < (Z^2/A)_{эфф.}^{нор.} \\ \kappa [(Z^2/A)_{эфф.} - (Z^2/A)_{эфф.}^{нор.}]^2 & + \text{высшие степени выражения, (I)} \\ & \text{стоящего в квадратных скобках; } (Z^2/A)_{эфф.} > (Z^2/A)_{эфф.}^{нор.} \end{cases}$$

В (I) $(Z^2/A)_{эфф.}$ - эффективная делимость $(Z^2/A)_{эфф.} = 4Z_1Z_2/A_1^{1/3}A_2^{1/3}(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$
 $(Z^2/A)_{эфф.}^{нор.}$ - пороговая величина эффективной делимости (число, полученное из траекторных расчетов);

$$K = (A_1^{1/3}A_2^{1/3}(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \cdot 32 \cdot 3^{2/3} \cdot mc^2 \cdot \alpha) / (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \cdot 2025 \cdot \pi.$$

Величина параметра α также устанавливается из траекторных расчетов.

К числу оригинальных моментов работ /3, II-12/ относится также тот факт, что информацию о дополнительной энергии (*extra push*) Святецкий довольно простым образом внес в классическое определение сечения слияния. Мы не будем воспроизводить его рассуждения (они подробно изложены в работах /II-12/, а приведем окончательное выражение для σ_F , полезное для практических расчетов,

$$\sigma_F(E) = \frac{\pi z_c^2}{E} \left[\left(\left(\frac{C_1 C_2 + 0,5}{C_2^2} \right)^2 - \left(\frac{C_1^2 + E_B + E}{C_2^2} \right) \right)^{1/2} - \left(\frac{C_1 C_2 + 0,5}{C_2^2} \right) \right], \quad (2)$$

где

$$C_1 = \sqrt{K} \left[(Z^2/A)_{эфф.} - (Z^2/A)_{эфф.}^{нор.} \right], \quad C_2 = \frac{\sqrt{K}}{e^2/z_0} \frac{8f^2}{A_1^{1/3} + A_2^{1/3}},$$

$$z_c = D_1 + D_2 + 1,14 \mu m, \quad D = R - \frac{1,4}{R}, \quad R = 1,28 A^{1/3} - 0,26 + 0,8 A^{-1/3} \mu m,$$

$$mc^2 = 931 \text{ МэВ}, \quad z_0 = 1,224 \text{ фм}.$$

Параметр f равен 1 для сближающихся ядер и 5/7 для двух сфер, вращающихся без скольжения. Для лучшего описания экспериментов по слиянию в работах /II/ были рекомендованы следующие значения для параметров f , α и $(Z^2/A)_{эфф.}^{нор.}$: $f = 3/4$, $\alpha = 12$, $(Z^2/A)_{эфф.}^{нор.} = 33$.

IV. Модель быстрого деления /2, I3/ (MFF)

В динамической модели FF в качестве коллективных переменных выбраны: Z - расстояние между центрами масс взаимодействующих ядер, ϑ - полярный угол, $X = (A_2 - A_1) / (A_1 + A_2)$ - массовая асимметрия, $y = N - Z$ - избыток нейтронов в одном из ядер. Потенциал взаимодействия между ядрами имеет вид

$$V(Z, X, y, P_Q; t) = V_{внз.} \chi(t) + V_{аг.} (1 - \chi(t)), \quad (3)$$

где $V_{внз.}$ - потенциал взаимодействия во входном канале, рассчитанный в формализме энергии плотности; $V_{аг.}$ - адиабатический потенциал, рассчитанный в модели Паули /14/; $\chi(t)$ - параметр преобразования. Параметр $\chi(t)$ выбирается феноменологически и изменяется в пределах от 1 (входной канал, $V_{внз.}$) до нуля (выходной канал, $V_{аг.}$).

Тогда динамическая картина взаимодействия двух сложных ядер в модели FF представляется следующим образом. На первом этапе реакции ядра захватываются в "карман" невозмущенного потенциала $V_{внз.}$. Происходит сброс кинетической энергии на внутренние возбуждения. В зависимости от величины сброса кинетической энергии и прицельных параметров система либо распадается с массовыми числами, близкими ко входному каналу (квазиупругие или глубоконеупругие каналы), либо остается в области взаимодействия. В последнем случае начинается обмен нуклонами и происходит дрейф по масс-асимметричной координате. При этом происходит переход от входного потенциала $V_{внз.}$ к адиабатическому $V_{аг.}$. Если система не сильно асимметрична, то в результате дрейфа образуется составная система из двух равных фрагментов, причем для $\ell > \ell_{B_3=0}$ она абсолютно нестабильна по отношению к каналу симметричного деления. Такой процесс определяется как быстрое деление. Если говорить о временной шкале, то время быстрого деления промежуточно между временем образования и распада компаунд-ядра и характерным временем для глубоконеупругих взаимодействий. Из модели FF следует также, что угловые и энергетические распределения продуктов быстрого деления должны практически совпадать с теми, что получаются от распада "истинного" компаунд-ядра. На рисунке I схематично представлены четыре класса диссипативных процессов, вытекающих из модели быстрого деления.

На верхнем рисунке, слева - система не захватывается в "карман" входного потенциала $V_{внз.}$, хотя и происходит значительный сброс кинетической энергии - глубоконеупругие взаимодействия.

На верхнем рисунке, справа - система захватывается в "карман" входного потенциала, происходит сброс кинетической энергии; в это время потенциальный ландшафт меняется от входного $V_{внз.}$ до адиабатического $V_{аг.}$. Так как седловая конфигурация менее компактна, нежели конфигурация "кармана" потенциала, то система остается захваченной из-за наличия барьера в адиабатическом потенциале - образование компаунд-ядра.

Внизу, слева - система захватывается в "карман" входного потенциала, однако она быстро распадается из-за отсутствия барьера относительно деления в выходном канале ($\ell > \ell_{B_3=0}$) - быстрое деление.

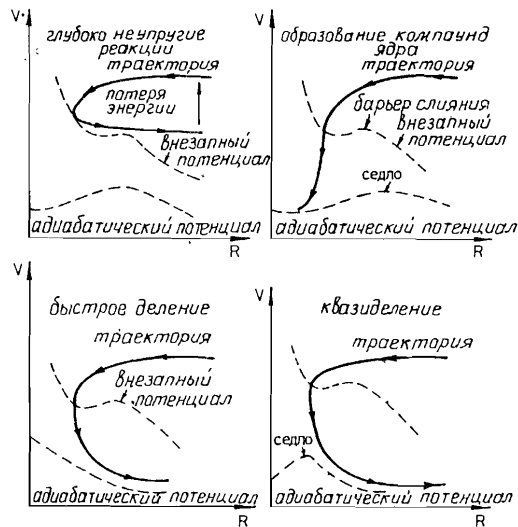


Рис. 1.

Четыре класса диссипативных процессов в реакциях между сложными ядрами (предсказания модели быстрого деления).

Внизу, справа – система захватывается в "карман" входного потенциала. Однако седловая конфигурация более компактна, чем карман входного потенциала – квазиделение. Такая ситуация реализуется, если параметр делимости $(Z^2/A) > 38,5$.

На рисунке 2 представлены экспериментальные данные [9] по полу-

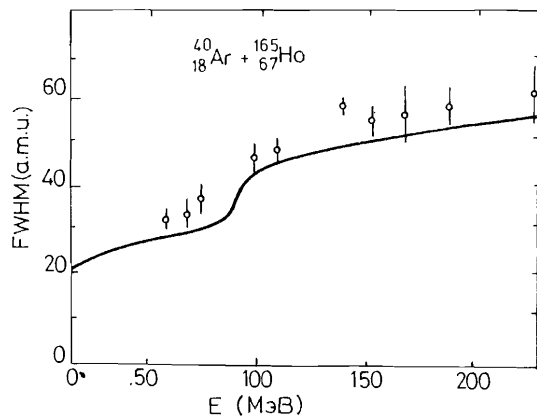


Рис. 2.

Эволюция FWHM для симметричного деления составной системы в зависимости от энергии возбуждения E^* . Сложная линия – расчет по MFF.

ширинам массовых распределений для реакции $Az + Ho$ в зависимости от энергии возбуждения составной системы и результаты расчетов по MFF.

У. Модель прямого деления [4,16/

Первые экспериментальные данные об аномальном поведении полуширин массовых распределений продуктов реакций $^{12}C, ^{20}Ne, ^{40}Ar$ на ^{238}U были получены в работах [17-19]. В этих же работах на основе статистических расчетов в модели распада вращающегося компаунд-ядра была сформулирована проблема – в чем причина столь резкого роста полуширины массового распределения продуктов деления при переходе от реакции ^{12}C на ^{238}U к реакциям ^{20}Ne и ^{40}Ar на ^{238}U ? Было высказано предположение о необходимости динамического учета спуска системы от седла до точки разрыва [17-19].

Это направление – изучение динамики движения делящегося ядра из компаунд-состояния через многомерный потенциальный барьер к разрыву интенсивно изучается [20] в модели, основанной на уравнении Фоккера – Планка для функции распределения коллективных переменных. Второе направление, изложенное в работе [4], – это поиск конкурирующих механизмов, ответственных за аномальное поведение полуширин массовых распределений продуктов распада составной системы в зависимости от энергии возбуждения для конкретной реакции и при фиксированной энергии возбуждения – от массы налетающего на ядро-мишень тяжелого иона. В работе [4] была предпринята попытка феноменологически связать уширение FWHM с интенсивностью канала прямого деления: $FWHM_{теор.} = FWHM_{стан.} \cdot \frac{\sigma_f^{полн.}(E)}{(\sigma_f^{полн.}(E) - \sigma_{стан.}(E))}$. Здесь $\sigma_f^{полн.}(E)$ – полное сечение деления (рассматриваются реакции, для которых $\sigma_F \approx \sigma_f$), $\sigma_f^{прям.}(E)$ – сечение прямого деления.

Как подчеркивалось в работе [16], возможность приведенной выше параметризации экспериментальных данных связана с тем, что как отношение сечений, так и отношение дисперсий определяются одной и той же величиной – средним значением передаваемой на делительную степень энергии, и при этом приблизительно одинаковым образом.

Итак, картина процесса может выглядеть следующим образом. В случае столкновения тяжелого иона, сопровождающегося передачей ядру мишени углового момента $\ell < \ell_{ср.}$, образуется компаунд-ядро, распад которого происходит по законам статистической теории. Напротив, при столкновении с передачей углового момента $\ell > \ell_{ср.}$ ядро-мишень переводится сразу в канал быстрого развала. Такой процесс будем называть прямым делением. Согласно [4], для $\sigma_f^{полн.}(E)$ имеем:

$$\tilde{\sigma}_f^{полн.}(E) = \frac{\pi}{2} \alpha \beta \left[\sqrt{1-\epsilon^2} + \frac{1}{\epsilon} \arcsin \epsilon \right] K(E), \quad (4)$$

где $K = (1 - V_B/E)$, α и β - большая и малая полуоси от области взаимодействия, ϵ - ее эксцентриситет. Для $\tilde{\sigma}_f^{прям.}(E)$ имеем

$$\tilde{\sigma}_f^{прям.}(E) = K(E) \frac{2\alpha\beta}{\epsilon} \int_0^{\xi} \sqrt{1-y^2} \left(\arccos \frac{\Lambda}{\sqrt{1-y^2}} - \Lambda \frac{\sqrt{1-y^2-\Lambda^2}}{1-y^2} \right) dy \quad (5)$$

Здесь

$$\Lambda = \frac{\epsilon_{ср.}}{K\alpha}, \quad K = \frac{1}{h} [2M(E-V_B)]^{1/2}, \quad \xi = \begin{cases} \epsilon, & \epsilon < \sqrt{1-\Lambda^2}, \\ \sqrt{1-\Lambda^2}, & \epsilon > \sqrt{1-\Lambda^2}. \end{cases}$$

Уширение дисперсий, вызванное включением прямого канала, связанного с реализацией критического значения углового момента на ход процесса деления, составило 15-20 % от её статистического значения. Тем не менее учет этого канала важен особенно для тех экспериментальных ситуаций, когда канал глубоко неупругих взаимодействий трудно отделить от канала деления составной системы. Рассмотрим теперь другую возможную картину включения прямого канала. Предположим, что тяжелый ион, сталкиваясь с ядром-мишенью, передает в момент удара кинетическую энергию части ядра-мишени. Налетающий ион имеет конечные размеры. Поэтому следует ожидать, что часть ядра-мишени, которой передается эта энергия, должна иметь массу, порядка той массы, которая сосредоточена в области с объемом, порядка объема налетающей частицы. (Здесь можно провести аналогию с взаимодействием энергичного протона и ядра: в первый момент протон с наибольшей вероятностью передает свою энергию одному из нуклонов, но не всему ядру как целому). С другой стороны, очевидно, что значение массы M этой части ядра, которая в первый момент испытывает удар, не может быть прямо отождествлено с величиной массы иона A_1 . Действительно, эта часть ядра-мишени находится в поле сил, создаваемых остальными нуклонами. Иными словами, M - эффективное значение массы нуклонов, воспринявших удар. Поэтому следует ожидать, что $M_{эфф.}$ и A_1 , хотя численно и близки, но не совпадают.

Естественно считать, что налетевший ион поглощается ядром в зоне взаимодействия. Тогда первоначальная суммарная масса, вовлеченная в движение таким образом, будет равна $M_{эфф.} + A_1$. Нетрудно вычислить энергию T движения этого сгустка в направлении, параллельном оси симметрии ядра-мишени. Если угол между осью симметрии ядра и

направлением удара равен θ , то $T = A_1(M_{эфф.} + A_1)E_I \cos^2 \theta$, $E_I = E - V_B$. Предположим далее, что энергия переходит в энергию β - колебаний ядра. Поскольку передача импульса произошла в направлении оси симметрии ядра и порождает движение, которое носит организованный характер, т.е. имеет все черты коллективного движения, то такое предположение представляется разумным. Будем считать, что если переданная описанным выше способом энергия удовлетворяет условию $T - V_B \geq 0$, то ядро с необходимостью переводится в канал прямого деления, минуя стадию образования компаунд-ядра. Для $\tilde{\sigma}_f^{прям.}(E)$ имеем [4]

$$\tilde{\sigma}_f^{прям.}(E) = \frac{\pi\alpha\beta}{2} K(E) \left[\left(\frac{\arcsin \epsilon}{\epsilon} + \sqrt{1-\epsilon^2} \right) - \left(\frac{\arcsin \epsilon \cos \theta_{кр.}}{\epsilon} + \cos \theta_{кр.} \sqrt{1-\epsilon^2 \cos^2 \theta_{кр.}} \right) \right],$$

$$\theta_{кр.} = \arccos \left[\left(\frac{A_1 E_I}{M_{эфф.} + A_1} \right)^{1/2} V_B^{1/2} \right], \quad K(E) = (1 - V_B/E). \quad (6)$$

Здесь $\theta_{кр.}$ - максимальный угол (его "критическое" значение) между осью симметрии и направлением импульса налетающего иона, при котором прямой механизм деления все еще возможен.

В противном случае реализуется механизм деления, существенной стадией которого является образование компаунд-ядра. Соответствующее сечение равно

$$\tilde{\sigma}_f^{компл.}(E) = \frac{\pi\alpha\beta}{2} \left[\frac{\arcsin(\epsilon \cos \theta_{кр.})}{\epsilon} + \cos \theta_{кр.} \sqrt{1-\epsilon^2 \cos^2 \theta_{кр.}} \right] K(E). \quad (7)$$

Используя соотношения (6), (7), а также параметризацию для $FWHM$, приведенную в тексте, можно рассчитать как эффективность прямого канала деления, так и уширение $FWHM$, вызванное включением этого канала. В таблице 3 представлены результаты расчетов для реакции $Al + Ho$ (экспериментальные данные взяты из работы [9]). Из таблицы видно, что согласие между экспериментальными данными по $FWHM$ и рассчитанными в рамках предложенной схемы вполне удовлетворительно. На рис. 3 представлены интенсивности каналов прямого деления и образования компаунд-ядра в зависимости от энергии столкновения. Там же представлены результаты расчетов этих же величин по модели быстрого деления: треугольники \blacktriangle - сечение образования компаунд-ядра в зависимости от энергии столкновения, квадратики \blacksquare - сечение быстрого деления.

Таким образом, описанная выше модель прямого деления позволяет преодолеть известные трудности в объяснении таких важных характеристик, как ширина массового распределения осколков деления, индуцированного тяжелым ином.

Таблица 3
Реакция $^{40}\text{Ar} + ^{165}\text{Ho}$

$E_{\text{яд}}^{\text{МэВ}}$	$E_{\text{сцм}}^{\text{МэВ}}$	$E_{\text{МэВ}}^*$	FWHM (испр)	$T_{\text{МэВ}}$	$\sigma_{\text{реакц.}}^{\text{Мб}}$	$\sigma_{\text{ср.}}^{\text{Мб}}$	$\sigma_{\text{расп.}}^{\text{Мб}}$	$\sigma_{\text{прям.}}^{\text{Мб}}$	FWHM (расп.)
180	144,8	58	33±3	1,25	100±15	26	27	0	33±3
192	154,5	67,6	34±3	1,33			51	0	34±3
200	160,9	74,1	38±4	1,38	490±75	61	62	0	38±4
230	185,1	98,2	47±3	1,59	890±135	89	84	74	38
243	195,5	108,7	49±4	1,69	1160±150	105	91	183	39±1
280	225,4	138,5	59±2	1,89	1320±200	120	109	283	42±2
297	239,1	152,1	59±4	2,0				370	46
315	253,5	266,6	57±6	2,17	1095±130	116	124	414	56±3
340	273	186,8	59±4	2,21	1260±190	129	133	515	58±6
391	314,7	227,8	62±6	2,46	1450±180	147	151	631	60±6

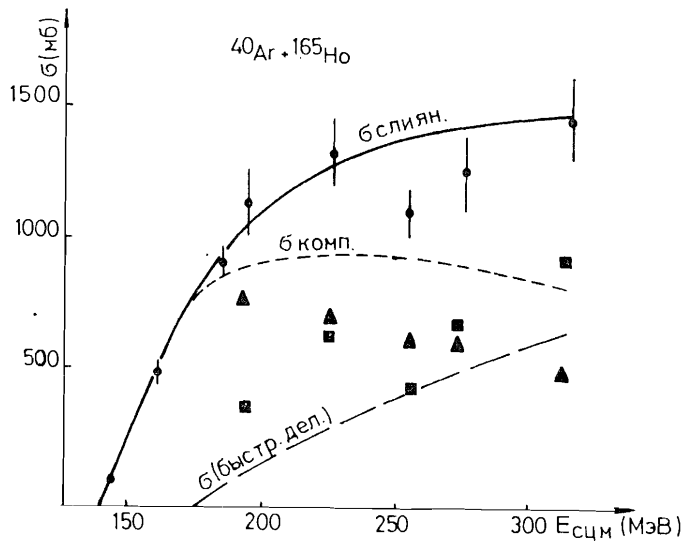


Рис. 3.

На рисунке - пунктирная кривая - вклад прямого деления в сечение слияния, штрихпунктирная кривая - вклад компаунд-процесса в сечение слияния.

С другой стороны, в отличие от обычной ситуации, характерной для реакций, идущих по схеме прямых процессов, распределение продуктов по углам и энергиям практически не отличается от предсказаний статистической теории, так как модель предполагает в качестве промежуточной стадию слияния ядер.

VI. Заключение

Как следствие рассмотренных выше моделей, сечение слияния σ_F следует переопределить, добавив к нему член σ_{FF} , соответствующий каналу быстрого деления: $\sigma_F = \sigma_{ER} + \sigma_f + \sigma_{FF}$. Из расчетов, представленных на рисунке 3, видно, что парциальный вклад канала образования компаунд-ядра уменьшается с ростом энергии столкновения ядер. При этом вклад прямых процессов возрастает. Из более ранних экспериментов [17-19] следует также, что такая же тенденция в поведении сечений σ_{CN} , σ_{FF} наблюдается с ростом массовых чисел налетающих ионов (ядро мишени фиксировано). Таким образом, с точки зрения экспериментально поставленной задачи синтеза сверхтяжелых элементов Периодической таблицы центр тяжести проблемы переносится с вопроса о возможности существования "острова" стабильности к проблеме: каким образом можно достигнуть острова стабильности сверхтяжелых ядер, если даже он существует. К числу необычных свойств канала быстрого деления относится то, что по своим выходным характеристикам (угловые и энергетические распределения) он практически не отличается от распада "истинного" компаунд-ядра. А ведь существенным свойством компаунд-ядер является, согласно Н. Бору, то, что способ их распада не зависит от способа образования. Как долго сохраняется память о входном канале и как она должна проявиться в процессах быстрого деления? Этот и другие вопросы требуют более тщательного изучения.

Литература

1. S. Cohen et al. Ann of Phys., 82, (1974) 557.
2. C. Gregoire et al. Preprint DPh-N/MF 79/33, 1979.
3. W.J. Swiatecki. Phys. Script., 24, 113, 1981.
4. Б.Н. Калинин, В.П. Пермяков. ОИЯИ, Р4-6149, Дубна, 1971.
5. Z. Zheng et al. N.P. A422, 447, 1984.
6. H.C. Britt et al. Phys. Rev., C13, 1483, 1976.
7. V. Neusch et al. Z. Phys., 288, 391, 1978.

8. G. Gregoire and Ngo C. NP, A363, 392, 1982.
 9. C. Lebrun et al. NP A321, 207, 1979.
 10. E. Borderie et al. Z. Phys. A-Atoms and Nuclei 299, 263, 1981.
 11. S. Bjornholm and W.T. Swiatecki. Preprint LBL-I4074, Berkeley, 1982.
 12. W.J. Swiatecki. Preprints LBL-I2708, Berkeley, 1981.
 13. C. Gregoire et al. Phys. Lett., v 99B, No 1, I7, 1981.
 14. T. Ledergerber and H.C. Pauli. NF A207, I, 1973.
 15. C. Ngo et al. NP, A400, 259, 1983.
 16. Б.Н. Калинин, В.П. Пермяков. Сообщение ОИЯИ, P4-7312, Дубна, 1973.
 17. С.А. Карамян и др. Препринт ОИЯИ, P7-3732, Дубна, 1968.
 18. Yu. Tz. Oganessian. Preprint JINR, E2-3942, Dubna, 1968.
 19. С.А. Карамян и др. Препринт ОИЯИ, P7-4024, Дубна, 1968.
 20. Г.Д. Адеев и др. ЯФ, 37, III3, 1983; 40, 869, 1984; 42, 42, 1985; 43, 200, 1986.

Рукопись поступила в издательский отдел
4 апреля 1986 года.

Внимание организаций и лиц, заинтересованных в получении публикаций Объединенного института ядерных исследований

Принимается подписка на препринты и сообщения Объединенного института ядерных исследований.

Установлена следующая стоимость подписки на 12 месяцев на издания ОИЯИ, включая пересылку, по отдельным тематическим категориям:

ИНДЕКС	ТЕМАТИКА	Цена подписки на год
1.	Экспериментальная физика высоких энергий	10 р. 80 коп.
2.	Теоретическая физика высоких энергий	17 р. 80 коп.
3.	Экспериментальная нейтронная физика	4 р. 80 коп.
4.	Теоретическая физика низких энергий	8 р. 80 коп.
5.	Математика	4 р. 80 коп.
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия	4 р. 80 коп.
7.	Физика тяжелых ионов	2 р. 85 коп.
8.	Криогеника	2 р. 85 коп.
9.	Ускорители	7 р. 80 коп.
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных	7 р. 80 коп.
11.	Вычислительная математика и техника	6 р. 80 коп.
12.	Химия	1 р. 70 коп.
13.	Техника физического эксперимента	8 р. 80 коп.
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами	1 р. 70 коп.
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях	1 р. 50 коп.
16.	Дозиметрия и физика защиты	1 р. 90 коп.
17.	Теория конденсированного состояния	6 р. 80 коп.
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники	2 р. 35 коп.
19.	Биофизика	1 р. 20 коп.

Подписка может быть оформлена с любого месяца текущего года.

По всем вопросам оформления подписки следует обращаться в издательский отдел ОИЯИ по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79.

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Пермяков В.П.

P4-86-203

О роли прямых процессов в реакциях между сложными ядрами

Представлен краткий обзор современных представлений о роли прямых процессов в реакциях между сложными ядрами. Особое внимание уделяется проблеме быстрого деления. Интерес к этой проблеме неслучаен и связан с необычными свойствами канала быстрого деления. С одной стороны, он полезен при анализе таких важных вопросов физики тяжелых ионов, как вероятность образования компаунд-системы, проблемы аномального уширения массовых распределений продуктов распада составной системы в зависимости от энергии столкновения. Он полезен также при классификации диссипативных процессов, протекающих при взаимодействии двух сложных ядер. С другой стороны, основные свойства канала быстрого деления /за исключением, возможно, характерного времени его протекания - этот вопрос почти не изучен/ таковы, что его практически невозможно /по угловым и энергетическим распределениям продуктов распада/ отличить от деления "истинного" компаунд-ядра.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод автора

Permyakov V.P.

P4-86-203

On the Role of Direct Processes in Reaction between Complex Nuclei

A short review is given of modern ideas of the role of direct processes in reactions between complex nuclei, special emphasis being laid on the problem of fast fission. Interest to this problem is due to remarkable properties of the channel of fast fission. On the one hand, it is useful for analysing such important problems of the heavy-ion physics as the probability of formation of a compound system, the dependence of anomalous broadening of mass distribution of decay products of a compound system on the collision energy as well as for classifying dissipative processes occurring in the interaction of two complex nuclei. On the other hand, the channel of fast fission has such main properties of the channel of fast fission (with a possible exception of its characteristic time that is little studied) that make it practically indistinguishable, by the angular and energy distributions of decay products, from the fission of a "genuine" compound nucleus.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986