

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Н-312

4-86-799

НАСИРОВ
Авазбек Каримович

**МНОГОНУКЛОННЫЕ ПЕРЕДАЧИ В РЕАКЦИЯХ
ГЛУБОКОНЕУПРУГИХ СТОЛКНОВЕНИЙ
ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ**

Специальность: 01.04.16 - физика атомного ядра
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 1986

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики
Объединенного института ядерных исследований.

Научные руководители:

доктор физико-математических наук,
старший научный сотрудник

Р.В.Джолос

доктор физико-математических наук,
профессор

А.И.Муминов

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,
старший научный сотрудник

В.М.Коломиец

кандидат физико-математических наук,
старший научный сотрудник

А.Г.Артых

Ведущее научно-исследовательское учреждение: Научно-
исследовательский институт ядерной физики Московского государ-
ственного университета им. М.В.Ломоносова.

Защита диссертации состоится "25" марта 1987 г.
в 15⁰⁰ час. на заседании специализированного Совета
К-047.01.01 при Лаборатории теоретической физики Объединенного
института ядерных исследований, г.Дубна Московской области.

Автореферат разослан "___" _____ 1987 г.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь специализированного Совета
кандидат физико-математических наук

А.Е.Дорохов

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность работы. Успехи в развитии ускорительной техники, расширение возможностей для ускорения различных ядер, совершенствование методов регистрации продуктов столкновения способствовали интенсивному исследованию свойств ядерной материи и ядерных сил в реакциях с тяжелыми ионами.

Проведенные эксперименты с тяжелыми ионами показали, что механизм взаимодействия двух сложных ядер не укладывается в рамки известных ядерных реакций. Так был открыт новый класс ядерных процессов - реакции глубоконеупругих столкновений (РГС). РГС по механизму протекания оказались промежуточными между прямыми реакциями и реакциями, идущими с образованием составного ядра. Сечение РГС является доминирующим для тяжелых ядер ($A_1 \geq 40$) при энергиях налетающего иона около 10 МэВ/нуклон.

Основными характерными чертами РГС являются:

- присутствие двух частиц - продуктов в выходном канале и широкое массовое (зарядовое) распределение продуктов, максимумы которого близки или совпадают с массой (зарядом) начальных ядер;
- переход основной части кинетической энергии во внутреннюю энергию фрагментов: средние кинетические энергии продуктов близки к энергиям кулоновского отталкивания конечных фрагментов;
- анизотропия углового распределения продуктов;
- передача большого числа нуклонов (~ 20) и углового момента ($40+50 \hbar$) от одного ядра другому.

На основе этой экспериментальной информации был предположен следующий механизм РГС: на начальной стадии столкновения происходит быстрый сброс большой части кинетической энергии относительного движения во внутреннюю энергию возбуждения фрагментов, образуется двойная ядерная система и устанавливается тепловое равновесие; вторая стадия характеризуется интенсивным обменом нуклонами, угловым моментом между фрагментами ДЯС, и на третьей стадии система, не достигая состояния статистического равновесия, распадается на два фрагмента.

В соответствии с разделением процессов, протекающих в ДЯС, на быстрые и медленные теоретические модели были разработаны для различных стадий ее эволюции. Наиболее популярными являются классическая

модель с силами трения и диффузионная модель, которые используются для описания экспериментальных данных. Для более глубокого понимания механизма РГС и выявления роли структурных особенностей ядер в эволюции ДЯС нужно применять микроскопические подходы. Экспериментальные результаты указывают на чувствительность зарядовых и массовых распределений продуктов РГС к особенностям оболочечной структуры сталкивающихся ядер. Кроме того, в рамках диффузионной модели не удается объяснить зависимость среднего значения параметра массовой асимметрии от величины потери кинетической энергии.

Метод Хартри-Фока с зависимостью от времени может быть использован для этой цели, однако он предполагает большой объем вычислительной работы, и с его помощью удовлетворительно рассчитываются только средние значения одночастичных операторов, тогда как анализ экспериментальных данных может потребовать и выход за рамки одночастичного приближения. В такой ситуации будет полезным подход, основанный на одночастичном приближении, но который, будучи более простым в применении, позволит включать в рассмотрение эффекты, отсутствующие в моделях, основанных на методе Хартри-Фока.

Научная новизна и практическая ценность. В диссертации в одночастичном приближении разработана простая микроскопическая модель для исследования процесса многонуклонных передач, имеющего место в реакциях глубоконеупругих столкновений тяжелых ионов при энергиях около 10 МэВ/нуклон. Получены простые аналитические выражения для среднеквадратичной флуктуации $\sigma_z^2 = \langle (\Delta \hat{z})^2 \rangle - \langle \Delta \hat{z} \rangle^2$, среднего значения числа переданных нуклонов $\langle \Delta \hat{z} \rangle$, которые явно содержат зависимость от характеристик одночастичных состояний. Модель качественно правильно описывает эволюцию во времени ширины и положений максимумов зарядовых распределений продуктов реакций глубоконеупругих передач.

Показано, что включение в рассмотрение остаточных сил между нуклонами, в основном, устраняет расхождение между теоретическими и экспериментальными значениями σ_z^2 .

В рамках разработанной модели получены выражения для матричных элементов перехода, входящих в "мастер"-уравнение, используемое для описания процесса многонуклонных передач. Эти выражения содержат информацию об одночастичных энергиях и числах заполнения одночастичных состояний фрагментов. Это позволяет учитывать в расчетах особенности оболочечной структуры сталкивающихся ядер и продуктов.

Разработан простой метод вычисления изменений потенциала взаимодействия ядер в процессе обмена нуклонами между фрагментами ДЯС. Эти результаты представляют интерес для расчета сечений слияния ядер.

Получено хорошее согласие с экспериментальными данными при описании зависимости σ_z^2 и $\langle \Delta \hat{z}_p \rangle$ от величины потери кинетической энергии в широком интервале ее значений без дополнительных предположений о механизме реакций $^{86}\text{Kr} (515 \text{ МэВ}) + ^{166}\text{Er}$ и $^{56}\text{Fe} (340 \text{ МэВ}) + ^{196}\text{Au}$.

Разработанная микроскопическая модель может быть использована при построении микроскопической теории ядерных реакций с участием тяжелых ионов при низких энергиях. Простота окончательных формул делает модель практичной при теоретическом анализе экспериментальных результатов, получаемых на циклотроне тяжелых ионов ЛЯР ОИЯИ, Института атомной энергии им. И.В.Курчатова и других научных центров.

На защиту выносятся следующие результаты:

- метод расчета среднеквадратичных флуктуаций σ_z^2 и средних значений числа переданных нуклонов (протонов) в реакциях многонуклонных передач по микроскопической модели, учитывающий характеристики одночастичных состояний сталкивающихся ядер и остаточные силы;
- новый подход к расчету зарядовых распределений продуктов реакций многонуклонных передач, основанный на "мастер"-уравнении с коэффициентами, которые явно зависят от характеристик одночастичных состояний сталкивающихся ядер и продуктов;
- описание зависимости положения центра зарядового распределения продуктов $\langle \Delta \hat{z}_p \rangle$ и его дисперсии σ_z^2 от величины потери кинетической энергии относительного движения в рамках предложенной модели;
- результаты расчета изменений потенциала взаимодействия сложных ядер, связанных с многонуклонными передачами.

Апробация работы. Основные результаты диссертации докладывались на семинарах ЛТФ ОИЯИ, ИЯФ АН УзССР, НИИЯФ МГУ, на международной конференции по ядро-ядерным столкновениям (Висбю, Швеция, 1985), на международной школе по структуре ядра (Алушта, 1985), на XXXVI совещании по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра (Харьков, 1986).

Публикации. По результатам диссертации опубликовано пять работ.

Объем работы. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и содержит 105 страниц машинописного текста, включая библиографию из 58 наименований, 21 рисунок, 3 таблицы. Каждая глава включает в себя формулировку проблемы, ее решение и выводы.

СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во введении приведены основные экспериментальные характеристики реакций глубоконеупругих столкновений тяжелых ионов с ядрами, дан

краткий обзор основных теоретических моделей, посвященных реакциям многонуклонных передач, сформулирована цель работы.

Глава I посвящена разработке простого микроскопического метода для описания реакций многонуклонных передач.

В § I сформулирована модель для описания второй стадии реакции, когда ядра уже вступили в контакт, кинетическая энергия относительно движения перешла в энергию внутреннего возбуждения, образовалась двойная ядерная система и установилось тепловое равновесие. На этой стадии двойная ядерная система эволюционирует в направлении установления статистического равновесия, происходит интенсивный обмен нуклонами и угловым моментом между ее частями. Предположение об установлении теплового равновесия позволяет ввести зависящие от температуры числа заполнения одночастичных состояний сталкивающихся ядер. Эффекты же обмена нуклонами между ядрами рассматриваются как возмущение.

В таком приближении плотность нуклонов в ДЯС $\hat{\rho}$ может быть представлена как сумма равновесной $\hat{\rho}_0$ и флуктуирующей $\hat{\rho}'$ частей. Последняя часть $\hat{\rho}'$ связана с обменом нуклонами между ядрами.

Гамильтониан, взятый как функционал тока \hat{j} и плотности $\hat{\rho}$ нуклонов, разложен по степеням $\hat{\rho}'$ и сохранены только линейные по членам:

$$H = T[\hat{j}] + \int d^3\vec{x} \mathcal{E}[\hat{\rho}_0(\vec{x})] + \int d^3\vec{x} \frac{\delta \mathcal{E}[\hat{\rho}_0]}{\delta \hat{\rho}_0(\vec{x})} \hat{\rho}'(\vec{x}).$$

Первые два слагаемых в этом выражении описывают два не взаимодействующие ядра и взяты в виде суммы одночастичных гамильтонианов каждого из сталкивающихся ядер. Функция $\delta \mathcal{E}[\hat{\rho}_0]/\delta \hat{\rho}_0(\vec{x})$ — одночастичный потенциал двойной ядерной системы. В таком приближении гамильтониан имеет вид:

$$H = \sum_P E_P a_P^+ a_P + \sum_T E_T a_T^+ a_T + \sum_{P,T} (g_{PT} a_P^+ a_T + h.c.), \quad (I)$$

где E_P, E_T — одночастичные энергии, a_P^+ (a_P) и a_T^+ (a_T) — операторы рождения (уничтожения) налетающего ядра P и ядра-мишени T, соответственно.

Матричный элемент

$$g_{PT} \equiv \int d^3\vec{x} \Psi_T^*(\vec{x}) \frac{\delta \mathcal{E}[\hat{\rho}_0(\vec{x})]}{\delta \hat{\rho}_0(\vec{x})} \Psi_P(\vec{x}),$$

где Ψ_T^* и Ψ_P — волновые функции одночастичных состояний, характеризует интенсивность перехода нуклонов из состояния j_P налетающего иона в состояние i_T ядра-мишени.

В § 2 найдено решение уравнения Гейзенберга с микроскопическим гамильтонианом (I) для операторов $a_P^+(t)$ и $a_T^+(t)$. Получены выражения для величин $\sigma^2(t) = \langle (\hat{N}_P(t) - \langle \hat{N}_P(t) \rangle)^2 \rangle$ и $\langle \hat{N}_P(t) \rangle$, где

$\hat{N}_P \equiv \sum_{j_P} a_{j_P}^+ a_{j_P}$ — оператор числа нуклонов в легком фрагменте:

$$\sigma^2(t) = 2 \sum_{i_T, j_P} \frac{|g_{i_T j_P}|^2}{(E_{i_T} - E_{j_P})^2} (n_{i_T}(1 - n_{j_P}) + n_{j_P}(1 - n_{i_T})) \left(1 - \cos\left(\frac{t}{\hbar}(E_{i_T} - E_{j_P})\right)\right),$$

$$\langle \hat{N}_P(t) \rangle = A_P - 2 \sum_{i_T, j_P} \frac{|g_{i_T j_P}|^2}{(E_{i_T} - E_{j_P})^2} (n_{j_P} - n_{i_T}) \left(1 - \cos\left(\frac{t}{\hbar}(E_{i_T} - E_{j_P})\right)\right),$$

где A_P — число нуклонов в налетающем ионе, n_{i_T} и n_{j_P} — числа заполнения одночастичных состояний в ядре-мишени и в налетающем ионе, соответственно, которые вычисляются согласно

$$n_s = \left(1 + \exp\left(\frac{E_s - \lambda}{T}\right)\right)^{-1}, \quad s = i_T, j_P,$$

T — температура системы, λ — химический потенциал соответствующего ядра.

В § 3 приведены результаты расчета временной зависимости величины $\sigma_z^2(t)$ и значений сдвига максимума зарядового распределения продуктов реакций; $\sigma_z^2(t)$ растет приблизительно линейно со временем до значений $t \sim (10^{-20} - 10^{-19} \text{ с})$, т.е. так же, как и в диффузионной модели ($\sigma_z^2(t) = 2 D_z t$, D_z — коэффициент диффузии). Характерное время глубоко неупругого столкновения не превышает 10^{-20} с , поэтому можно сказать, что в отношении временной зависимости величин, характеризующих многонуклонные передачи, полученные результаты подтверждают диффузионную модель.

Изучение зависимости $\sigma_z^2(t)$ от начального относительного углового момента ℓ показывает, что с увеличением ℓ наклон линейной части $\sigma_z^2(t)$ уменьшается. Это объясняется тем, что с ростом значения прицельного параметра увеличивается доля вращательной энергии в полной кинетической энергии относительного движения, что ведет к уменьшению температуры двойной ядерной системы. С уменьшением температуры уменьшается "размытие" поверхности Ферми и вследствие этого затрудняется обмен нуклонами.

Наклон линейного участка на графике зависимости σ_z^2 от t определяет эффективный коэффициент диффузии D_z . Расчеты дают для D_z значение, в 3-4 раза меньшее экспериментального, следовательно, рассчитанные по разработанной модели значения σ_z^2 для ряда реакций оказались в 3-4 раза меньше, чем измеренные на эксперименте. Результаты расчета $\langle \Delta z^2 \rangle$ согласуются с экспериментальными данными. Времена протекания реакций в модели не вычислялись, а были взяты из феноменологических оценок. Расчеты, выполненные в рамках приближения Хартри-Фока, с зависимостью от времени в 10 раз недооценивают σ_z^2 по сравнению с экспериментом, но удовлетворительно описывают значения $\langle \Delta z^2 \rangle$. Это связано с тем, что данный подход и метод Хартри-Фока

основаны на одночастичной модели. Следует отметить, что среднее число переданных нуклонов оказалось чувствительным к величине химического потенциала.

Во II главе исследовано влияние остаточных сил на ширины зарядовых распределений продуктов реакций многонуклонных передач.

В § I в гамильтониан (I) включен член H'_{int} , соответствующий остаточным силам. Им является следующий член разложения исходного гамильтониана, пропорциональный $(\hat{\rho}')^2$. Учитывая явный вид $\hat{\rho}'$ и принимая во внимание, что $\delta^2 \mathcal{E}[\rho]/\delta \rho^2$ соответствует нуклон-нуклонному взаимодействию в ядрах, H'_{int} представим следующим образом:

$$H'_{int} = \frac{\chi}{2} \sum_{j_p, l_T} \sum_{j_p', l_T'} (a_{j_p}^+ a_{l_T} + a_{l_T}^+ a_{j_p}) \sum_{j_p'', l_T''} \sum_{j_p''', l_T'''} (a_{j_p''}^+ a_{l_T''} + a_{l_T''}^+ a_{j_p'''}),$$

где

$$\chi = \frac{2}{n_p n_T} \left(\frac{d f_{oc}}{d \epsilon_F} \right)^{-1} \int d^3 \vec{x} f_{oc}(\vec{x}) f_{ocT}(\vec{x}) \left\{ f_{in} \frac{f_{oc}(\vec{x})}{\rho_{oc}} + f_{ex} \left(1 - \frac{f_{oc}(\vec{x})}{\rho_{oc}} \right) \right\},$$

f_{oc} - плотность системы из ферми-частиц, ϵ_F - энергия Ферми, значения безразмерных параметров f_{in} и f_{ex} известны из описания большой совокупности экспериментальных данных в рамках теории конечных ферми-систем; функции $\Omega_{j_p, l_T} = e^{\chi_T} (-|E_{j_p} - E_{l_T}|/\Delta)$ введены для учета убывания матричных элементов по мере удаления состояний от поверхности Ферми, $\Delta \approx 8$ МэВ.

В § 2 приведено решение уравнения Гейзенберга с гамильтонианом, содержащим H'_{int} для оператора числа частиц $\hat{N}(t)$. Рассчитана величина $\langle \hat{\sigma}_Z^2(t) = \langle (\hat{N}(t) - \langle \hat{N}(t) \rangle)^2 \rangle$ и показано, что наличие остаточных сил между нуклонами приведет к перенормировке матричных элементов \mathcal{Y}_{pp} в выражении для $\langle \hat{\sigma}_Z^2 \rangle$:

$$\langle \hat{\sigma}_Z^2(t) \rangle = 2 \sum_{p, T} (n_p(1-n_T) + n_T(1-n_p)) g_{pp}^2 \frac{(1 - \cos(\frac{t}{\hbar} (E_{j_p} - E_{l_T})))}{(E_p - E_T)^2} \times \left(1 - 2 \chi' \sum_{p', T'} \frac{(n_{p'} - n_{T'})}{(E_{p'} - E_{T'})} \Omega_{p', T'}^2 \right)^{-2}$$

В § 3 обсуждаются результаты расчета дисперсии числа переданных протонов $\langle \hat{\sigma}_Z^2 \rangle$, проведенного для реакций $^{132}\text{Xe} + ^{120}\text{Sn}$, $^{132}\text{Xe} + ^{196}\text{Au}$, $^{132}\text{Xe} + ^{209}\text{Bi}$ и $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$.

В таблице I приведена зависимость отношения $\langle \hat{\sigma}_Z^2 \rangle$ к дисперсии $\langle \hat{\sigma}_{0Z}^2 \rangle$, рассчитанной без учета остаточных сил от расстояния между центрами ядер R. С уменьшением R от R_{int} до $R_{int} - (2+3)$ фм отношение $\langle \hat{\sigma}_Z^2 \rangle / \langle \hat{\sigma}_{0Z}^2 \rangle$ изменяется в 2-2,5 раза. Это означает, что с увеличением области перекрытия плотностей ядер влияние остаточных сил усиливается. В таблице 2 показано сравнение теоретических и экс-

Таблица I. Зависимость отношения дисперсий ($\langle \hat{\sigma}_Z^2 \rangle / \langle \hat{\sigma}_{0Z}^2 \rangle$), рассчитанных с учетом ($\langle \hat{\sigma}_Z^2 \rangle$) и без учета ($\langle \hat{\sigma}_{0Z}^2 \rangle$) остаточных сил, от расстояния между центрами сталкивающихся ядер R

Реакция, Е.д.с., МэВ/нуклон	R, фм	$\frac{\langle \hat{\sigma}_Z^2 \rangle}{\langle \hat{\sigma}_{0Z}^2 \rangle}$	Реакция, Е.д.с., МэВ/нуклон	R, фм	$\frac{\langle \hat{\sigma}_Z^2 \rangle}{\langle \hat{\sigma}_{0Z}^2 \rangle}$
$^{132}\text{Xe} + ^{120}\text{Sn}$ 5,9	14,7*	1,25	$^{132}\text{Xe} + ^{196}\text{Au}$ 7,5	15,40*	1,38
	14,45	1,32		14,90	1,63
	14,20	1,42		14,40	2,02
	13,95	1,49		13,90	2,60
	13,70	1,64		13,65	2,88
	13,45	1,82		13,40	3,18
	13,20	1,98		13,15	3,16
12,95	2,34	12,00	2,68		
$^{132}\text{Xe} + ^{209}\text{Bi}$ 7,3	15,57*	1,26	$^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$ 7,9	16,02*	1,49
	15,07	1,43		15,62	1,82
	14,57	1,68		15,12	2,29
	14,07	2,13		14,87	2,60
	13,82	2,31		14,62	2,97
	13,57	2,35		14,37	3,07
	13,32	2,24		14,20	2,97
13,07	2,04	13,87	2,44		

Примечание: Знаком * отмечены радиусы взаимодействия ядер R_{int} .

Таблица 2. Сравнение теоретических, рассчитанных с учетом ($\langle \hat{\sigma}_Z^2 \rangle$) и без учета ($\langle \hat{\sigma}_{0Z}^2 \rangle$) остаточных сил, и экспериментальных значений ($\langle \hat{\sigma}_{Z, \text{экс}}^2 \rangle$) среднеквадратичных флуктуаций числа протонов в легком продукте реакций

Реакция	$^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$	$^{132}\text{Xe} + ^{196}\text{Au}$	$^{132}\text{Xe} + ^{209}\text{Bi}$	$^{132}\text{Xe} + ^{120}\text{Sn}$
Э.лаб., МэВ/нукл.	7,6	7,5	7,3	5,9
$\langle \hat{\sigma}_Z^2 \rangle$	14,76	6,53	9,60	7,89
$\langle \hat{\sigma}_{0Z}^2 \rangle$	28,2	17,0	23,6	18,46
$\langle \hat{\sigma}_{Z, \text{экс}}^2 \rangle$	30,4	18,0	32,2	20,4

периментальных значений дисперсий числа протонов в легком продукте реакций.

Таким образом (§ 4), учет остаточных сил при расчете дисперсий числа переданных нуклонов позволяет улучшить согласие теоретических результатов с экспериментальными.

Глава III посвящена изучению влияния структуры ядер на сечения реакций многонуклонных передач. В § I показано, что матричные элементы "мастер"-уравнения, описывающего процесс передачи нуклонов, могут быть вычислены в рамках разработанной в I, II главах микроскопической модели. Это дает возможность исследовать влияние оболочечной структуры ядер на зарядовые распределения продуктов реакции глубоко-неупругих столкновений.

В § 2 анализируются результаты расчета зарядовых распределений продуктов реакций $^{132}\text{Xe}(778 \text{ МэВ}) + ^{120}\text{Sn}$, $^{86}\text{Kr}(515 \text{ МэВ}) + ^{168}\text{Er}$ и $^{56}\text{Fe}(460 \text{ МэВ}) + ^{196}\text{Au}$, которые сравниваются с экспериментальными дифференциальными сечениями выхода продуктов реакций ($d\delta/dz$). Теоретические результаты качественно согласуются с экспериментальными данными. Их анализ позволяет сделать вывод о существенном влиянии особенностей структуры сталкивающихся ядер на выход продуктов. Наблюдаемая асимметрия зарядовых распределений продуктов реакции $^{56}\text{Fe} + ^{196}\text{Au}$ объясняется большой разницей в энергиях связи нуклонов в ядрах ^{56}Fe и ^{196}Au : 10,2 МэВ и 5,7 МэВ, соответственно (рис. I).

Матричные элементы перехода, рассчитанные микроскопически, существенно отличаются от используемых в феноменологических моделях.

В главе IV в рамках разработанной микроскопической модели рассмотрено влияние многонуклонных передач на потенциал взаимодействия ядер.

В § I для расчета изменений в потенциале взаимодействия использована процедура двойной свертки нуклон-нуклонного потенциала с плотностью нуклонов в двойной ядерной системе. Используя выражение для плотности $\hat{\rho} = \hat{\rho}_0 + \hat{\rho}'$, потенциал взаимодействия представим в виде:

$$\mathcal{V} = \mathcal{V}_0 + \delta\mathcal{V}, \quad \mathcal{V}_0 = \int d^3\vec{x} \rho_0(\vec{x}) F_{\text{нн}}(\vec{x}) \rho_0(\vec{x}),$$

$$\delta\mathcal{V} = 2 \int d^3\vec{x} \rho_0(\vec{x}) F_{\text{нн}}(\vec{x}) \rho'(\vec{x})$$

где $F_{\text{нн}}(\vec{x}) = \left(\frac{d\rho_0}{d\epsilon_F}\right)^{-1} \left(f_{\text{in}} \frac{\rho_0(\vec{x})}{\rho_0} + f_{\text{ex}} \left(1 - \frac{\rho_0(\vec{x})}{\rho_0}\right) \right)$.

В § 2 приведены результаты расчета влияния обмена нуклонами между ядрами на потенциал взаимодействия для четырех пар ядер:

$^{132}\text{Xe} + ^{209}\text{Bi}$, $^{132}\text{Xe} + ^{196}\text{Au}$, $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$ и $^{40}\text{Ar} + ^{208}\text{Pb}$.

На рис. 2 приведены потенциал взаимодействия \mathcal{V}_{int} и его изменение $\delta\mathcal{V}$ для реакции $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$ для одного значения началь-

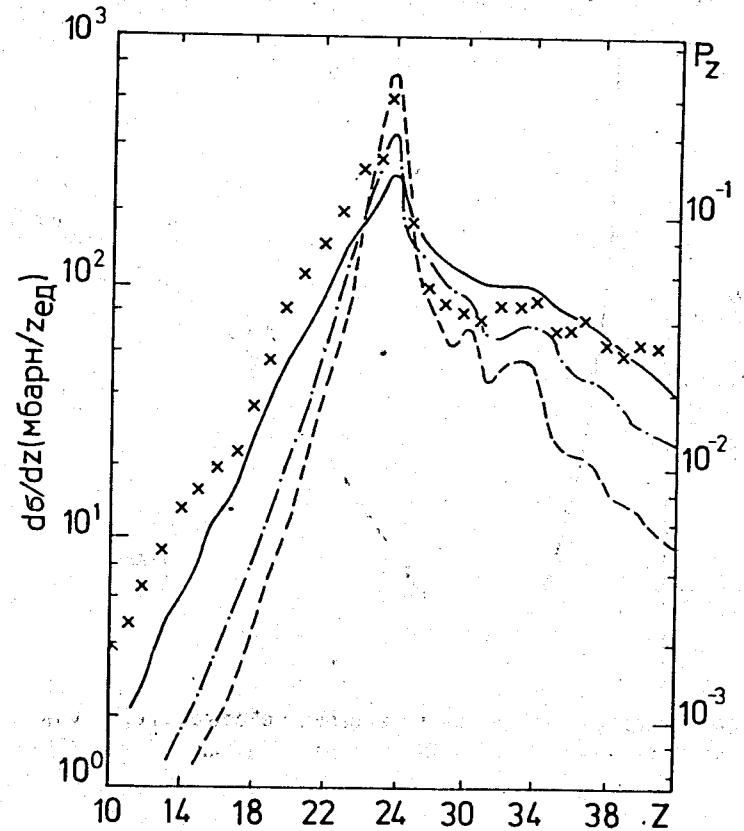


Рис. I Зарядовые распределения $P_z(t)$ продуктов реакции $^{56}\text{Fe}(460 \text{ МэВ}) + ^{196}\text{Au}$, рассчитанные для трех значений эффективной температуры $T = 1 \text{ МэВ}$, $1,5 \text{ МэВ}$ и 2 МэВ (--- $T = 1 \text{ МэВ}$; — $T = 1,5 \text{ МэВ}$, — · — $T = 2 \text{ МэВ}$). Для сравнения приведены экспериментальные сечения выхода продуктов реакций $d\delta/dz$ (x).

ного углового момента ℓ , характерного для глубоконеупругих столкновений. Изменения ядерной составляющей потенциала взаимодействия, обусловленное наличием многонуклонных передач, может достигать 20% и усиливает притяжение.

В главе V рассмотрены зарядовые распределения продуктов реакций многонуклонных передач при больших значениях потерь кинетической энергии. В § I обсуждается проблема малости или вообще отсутствие

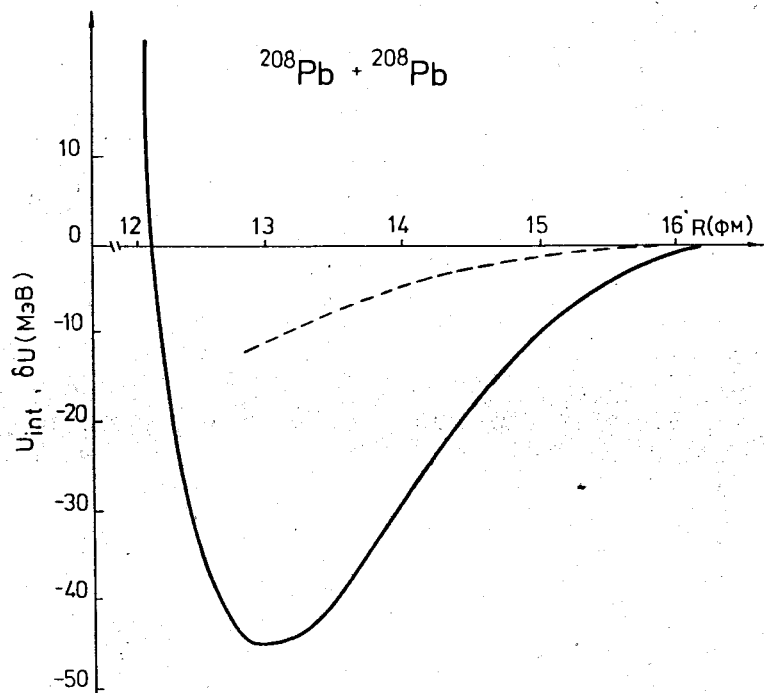


Рис.2 Зависимости потенциала взаимодействия ядер U_{int} и величины δU от R для реакции $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$ (— — U_{int} , - - - - δU).

сдвига центра зарядового распределения продуктов при большом значении ширины распределения.

В § 2 в микроскопическом подходе исследуется зависимость σ_z^2 и $\langle \Delta z_p \rangle$ от величины потерь кинетической энергии относительного движения.

В § 3 приведены результаты расчета σ_z^2 и $\langle z_p \rangle$ для реакций $^{86}\text{Kr}(515 \text{ МэВ}) + ^{166}\text{Er}$ и $^{56}\text{Fe}(340 \text{ МэВ}) + ^{208}\text{Pb}$. Время взаимодействия и минимальное расстояние между центрами ядер вычислены по программе ТРАЖЕС, основанной на классической модели с силами трения. Расчеты показали, что среднее число переданных протонов $\langle z_p(t) \rangle - z_p$ чувствительно к значениям их энергии связи в сталкивающихся ядрах. Так как к моменту интенсивного обмена нуклонами ядра двойной системы сильно возбуждены и деформированы, то энергии связи нуклонов (λ_p) в них могут отличаться от соответствующих величин для невозмущенных

ядер. По этой причине в диссертации исследовалась зависимость величин $\sigma_z^2(t)$ и $\langle z_p(t) \rangle$ от энергии связи нуклонов. Дополнительных предположений о распределении энергии возбуждения между ядрами на первой стадии реакции не делалось.

В расчетах σ_z^2 и $\langle z_p(t) \rangle$ варьировалась величина λ_p . Результаты, приведенные на рис.3, получены при уменьшении λ_p ядра ^{86}Kr на 2,3 МэВ (пунктир) и 2,7 МэВ (сплошная) по отношению к невозмущенному ядру.

В рассмотренных реакциях наблюдаются события с очень большими потерями кинетической энергии, когда суммарная кинетическая энергия продуктов на 20–30 МэВ ниже их энергии кулоновского отталкивания, рассчитанной для двух соприкасающихся сферических ядер. Это означает, что в столкновениях с большими потерями энергии ядра деформируются, в результате чего уменьшается энергия их кулоновского отталкивания. Деформация вызывает изменение структуры ядер, следствием которых может быть изменение энергии связи протона.

В заключении перечислены основные результаты, полученные в диссертации.

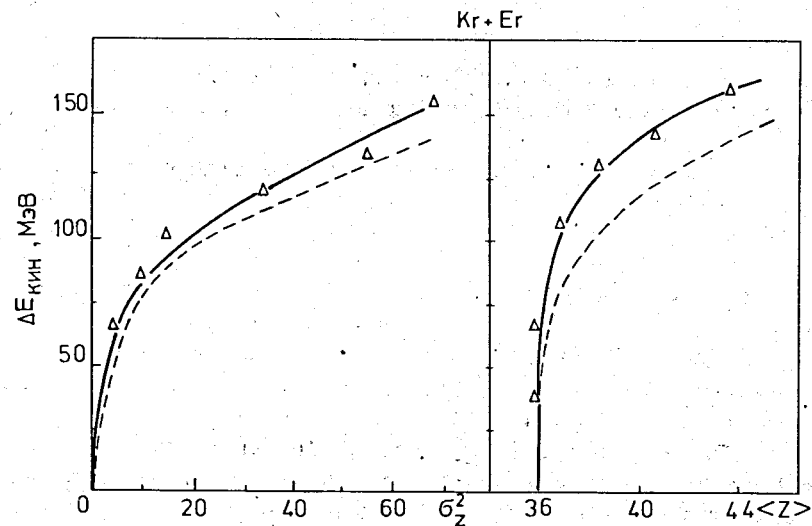


Рис.3 Экспериментальные и теоретические значения величин σ_z^2 и $\langle z_p \rangle$ для различных значений потерь кинетической энергии $\Delta E_{кин}$ в реакции $^{86}\text{Kr}(515 \text{ МэВ}) + ^{166}\text{Er}$; Δ — эксперимент, - - - - теория ($\Delta \lambda_p = 2,3 \text{ МэВ}$), — — — — теория ($\Delta \lambda_p = 2,7 \text{ МэВ}$).

1. Разработан микроскопический метод описания процесса много-нуклонных передач, позволяющий учитывать в расчетах особенности структуры сталкивающихся ядер.

2. Полученная зависимость дисперсии числа протонов в легком фрагменте σ_z^2 от времени подтверждает предположения, лежащие в основе диффузионной модели многонуклонных передач.

3. Разработанный метод усовершенствован включением в рассмотрение остаточных сил, действующих между нуклонами в ядрах. Это позволяет улучшить согласие теоретических результатов для ширин зарядовых распределений с экспериментальными.

4. Наблюдаемая экспериментально зависимость положения центра зарядового распределения от величины потерь кинетической энергии для некоторых реакций, не имеющая до сих пор общепринятого объяснения, в рамках предложенной микроскопической модели объясняется увеличением степени деформации фрагментов по мере возрастания неупругости столкновения, которая характеризуется величиной потери кинетической энергии относительного движения сталкивающихся ядер.

5. Рассчитан вклад процесса обмена нуклонами между ядрами в величину потенциала взаимодействия ядер, что важно для понимания значений параметров оптического потенциала, широко используемого в задачах рассеяния.

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. Джолос Р.В., Насиров А.К. Многонуклонные передачи в реакциях глубоконеупругих столкновений тяжелых ионов. - ЯФ, 1984, т.40, с.721-727.
2. Джолос Р.В., Насиров А.К. Влияние остаточных сил на ширины зарядовых распределений продуктов реакций многонуклонных передач. - ЯФ, 1985, т.42, с.175-180.
3. Джолос Р.В., Муминов А.И., Насиров А.К. Влияние структуры ядер на сечения реакций многонуклонных передач. - ЯФ, 1986, т.44, с.357-361.
4. Джолос Р.В., Насиров А.К. Учет влияния обмена нуклонами на потенциал взаимодействия ядер. - Дубна, 1986. - 6 с. (Препринт/Объед. ин-т ядерн. исслед.: P4-86-255).
5. Джолос Р.В., Насиров А.К. Зарядовые распределения продуктов реакций многонуклонных передач при больших значениях потерь кинетической энергии. - Дубна, 1986. - 7 с. (Препринт/Объед. ин-т ядерн. исслед.: P4-86-546).

Рукопись поступила в издательский отдел
12 декабря 1986 года.