

КЛАССИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ СТОЛКНОВЕНИЙ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Р. Шмидт

Технический университет, Дрезден

На основе классических уравнений движения с силами трения, проанализированы экспериментальные данные о глубоконеупругих столкновениях тяжелых ионов и сечении слияния. Получены соотношения между параметрами модели. Обсуждаются вопросы, связанные с характерными временами протекания в ядрах различных неравновесных процессов.

Basing on the classical equations of motion including friction the experimental data on deep inelastic collisions and fusion cross-sections are analysed. The useful relations between the model parameters are obtained. Time scales obtained with the classical model for different dissipation processes are discussed.

ВВЕДЕНИЕ

Глубоконеупругие столкновения тяжелых ионов — новая и интересная область исследований в ядерной физике. Формирование относительно долгоживущей (10^{-21} — 10^{-20} с) двойной ядерной системы делает возможным изучение различных неравновесных процессов, таких как диссипация кинетической энергии, диффузия нуклонов, передача углового момента, установление зарядового равновесия, в малой квантовой системе, каковой является атомное ядро (см. обзоры [1—5]).

Переход кинетической энергии относительного движения во внутреннее возбуждение двух ядер в процессе глубоконеупругого столкновения исследовался в рамках различных теоретических подходов, основывающихся на существенно различающихся предположениях относительно механизма этого процесса. Предполагалось, например, что первоначально возбуждаются только гигантские мультипольные резонансы [6], или же делалось предположение о случайном распределении фаз матричных элементов остаточного взаимодействия [7]. Передача энергии рассматривалась как диффузионный процесс [8, 9] или же предполагалось, что она полностью объясняется обменом нуклонами между налетающим ионом и ядром-мишенью [10, 11]. Делались также попытки вывести силы трения, действующие между двумя ядрами, основываясь на микроскопическом гамилтониане [12—14]. Недавно была развита и применена к описанию процесса диссипации энергии на начальной стадии реакции микроскопическая теория, в которой рассматривается возбуждение частично-дырочных состояний при столкновении ядер и не делается статистических предположений [15].

Наиболее распространенной моделью процесса диссипации энергии является феноменологическая модель с силами трения [16—21]. Хотя эта модель и не в состоянии прояснить дискуссионные вопросы, связанные с механизмом диссипации энергии, она является полезным инструментом для описания относительного движения двух ядер. С помощью этой модели можно сделать оценки наиболее важных характеристик реакций с тяжелыми ионами, таких как угол отклонения, потери кинетической энергии и переданный угловой момент. Кроме того, среднее время взаимодействия, полученное в динамических расчетах, использующих эту модель, было с успехом использовано при исследовании передачи массы в глубоконеупругих столкновениях [22]. Были развиты разнообразные варианты феноменологических моделей с силами трения, различающиеся выбором потенциала, радиальной зависимостью и тензором трения, а также числом рассматриваемых степеней свободы. Общее и важное требование к таким моделям состоит в том, что они должны воспроизводить экспериментальные сечения слияния для возможно большего числа комбинаций налетающий ион — ядро-мишень при различных энергиях налетающего иона, и при этом содержать как можно меньшее число параметров. Обычно предполагается, что тензор трения диагонален в полярных координатах R, θ , а его радиальная γ_R и тангенциальная γ_θ компоненты имеют общий радиальный форм-фактор $f(R)$ и характеризуются коэффициентами трения, соответственно a_R и a_θ :

$$\longleftrightarrow \gamma = \{\gamma_R = a_R f(R); \gamma_\theta = a_\theta f(R)\}. \quad (4)$$

Хотя и предпринимались попытки определить радиальную зависимость и значение тензора трения γ микроскопически [11—14], обычно используют феноменологически подобранную радиальную зависимость $f(R)$, а параметры a_R и a_θ определяются так, чтобы наилучшим образом описывать выделенную часть экспериментальных данных. Таким путем были найдены сильно различающиеся значения отношения между тангенциальным и радиальным коэффициентами трения $x = a_\theta/a_R$: от $x = 1$ [18] до $x = 0,0025$ [16]. Например, в [18] было предположено, что $x = 1$, а оставшиеся параметры определялись так, чтобы лучшим образом описать экспериментальные корреляции между полной кинетической энергией (ТКЕ) и углом отклонения в реакции $^{40}\text{Ar} + ^{232}\text{Th}$. Однако, для того чтобы воспроизвести экспериментальное сечение слияния, пришлось ввести дополнительный параметр обрезания для потенциала, который нужно было выбирать различным для различных комбинаций мишень — налетающий ион. В противоположность [18] Гросс и Калиновски в [16] нашли два независящих от массового числа и энергии параметра трения с $x = 0,0025$, с помощью которых успешно описывались экспериментальные сечения слияния для большого числа комбина-

ций мишень — налетающий ион при различных энергиях налетающего иона. (По крайней мере для не слишком тяжелых систем.) Эти параметры трения сохранились даже в улучшенном варианте этой модели [21], в котором учитывалась динамическая деформация фрагментов. Однако из-за малости $\langle x \rangle$ угловой момент относительного движения, перешедшего во внутренние угловые моменты фрагментов, оказался меньше найденного в экспериментах по измерению средней множественности γ -квантов или угловой анизотропии осколков в последующем делении тяжелого фрагмента. Увеличение x было бы желательно для того, чтобы воспроизвести эти последние данные, но при этом нарушилось бы согласие с экспериментальными данными по сечению слияния.

Цель данного обзора состоит в том, чтобы представить классическую феноменологическую модель с силами трения и обсудить вопрос о степени применимости классического рассмотрения различных неравновесных процессов, наблюдающихся в глубоконеупругих столкновениях.

В разд. 2 мы приведем основные уравнения и исследуем систематическим образом в рамках модели [22—26] (подобной модели Гросса [16]) влияние на динамику реакции отношения коэффициентов тангенциального и радиального трения x . Покажем также, что можно воспроизвести при различных значениях x сечения слияния в широкой области комбинаций налетающий ион — мишень и энергий налетающего иона, по крайней мере для не слишком тяжелых систем. При заданном x параметры a_R и a_θ могут быть определены с помощью простого соотношения, которое было найдено эмпирически. Если ввести энергию деформации в выходном канале, то модель воспроизводит как полные сечения слияния, так и потери кинетической энергии (TKEL) для большого числа реакций и позволяет установить оптимальное значение x для заданного столкновения.

В разд. 3 мы используем классическую модель, описанную в разд. 2, в сочетании с подходом Хофмана и Сименса [27] для расчета статистических флуктуаций в относительном движении. С помощью классической функции распределения в фазовом пространстве коллективных переменных будут рассчитаны двойные дифференциальные сечения $d^2\sigma/dE d\Omega$ и проанализированы резкие изменения в характере двойных дифференциальных сечений с ростом заряда сталкивающихся ядер в случае систем $^{40}\text{Ar} + ^{232}\text{Th}$, $^{132}\text{Xe} + ^{120}\text{Sn}$, $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$. В разд. 4 в классическую модель включается описание процесса передачи нуклонов. Этот процесс описывается с помощью уравнения Фоккера — Планка, как и было первоначально предложено Нюренбергом [28]. Обсуждается взаимное влияние относительного движения и процесса передачи нуклонов. Экспериментальные Z -распределения в реакции $^{86}\text{Kr} + ^{166}\text{Er}$ интерпретируются как результат сложения предравновесного вклада глубоконеупругих столкновений и равновесного вклада процесса быстрого деления. В разд. 5 отмечается важность учета оболочечных эффектов при

описании процесса диффузии нуклонов в реакции $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$. В разд. 6 рассматриваются процесс перехода относительного орбитального момента во внутренние угловые моменты фрагментов и связанный с ним вопрос ориентации углового момента. С помощью приближенной функции распределения и улучшенного описания сил тангенциального трения рассчитываются полная диссипация углового момента, его выстроенность и поляризация в выходном канале. Полученные результаты сравниваются с экспериментальными данными для реакций $^{86}\text{Kr} + ^{166}\text{Er}$, $^{86}\text{Kr} + ^{238}\text{U}$ и $^{14}\text{N} + ^{100}\text{Mo}$.

Характерные времена протекания различных неравновесных процессов, полученные на основе классической модели, рассматриваются в разд. 7. Выводы делаются в разд. 8.

1. КЛАССИЧЕСКИЕ УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ И ПАРАМЕТРЫ

Основные уравнения. Будем рассматривать относительное движение двух ядер в двумерной модели в полярных координатах R , θ с силами трения, пропорциональными скорости $\sum_m \gamma_{nm} \dot{R}_m$. Уравнения, описывающие временную зависимость расстояния R между центрами двух ядер и орбитального углового момента относительного движения $\hbar l = \mu R^2 \dot{\theta}$, имеют вид:

$$\mu \ddot{R} = -\frac{\partial}{\partial R} u_N(R) + Z_1 Z_2 l^2 / R^2 + \frac{l^2}{\mu R^3} - a_R f(R) \dot{R}, \quad (2)$$

$$\mu \dot{l} = -a_\theta f(R) l. \quad (3)$$

В качестве потенциала взаимодействия ядер во входном канале u_N возьмем потенциал «близости» [29]:

$$u_N^{\text{BX}} = -2\pi (\gamma_1 + \gamma_2) \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} s_0 \times \begin{cases} 5/3 \left(1 + \frac{s}{s_0}\right) \exp(-1,65s/s_0); & s > 0 \\ \frac{5}{3} - \frac{s}{s_0} - \frac{1}{2} \left(\frac{s}{s_0}\right)^2, & s < 0, \end{cases} \quad (4)$$

где

$$\left. \begin{aligned} \gamma_i &= 0,9517 (1 - 1,78 (1 - 2Z_i/A_i)^2) \text{ МэВ/фм}^2; \\ R_i &= 1,17 A_i^{1/3} \text{ фм}; \quad s = R - R_1 - R_2; \quad s_0 = 1 \text{ фм}, \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

A_i , Z_i — масса и заряд ядер соответственно. Эффект деформации фрагментов в выходном канале учитывается с помощью модификации ядерного потенциала взаимодействия u_N , предложенной в [18]:

$$u_N^{\text{ВВХ}} = u_N^{\text{BX}} + \alpha E_d^{(l)} (1 - g(R)). \quad (6)$$

Зависящая от l энергия деформации

$$E_d^{(l)} = (A_1^{2/3} + A_2^{2/3}) b_{\text{пов}} \left\{ \left| \frac{u_N^{\text{вх}}(R_{\text{мин}}(l))}{u_{\text{мин}}^{\text{вх}}} \right| - \left| \frac{u_N^{\text{вх}}(R_{\text{мин}}(l_{\text{гр}}))}{u_{\text{мин}}^{\text{вх}}} \right| \right\} \quad (7)$$

пропорциональна поверхностной энергии невозмущенной системы с коэффициентом поверхностной энергии $b_{\text{пов}} = 17$ МэВ. Минимальное значение потенциала «близости» — $u_{\text{мин}}^{\text{вх}}$. Последний множитель в (7) гарантирует исчезновение энергии деформации для столкновений с $l = l_{\text{гр}}$. Форм-фактор

$$g(R) = \exp \left[- \left(\frac{R - R_{\text{мин}}}{b} \right)^2 \right] \quad (8)$$

с $b = R_{12} - R_{\text{мин}} + \Delta$ сшивает потенциалы входного и выходного каналов и их производные в точке максимального сближения. Сумма радиусов ядер равна R_{12} . Если к этому добавить еще и форм-фактор сил трения [16]

$$f(R) = (\partial u_N^{\text{вх}} / \partial R)^2, \quad (9)$$

то модель будет полностью определена, если считать известными параметры радиального a_R , тангенциального a_θ трения и параметры деформации α и Δ .

Коэффициенты трения. Для того чтобы определить параметры a_R и a_θ , вычислим критический угловой момент для слияния $l_{\text{кр}}$ при фиксированном значении $x = a_\theta / a_R$, но различных a_R и a_θ . В расчетах не будем учитывать энергию деформации (7) ($\alpha = 0$). Как пример, рассмотрим реакцию $^{40}\text{Ar} + ^{121}\text{Sb}$ ($E = 296$ МэВ), сечение слияния для которой было измерено с большой точностью двумя экспериментальными группами [30, 31]. Результаты вычислений приведены на рис. 1, где рассчитанный критический угловой момент представлен в зависимости от a_R для четырех значений x . Нижний предел изменения a_R выбран равным 1 фм/(с·МэВ), потому что меньшие значения a_R ведут к траекториям, при которых ядра перекрываются столь сильно, что в области перекрывания плотность вдвое превышает нормальную. Для значений a_R , больших 50 фм/(с·МэВ), все большее и большее число парциальных волн рассеивается из-за большой силы радиального трения перед потенциальным барьером. Вследствие этого рассчитанное значение $l_{\text{кр}}(a_R)$ убывает до нуля с увеличением a_R . Как видно из рис. 1, всегда существует при фиксированном x такое значение a_R , которое удовлетворяет экспериментальным данным. На рис. 1 приведены также максимальные значения переданного углового момента $\Delta l_{\text{макс}} = (l_i - l_f)_{\text{макс}}$, вычисленные для найденных значений a_R и x . Они отвечают парциальной волне $l_i = l_{\text{кр}} + 1 \cdot \hbar = 107\hbar$. Как и ожидалось, с ростом x , т. е. с ростом тангенциального трения,

увеличиваются и потери орбитального углового момента. Предел, соответствующий жесткому соединению двух ядер, который не рассматривался в уравнении (3) (см. рис. 1), превышает при $a_R \geq 10 \text{ фм}/(c \cdot \text{МэВ})$, что требует для объяснения экспериментального

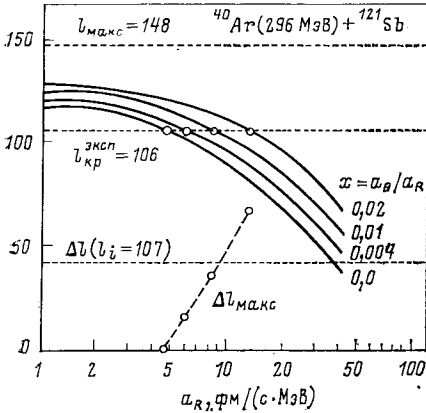


Рис. 1. Определение параметров трения по значению критического углового момента для слияния в случае реакции $^{40}\text{Ar} + ^{121}\text{Sb}$ ($E = 296 \text{ МэВ}$)

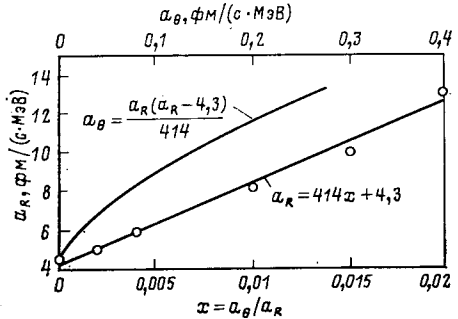


Рис. 2. Соотношение между a_R и x , полученное при анализе данных по слиянию (см. рис. 1). Константы a_R и a_θ имеют размерность $\text{фм}/(\text{МэВ} \cdot c)$

значения $l_{кр}$ значения $x \geq 0,015$. На рис. 2 демонстрируется линейная связь найденных на рис. 1 значений a_R и x :

$$a_R = 414x + 4,3; \tag{10}$$

это ведет к квадратичному соотношению между коэффициентами тангенциального и радиального трения:

$$a_\theta = a_R (a_R - 4,3)/414. \tag{11}$$

Таким образом, для заданного значения x оба параметра a_θ и a_R оказываются определенными. Соотношения (10) и (11) описывают сечения слияния в широкой области значений энергии налетающего иона и для большого числа комбинаций мишень — налетающий ион. В табл. 1 приведены и сравниваются с экспериментальными данными результаты расчета критического углового момента для относительно легких систем при трех значениях x . Теоретический угловой момент практически не зависит от x за исключением значений энергий налетающего иона, близких к кулоновскому барьеру. Согласие между теоретическими результатами и экспериментальными данными вполне удовлетворительное.

Интересно отметить, что в большинстве случаев в табл. 1 экспериментальные сечения слияния могут быть воспроизведены без тангенциального трения ($x = 0$). Это не так в случае более тяжелых

Таблица 1. Критический угловой момент для слияния $l_{кр}$ в случаях относительно легких комбинаций мишень — налетающий ион при различных значениях энергии налетающего иона. Экспериментальные данные и соответствующие ссылки взяты из [18, 28]. Расчеты выполнены с шагом $\Delta l = 2$

Реакция	E, МэВ	$l_{кр}^{эксп}$	$l_{кр}$			Реакция	E, МэВ	$l_{кр}^{эксп}$	$l_{кр}$			
			0	0,004	0,02				0	0,004	0,02	
			я	я	я				я	я	я	
$^{12}\text{C} + ^{27}\text{Al}$	180	35	34	34	38	$^{12}\text{C} + ^{107}\text{Ag}$	126	40	49	49	51	
	98	26	30	30	30		$^{12}\text{C} + ^{158}\text{Gd}$	126	46	55	53	53
	97	28	29	29	31		$^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$	126	53	56	54	52
	86	28	28	28	30	$^{14}\text{N} + ^{27}\text{Al}$	262	47	38	40	46	
	81	28	29	29	29		157	43	35	37	39	
	64	24	27	25	25		$^{14}\text{N} + ^{52}\text{Cr}$	262	64	51	53	61
$^{12}\text{C} + ^{48}\text{Ti}$	44	19	22	22	20	157	49	46	46	50		
	$^{12}\text{C} + ^{63}\text{Cu}$	180	49	42	44	48	$^{14}\text{N} + ^{58}\text{Ni}$	262	74	53	55	63
		98	32	37	37	37		157	59	47	49	51
		81	29	35	35	35		$^{14}\text{N} + ^{103}\text{Rh}$	121	52	51	51
$^{12}\text{C} + ^{58}\text{Ni}$	126	29	43	43	45	$^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$	168	36	39	39	41	
	98	39	41	39	39		161	27	38	38	40	
	97	35	40	40	40		126	33	36	36	36	
	81	29	38	36	36	105	31	34	34	34		
	64	29	32	32	32	81	27	31	31	31		
	44	21	24	22	22	$^{16}\text{O} + ^{59}\text{Co}$	161	41	51	53	55	
$^{12}\text{C} + ^{58}\text{Ni}$	180	50	46	46	50	$^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$	168	44	53	53	57	
	98	38	38	38	38	$^{16}\text{O} + ^{107}\text{Ag}$	168	46	61	61	63	
	97	35	39	39	39	$^{16}\text{O} + ^{154}\text{Sm}$	137	58	62	60	58	
	81	34	37	35	35	$^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$	168	76	70	68	68	
	64	27	31	31	31	$^{20}\text{Ne} + ^{27}\text{Al}$	210	44	43	45	47	
	$^{32}\text{S} + ^{24}\text{Mg}$	120	31	33	33		33	200	27	43	43	47
110		29	31	31	29		138	39	40	40	40	
90		22	25	25	23		$^{20}\text{Ne} + ^{53}\text{Cu}$	210	43	63	63	67
85		19	22	22	22		$^{20}\text{Ne} + ^{108}\text{Ag}$	210	54	72	74	76
80		16	20	20	18		173	56	67	67	67	
75		12	16	16	16	163	58	66	66	64		
70	9	12	12	12	129	43	57	57	53			
$^{32}\text{S} + ^{27}\text{Al}$	336	45	57	57	63	113	34	51	49	47		
	133	36	40	38	38	$^{20}\text{Ne} + ^{209}\text{Bi}$	210	89	82	80	80	
	120	33	36	36	34		$^{35}\text{Cl} + ^{58}\text{Ni}$	140	47	48	46	44
	110	31	34	34	32			120	33	35	35	31
	90	23	27	27	25	110	24	25	25	21		
	88	23	26	24	24	105	17	20	18	14		
	85	21	24	24	22	100	9	7	7	0		
	80	18	21	21	21	$^{35}\text{Cl} + ^{62}\text{Ni}$	140	52	52	50	48	
	78	15	19	19	19		120	38	40	38	36	
	75	14	18	18	18		110	30	30	30	26	
	73	13	16	14	16		105	24	24	24	20	
	69	9	12	12	12		100	16	18	16	12	
	67	7	10	10	10		98	13	13	11	5	
	$^{32}\text{S} + ^{40}\text{Ca}$	108	32	34	34	32	$^{40}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$	288	73	84	82	84
98		27	29	27	25	197		72	69	67	63	
90		21	22	20	20	$^{40}\text{Ar} + ^{77}\text{Se}$		201	70	77	75	71
88		19	20	20	18			145	52	51	49	43
85		15	17	17	15			$^{40}\text{Ar} + ^{108}\text{Ag}$	288	108	103	103
83	12	14	14	12	197	76	77		73	65		
$^{32}\text{S} + ^{58}\text{Ni}$	120	34	41	39	37	$^{40}\text{Ar} + ^{165}\text{Ho}$	300	129	114	110	106	
	108	27	32	30	28		225	86	85	79	65	
	98	15	19	19	15							

Таблица 2. То же, что и в табл. 1, но для более тяжелых систем

Реакция	E , МэВ	$l_{кр}^{эксп}$	$l_{кр}$		
			$x = 0$	$x = 0,004$	$x = 0,02$
$^{40}\text{Ar} + ^{237}\text{U}$	400	155	134	136	134
	300	127	109	103	85
$^{63}\text{Cu} + ^{165}\text{W}$	408	64	94	80	0
$^{84}\text{Kr} + ^{74}\text{Ge}$	367	52	84	80	64
$^{84}\text{Kr} + ^{209}\text{Bi}$	600	87	141	127	0
	525	36	109	83	0
$^{84}\text{Kr} + ^{238}\text{U}$	500	35	90	56	0
	500	18	55	0	0
$^{63}\text{Cu} + ^{197}\text{Au}$	364	25	71	51	0
	449	86	123	113	51
$^{136}\text{Xe} + ^{188}\text{Ta}$	841	92	107	49	0
$^{136}\text{Xe} + ^{238}\text{U}$	900	87	24	0	0

систем, когда критический угловой момент $l_{кр}$, рассчитанный с помощью параметров из соотношений (10) и (11), зависит от x (см. табл. 2). Но поскольку общая тенденция зависимости $l_{кр}$ от a_R и x , показанная на рис. 1, совпадает для легких и тяжелых систем, подобное соотношение между a_R и a_0 должно иметь место и для тяжелых систем. Однако это соотношение может зависеть от массового числа или энергии.

Коэффициент деформации. До сих пор мы не рассматривали энергию деформации и поэтому модель не воспроизводила экспериментально наблюдаемые значения потерь кинетической энергии в глубоко-конечупругих столкновениях [32]. Чтобы добиться этого, необходимо найти параметр деформации α и параметр Δ . Параметр Δ в (8) был выбран так, чтобы рассчитанные значения критического углового момента, приведенные в табл. 1 и 2, практически не изменились при учете энергии деформации. Мы выбрали $\Delta = 8$ фм, хотя окончательные результаты практически не зависели от вариаций Δ в пределах нескольких фемтометров. Для того чтобы определить параметр деформации α , мы рассчитали и сравнили с экспериментом [32] корреляции кинетической энергии — угол отклонения фрагментов в реакции $^{40}\text{Ar} + ^{232}\text{Th}$ ($E = 379$ МэВ).

Параметр деформации α определялся из условия, что при заданном значении x и соответствующих коэффициентах трения из соотношений (10) и (11) будет воспроизводиться максимальное значение экспериментально наблюдаемых потерь кинетической энергии. На рис. 3 приведены для трех значений $x = 0; 0,004$ и $0,02$ результаты расчета корреляций кинетической энергии фрагмента в выходном канале E_f — угол отклонения $\theta_{д.м}$ [$E_f(\theta_{д.м})$] для значений α , лучшим образом описывающих эксперимент и равных соответственно 0,35; 0,30 и 0,15. Кроме того, для каждого случая приведены результаты

при $\alpha = 0$. С ростом x потери энергии, обусловленные трением, растут, тогда как энергия деформации убывает. Влияние x и параметра деформации α на динамику реакции демонстрируется в нижней части рис. 3, где представлена функция отклонения $l(\theta_{ц.м.})$. С возрастанием x парциальные волны начинают рассеиваться в основном

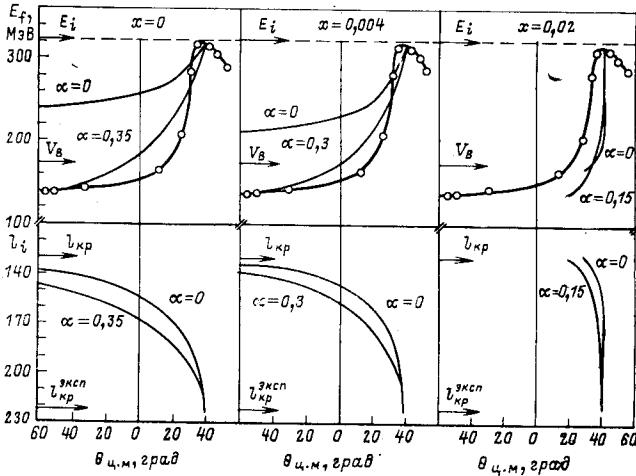


Рис. 3. Определение параметра деформации по минимальным кинетическим энергиям, найденным при экспериментальном исследовании корреляций: полная кинетическая энергия — угол отклонения ($E_f(\theta_{ц.м.})$) в реакции $^{40}\text{Ar}(379 \text{ МэВ}) + ^{232}\text{Th}$:

жирная линия с кружками отвечает максимумам в экспериментальном энергетическом спектре [32]. Тонкие линии изображают рассчитанные корреляции энергии — угол $E_f(\theta_{ц.м.})$ и соответствующие функции отклонения $l_i(\theta_{ц.м.})$ (нижняя часть рисунка). Стрелками указаны энергия налетающего иона E_i , кулоновский барьер V_B , рассчитанное значение критического углового момента для слияния $l_{кр}$ и экспериментальное значение углового момента для касательного столкновения $l_{кр}^{экс}$

назад, поскольку с ростом тангенциального трения убывает скорость вращения двойной ядерной системы. Деформация действует в противоположном направлении. Она удерживает обе части двойной ядерной системы вместе в течение большего времени [23, 24] и, таким образом, увеличивает угол поворота. Поэтому парциальные волны отклоняются больше вперед.

Зависимость α от a_R , следующая из результатов расчетов, приведенных на рис. 3, демонстрируется на рис. 4. Для $4,3 \leq a_R \leq 13$ находим:

$$\alpha = -0,02304a_R + 0,418. \tag{12}$$

Интересно отметить, что эмпирическое соотношение (12), не только точно для реакции $^{40}\text{Ar} + ^{232}\text{Th}$, но, кроме того, приводит к сохраняющемуся при изменении параметров значению потерь полной

кинетической энергии для большого числа комбинаций налетающий ион — ядро-мишень, в том числе и для сравнительно тяжелых систем. Таким образом, полезные соотношения (10) — (12) могут

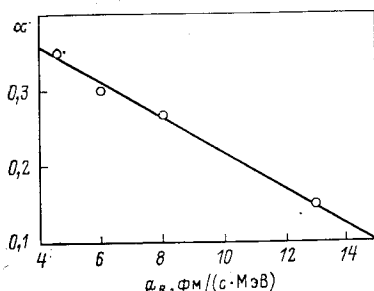


Рис. 4. Соотношение между α и a_R , наилучшим образом описывающее экспериментальные данные по максимальным потерям кинетических энергий в реакции $^{40}\text{Ar} + ^{232}\text{Th}$ (см. рис. 3):

прямая линия α проходит через найденные значения α и a_R (кружки)

быть использованы для получения оптимального для каждого столкновения значения x . При этом не будет нарушаться согласие с экспериментальными данными по сечению слияния и полной потере кинетической энергии.

2. СТАТИСТИЧЕСКИЕ ФЛУКТУАЦИИ В ОТНОСИТЕЛЬНОМ ДВИЖЕНИИ

Подход Хоффмана и Сименса [27], использующий теорию линейного отклика, позволяет рассматривать статистические флуктуации в относительном движении, основываясь на классической модели с силами трения. В приложениях этого подхода, который оказался очень полезным для понимания многомерных дифференциальных сечений глубоконеупругих столкновений [22—24, 33—35], с помощью классической модели с трением рассчитываются средние значения различных величин, распределение которых описывается с помощью гауссовой функции $d(R, \theta, p_R, p_\theta, t)$, как это следует из линейного уравнения Фоккера — Планка в фазовом пространстве коллективных переменных, описывающих траекторию. Для расчета статистических флуктуаций и взаимных корреляций необходимо решить систему связанных дифференциальных уравнений первого порядка вместе с уравнениями типа уравнений Ньютона (2) и (3). Дополнительные параметры отсутствуют, за исключением зависящей от времени температуры

$$T(t) = 3,46 \sqrt{E^*(t) (A_1 + A_2)}, \quad (13)$$

которая определяется внутренней энергией возбуждения $E^*(t)$. Появление растущей во времени величины $E^*(t)$ связано с действием сил трения. (Детали см. в [3, 24].) Как было показано Хоффманом и Нго [33], рассчитанные статистические флуктуации сильно зависят от тензора трения и потенциала, используемых в уравнениях типа уравнений Ньютона. Поэтому различные модели могут приводить почти к тем же самым средним значениям величин, характеризующих

траекторию, но к различным статистическим флуктуациям, которые существенно сказываются на поведении дифференциальных сечений. Таким образом, многомерные дифференциальные сечения помогут провести отбор среди моделей с различной параметризацией сил трения. Ниже будут представлены результаты расчетов двойных дифференциальных сечений:

$$\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} = \frac{2\pi}{k^2} \sqrt{\frac{\mu}{2E}} \int d\Omega \tilde{d}(\theta, p_R) = \sqrt{2\mu E}, t \rightarrow \infty, \quad (14)$$

выполненных с помощью редуцированной функции распределения $\tilde{d}(\theta, p_R = \sqrt{2\mu E}, t \rightarrow \infty)$, полученной из d интегрированием по R и p_0 . Здесь k — волновое число; E — энергия фрагментов в системе центра масс. Результаты расчета сечения реакции ^{40}Ar (379 МэВ) + ^{232}Th показаны на рис. 5. В расчетах использовалось значение

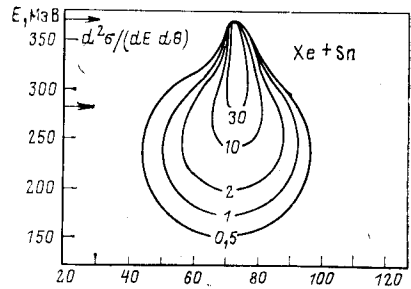
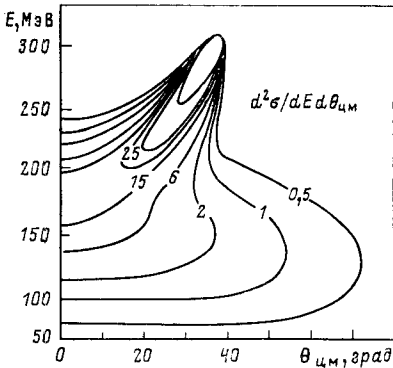
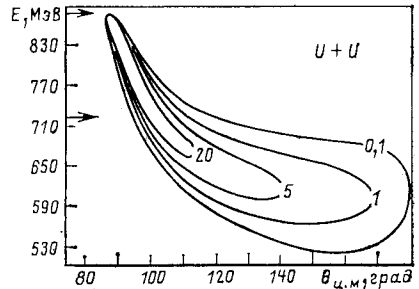


Рис. 5. Двойное дифференциальное сечение $d^2\sigma/dE d\theta_{ц.м}$ [мб/(рад·МэВ)] для реакции ^{40}Ar (379 МэВ) + ^{232}Th

Рис. 6. То же, что и на рис. 5, но для реакций ^{132}Xe (5,9 МэВ/нуклон) + ^{120}Sn и ^{238}U (7,42 МэВ/нуклон) + ^{238}U :

верхняя и нижняя стрелки указывают соответственно энергию в системе центра масс E и кулоновский потенциал при экспериментальном значении радиуса взаимодействия. Данные взяты из [22]



$x = 0,004$ (см. рис. 3). Дифференциальное сечение $d^2\sigma/dE d\theta_{ц.м}$ на рис. 5 можно сравнить с экспериментальным сечением выхода изотопов калия [36]. Картины схожи, за исключением квазиупругой области. Рис. 5 можно сравнить также с результатами расчета Берлангером и др. [35] двойных дифференциальных сечений $d^2\sigma/dE d\theta_{ц.м}$ для той же самой реакции. Расчет выполнен в рамках подхода Хофмана — Сименса, но с классической моделью из [18]. В этой послед-

ней модели предположена гидродинамическая форма сил трения ($x = 1$). Хотя имеется сходство в абсолютных значениях сечений в обоих расчетах, наша модель дает большие флуктуации, что ведет к несколько различающейся картине двойных дифференциальных сечений.

Характер двойных дифференциальных сечений $d^2\sigma/dE d\theta$ в большой степени зависит от массовых (зарядовых) чисел сталкивающихся ядер [37]. Например, для системы $^{40}\text{Ar} + ^{232}\text{Th}$ ядерное притяжение достаточно сильное, чтобы отклонить траекторию к отрицательным углам, что приводит к появлению второй энергетической ветви в зависимости сечения $d^2\sigma/dE d\theta_{\text{п.м}}$ от угла (см. рис. 5). С ростом произведения зарядовых чисел системы $Z_1 Z_2$ конкуренция между кулоновским отталкиванием и ядерным притяжением может привести практически к одному и тому же углу отклонения для всех парциальных волн, что проявляется в характерном виде двойных дифференциальных сечений $d^2\sigma/dE d\theta$, как это изображено на рис. 6 для реакции $^{132}\text{Xe} + ^{120}\text{Sn}$. Для очень тяжелых систем, как например $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$, кулоновские силы доминируют и приводят к рассеянию на задние углы (рис. 6). Эта значительная эволюция формы двойных дифференциальных сечений, предсказанная классической моделью, находится в качественном соответствии с экспериментальными данными [36, 37]. Вычисление $d^2\sigma/dE d\theta$ для различных значений массовых чисел и кинетических энергий налетающего иона может служить хорошей проверкой параметризации сил трения и ядерного потенциала, являющихся составной частью феноменологической модели.

3. ВЗАИМНОЕ ВЛИЯНИЕ ОТНОСИТЕЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ И ПЕРЕДАЧИ МАССЫ

Классическая модель, включающая силы трения, является весьма полезным инструментом и для изучения явления передачи массы между сталкивающимися ядрами и, в особенности, для вычисления среднего времени взаимодействия в зависимости от начального орбитального углового момента. Волшин и Нюренберг [38, 39] проанализировали с помощью уравнения Фоккера — Планка с рассчитанными микроскопически кинетическими коэффициентами [40] передачу нуклонов в реакции ^{86}Kr (515 МэВ) + ^{166}Er . Относительное движение входит в такие расчеты только через среднее время взаимодействия, которое было определено с помощью экспериментальных угловых распределений [41]. Было получено блестящее согласие с экспериментальным зарядовым распределением [42]. Таким образом, используя ту же самую реакцию, вводя те же самые рассчитанные микроскопически кинетические коэффициенты, но учитывая динамическую связь между относительным движением и передачей массы, получаем дополнительный весьма чувствительный критерий проверки нашей динамической модели, в особенности для расчета

времени взаимодействия, и можем исследовать взаимное влияние относительного движения и передачи массы.

Процесс передачи массы описывается уравнением Фоккера — Планка [8] для плотности вероятности $P(A_1, t)$:

$$\frac{\partial}{\partial t} P(A_1, t) = - \frac{\partial}{\partial A_1} (v_A P'_1(A_1, t)) + D_A \frac{\partial^2}{\partial A_1^2} P(A_1, t). \quad (15)$$

Величина $P(A_1, t)$ зависит от времени t , массы легкого фрагмента A_1 и характеризует вероятность найти систему в момент t в состоянии, в котором легкий фрагмент имеет массу A_1 .

Мы рассмотрим связь относительного движения с передачей массы, исследуя временную зависимость среднего значения массы легкого фрагмента $\langle A_1 \rangle(t)$, которая в общем случае удовлетворяет уравнению дрейфа

$$\dot{\langle A_1 \rangle}(t) = \langle v_A(A_1) \rangle(t) \quad (16)$$

с коэффициентом дрейфа [40]

$$v_A = - \frac{D_A}{T} \frac{du_l(A_1)}{dA_1}. \quad (17)$$

Здесь T — «температура» двойной ядерной системы; D_A — коэффициент диффузии [40], а $u_l(A_1)$ — зависящая от относительного углового момента и массы легкого фрагмента A_1 энергия основного состояния двойной ядерной системы («управляющий потенциал»). Обычно предполагается, что коэффициент диффузии D_A постоянен, а потенциал u_l является гармоническим:

$$u_l = c_l (A_1 - A_s)^2.$$

Тогда решение уравнения (15) имеет гауссову форму со средним значением:

$$\langle A_1 \rangle = A_p - (A_p - A_s) [1 - \exp(-a_A t)] \quad (18)$$

и шириной

$$\sigma_A^2 = \frac{T}{2c_l} [1 - \exp(-2a_A t)], \quad (19)$$

где

$$a_A = 2D_A c_l / T, \quad (20)$$

A_p — массовое число налетающего иона, а $A_s = (A_1 + A_2)/2$.

Трактовка передачи заряда аналогична трактовке передачи массы, но с зарядовыми кинетическими коэффициентами:

$$v_Z = v_A (Z/A); \quad D_Z = D_A (Z/A)^2. \quad (21)$$

Здесь предположена сильная корреляция между передачей нейтронов и протонов [40]. В уравнении (21) A и Z — это массовое и зарядовое число, соответственно, двойной ядерной системы.

Чтобы вычислить среднее значение A_1 и среднеквадратичную флуктуацию σ_A^2 с помощью уравнений (18) и (19), необходимо знать время, в течение которого происходит диффузия массы (заряда). Время взаимодействия просто подставляется в (18) и (19). Оно определяется как время, в течение которого два ядра находятся во входном канале на расстоянии, меньшем чем радиус взаимодействия R_{int} , а в выходном канале — на расстоянии, меньшем радиуса разрыва R_{sc} [22]:

$$R_{\text{sc}} = (2E_f)^{-1} [Z_1 Z_2 \epsilon^2 + ((Z_1 Z_2 \epsilon^2)^2 + 2E_f l_f^2 / \mu)^{1/2}]. \quad (22)$$

Здесь E_f и l_f — кинетическая энергия и орбитальный угловой момент относительного движения в выходном канале. Поскольку кинетический подход Нюренберга и др. [40] применим только при достаточно высоких температурах, мы пренебрегаем передачей массы на очень короткой начальной стадии (см. разд. 7), когда ядра возбуждаются. Таким образом, в нашей модели время, в течение которого происходит передача массы, определяется как время движения иона от классической точки поворота до точки разрыва (22). В дополнение вводится форм-фактор, линейно уменьшающий кинетические коэффициенты при энергиях возбуждения, меньших 30 МэВ.

В модели, в которой не учитывается взаимное влияние передачи массы и относительного движения, среднее значение и среднеквадратичная флуктуация массовой (зарядовой) асимметрии в выходном канале получаются подстановкой времени взаимодействия в уравнения (18) и (19). При учете динамической связи между передачей массы (заряда) и относительным движением зависящие от времени среднее значение массовой асимметрии $\langle A_1 \rangle(t)$ и среднее значение зарядовой асимметрии $\langle Z_1 \rangle(t)$ вносят дополнительную временную зависимость моментов инерции, ядерного и кулоновского взаимодействий в уравнениях движения (2) и (3). С другой стороны, массовый (зарядовый) обмен оказывается под влиянием изменяющегося характера относительного движения и рассчитанного значения критического углового момента.

Результаты, полученные в рамках обеих моделей, сравниваются на рис. 7, где представлены рассчитанные для разных значений орбитального момента l угол отклонения $\theta_{\text{п.м.}}$, среднее время взаимодействия τ_{int} , среднее значение массы легкого фрагмента $\langle A_1 \rangle$ и ее среднеквадратичное отклонение σ_A^2 . Учет динамической связи увеличивает рассчитанное значение времени взаимодействия при малых l до 15%, тогда как угол отклонения уменьшается. Такое поведение должно быть типичным для систем, в которых «дрейф по массовой асимметрии» направлен в сторону симметричной конфигурации A_s (см. рис. 9), в результате чего вводится более сильное притяжение между фрагментами во время столкновения. Большее время взаимодействия, обусловленное динамической связью, увеличивает среднее значение числа переданных нуклонов в сторону массовой симметрии и среднеквадратичное отклонение σ_A^2 . В то же время критический

угловой момент уменьшается на $5\hbar$. Рассчитанное массовое распределение оказывается практически неизменным, несмотря на перечисленные выше изменения других факторов. Это происходит вследствие того, что эти изменения относительно малы и, кроме того, в значительной степени нейтрализуют друг друга в расчетах массовых распределений.

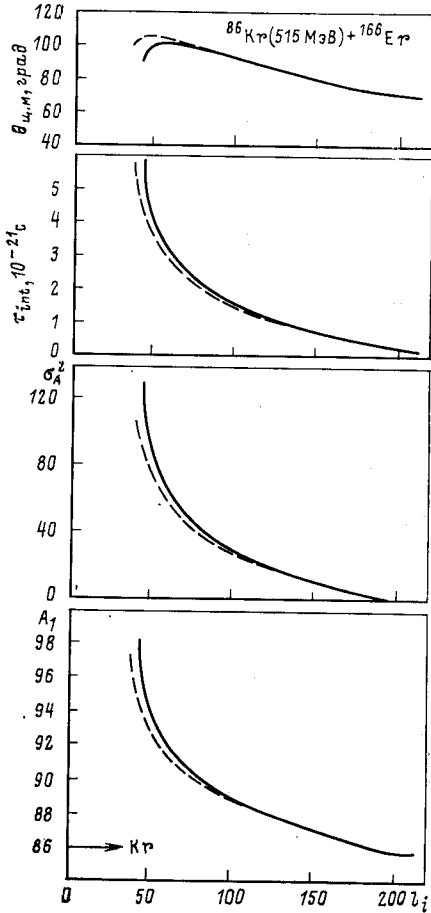


Рис. 7. Зависимость теоретических значений угла отклонения $\theta_{ц.м.}$, среднего времени взаимодействия τ_{int} , среднего значения массовой асимметрии $\langle A_1 \rangle$ и среднеквадратичной флуктуации массового распределения от начального орбитального углового момента l_i в реакции $^{86}\text{Kr}(515 \text{ МэВ}) + ^{166}\text{Er}$:

сплошная и пунктирная линии соответственно расчетам с учетом динамической связи относительного движения с передачей нуклонов и без нее

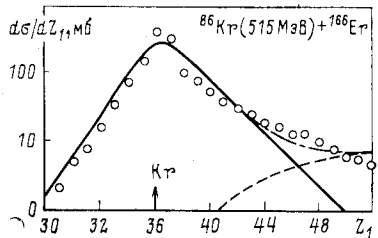


Рис. 8. Зарядовое распределение $d\sigma/dZ_1$ в реакции $^{86}\text{Kr}(515 \text{ МэВ}) + ^{166}\text{Er}$. Экспериментальные значения (кружки) взяты из [42]:

сплошная кривая отвечает распределению (неравновесному) фрагментов глобоконепругого столкновения, рассчитанному в рамках динамической модели; пунктирная — равновесный вклад «захваченных» парциальных волн; штрих-пунктирная — сумма сплошной и точечной кривых

На рис. 8 сравниваются экспериментальные зарядовые распределения и рассчитанные в рамках нашей динамической модели. Хорошее согласие получено для элементов с зарядовым числом $Z_1 \leq 43$. Причина расхождений в сечении $d\sigma/dZ_1$ при $Z_1 > 43$ состоит в том, что в нашем динамическом подходе парциальные волны $l_i \leq 45$ улавливаются в «карман» потенциала взаимодействия и поэтому не рассеиваются. По-видимому, разумно предположить, что эти

«пойманнные» парциальные волны имеют достаточно времени, чтобы достичь равновесных значений $\langle A_1 \rangle$ и σ_A^2 :

$$\langle A_1 \rangle_{\text{равн}} = A_s, \quad \sigma_A^2, \text{ равн} = T/2c_l. \quad (23)$$

Если далее предположить, что в результате адиабатического изменения потенциала взаимодействия эта симметричная конфигурация распадается на два равных по массе фрагмента, а не образует компаунд-ядро, то удаётся достичь прекрасного согласия между экспериментальными и теоретическими зарядовыми распределениями (см. рис. 8):

$$\frac{d\sigma}{dZ_1} = \left(\frac{d\sigma}{dZ_1} \right)_{\text{неравн}} + \left(\frac{d\sigma}{dZ_1} \right)_{\text{равн}}. \quad (24)$$

Неравновесный вклад отвечает глубоконеупругим событиям:

$$\left(\frac{d\sigma}{dZ_1} \right)_{\text{неравн}} = \frac{2\pi}{k^2} \int_{l_{\text{кр}}}^{l_{\text{макс}}} dl l P(Z_1, \Delta t_l), \quad (25)$$

где Δt_l — время, в течение которого происходит передача нуклонов, тогда как равновесная часть

$$\left(\frac{d\sigma}{dZ_1} \right)_{\text{равн}} = \frac{2\pi}{k^2} \int_0^{l_{\text{кр}}} dl l P_{\text{равн}}(Z_1) \quad (26)$$

определяется равновесным распределением

$$P_{\text{равн}}(Z_1) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_{\text{равн}}^2} \exp \left[-\frac{(Z_1 - Z_s)^2}{2\sigma_{\text{равн}}^2} \right]. \quad (27)$$

В пользу высказанного выше предположения говорит тот факт, что для такой относительно тяжелой системы симметричная фрагментация оказывается энергетически более предпочтительной (рис. 9). Таким образом, равенство (27) практически идентично равновесному распределению в полном фазовом пространстве $P_{\text{равн}}(Z_1) \sim \sim \exp(-u_l/T)$ и переход от симметричной конфигурации к компаунд-ядру становится маловероятным. Равновесный вклад выглядит как вклад процесса «быстрого деления» [43], который, как было предположено, протекает, если из-за большого переданного углового момента исчезает барьер деления компаунд-ядра. Анализ данных о реакции $^{86}\text{Kr} (515 \text{ МэВ}) + ^{166}\text{Er}$ указывает на то, что по энергетическим причинам долгоживущая компонента зарядового распределения может встречаться и при исчезающем барьере деления. В любом случае динамическая связь относительного движения с передачей нуклонов предполагает такую интерпретацию данных о реакции $^{86}\text{Kr} + ^{166}\text{Er}$, хотя необходимо более детальное исследование этого вопроса.

Одновременная трактовка относительного движения и передачи нуклонов ведет к увеличению полного фазового пространства для функции распределения, обсуждавшейся в разд. 3. Функция рас-

предела, включающая зарядовую степень свободы, может быть записана как

$$\tilde{F}(\theta, Z_1, p_R, t) = P(Z_1, \langle p_R \rangle, \langle p_\theta \rangle, t) \tilde{d}(\theta, \langle Z_1 \rangle, p_R, t), \quad (28)$$

при условии, что относительное движение и передача нуклонов статистически независимы (см. разд. 7). В уравнении (28) P отвечает зарядовому распределению, использованному в (25), а d характеризует относительное движение, как в уравнении (14). Связь двух

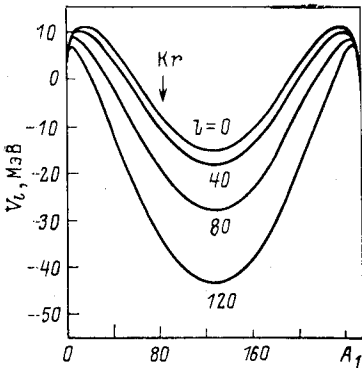


Рис. 9. Зависимость потенциала основного состояния двойной ядерной системы $V_l(A_1)$ от массовой асимметрии A_1 и углового момента l («управляющий» потенциал) для системы $^{86}\text{Kr} + ^{166}\text{Er}$

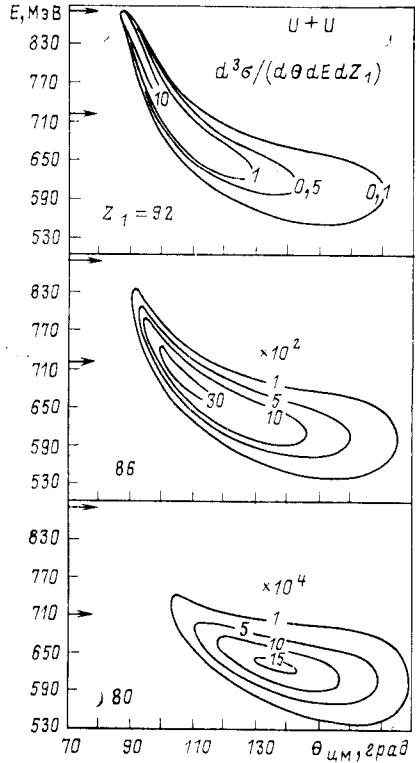


Рис. 10. Расчет корреляций между средней энергией E , углом рассеяния $\theta_{ц.м.}$ и зарядовым числом z_1 выходящего фрагмента $d^3\sigma/d\theta dE dZ_1$ [мб/(рад·МэВ)] в реакции ^{238}U (7,42 МэВ/нуклон) + ^{238}U (данные из [42])

распределений осуществляется неявно через средние значения $\langle p_R \rangle, \langle p_\theta \rangle, \langle Z_1 \rangle$ (или $\langle A_1 \rangle$) и временную переменную t . С помощью распределения (28) можно получить тройное дифференциальное сечение:

$$\frac{d^3\sigma}{d\theta dE dZ_1} = \frac{2\pi}{k^2} \left(\frac{\mu}{2E} \right)^{1/2} \int_{l_{кр}}^{l_{макс}} dl l P(\Delta t_l) \tilde{d}(t \rightarrow \infty). \quad (29)$$

Здесь E — энергия фрагментов в системе центра масс. Другие сечения можно получить из (29), интегрируя по соответствующим переменным. Как пример приведены на рис. 10 рассчитанные сечения

$d^3\sigma/dZ_1 d\theta dE$ реакции ^{238}U (7,42 МэВ/нуклон) + ^{238}U для фрагментов с $Z_1 = 92; 86; 80$. С увеличением числа переданных нуклонов распределение сдвигается к большим углам и меньшим кинетическим энергиям. Из-за большой деформации в выходном канале фрагменты, достаточно удаленные по заряду от налетающего иона, выходят с кинетическими энергиями, меньшими кулоновских энергий для двух соприкасающихся сфер.

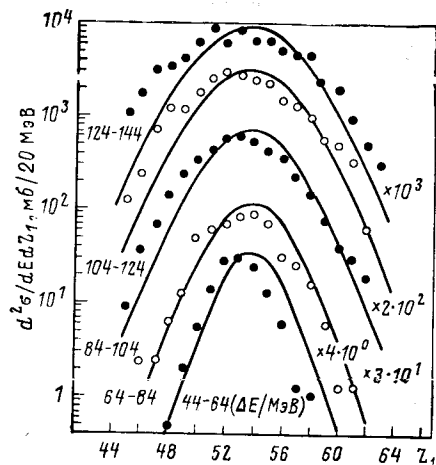


Рис. 11. Сравнение теоретических зарядовых распределений как функций потерь полной кинетической энергии с экспериментальными [37] в реакции ^{132}Xe (5,9 МэВ/нуклон) + ^{120}Sn : интервалы значений потерь кинетической энергии указаны слева. Нормировочные множители приведены справа. Нормировка общая для экспериментальных и теоретических результатов [22]

На рис. 11 с имеющимися экспериментальными данными сравниваются зарядовые распределения продуктов реакции ^{132}Xe (5,9 МэВ/нуклон) + ^{120}Sn , рассчитанные для разных значений потерь полной кинетической энергии [37]. Увеличение ширины зарядового распределения с ростом потерь кинетической энергии ΔE , так же как и абсолютная величина сечения, хорошо воспроизводится в расчетах. При этом нужно иметь в виду, что в расчетах отсутствовали свободные параметры. Таким образом, наша одновременная трактовка относительного движения и процесса передачи нуклонов позволяет с хорошей точностью рассчитывать абсолютные значения многомерных дифференциальных сечений. Однако согласие с экспериментом не достигается, если на передачу нуклонов влияют оболочечные эффекты (см. разд. 5).

4. ПЕРЕДАЧА НУКЛОНОВ И ОБОЛОЧЕЧНАЯ СТРУКТУРА

Более общая форма соотношений Эйнштейна (17) между коэффициентами дрейфа и диффузии, которую можно получить с помощью «мастер»-уравнения, имеет вид:

$$V_A = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial A_1} (D_A \rho), \quad (30)$$

где плотность уровней ρ зависит экспоненциально от корня квадратного из энергии возбуждения двойной ядерной системы при заданной фрагментации. В общем случае учет оболочечных эффектов модифицирует оба кинетических коэффициента по сравнению со значениями, которые они имели бы без учета неоднородностей в одночастичной схеме уровней. Однако, как было показано в схематической модели Шурманом [44], изменение коэффициента диффузии относительно мало. В итоге при постоянном D_A соотношение (17) имеет место и основной эффект оболочечной структуры сводится к модификации «управляющего» потенциала u_l :

$$u_l(A_1) = u_1(A_1) + u_2(A - A_1) + v_N + v_c + v_l \quad (31)$$

по сравнению с его значением, полученным в рамках модели жидкой капли. Модификация осуществляется включением оболочечных эффектов в энергии основных состояний фрагментов u_1 и u_2 . Предполагается, что энергия ядерного v_N , кулоновского v_c взаимодействий и центробежная энергия v_l нечувствительны к оболочечной структуре. Это справедливо, пока можно пренебрегать изменениями моментов инерции в выражении для центробежной энергии v_l [45].

Как пример рассмотрим влияние оболочек, соответствующих дважды магическому ядру ^{208}Pb , на диффузию нуклонов в системе $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$, где управляющий потенциал, благодаря оболочечной поправке, приобретает глубокий минимум при $A_1 = 208$ и, соответственно, сопряженный минимум при $A_1 = 268$ (рис. 12). Аппроксимация управляющего потенциала с помощью полиномов четвертого порядка имеет вид:

$$u(x) = -kx^2(1 - x^2/2) + \text{const}, \quad (32)$$

где переменная массовой асимметрии

$$x = (A_1 - A_s) / |A_s - A_c|. \quad (33)$$

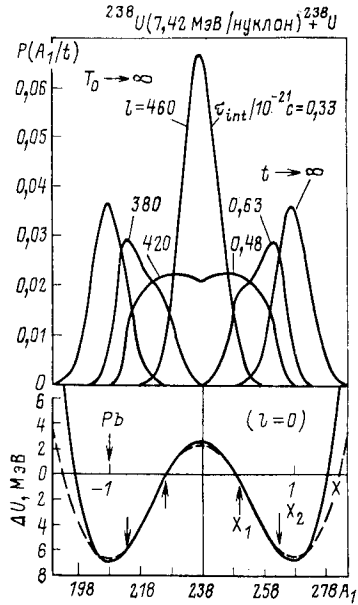


Рис. 12. Решения соответствующего уравнения Фоккера — Планка для различных значений $t = \tau_{int}(l)$ или различных значений углового момента l (a) и приближенное задание управляющего потенциала Δu для системы $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ с помощью полинома четвертого порядка. Учен эффект оболочек $Z = 82, N = 126$. Равновесное решение обозначено: $t \rightarrow \infty$ [47]

Вместе с соотношением (17) этот потенциал ведет к уравнению Фоккера — Планка:

$$\frac{\partial}{\partial x} P(x, t) = -\gamma \frac{\partial}{\partial x} [x(1-x^2)P(x, t)] + D_x \frac{\partial^2}{\partial x^2} P(x, t). \quad (34)$$

В уравнениях (33) и (34) оболочечный минимум соответствует $A_1 = = A_c(x = \pm 1)$, а симметричная конфигурация $A_1 = A_s(x = 0)$. Постоянная

$$\gamma = -\frac{2D_A}{T} \frac{k}{(A_s - A_c)^2}. \quad (35)$$

Точного аналитического решения уравнения (34) нет [46]. Из-за нелинейности в коэффициенте дрейфа решение не является гауссовым. Однако для малых времен взаимодействия уравнение (34) можно приближенно линеаризовать и получить решение в гауссовой форме (см. $P(A_1, t)$ для $\tau_{\text{int}} = 0,33 \cdot 10^{-21}$ с на рис. 12). Плавный переход от начального линейного режима к двум гауссовым равновесным распределениям можно описать [47], используя метод Сузуки [48]. Во втором нелинейном режиме ($\tau_{\text{int}} = 0,48 \cdot 10^{-21}$ и $0,63 \cdot 10^{-21}$ с на рис. 12) распределение имеет большую ширину и в нем уже начинают формироваться два пика. В рамках сформулированной выше схематической модели, учитывающей влияние оболочечных эффектов на передачу нуклонов в глубоконеупругих столкновениях, можно качественно объяснить наблюдаемое различие в ширинах зарядовых распределений для систем Pb + Pb и U + U [49, 50]. Для количественного описания данных о системе U + U могут оказаться важными температурная зависимость оболочечных эффектов и возможное существование локального минимума у u_1 вблизи симметричной конфигурации, как это было предположено недавно в [51]. Другой интересный пример влияния оболочечных эффектов на передачу нуклонов был найден В. В. Волковым и др. [52]. Ими наблюдалось значительное усиление выхода легких фрагментов (^{16}O , ^{12}C , ^8Be и ^4He) в реакции Ar + Ag.

5. ДИССИПАЦИЯ УГЛОВОГО МОМЕНТА И ЯВЛЕНИЕ ОРИЕНТАЦИИ

Исследование явления перехода орбитального углового момента относительного движения во внутренние угловые моменты фрагментов и связанного с ним явления ориентации переданного углового момента имеет важное значение для понимания динамики глубоконеупругих столкновений. Такие эксперименты дают информацию о соотношении между силами тангенциального и радиального трения. Однако, как было отмечено многими авторами [39, 53—55], диссипацию углового момента в глубоконеупругих столкновениях можно понять только в рамках статистических теорий, потому что флуктуации переданного на внутренние степени свободы углового момента играют в данном случае столь же важную роль, как и в процессе передачи нуклонов.

Недавно [26] для рассмотрения вопросов, связанных с диссипацией углового момента и его ориентацией в глубоконеупругих столкновениях, была применена классическая статистическая теория. В рамках этого последнего подхода, для того чтобы получать правильное среднее значение орбитального углового момента, перешедшего во внутреннее вращение ядра, была изменена классическая модель разд. 2. Дело в том, что экспериментальное значение орбитального углового момента, перешедшего во внутреннее вращение, лежит вблизи величины, отвечающей твердотельному вращению двойной ядерной системы как целого [42]. Как видно из рис. 1, наша динамическая модель позволяет выбирать такое значение x , при котором достигается требуемое значение потерь орбитального углового момента. Однако, анализируя большое число реакций, мы нашли, что требуемое значение отношения между тангенциальным и радиальным трением x зависит от массовых чисел и кинетической энергии налетающего иона. Это, конечно, недостаток двумерной классической модели. По этой причине мы предложили ввести зависящий от орбитального момента l форм-фактор для тангенциальной компоненты тензора трения в уравнении (1):

$$\gamma_{\theta} = a_{\theta} f(R) f_{st}(l). \quad (36)$$

Форм-фактор выбран так, чтобы ограничить переданный угловой момент значением, отвечающим твердотельному вращению двойной ядерной системы как целого:

$$f_{st}(l) = 1 - \exp[-(l - l_{st})^2/\Delta_l], \quad (37)$$

с

$$l_{st} = l_i [\mathcal{Y}_{rel}/(\mathcal{Y}_1 + \mathcal{Y}_2 + \mathcal{Y}_{rel})], \quad (38)$$

где l_i — начальный относительный угловой момент; \mathcal{Y}_k ($k = 1, 2$) и \mathcal{Y}_{rel} — классические внутренние и относительный моменты инерции. Параметр Δ_l определяет число парциальных волн, для которых форм-фактор $f_{st}(l)$ эффективно уменьшает силу тангенциального трения. Влияние модификации тензора трения (36) на динамику реакции ^{86}Kr (515 МэВ) + ^{166}Er детально обсуждалось в [25].

Классическая модель определяет среднюю величину диссипации орбитального углового момента $\langle I_z \rangle$, направленного вдоль оси z , т. е. перпендикулярно плоскости реакции ($\mathbf{k}_i \times \mathbf{k}_f$):

$$\langle I_z \rangle = l_i - \langle l \rangle, \quad (39)$$

где l_i и $\langle l \rangle$ — начальный и фактический угловые моменты (оба направлены вдоль оси z). Знак $\langle I_z \rangle$ выбирается положительным (отрицательным) для положительного (отрицательного) углов отклонения. Среднеквадратичная флуктуация $\omega_{\theta\theta}$ величины I_z та же, что и у орбитального углового момента:

$$\omega_{\theta\theta} = \frac{1}{2} \langle (l - \langle l \rangle)^2 \rangle = \frac{1}{2} \langle (I_z - \langle I_z \rangle)^2 \rangle \quad (40)$$

и находится из решения уравнения Фоккера — Планка в фазовом пространстве коллективных координат относительного движения (см. разд. 3).

В некоторых случаях представляет интерес распределение между фрагментами 1 и 2 величин $\langle I_z \rangle$ и ω_{00} . В соответствии с нашей классической моделью мы избегаем явного рассмотрения дополнительных вращательных степеней свободы и оцениваем среднее значение $\langle I_{1z} \rangle$ и среднеквадратичную флуктуацию ω_1 , используя равновесное распределение с температурой T :

$$\sim \exp \left\{ - (l^2/2 \mathcal{Y}_{\text{rel}} + I_{1z}^2/2 \mathcal{Y}_1 + I_{2z}^2/2 \mathcal{Y}_2)/T \right\}.$$

В результате

$$\langle I_{1z} \rangle = \frac{\mathcal{Y}_1}{\mathcal{Y}_1 + \mathcal{Y}_2} \langle I_z \rangle \quad (41)$$

и

$$\omega_1 = \frac{\mathcal{Y}_1}{\mathcal{Y}_1 + \mathcal{Y}_2} \left(1 + \frac{\mathcal{Y}_2}{\mathcal{Y}_{\text{rel}}} \right) \omega_{00}. \quad (42)$$

Из соотношения (41) видно, что средние значения $\langle I_{1z} \rangle$ и $\langle I_{2z} \rangle$ распределяются между двумя фрагментами в соответствии с их моментами инерции \mathcal{Y}_1 и \mathcal{Y}_2 . Это как раз то, что ожидается для классической картины вращения двойной ядерной системы как единого целого. Слагаемое $\mathcal{Y}_k/\mathcal{Y}_{\text{rel}}$ ($k = 1, 2$) в уравнении (42) отражает тот факт, что в общем случае при расчете флуктуаций ω_1 и ω_2 нельзя пренебрегать корреляционным членом $\langle I_{1z} I_{2z} \rangle$. Особенно, если рассматривается среднеквадратичная флуктуация в легком фрагменте в реакции с сильно асимметричной комбинацией мишень — налетающий ион.

Для $\langle I_z \rangle$ и ω_{00} получаем равновесные значения:

$$\langle I_z \rangle_{\text{равн}} = l_i (\mathcal{Y}_1 + \mathcal{Y}_2) / (\mathcal{Y}_1 + \mathcal{Y}_2 + \mathcal{Y}_{\text{rel}}) \quad (43)$$

и

$$\omega_{00}^{\text{равн}} = T^{1/2} \mathcal{Y}_{\text{rel}} (\mathcal{Y}_1 + \mathcal{Y}_2) / (\mathcal{Y}_1 + \mathcal{Y}_2 + \mathcal{Y}_{\text{rel}}). \quad (44)$$

Согласно начальному условию $\mathbf{I} = (0, 0, l_i)$ среднее значение компоненты переданного углового момента, лежащей в плоскости реакции

$$\langle \mathbf{I}_1 \rangle = (0, 0, \langle I_{1z} \rangle), \quad (45)$$

тогда как флуктуации присутствуют вследствие статистического характера процесса диссипации. Имеющихся экспериментальных данных недостаточно для того, чтобы оценить соответствующие компоненты тензора трения. Поэтому, следуя Волшину и Нюренбергу [39, 59], мы предположим равенство среднеквадратичных флуктуаций переданного углового момента для трех пространственных направлений. Тогда приведенную функцию распределения внутреннего углового момента фрагмента 1 $f(I_1, t)$ можно представить приближенно

как произведение трех гауссовых функций со средними значениями (45) и среднеквадратичными флуктуациями (42).

В итоге полный внутренний угловой момент $\langle I_1 \rangle$, его поляризация P_1 и выстроенность A_1 как функции заряда фрагмента реакции Z_1 ,

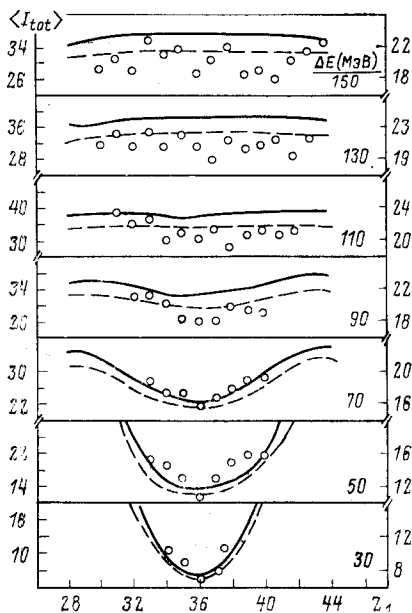


Рис. 13. Зависимость полной диссипации углового момента $\langle I_{tot} \rangle = \langle I_1 \rangle + \langle I_2 \rangle$ от зарядового числа легкого фрагмента и потерь энергии ΔE в реакции $^{86}\text{Kr} (515 \text{ МэВ}) + ^{166}\text{Er}$:

числа справа обозначают γ -множественности, измеренные Олми и др. [42]; пунктирная кривая — вычисления в пренебрежении флуктуациями одной из компонент внутреннего углового момента, лежащей в плоскости реакции [26].

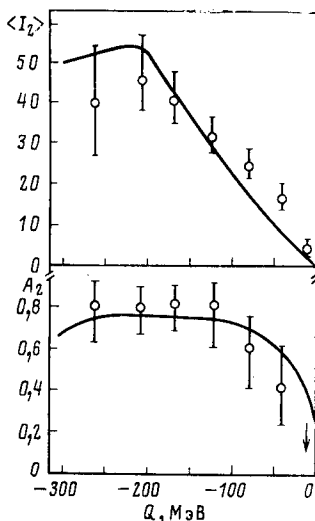


Рис. 14. Зависимость полного внутреннего углового момента тяжелого фрагмента $\langle I_2 \rangle$ и его выстроенности [26] от значения Q для реакции $^{86}\text{Kr} (730 \text{ МэВ}) + ^{238}\text{U}$. Экспериментальные данные взяты из работ [54, 56]

кинетической энергии в конечном состоянии E (или радиального момента $p_R = \sqrt{2\mu E}$) и угла рассеяния θ вычисляются согласно формулам:

$$\langle I_1 \rangle (Z_1, E, \theta) = \frac{1}{\Omega} \int dl_i l_i \int dI_1 |I_1| f(I_1) \tilde{F}(\theta, Z_1, p_R), \quad (46)$$

$$\langle P_1 \rangle (Z_1, E, \theta) = \frac{1}{\Omega} \int dl_i l_i \int dI_1 \frac{I_{1z}}{|I_1|} f(I_1) \tilde{F}(\theta, Z_1, p_R), \quad (47)$$

$$\langle A_1 \rangle (Z_1, E, \theta) = \frac{1}{\Omega} \int dl_i l_i \int dI_1 \left[\frac{3}{2} \left(\frac{I_{1z}}{|I_1|} \right)^2 - \frac{1}{2} \right] f(I_1) \tilde{F}(\theta, Z_1, p_R) \quad (48)$$

с приведенной функцией распределения \tilde{F} из уравнения (28).

Нормировка в (46) — (48) дается фактором $\Omega = \int dl_i l_i \tilde{F}$. Три типичных результата модельных расчетов сравниваются на рис. 13—15 с экспериментальными данными о полном угловом моменте $\langle I_1 \rangle + \langle I_2 \rangle$, переданном фрагментам в реакции $^{86}\text{Kr} (515 \text{ МэВ}) + ^{166}\text{Er}$

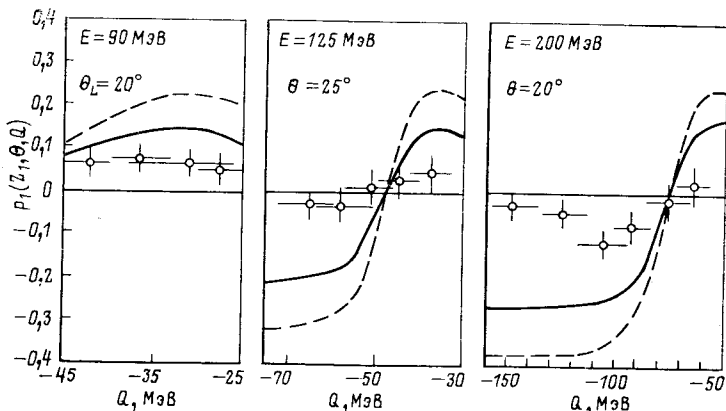


Рис. 15. Зависимость поляризации P_1 ядра ^{12}B [26] от Q для трех энергий налетающего иона $E = 90; 125; 200 \text{ МэВ}$ при трех различных углах рассеяния (в лабораторной системе) $\theta_L = 20; 25$ и 20 в реакции $^{14}\text{N} + ^{100}\text{Mo}$:

пунктирная кривая: расчет поляризации P_1 без учета корреляционного члена в уравнении (42). Экспериментальные точки взяты из измерений β -распада, выполненных Такахаши и др. [57]

[47], его выстроенности и угловом моменте тяжелого фрагмента в реакции $^{86}\text{Kr} (730 \text{ МэВ}) + ^{238}\text{U}$ [54, 56] и поляризации ^{12}B в реакциях $^{14}\text{N} (90, 125, 200 \text{ МэВ}) + ^{100}\text{Mo}$ [57]. В первых двух случаях относительно тяжелых систем в расчетах, основанных на классической модели, хорошо воспроизводятся экспериментальные тенденции, а также абсолютные значения переданного углового момента и его выстроенности. В случае легкого продукта ^{12}B в реакции $^{14}\text{N} + ^{100}\text{Mo}$ удастся интерпретировать только общие тенденции в поведении поляризации как функции энергии налетающего иона, угла рассеяния и значения Q -реакции. В этом последнем примере могут стать важными квантовые эффекты [26].

Расчеты, результаты которых приведены на рис. 13—15, выполнены со значением отношения между силами тангенциального и радиального трения $x = 0,018$. Тем не менее из-за сделанных грубых теоретических предположений относительно распределения углового момента нельзя определить точно наилучшее значение x , хотя можно сказать, что оптимальное для двумерной классической модели значение x лежит в интервале $0,01—0,02$.

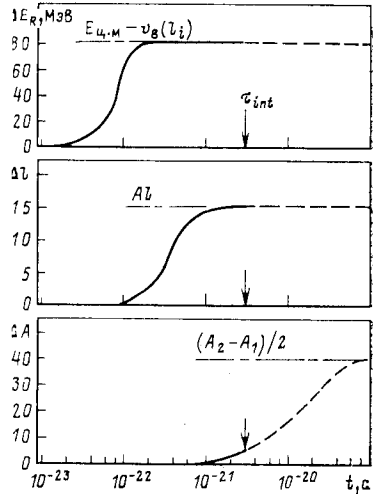
6. ХАРАКТЕРНЫЕ ВРЕМЕНА

В предыдущих разделах мы применяли и проверяли нашу динамическую модель, сравнивая различные экспериментальные данные, относящиеся к выходному каналу, с результатами расчетов. Кроме асимптотического поведения, которое можно исследовать экспериментально, большой интерес представляет временная зависимость различных величин, например переданной энергии, углового момента, массы (заряда). Это важно как для построения микроскопической теории, так и для качественного понимания хода реакции. Временную зависимость нельзя измерить экспериментально, и теоретические оценки должны помочь прояснить этот вопрос.

Приведем результаты расчетов по нашей динамической модели, которая оказалась весьма эффективной при описании различных характеристик глубоконеупругих столкновений. Результаты расчета временной зависимости потерь радиальной кинетической энергии ΔE_R , углового момента Δl и переданной массы ΔA в реакции ^{86}Kr (515 МэВ) + ^{166}Er для типичной глубоконеупругой траектории ($l_i = 60$) приведены на рис. 16. Из этого рисунка можно сделать следующие выводы о ходе реакции. На начальной стадии в течение короткого временного интервала, приблизительно равного $1,5 \cdot 10^{-22}$ с, во внутреннее возбуждение переходит кинетическая энергия радиального движения [до $E_{ц.м} v_B(l_i)$]. Короткое время диссипации кинетической энергии связано с большим значением радиальной компоненты сил трения (1). После этого короткого периода двойная ядерная система начинает вращаться вокруг своего центра масс и орбитальный угловой момент переводится во внутренние угловые моменты фрагментов под влиянием сил тангенциального трения. Спустя приблизительно $1,3 \cdot 10^{-21}$ с, можно достигнуть предельного значения передачи углового момента, и двойная ядерная система начинает вращаться как единое целое. Переданная масса становится заметной только при времени, большем чем 10^{-21} с. Но она еще далека от своего равновесного значения $(A_1 + A_2)/2$ в тот момент, когда фрагменты покидают область взаимодействия при $t = 3 \cdot 10^{-21}$ с.

Рис. 16. Временная зависимость диссипации радиальной кинетической энергии ΔE_R , орбитального углового момента Δl и среднего значения переданной массы ΔA в реакции $^{86}\text{Kr}(515 \text{ МэВ}) + ^{166}\text{Er}$ для парциальной волны, характерной для глубоконеупругого столкновения:

время взаимодействия τ_{int} указано стрелками; $E_{ц.м} - v_B(l_i)$, Δl отвечает вращению двойной ядерной системы как целого; штрих-пунктирная — $(A_2 - A_1)/2$



Чтобы достичь равновесия по передаче массы для такой системы, необходимо время порядка 10^{-19} с.

Интересно отметить, что временные шкалы, представленные на рис. 16, находятся в хорошем согласии с соответствующим временем релаксации, полученным при анализе экспериментальных данных в [41].

В заключение автор считает своим приятным долгом поблагодарить Г. Вомлинт, Р. Райфа, В. Д. Тонеева, Й. Тайхерия за участие в совместных работах и В. В. Волкова и Р. В. Джоласа за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Volkow V. V.— Phys. Repots., 1978, v. 44, p. 92.
2. Lefort M., Ngo C.— Ann. Phys., 1978, v. 3, p. 5.
3. Schröder W. U., Huizenga J. R.— Ann. Rev. Nucl. Sci., 1977, v. 27, p. 465.
4. Gobbi A., Nörenberg W.— Heavy Ion Collisions. Vol. 2. Ed. by R. Bock. Amsterdam, North-Holland Publishing Comp., 1980.
5. Jolos R. V., Schmidt R. Physics of Elementary Particles and Atomic Nuclei, 1981, v. 12, p. 324.
6. Broglia R., Dasso C., Winther. Int. School of Physics, Enrico Fermi, Varenna, 1979; Phys. Lett., B, 1974, v. 53, p. 301; Phys. Lett B, 1976, v. 61, p. 113.
7. Weidenmüller H. A.— Suppl. J. Phys. Soc. Japan, 1978, v. 44, p. 701.
8. Nörenberg W.— Phys. Lett. B, 1974, v. 52, p. 289.
9. Moretto L. G., Sventek J. S.— Ibid., 1975, v. 58, p. 26.
10. De J. N.— Ibid., 1977, v. 66, p. 315; De J. N., Garpman S. I. A., Sperber D., Tam K.— Ibid., 1978, v. 76, p. 39; Birkelund J. R. e.a.— Phys. Rep., 1979, v. 56, p. 107.
11. Randrup J.— Nucl. Phys., 1978, v. 307, p. 317; Ann. Phys. (N. Y.), 1978, v. 112, p. 356.
12. Gross D. H. E.— Nucl. Phys. A, 1975, v. 240, p. 472.
13. Hofman H., Siemens P. J.— Ibid., 1976, v. 257, p. 165.
14. Glas D., Mosel U.— Ibid., 1976, v. 264, p. 268.
15. Jolos R. V., Reinhardt H., Schmidt R. Preprint ZfK—419, 1980, p. 1
16. Beck R., Gross D. H. E.— Phys. Lett. B, 1973, v. 47, p. 413; Gross D. H. E., Kalonowski H.— Ibid., 1974, v. 48, p. 302; Phys. Rep., 1978, v. 45, p. 177.
17. Bondorf J. P. e.a.— Phys. Rep. C, 1975, v. 11, p. 1265; Bondorf J. P., Sobel M.I., Sperber D.— Phys. Repots. C, 1974, v. 15, p. 83.
18. Siwec-Wilczynska K., Wilczynski J.— Nucl. Phys. A, 1976, v. 264, p. 115.
19. Deubler H. H., Dietrich K.— Phys. Lett. B, 1975, v. 56, p. 241; Nucl. Phys. A, 1977, v. 277, p. 493.
20. Tsang C. F.— Phys. Scription A, 1974, v. 10, p. 90.
21. Gross D. H. E., Nayak R. C., Satapathy L. Preprint HMI, 1980.
22. Schmidt R., Toneev V. D., Wolschin G.— Nucl. Phys. A, 1978, v. 311, p. 247.
23. Schmidt R., Toneev V. D., Reif R. Preprint TV, Dresden, 05—11—77, 1977.
24. Schmidt R., Toneev V. D.— Nucleonika, 1978, v. 23, p. 83; Yad. Fiz., 1979, v. 30, p. 112.
25. Schmidt R., Reif R.— J. Phys. C, Nucl. Phys., 1979, v. 5, p. L181.
26. Schmidt R., Reif R.— Ibid., 1981, v. 7, p. 775.
27. Hofmann H., Siemens P. J.— Nucl. Phys. A, 1976, v. 275, p. 464.
28. Nörenberg W.— Phys. Lett. B, 1974, v. 52, p. 289.
29. Blocki J. e.a.— Ann. of Phys., 1977, v. 105, p. 427; Huizenga J. P.— Nucleonika, 1975, v. 20, p. 291.
30. Gauvin H. e.a.— Phys. Lett. B, 1975, v. 58, p. 163.
31. Britt H. C. e.a.— Phys. Rev. C, 1976, v. 13, p. 1483.

32. Artukh A. G. e. a.— Nucl. Phys. A, 1973, v. 215, p. 91.
33. Hofman H., Ngo C.— Phys. Lett. B, 1976, v. 65, p. 97.
34. Ngo C., Hofmann G.— Z. Phys. A, 1977, Bd 282, S. 83.
35. Berlanger M. e.a.— Z. Phys. A, 1978, Bd 284, S. 61; Bd 286, S. 207.
36. Wilczynski J.— Phys. Lett. B, 1973, v. 47, p. 484.
37. Sann H. e.a. Report GSI—P5—77, Darmstadt, 1977.
38. Wolschin G.— Nukleonika, 1977, v. 22, p. 1165.
39. Wolschin G., Nörenberg W.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, p. 691.
40. Ayik S., Schürmann B., Nörenberg W.— Z. Phys. A, 1976, Bd 277, S. 299; 1976, Bd 279, S. 145; Ayik S., Wolschin G., Nörenberg W.— Z. Phys. A, 1978, Bd 286, S. 271.
41. Riedel C., Wolschin G., Nörenberg W.— Z. Phys. A, 1979, Bd 290, S. 47.
42. Olmi A. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, p. 688; Preprint GSI 79—17, 1979.
43. Ngo C. ESINS-Conference, Dresden, 1980; Gregoire C. e.a. Preprint DPh-N/MF/79/33, 1979.
44. Schürmann B., Nörenberg W., Simbel M.— Z. Phys. A, 1978, Bd 286, S. 263.
45. Sobotka L. G., Mathews G. J., Moretto L. G.— Ibid., 1979, Bd 292, S. 191.
46. Kubo R., Matsuo K., Kitahara K.— J. Stat. Phys., 1973, v. 9, p. 51.
47. Schmidt R., Wolschin G.— Z. Phys. A, 1980, Bd 296, S. 215.
48. Suzuki M.— Progr. Theor. Phys., 1976, v. 56, p. 77.
49. Hildenbrand K. D. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, p. 1065; Freiesleben H. e.a.— Z. Phys. A, 1979, Bd 292, S. 171.
50. Lynen U. e.a.— Annual Report GSI, 1977, p. 55.
51. Grossmann S.— Z. Phys. A, 1980, Bd 296, S. 53.
52. Volkov V. V. Clusterins Aspects of Nuclear Structure and Nuclear Reactions.— In: Conf. Proc., Winnipeg, 1978, p. 352.
53. Wolschin G.— Nucl. Phys. A, 1979, v. 316, p. 146.
54. Vandebosch R.— In: International Conf. on the Dynamical Properties of Heavy Ion Reactions. Johannesburg, 1979. Symposium on High Spin Phenomena in Nuclei. Argonne, 1979.
55. Moretto L. G. Proceedings of the EPS Topical Conf. on Charge Amplitude Collective Nuclear Motion. Kesthely, 1979, p. 686.
56. Puigh R. J. e.a.— Bull. Amer. Phys. Soc., 1979, v. 23, p. 958.
57. Takahashi N. e.a.— Phys. Lett., 1978, v. 78, p. 397.