

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P4-86-546

Р.В.Джолос, А.К.Насиров*

ЗАРЯДОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
ПРОДУКТОВ РЕАКЦИЙ
МНОГОНУКЛОННЫХ ПЕРЕДАЧ
ПРИ БОЛЬШИХ ЗНАЧЕНИЯХ
ПОТЕРЬ КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

* Институт ядерной физики АН УзССР.

1986

I. Введение

Одной из особенностей реакций глубоконеупругих столкновений тяжелых ионов является малая величина или вообще отсутствие сдвига центра зарядового распределения продуктов при достаточно большом значении ширины распределения. Лишь при очень больших потерях начальной энергии, когда кинетическая энергия продуктов близка или даже меньше энергии кулоновского отталкивания (рассчитанной для двух соприкасающихся сферических ядер), наблюдается заметный сдвиг зарядового распределения.^{1-3/}

Такое поведение сдвига центра зарядового распределения не объясняется диффузионной моделью^{4/}, широко используемой для описания экспериментальных данных. В этой модели коэффициенты дрейфа и диффузии связаны соотношением Эйнштейна, вследствие чего увеличение ширины зарядового распределения должно вести к одновременному росту сдвига центра распределения. Попытка объяснить наблюдаемый эффект предпринималась в^{5/}, где были введены в рассмотрение степени свободы, связанные с образованием "шейки" между ядрами. В работе^{6/} отсутствие сдвига зарядового распределения объяснялось одинаковой на начальной стадии реакции энергией возбуждения фрагментов. В результате этого в процессе установления теплового равновесия в двойной ядерной системе нуклоны под влиянием температурного перепада переходят из легкого фрагмента в тяжелый, компенсируя ток нуклонов из тяжелого фрагмента в легкий, вызванный действием силы, связанной с потенциальной энергией двойной ядерной системы. Близкие идеи развились в недавней работе Р. Шлихта^{7/}, где был предложен дополнительный механизм быстрой передачи нуклонов на начальной стадии реакции. Согласно этому механизму, в реакциях с сильно асимметричными ядрами легкое ядро нагревается сильнее, вследствие чего в нем относительно большее число нуклонов оказывается в состояниях, лежащих выше поверхности Ферми. Затем в результате быстрого установления теплового равновесия между фрагментами часть нуклонов переходит в тяжелое ядро. Лишь после этого начинается обмен нуклонами, описываемый обычной диффузионной моделью.

В данной работе мы исследуем зависимость положения центра зарядового распределения продуктов от величины потерь кинетической энергии, основываясь на наших работах^{8,9/}. Разработанный в этих работах микроскопический подход к описанию зарядовых распределений продуктов реакций глубоконеупругих передач позволяет учитывать эффекты структуры ядра. В этом подходе отсутствует жесткая связь между шириной и сдвигом центра зарядового распределения продуктов, присущая диффузионной модели, что позволяет рассчитывать на удовлетворительное описание экспериментальных данных.

2. Формулировка модели

Глубокоinelастичные столкновения тяжелых ионов характеризуется временами $\sim 10^{-21}$ с. На начальной стадии столкновения, продолжительность которой $\sim 10^{-22}$ с, кинетическая энергия относительного движения переходит в энергию внутреннего возбуждения и образуется двойная ядерная система, которая живет, не достигая состояния статистического равновесия. В ходе эволюции в двойной ядерной системе протекают различные процессы. К числу наиболее быстрых, наряду с диссипацией энергии, относится процесс установления равновесия между числами протонов и нейтронов. Более медленными являются обмен нуклонами между частями системы и переход углового момента относительного движения во внутренний угловой момент. Тот факт, что сдвиг центра зарядового распределения становится заметным лишь при значительных потерях кинетической энергии, означает, что происходит это на поздней стадии столкновения.

Будем исследовать механизм многонуклонных передач и рассмотрим двойную ядерную систему уже после того, как кинетическая энергия относительного движения перешла во внутреннюю энергию возбуждения, и в системе установилось тепловое равновесие. Для описания дальнейшей эволюции системы используем гамильтониан, полученный в [9]:

$$\begin{aligned} H &= H_0 + H_{int} \quad , \\ H_0 &= \sum_{j_p} E_{j_p} \alpha_{j_p}^+ \alpha_{j_p} + \sum_{i_T} E_{i_T} \alpha_{i_T}^+ \alpha_{i_T} \quad , \\ H_{int} &= \sum_{i_T, j_p} (g_{i_T j_p} \alpha_{i_T}^+ \alpha_{j_p} + h.c.) \quad , \end{aligned} \quad (I)$$

где E_{j_p} , E_{i_T} и j_p , i_T — одночастичные энергии и квантовые числа одночастичных состояний соответственно в налетающем ионе и в ядре-мишени; $\alpha_{j_p}^+$ и α_{j_p} ($\alpha_{i_T}^+$ и α_{i_T}) — операторы рождения и уничтожения нуклона в соответствующих одночастичных состояниях.

Матричный элемент перехода нуклона из одного ядра в другое определяется выражением:

$$g_{i_T j_p} = \int d^3 \vec{x} \Psi_{i_T}^* (\vec{x}) \frac{\delta \mathcal{E}[\rho_0(\vec{x})]}{\delta \rho_0(\vec{x})} \Psi_{j_p} (\vec{x}) \quad (2)$$

где $\Psi_{i_T}^*$, Ψ_{j_p} — одночастичные функции, а $\delta \mathcal{E} / \delta \rho_0$ — одночастичный потенциал двойной ядерной системы.

Всю информацию о системе, описываемой гамильтонианом (I), можно получить, исследовав гейзенберговские уравнения движения для ферми-евских операторов $\alpha_{j_p}^+(t)$, $\alpha_{i_T}^+$ ($\alpha_{j_p}^+(0) = \alpha_{j_p}^+$, $\alpha_{i_T}^+(0) = \alpha_{i_T}^+$):

$$-i \hbar \frac{d}{dt} \alpha_{j_p}^+(t) = E_{j_p} \alpha_{j_p}^+(t) + \sum_{i_T} g_{i_T j_p} \alpha_{i_T}^+(t) \quad ,$$

$$-i \hbar \frac{d}{dt} \alpha_{i_T}^+(t) = E_{i_T} \alpha_{i_T}^+(t) + \sum_{j_p} g_{i_T j_p}^* \alpha_{j_p}^+(t) \quad .$$

Считая фазы матричных элементов $g_{i_T j_p}$ случайными величинами, пренебрегая некогерентными эффектами, а также учитывая то обстоятельство, что благодаря большой энергии возбуждения затронутыми в процессе многонуклонных передач оказывается большое число одночастичных состояний, и вследствие этого изменения чисел заполнения конкретных одночастичных состояний малы, для среднего числа протонов в легком ядре в [8] был получен следующий результат:

$$\begin{aligned} \langle \hat{Z}_p(t) \rangle &= Z_p - 2 \sum_{i_T, j_p} \frac{|g_{i_T j_p}|^2}{(E_{i_T} - E_{j_p})^2} \left(1 - \cos \frac{t}{\hbar} (E_{i_T} - E_{j_p})\right) \times \\ &\quad \times (n_{j_p} - n_{i_T}) \quad , \end{aligned} \quad (3)$$

$$n_{j_p} \equiv \langle 0 | \alpha_{j_p}^+ \alpha_{j_p} | 0 \rangle \quad , \quad n_{i_T} \equiv \langle 0 | \alpha_{i_T}^+ \alpha_{i_T} | 0 \rangle \quad ,$$

10) — состояние системы в момент $t = 0$.

Поскольку мы рассматриваем двойную ядерную систему после установления теплового равновесия, для чисел заполнения n_{j_p} , n_{i_T} можно использовать выражение:

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

T — температура системы,

λ — энергия Ферми.

Подставим (2) в (3). Тогда

$$\begin{aligned} \langle \hat{Z}_p(t) \rangle &= Z_p + 2 \int d^3 \vec{x} \int d^3 \vec{y} \frac{\delta \mathcal{E}[\rho_0(\vec{x})]}{\delta \rho_0(\vec{x})} \frac{\delta \mathcal{E}[\rho_0(\vec{y})]}{\delta \rho_0(\vec{y})} \times \\ &\quad \times \sum_{i_T, j_p} \frac{(n_{j_p} - n_{i_T})}{(E_{j_p} - E_{i_T})^2} \left(1 - \cos \frac{t}{\hbar} (E_{i_T} - E_{j_p})\right) \Psi_{i_T}^* (\vec{x}) \Psi_{i_T} (\vec{y}) \Psi_{j_p}^* (\vec{y}) \Psi_{j_p} (\vec{x}) \quad . \end{aligned} \quad (4)$$

При $\vec{x} = \vec{y}$, благодаря тому, что основной вклад в сумму по j_p , i_T дают состояния, близкие к поверхности Ферми, для которых $|\Psi_{j_p, i_T}|^2 \approx \frac{\rho_{p,T}}{h \rho_0, T}$

эту сумму можно аппроксимировать следующим образом:

$$\sum_{j_p, i_T} \frac{(n_{j_p} - n_{i_T})}{(E_{j_p} - E_{i_T})^2} \left(1 - \cos \frac{t}{\hbar} (E_{j_p} - E_{i_T})\right) |\Psi_{i_T}^*(\vec{x})|^2 |\Psi_{j_p}^*(\vec{x})|^2 \approx$$

$$\approx \frac{\rho_p(\vec{x}) \rho_T(\vec{x})}{A_p A_T} \sum_{j_p, i_T} \frac{(n_{j_p} - n_{i_T})}{(E_{j_p} - E_{i_T})^2} \left(1 - \cos \frac{t}{\hbar} (E_{j_p} - E_{i_T})\right),$$

где A_p, A_T - массовые числа взаимодействующих ядер, а ρ_p, ρ_T - плотности ядер.

При $|\vec{x} - \vec{y}|$, большем межнуклонного расстояния z_0 , сумма в (4) быстро убывает из-за некогерентности слагаемых. Такое убывание можно учесть с помощью фактора:

$$\exp\left(-\frac{(\vec{x} - \vec{y})^2}{z_0^2}\right).$$

По мере удаления состояний от поверхности Ферми, матричные элементы $\hat{g}_{i_T j_p}$ убывают. Это убывание можно учесть, как и в $\sqrt{8}$ с помощью экспоненциального множителя $\exp(-|E_{j_p} - E_{i_T}|/\Delta)$, где $\Delta \approx 10$ МэВ. В итоге выражение (4) принимает вид:

$$\langle \hat{Z}_p(t) \rangle = Z_p + \frac{2}{A_p A_T} \int d^3\vec{x} d^3\vec{y} \frac{\delta \mathcal{E}[\rho_0]}{\delta \rho_0(\vec{x})} \frac{\delta \mathcal{E}[\rho_0]}{\delta \rho_0(\vec{y})} \times$$

$$\times \rho_p\left(\frac{\vec{x} + \vec{y}}{2}\right) \rho_T\left(\frac{\vec{x} + \vec{y}}{2}\right) \exp\left(-\frac{(\vec{x} - \vec{y})^2}{z_0^2}\right) \times$$

$$\times \sum_{j_p, i_T} \frac{(n_{j_p} - n_{i_T})}{(E_{j_p} - E_{i_T})^2} \left(1 - \cos \frac{t}{\hbar} (E_{j_p} - E_{i_T})\right) \cdot \exp\left(-\frac{|E_{j_p} - E_{i_T}|}{\Delta}\right),$$

где мы учли симметричность подынтегрального выражения относительно перестановки $\vec{x} \leftrightarrow \vec{y}$.

3. Результаты расчета

Для расчета величины $\langle \hat{Z}_p(t) \rangle$ с помощью формулы (5) необходима информация об одночастичных уровнях сталкивающихся ядер, энергиях связи нуклонов, времени взаимодействия, минимальном расстоянии между ядрами и энергии возбуждения двойной ядерной системы. Последняя необходима для определения ядерной температуры. Время взаимодействия и минимальное расстояние между ядрами мы определяли для каждого значения начального орбитального момента, используя программу вычислений, основанную на классической модели с силами трения [10].

Расчеты показали, что среднее число переданных протонов ($\langle Z_p(t) \rangle - Z_p$) чувствительно к значениям их энергий связи в сталкивающихся ядрах. Так как ядра могут сильно деформироваться в процессе столкновения, что должно приводить к изменению энергии связи протона, мы в расчетах варьировали эти последние величины, добиваясь лучшего согласия с экспериментом.

На рис. 1 приведены результаты расчета величины σ_z^2 и $\langle Z_p(t) \rangle$ для реакции $^{86}\text{Kr} + ^{166}\text{Er}$ ($E_{\text{лаб}} = 515$ МэВ). Палатакий нон ^{86}Kr - сферический в основном состоянии. При деформации из-за отклонения формы ядра от равновесной, отвечающей минимуму полной энергии, энергия связи уменьшается. Результаты, приведенные на рис. 1, получены при уменьшении энергии связи протона ($\Delta\lambda$) на 2,3 МэВ и 2,7 МэВ по отношению к невозмущенному ядру. Энергия связи деформированного ядра ^{166}Er не варьировалась.

На рис. 2 приведены результаты расчета σ_z^2 и $\langle Z_p \rangle$ для реакции $^{56}\text{Fe} + ^{208}\text{Pb}$ ($E_{\text{лаб}} = 340$ МэВ). В этом примере лучшее описание экспериментальных данных было достигнуто при уменьшении энергии связи протона в ^{56}Fe на 2,1 МэВ и в ^{208}Pb - на 1,0 МэВ. В этой реакции наблюдается скачкообразное изменение положения центра распределения в сторону меньших Z_p уже при малых значениях потерь кинетической энергии. По-видимому, это связано с быстрым установлением равновесия между числами протонов и нейтронов в двойной ядерной системе, поскольку значения отношения N/Z сильно различаются для ^{56}Fe и ^{208}Pb : $N/Z = 1,15$ для ^{56}Fe и 1,54 для ^{208}Pb . Поскольку, как было сказано выше, мы рассматриваем систему после установления теплового равновесия и равновесия по N/Z , мы с самого начала вводим сдвиг положения центра зарядового распределения $\Delta Z_p = -1$.

В рассматриваемых 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 сфер. Это означает, что в столкновениях с большими потерями энергии происходит деформация ядер, в результате чего уменьшается энергия кулоновского отталкивания. Как видно из рисунков 1 и 2, сдвиг положения центра зарядового распределения становится заметным только при больших значениях потерь кинетической энергии ($\Delta E_{\text{кин}}$) т.е. при больших деформациях ядер.

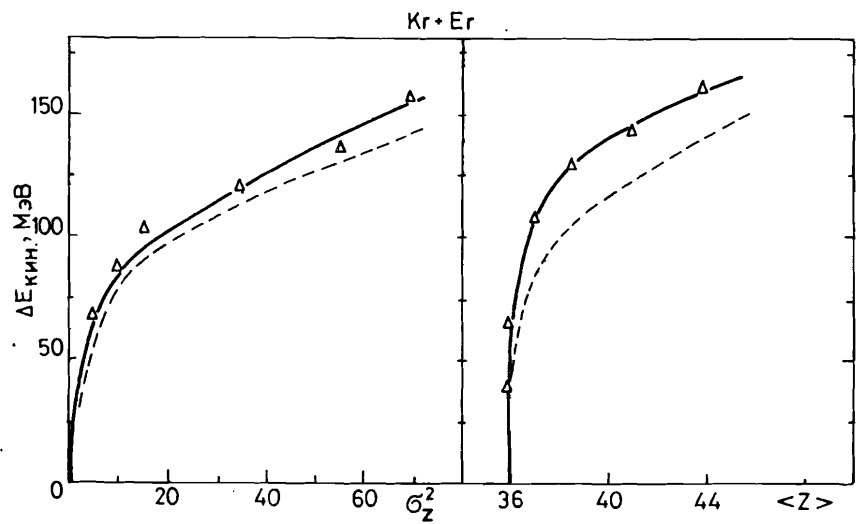


Рис.1.

Экспериментальные и теоретические значения величин σ_z^2 и $\langle Z_p \rangle$ для различных значений потерь кинетической энергии $\Delta E_{кин}$ в реакции $^{86}Kr (515 \text{ МэВ}) + ^{166}Er$.

- Δ - эксперимент.
- - теория ($\Delta \lambda \approx 2,3 \text{ МэВ}$)
- - теория ($\Delta \lambda = 2,7 \text{ МэВ}$)

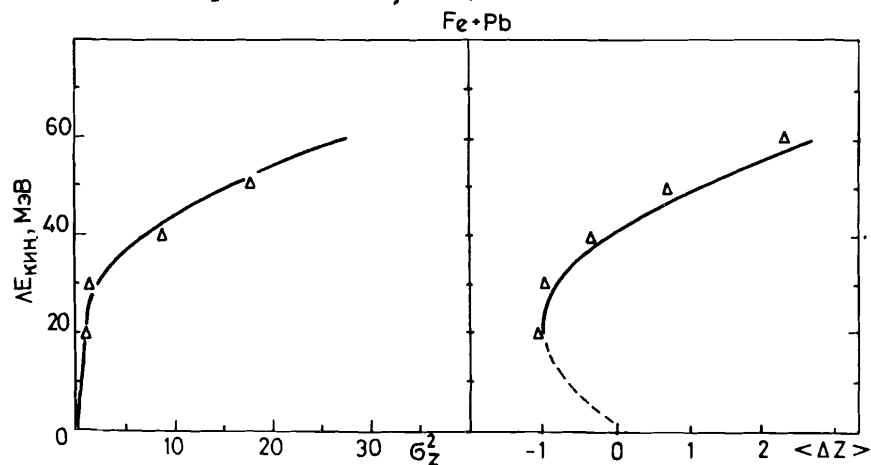


Рис.2.

То же, что и на рис.1, но для реакции $^{56}Fe (340 \text{ МэВ}) + ^{208}Pb$.

- Δ - эксперимент.
- - теория.

Литература

1. Schröder W.V. et al. Phys. Report. 1978, 45, p. 301.
2. Wozniak G.J. et al. Nucl. Phys., 1983, A402, p. 322.
3. Guarino G. et al., Nucl. Phys., 1984, A424, p. 157.
4. Nörenberg W. Phys. Lett., 1974, B52, p. 289.
5. Grossmann S. and Brosa V.Z. Phys. 1984, A319, p. 327.
6. Moretto L. Nucl. Phys., 1983, A409, p. II5.
7. Schmidt R. Nucl. Phys., 1985, A445, p. 534.
8. Джолос Р.В., Насиров А.К. ЯФ, 1984, 40, с. 721.
9. Джолос Р.В., Насиров А.К. ЯФ, 1985, 42, с. 175.
10. Schmidt R. and Teichert J. JINR, E4-80-527, E4-80-735, Dubna, 1980.

Рукопись поступила в издательский отдел
8 августа 1986 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
Д3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
Д11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
Д7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
Д2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
Д1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
Д17-84-050	Труды III Международного симпозиума по изобретленным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р. 75 к.
Д10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983	3 р. 50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/	13 р. 50 к.
Д4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра, Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
Д11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.
Д13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна 1985.	4 р. 80 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Джолос Р.В., Насиров А.К

P4-86-546

Зарядовые распределения продуктов реакций многонуклонных передач при больших значениях потерь кинетической энергии

На основе микроскопического подхода к описанию зарядовых распределений продуктов реакций многонуклонных передач исследуется зависимость ширины и положения центра зарядового распределения от величины потерь кинетической энергии. Расчеты величин $\sigma_{\text{з}}^2$ и $\langle Z_p \rangle$ выполнены для двух реакций: $^{86}\text{Kr} + ^{186}\text{Er}$ и $^{56}\text{Fe} + ^{208}\text{Pb}$. Они показали, что сформулированная модель позволяет описывать большие значения ширины, отсутствие сдвига центра зарядового распределения при небольших потерях кинетической энергии и резкое увеличение сдвига при кинетических энергиях продуктов, меньших энергий кулоновского отталкивания двух соприкасающихся сферических ядер.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Jolos R.V., Nasirov A.K.

P4-86-546

Charge Distributions of Multinucleon Transfer Reaction Products at Great Values of Kinetic Energy Losses

On the basis of the microscopic approach for description of charge distribution of the multinucleon transfer reaction products the dependence of the width and centroid drift of the charge distribution on the kinetic energy loss is investigated. The calculations of quantities σ_{z}^2 and $\langle Z_p \rangle$ have been performed for two reactions: $^{86}\text{Kr} + ^{186}\text{Er}$ and $^{56}\text{Fe} + ^{208}\text{Pb}$. They have shown that the formulated model allows to describe great values of the widths, the lack of drift of the charge distribution centroid at small values of the total kinetic energy loss less than the Coulomb repulsive energy of two touching spherical nuclei.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986