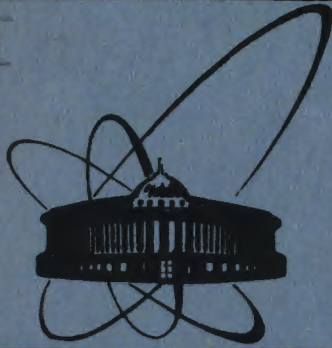


83-661



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

6390/83

P4-83-661

Р.В.Джолос, С.П.Иванова, В.В.Иванов

НАЧАЛЬНАЯ СТАДИЯ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ
И МЕХАНИЗМ ДИССИПАЦИИ
КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1983

1. ВВЕДЕНИЕ

Для глубоконеупругих столкновений тяжелых ионов характерен переход значительной части первоначальной кинетической энергии во внутреннюю энергию ^{1/} возбуждения взаимодействующих ядер. Энергия возбуждения продуктов реакции достигает нескольких десятков МэВ. Характер распада двойной ядерной системы ^{1/} указывает на то, что по крайней мере на поздней стадии взаимодействия система находится в термодинамическом равновесии. Много меньше известно о начальной стадии реакции, на которой значительная часть кинетической энергии относительного движения переходит во внутреннюю энергию возбуждения ионов.

С точки зрения микроскопического подхода основной механизм возбуждения ионов является, видимо, одночастичным и связан с быстрой перестройкой среднего поля ядер. Двухчастичные столкновения нуклонов обоих ядер не играют существенной роли при значениях кинетической энергии налетающего иона на нуклон, много меньших энергии Ферми. Таким образом, фаза сближения в глубоконеупругих столкновениях тяжелых ионов должна хорошо описываться в рамках зависящего от времени метода Хартри-Фока (TDHF). Однако применение этого метода требует большого объема вычислительной работы, и вследствие этого на таком пути с трудом можно получить ясную физическую картину протекающих процессов. Поэтому простые модели, принимающие во внимание не все эффекты, учитываемые в TDHF, могут привести к лучшему пониманию начальной стадии процесса глубоконеупругого столкновения тяжелых ионов.

Из-за большой величины энергии возбуждения сталкивающихся ядер выделение отдельных ядерных состояний оказывается невозможным, и предметом экспериментального изучения становятся коллективные характеристики ядер. В соответствии с этим и в теоретическом плане задача состоит в явном выделении из множества динамических переменных, описывающих систему из двух взаимодействующих ядер, коллективных переменных. Среди последних наиболее важной является переменная, описывающая относительное движение двух ядер \vec{R} и сопряженный ей импульс. На них мы и сосредоточим свое внимание в этой работе.

Движение по \vec{R} определяется видом потенциала взаимодействия ядер $U(R)$ и тензора массы $\mu_{kl}(R)$, который при больших R становится диагональным и равным приведенной массе μ .

Однако этих двух функций: $U(R)$ и $\mu_{kl}(R)$, недостаточно для описания относительного движения. Важную роль играют связь

относительного движения с внутренними степенями свободы. Без ее учета невозможно описание диссипативных процессов, столь важных при глубоконеупругих столкновениях ядер.

Таким образом, задача, которая решается в данной работе, формулируется следующим образом: привести гамильтониан системы двух взаимодействующих ядер к такому виду, когда явно выделена зависимость от относительного расстояния между ядрами \vec{R} и сопряженного этой переменной импульса.

Метод выделения коллективных переменных из множества нуклонных степеней свободы был развит в ^{2/} и применен в общем виде к описанию реакций с тяжелыми ионами в ^{3,4/}. В идейном плане мы будем следовать этим работам, хотя и сделаем ряд приближений, которые, на наш взгляд, позволяют продвинуться дальше в направлении получения конкретных результатов.

Поскольку нас интересует только начальная стадия взаимодействия, то мы будем предполагать, что в процессе взаимодействия тождественность ядер сохраняется. Будем предполагать также, что структура ядер описывается оболочечной моделью без учета остаточных сил.

2. ГАМИЛЬТониАН МОДЕЛИ

Многофермионная система может быть описана с помощью гамильтониана, выраженного через операторы тока $\hat{j}(\vec{x})$ и плотности $\hat{\rho}(\vec{x})$ ^{5/}:

$$\hat{H} = \frac{m}{2} \int d^3x \hat{j}(\vec{x}) \hat{\rho}^{-1}(\vec{x}) \hat{j}(\vec{x}) + \frac{\hbar^2}{2m} \int d^3x (\vec{\nabla} \hat{\rho}(\vec{x}))^2 \hat{\rho}^{-1}(\vec{x}) + \int d^3x d^3y \hat{\rho}(\vec{x}) v(\vec{x} - \vec{y}) \hat{\rho}(\vec{y}), \quad /1/$$

где ξ - константа, $v(\vec{x} - \vec{y})$ - двухчастичное взаимодействие нуклонов. Операторы тока и плотности удовлетворяют следующему уравнению движения:

$$\text{div} \hat{j}(\vec{x}) = -i\hbar [\hat{H}, \hat{\rho}(\vec{x})]. \quad /2/$$

Наша задача состоит в том, чтобы, основываясь на гамильтониане ^{1/}, построить коллективный гамильтониан, зависящий явно от относительного расстояния \vec{R} канонически сопряженного импульса и внутренних переменных. Будем искать этот гамильтониан в виде

$$K = -\frac{\hbar^2}{2} \sum_{kl} \frac{\partial}{\partial R_k} \mu_{kl}^{-1} \frac{\partial}{\partial R_l} + U(R) + \sum_s V_s(R) (b_s^+ + \sigma_s b_s) +$$

$$+ \sum_s (\vec{G}_s(\vec{R}) \vec{\nabla}_R + \vec{\nabla}_R \vec{G}_s(\vec{R})) (b_s^+ - \sigma_s b_s^-) + \sum_s \omega_s b_s^+ b_s + \dots \quad /3/$$

$|\bar{s}$ - состояние, сопряженное по времени s ; σ_s - фазовый множитель/. Здесь b_s^+ , b_s^- - фоновые операторы, описывающие внутренние возбуждения системы. В дальнейшем ограничимся в описании внутренних возбуждений гармоническим приближением, поэтому в /3/ сохраним только слагаемые, содержащие операторы b_s^+ , b_s^- в степени не выше второй. Такое приближение оправдано, поскольку в рассматриваемых реакциях возбуждается огромное число различных частично-дырочных состояний и каждое конкретное состояние входит в полную волновую функцию с малым весом.

Чтобы решить поставленную задачу, нужно найти для операторов тока и плотности выражения через операторы b_s^+ , b_s^- , \vec{R} , $\vec{\nabla}_R$.

Оператор плотности будем искать в следующем виде:

$$\hat{\rho}(\vec{x}) = \rho_0(\vec{x}, \vec{R}) + \hat{\rho}'(\vec{x}), \quad /4/$$

где $\rho_0(\vec{x}, \vec{R})$ - усредненная плотность распределения нуклонов, а $\hat{\rho}'$ описывает квантовомеханические флуктуации. Ограничимся для простоты рассмотрением столкновений тождественных ядер и зададим усредненную плотность нуклонов в двойной ядерной системе в следующем виде /6/:

$$\rho_0(\vec{x}, \vec{R}) = N \exp(-\lambda(\vec{R}) (\vec{x}^2 - |\vec{x}\vec{R}| + \frac{1}{4} \vec{R}^2)), \quad /5/$$

где λ определяется из уравнения

$$\lambda^{3/2} = \frac{2\pi^{3/2} N}{A} (1 + \frac{1}{2} \operatorname{erf}(\frac{1}{2} \sqrt{\lambda} \vec{R})), \quad /6/$$

а N - константа, равная плотности нуклонов в центре ядра.

Оператор $\hat{\rho}'$ выражается через фоновые операторы обычным образом:

$$\hat{\rho}' = \sum_s f_s(\vec{x}) \cdot (b_s^+ + \sigma_s b_s^-), \quad /7'/$$

где

$$f_s(\vec{x}) = \sum_{\mu > F} \sum_{\nu < F} \psi_\mu^*(\vec{x}) \sigma_\nu \psi_\nu(\vec{x}) (\psi_{\mu\nu}^{s*} - \phi_{\mu\nu}^{s*}). \quad /7/$$

В /7/ μ, ν - квантовые числа одночастичных состояний, $\psi_\mu(\vec{x})$ - одночастичные волновые функции, $\psi_{\mu\nu}^s$, $\phi_{\mu\nu}^s$ - не определенные пока фоновые амплитуды приближения хаотических фаз, с помощью которых фоновые операторы b_s^+ , b_s^- выражаются через фермиевские операторы "частиц" a_μ^+ и "дырок" β_ν^+ :

$$b_s^+ = \sum_{\mu > F} \sum_{\nu < F} (\psi_{\mu\nu}^s a_\mu^+ \beta_\nu^+ + \phi_{\mu\nu}^s \sigma_\mu \sigma_\nu \beta_\nu^- a_\mu^-). \quad /8/$$

В /7'/ и /8/ суммирование по μ ограничивается частичными ($\mu > F$), а по ν - дырочными ($\nu < F$) состояниями.

Поскольку мы рассматриваем начальную стадию столкновения ядер, когда одночастичное движение еще не перестроилось, то в качестве базисных будем использовать одночастичные состояния сталкивающихся ядер и, соответственно, наряду с квантовым числом $\mu(\nu)$ указывать индекс принадлежности к ядру $j(i)$. По этой же причине вместе с фоновым квантовым числом s выделим квантовые числа i, j . Если $i = j$, то фоновый отвечает возбуждению одного ядра. Если $i \neq j$, то мы имеем возбуждение типа "дырка" в одном ядре, "частица" - в другом.

Выражение для тока получим следующим образом. Подставим /4/, /5/, /7/ и /3/ в /2/ и воспользуемся соотношением

$$f_{sij}(\vec{x}) = \operatorname{div} F_{sij}(\vec{x}),$$

$$F_{sij}(\vec{x}) = \sum_{\mu > F} \sum_{\nu < F} (\psi_{\mu_j}^{sij} - \phi_{\mu_j}^{sij*}) \sigma_\nu \frac{1}{E_{\nu_1} - E_{\mu_j}} \times \quad /9/$$

$$\times (-\frac{\hbar^2}{2m} (\psi_{\mu_j}^*(\vec{x}) \vec{\nabla} \psi_{\nu_1}(\vec{x}) - \vec{\nabla} \psi_{\mu_j}^*(\vec{x}) \psi_{\nu_1}(\vec{x})) + 2\epsilon_{ij} \vec{R} W(\vec{x}) \psi_{\mu_j}^*(\vec{x}) \psi_{\nu_1}(\vec{x})),$$

которое приближенно следует из одночастичного уравнения Шредингера, и соотношением

$$\frac{\partial}{\partial R_k} \rho_0(\vec{x}, \vec{R}) = \sum_m \frac{\partial}{\partial x_m} \Pi_{km},$$

$$\Pi_{km} = -\frac{1}{2} \delta_{km} \frac{(\vec{x}\vec{R})}{|\vec{x}\vec{R}|} \rho_0 + R_k R_m \frac{1}{2R^3} \frac{\partial \lambda}{\partial R} \frac{(\vec{x}\vec{R})}{|\vec{x}\vec{R}|} \cdot N \cdot \Phi + \quad /10/$$

$$+ R_k x_m \frac{1}{2\lambda R} \frac{\partial \lambda}{\partial R} \rho_0,$$

$$\Phi = e^{-\lambda(\vec{x}^2 - \frac{1}{R^2} (\vec{x}\vec{R})^2)} \left(\int_0^{|\vec{x}\vec{R}| - \frac{1}{2} \vec{R}^2} dy (y - \frac{3}{\lambda}) e^{-\frac{\lambda y^2}{R^2}} - \frac{R^2}{2\lambda} (1 - \frac{3}{R} \sqrt{\frac{\pi}{\lambda}}) \right).$$

В /9/ $W(x)$ - суммарный одночастичный потенциал двойной ядерной системы, $\epsilon_{11} = \epsilon_{22} = 0$; $\epsilon_{12} = -\epsilon_{21} = 1$.

В результате для тока получаем следующее выражение:

$$j^{(m)} = -i\hbar \sum_k \left(\frac{\partial}{\partial R_k} A_k^m + A_k^m \frac{\partial}{\partial R_k} \right) + \sum_{s,i,j} B_{sij}^m (b_{sij}^+ - \sigma_s b_{sij}^-), \quad /11/$$

$$A_k^m = \frac{1}{2} \sum_{\ell} \mu_{k\ell}^{-1} \Pi_{\ell m} + \frac{2}{\hbar^2} \sum_{s,i,j} \sigma_s G_{sij}^{(k)} F_{sij}^{(m)},$$

$$B_{sij}^m = -\frac{1}{\hbar^2} \left(\sum_k 2G_{sij}^{(k)} \Pi_{km} + \omega_s F_{sij}^{(m)} \right).$$

Подставляя /11/ и /4/ в /1/ и приравнявая к /3/ результат подстановки, мы получим уравнение для всех неопределенных пока

функций: $\mu_{k\ell}(R)$, $U(R)$, $V_{sij}(R)$, $G_{sij}^{(k)}$, $\psi_{\mu_j \nu_i}^{sij}$, $\phi_{\mu_j \nu_i}^{sij}$,

ω_s . Приведем только те из них, которые понадобятся нам в дальнейшем:

$$\mu_{k\ell}^{-1} = 4m \int d^3x \rho_0^{-1} \sum_m A_k^m A_{\ell}^m, \quad /12/$$

$$V_{sij} = \int d^3x W(x) f_{sij}(x), \quad /13/$$

$$G_{sij}^{(k)} = -m\hbar^2 \int d^3x \rho_0^{-1} \sum_m A_k^m B_{sij}^m. \quad /14/$$

Уравнения /12/ и /14/ нелинейны относительно $\mu_{k\ell}^{-1}$ и $G_{sij}^{(k)}$. Если равен нулю интеграл

$$\int d^3x \rho_0^{-1} \sum_m \Pi_{\ell m} F_{sij}^{(m)}, \quad /15/$$

то можно показать, что $G_{sij}^{(k)}$ также обращается в нуль. Ограничимся при решении уравнений /12/ и /14/ величинами не выше первого порядка малости по /15/. Результат следующий:

$$\mu_{k\ell}^{-1} = \delta_{k\ell} \frac{4}{mA} + R_k R_{\ell} \eta,$$

$$\eta = -16\chi (mA^2 (1 + 4R^2 \chi/A))^{-1},$$

$$\chi = -N \frac{d\lambda}{dR} \left(\frac{1}{2R^3} \int d^3x \Phi + \frac{1}{2\pi R^2} \int d^3x |\vec{x}R| \cdot \frac{\rho_0}{N} - \right.$$

$$\left. - \frac{d\lambda}{dR} \frac{1}{2\lambda R^4} \int d^3x |\vec{x}R| \Phi - \frac{d\lambda}{dR} \frac{N}{4R^4} \int d^3x \rho_0^{-1} \Phi^2 - \right.$$

/16/

$$\left. - \frac{d\lambda}{dR} \cdot \frac{1}{4\lambda^2 R^2 N} \int d^3x \cdot \vec{x}^2 \rho_0 \right),$$

/17/

$$G_{sij}^{(k)} = -\frac{m}{2} \omega_{sij} \sum_{\ell} \mu_{k\ell}^{-1} \int d^3x \rho_0^{-1} \sum_m \Pi_{\ell m} F_{sij}^{(m)}.$$

При увеличении R функция η убывает пропорционально $e^{-\frac{1}{4}\lambda R^2}$ и $\mu_{k\ell}$ стремится к $\frac{mA}{4} \delta_{k\ell}$, то есть к значению приведенной массы для двух одинаковых ядер с массой $\frac{mA}{2}$. Тензор $\mu_{k\ell}$ диагонален в подвижной системе координат, в которой ось Z направлена вдоль R . Соответствующая компонента тензора массы изменяется при сближении ядер, тогда как обе ортогональные компоненты не изменяются.

Величина $G_{sij}^{(k)}$ исчезает при увеличении R . Таким образом, мы полностью определили коллективный гамильтониан /3/. Исследуем теперь уравнения относительного движения.

3. УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ

Гамильтониан /3/ содержит кинетическую и потенциальную энергии относительного движения:

$$-\frac{\hbar^2}{2} \sum_{j,k} \frac{\partial}{\partial R_j} \mu_{jk}^{-1} \frac{\partial}{\partial R_k} + U(R),$$

внутренний гамильтониан:

$$\sum_s \omega_s b_s^+ b_s,$$

и члены, описывающие связь относительного движения с внутренним:

$$\sum_s V_s(R) (b_s^+ + \sigma_s b_s^-) + \sum_s (G_s \vec{\nabla}_R + \vec{\nabla}_R G_s) (b_s^+ - \sigma_s b_s^-),$$

первый из которых отвечает воздействию среднего поля каждого из ядер на одночастичное движение в другом ядре, а второй описывает связь тока относительного движения с внутренним током. Эти два слагаемых и являются источником появления диссипативных членов в уравнениях относительного движения.

Уравнения движения по \vec{R} получим, усредняя по внутренней волновой функции следующие гейзенберговские уравнения:

$$\begin{aligned} \dot{\vec{m}}\vec{R} &= [K, \vec{R}], \\ -\hbar^2 \ddot{\vec{R}} &= [K, [K, \vec{R}]], \end{aligned} \quad /18/$$

Подставляя /3/ в /18/, получаем

$$\begin{aligned} \ddot{\vec{R}}_k &= -\sum \mu_{kn}^{-1} \left(\frac{\partial}{\partial R_n} U(R) + \sum_s \frac{\partial}{\partial R_n} V_s \langle t | b_s^+ + \sigma_s b_s^- | t \rangle \right) + \\ &+ 2 \sum_s \omega_s G_s^{(k)} \langle t | b_s^+ + \sigma_s b_s^- | t \rangle + 4 \sum_s V_s \sigma_s G_s^{(k)}. \end{aligned} \quad /19/$$

Величины $\langle t | b_s^+ + \sigma_s b_s^- | t \rangle$ найдем, решив гейзенберговские уравнения для фоновых операторов:

$$\begin{aligned} \hbar \frac{d}{dt} (b_s^+ + \sigma_s b_s^-) &= \omega_s (b_s^+ - \sigma_s b_s^-) - 2\sigma_s (G_s \vec{V}_R + \vec{V}_R G_s), \\ \hbar \frac{d}{dt} (b_s^+ - \sigma_s b_s^-) &= \omega_s (b_s^+ + \sigma_s b_s^-) + 2\sigma_s V_s. \end{aligned} \quad /20/$$

В линейном по фоновым операторам приближении

$$\begin{aligned} \langle t | b_s^+ + \sigma_s b_s^- | t \rangle &= -\frac{2}{\hbar} \int_0^t dt' \sin \frac{\omega_s}{\hbar} (t-t') \sigma_s V_s [R(t')] + \\ &+ \frac{4}{\hbar^2} \int_0^t dt' \cos \frac{\omega_s}{\hbar} (t-t') \sum_{k,n} \sigma_s G_s^{(k)} [R(t')] \dot{R}_n(t') \mu_{kn} [R(t')]. \end{aligned} \quad /21/$$

Подставляя /21/ в /19/ и сохраняя только когерентные члены, получаем

$$\begin{aligned} \sum_n \mu_{kn} \ddot{\vec{R}}_n &= -\frac{\partial}{\partial R_k} U(R) + \\ &+ \frac{2}{\hbar} \sum_{sij} \frac{\partial V_{sij}}{\partial R_k} [R(t)] \int_0^t dt' \sin \frac{\omega_{sij}}{\hbar} (t-t') \sigma_s V_{sij} [R(t')] - \end{aligned} \quad /22/$$

$$- \frac{8}{\hbar^4} \sum_{sij} \sum_n \mu_{kn} G_{sij}^{(n)} \int_0^t dt' \cos \frac{\omega_{sij}}{\hbar} (t-t') \sum_{\ell m} \mu_{\ell m} \sigma_s G_{sij}^{(m)} \dot{R}_\ell(t').$$

Присутствие интегрального члена в уравнениях движения означает, что система "помнит" о движении по траектории, предшествующем моменту t . Если время памяти заметно меньше интересующих нас времен τ , то стоящие под интегралом величины можно разложить вблизи момента t :

$$V[R(t')] \approx V[R(t)] - (\vec{R} \cdot \vec{V}_R) V[R(t)](t-t').$$

В этом случае мы получим дифференциальное уравнение, содержащее силы трения. Такое рассмотрение позволяет сопоставить наши результаты с существующими феноменологическими моделями. Тогда из /22/ получаем

$$\begin{aligned} \sum_n \mu_{kn} \ddot{\vec{R}}_n &= -\frac{\partial}{\partial R_k} (U - \sum_{sij} |V_{sij}|^2 \frac{1}{\omega_{sij}} (1 - \cos \frac{\omega_{sij}}{\hbar} t)) - \\ &- 2 \sum_{\ell} \dot{R}_\ell \sum_{sij} \frac{1}{\omega_{sij}} \frac{\partial V_{sij}}{\partial R_k} \frac{\partial V_{sij}^*}{\partial R_\ell} \left(\frac{\hbar}{\omega_{sij}} \sin \frac{\omega_{sij}}{\hbar} t - \right. \\ &- t \cos \frac{\omega_{sij}}{\hbar} t) - \frac{8}{\hbar^3} \sum_m \dot{R}_m \sum_{sij} (\sum_n \mu_{kn} G_{sij}^{(n)}) \times \\ &\times \left(\sum_{\ell} \mu_{m\ell} G_{sij}^{(\ell)*} \right) \sin \frac{\omega_{sij}}{\hbar} t. \end{aligned}$$

Это уравнение можно записать и в сферических координатах. Коэффициент при \vec{R} является коэффициентом радиального трения. Из /22/, используя /17/, получаем

$$\begin{aligned} k_{RR} &= 2 \sum_{sij} \frac{1}{\omega_{sij}} \left| \frac{\partial V_{sij}}{\partial R} \right|^2 \left(\frac{\hbar}{\omega_{sij}} \sin \frac{\omega_{sij}}{\hbar} - t \cos \frac{\omega_{sij}}{\hbar} \right) + \\ &+ \frac{8}{\hbar^3} \sum_{sij} \frac{m^2}{4} \omega_{sij}^2 \sin \frac{\omega_{sij}}{\hbar} t \left| \int d^3x \rho_0^{-1} \sum_{\ell} \Pi_{R\ell} F_{sij}^{(\ell)} \right|^2. \end{aligned} \quad /23/$$

В существующих феноменологических моделях именно коэффициент радиального трения определяет величину диссипации кинетической энергии. Поэтому ниже мы оценим величину k_{RR} .

Чтобы упростить расчеты, не будем учитывать эффект остаточных сил, а определим k_{RR} в одночастичном приближении. В этом случае

$$k_{RR} = 2 \sum_{\substack{\nu_1, \mu_j \\ \nu < F, \mu > F}} \left| \frac{\partial}{\partial R} V_{\nu_1 \mu_j} \right|^2 \frac{1}{|E_{\nu_1} - E_{\mu_j}|} T_{\nu_1, \mu_j} + \frac{2m^2}{\hbar^3} \sum_{\substack{\nu_1, \mu_j \\ \nu < F, \mu > F}} \left| \int d^3x \rho_0^{-1} \sum_{\ell} \Pi_{R\ell} F_{\nu_1 \mu_j}^{(\ell)} \right|^2 (E_{\nu_1} - E_{\mu_j})^2 \times \sin \frac{|E_{\nu_1} - E_{\mu_j}| t}{\hbar}; \quad /24/$$

$$V_{\nu_1 \mu_j} = \int d^3x W(x) \psi_{\mu_j}^*(x) \sigma_{\nu_1} \psi_{\nu_1}(x), \\ \vec{F}_{\nu_1 \mu_j} = \sigma_{\nu_1} (E_{\nu_1} - E_{\mu_j})^{-1} \left(-\frac{\hbar^2}{2m} (\psi_{\mu_j}^*(x) \nabla \psi_{\nu_1}(x) - \nabla \psi_{\mu_j}^*(x) \psi_{\nu_1}(x)) + 2\epsilon_{ij} RW(x) \psi_{\mu_j}(x) \psi_{\nu_1}(x) \right), \\ T_{\nu_1, \mu_j} = \frac{\pi}{|E_{\nu_1} - E_{\mu_j}|} \sin \frac{t|E_{\nu_1} - E_{\mu_j}|}{\hbar} - t \cos \frac{t|E_{\nu_1} - E_{\mu_j}|}{\hbar}.$$

Для оценки матричных элементов, входящих в выражение k_{RR} , воспользуемся следующим приемом, который проиллюстрируем на примере простейшего матричного элемента - интеграла "перекрывания" $\left| \int d^3x \psi_{\mu_1}^*(x) \psi_{\nu_2}(x) \right|^2$. Определим усредненный матричный элемент:

$$\overline{\left| \int d^3x \psi_{\mu_1}^*(x) \psi_{\nu_2}(x) \right|^2} = \frac{1}{A_1 A_2} \sum_{\mu < F} \sum_{\nu > F} \left| \int d^3x \psi_{\mu_1}^*(x) \psi_{\nu_2}(x) \right|^2 = (A_1 A_2)^{-1} \int d^3x d^3y \sum_{\mu < F} \psi_{\mu_1}^*(x) \psi_{\mu_1}(y) \sum_{\nu > F} \psi_{\nu_2}(x) \psi_{\nu_2}^*(y) = (A_1 A_2)^{-1} \int d^3x d^3y \rho_1^\infty \left(\frac{\vec{x} + \vec{y}}{2} \right) \cdot e^{-\frac{1}{r_0^2} (\vec{x} - \vec{y})^2} \rho_2^\infty \left(\frac{\vec{x} + \vec{y}}{2} \right). \quad /25/$$

Здесь ρ_1^∞ и ρ_2^∞ - плотности каждого из ядер, разделенных достаточно большим расстоянием R:

$$\rho_1^\infty = N \cdot e^{-\lambda_\infty (\vec{x} - \frac{1}{2} \vec{R})^2}, \quad \rho_2^\infty = N \cdot e^{-\lambda_\infty (\vec{x} + \frac{1}{2} \vec{R})^2}$$

$$\lambda_\infty = \lambda (R \rightarrow \infty).$$

Подставляя эти выражения в /25/, получаем

$$\frac{N^2 \pi^2}{A_1 A_2} \frac{r_0^3}{(2\lambda_\infty)^{3/2}} e^{-\frac{1}{2} \lambda_\infty R^2}.$$

Величина r_0 - порядка межнуклонного расстояния. Усредненные матричные элементы в наших расчетах будут аппроксимировать реальные матричные элементы в случае одночастичных состояний μ, ν , близких к поверхности Ферми. По мере удаления состояний от поверхности Ферми матричные элементы убывают. Мы учтем это убывание с помощью фактора $\exp(-\frac{1}{\Delta} |E_{\nu_1} - E_{\mu_j}|)$. Например,

$$\left| \frac{\partial V_{\mu_j \nu_1}}{\partial R} \right|^2 = \left| \frac{\partial V_{\mu_j \nu_1}}{\partial R} \right|^2 \exp\left(-\frac{1}{\Delta} |E_{\nu_1} - E_{\mu_j}|\right).$$

Используя эти результаты, получаем

$$k_{RR} = 8 \frac{W_0^2 R^2 \exp(-\lambda_\infty R^2)}{r_0^4 A^{7/3}} \sum_{ij} \sum_{\substack{\mu > F \\ \nu < F}} (|\epsilon_{ij}| + 0,3\delta_{ij})^2 \times e^{-\frac{1}{\Delta} |E_{\nu_1} - E_{\mu_j}|} (|E_{\nu_1} - E_{\mu_j}|)^{-1} (\hbar (|E_{\nu_1} - E_{\mu_j}|))^{-1} \times \left(\sin \frac{|E_{\nu_1} - E_{\mu_j}| t}{\hbar} - t \cos \frac{|E_{\nu_1} - E_{\mu_j}| t}{\hbar} \right) + \frac{2m^2}{\hbar^3} \frac{1}{2\pi A} R^2 W_0^2 e^{-\lambda_\infty R^2} \sum_{ij} \sum_{\substack{\mu > F \\ \nu < F}} e^{-\frac{1}{\Delta} |E_{\nu_1} - E_{\mu_j}|} \times \sin \frac{|E_{\nu_1} - E_{\mu_j}| t}{\hbar}. \quad /26/$$

Здесь W_0 - глубина одночастичного потенциала /~50 МэВ/.

Для расчета сумм по одночастичным состояниям воспользуемся следующим приемом /8/:

$$\sum_{\mu > F} \sum_{\nu < F} e^{-\frac{1}{\Delta} |E_{\nu 1} - E_{\mu j}|} \sin \frac{|E_{\nu 1} - E_{\mu j}| t}{\hbar} = \quad /27/$$

$$= \int_0^{\infty} d\epsilon e^{-\frac{\epsilon}{\Delta}} \sin \frac{\epsilon t}{\hbar} \sum_{\mu > F} \sum_{\nu < F} \delta(\epsilon - |E_{\nu 1} - E_{\mu j}|).$$

Величина $\rho(\epsilon) = \sum_{\mu > F} \sum_{\nu < F} \delta(\epsilon - |E_{\nu 1} - E_{\mu j}|)$ - это плотность состояний типа частица - дырка. В экситонной модели ^{9/} ее аппроксимируют следующей функцией:

$$\rho(\epsilon) = \frac{A_1 A_2}{a} \epsilon, \quad /28/$$

где a - параметр плотности уровней. Такая аппроксимация не учитывает осцилляций в плотности состояний. Вследствие этого после интегрирования по ϵ мы получим плавные функции от t . Окончательный результат следующий:

$$\begin{aligned} k_{RR} = \mu \left\{ \frac{8,8\pi\hbar W_0^2 R^2 e^{-\lambda_{\infty} R^2}}{mA^{4/3} r_0^4 a^2} \left(1 - \frac{2}{\pi} \arctg \frac{\hbar}{\Delta \cdot t} - \frac{2}{\pi} \frac{(\Delta \cdot t / \hbar)}{1 + (\Delta \cdot t / \hbar)^2}\right) + \right. \\ \left. + \frac{4\pi W_0^2 R^2 e^{-\lambda_{\infty} R^2}}{\pi \hbar^3 a^2} \Delta^2 \frac{(\Delta \cdot t / \hbar)}{(1 + (\Delta \cdot t / \hbar)^2)^2} \right\}, \quad /29/ \end{aligned}$$

μ - приведенная масса.

Из /29/ видно, что временная зависимость k_{RR} обусловлена как функциями, явно зависящими от t , так и изменением радиального фактора при сближении ядер. Явная зависимость от времени различна для первого и второго слагаемых в /28/. В первом члене множитель растет при малых t и выходит на плато при $t \sim \hbar/\Delta$. Для второго слагаемого временной фактор растет и достигает максимума в интервале $t \sim \hbar/\Delta$, а затем он спадает до нуля.

Зависимость от R очень сильная. Коэффициент радиального трения растет при сближении ядер пропорционально четвертой степени значения плотности в области перекрывания ядер.

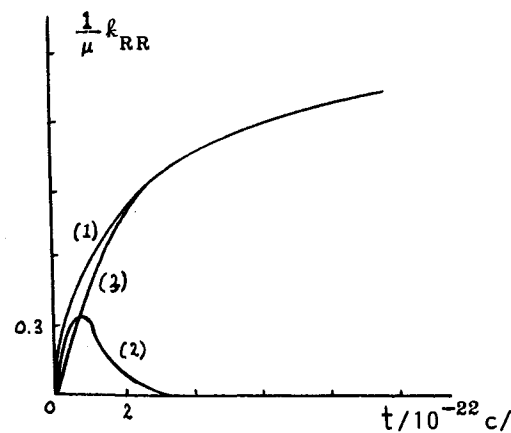
Для получения численных оценок полагаем $W_0 = 50$ МэВ, $a = 10$ МэВ, $A = 216$. В расчетах в рамках феноменологических моделей ^{10/} полагают, что ядерные силы "включаются" при $R = R_{\text{реак}} = 0,5 \text{ фм} + 1,36 / A_1^{1/3} + A_2^{1/3} / \text{фм}$. При $R = R_{\text{реак}}$ мы получаем для $k_{RR}/\Delta = 6 \text{ МэВ/}$

$$\begin{aligned} \frac{1}{\mu} k_{RR} = \frac{1}{4 \cdot 10^{-20} \text{ с}} \left(1 - \frac{2}{\pi} \arctg \frac{\hbar}{\Delta t} - \frac{2}{\pi} \frac{(\Delta \cdot t / \hbar)}{1 + (\Delta \cdot t / \hbar)^2}\right) + \\ + \frac{1}{3 \cdot 10^{-20} \text{ с}} \cdot \frac{1}{0,325} \frac{(\Delta \cdot t / \hbar)}{(1 + (\Delta \cdot t / \hbar)^2)^2}. \end{aligned}$$

Величины $4 \cdot 10^{-20}$ с и $3 \cdot 10^{-20}$ с - это характерные времена диссипации кинетической энергии, связанные с двумя механизмами связи относительного движения с внутренним: воздействием средних полей ядер на движение нуклонов другого ядра и взаимодействием типа ток x ток соответственно. При $R = R_{\text{реак}}$ эти времена на два порядка больше извлеченных из эксперимента при обработке в рамках феноменологических моделей, то есть трение мало. Как показывают расчеты ^{10/}, в процессе столкновения R уменьшается до величины, на /2-3/ фм меньшей $R_{\text{реак}}$. При $R = R_{\text{реак}} - 2 \text{ фм}$ характерные времена диссипации кинетической энергии становятся равными соответственно $0,7 \cdot 10^{-22}$ с и $1 \cdot 10^{-22}$ с, что уже близко к экспериментальным данным ^{11/}.

Об относительных вкладах в диссипацию кинетической энергии возбуждений каждого из сталкивающихся ядер в отдельности и возбуждений, связанных с переходом нуклонов из ядра в ядро, можно судить по выражению /26/. Видно, что возбуждения второго типа дают вклад в несколько раз больший.

Вклады в k_{RR} различных типов взаимодействия сравнимы по величине при временах, не превышающих 10^{-22} с /они в основном и представляют физический интерес/, но временная зависимость этих вкладов различна /см. рисунок/ - вклад от взаимодействия типа ток x ток исчезает при больших значениях времени.



Зависимость от времени коэффициента радиального трения /кривая 1/ и вкладов в k_{RR} взаимодействия ток x ток /кривая 2/ и изменяющегося во времени среднего поля ядер /кривая 3/. Все величины даны в произвольных единицах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Волков В.В. Ядерные реакции глубоконеупругих передач. Энергоиздат, М., 1982.
2. Беляев С.Т. В кн.: Структура ядра. ОИЯИ, Д-6465, Дубна, 1972, ч. 491.
3. Зелевинский В.Г. В кн.: Материалы XII зимней школы ЛИЯФ, Л., 1977, с. 53.
4. Исаев П.Н. ЯФ, 1980, 32, с. 978.
5. Джолос Р.В., Картавенко В.Г., Пермяков В.П. ЯФ, 1981, 34, с. 1444.
6. Kartavenko V.G. JINR, E4-82-554, Dubna, 1982.
7. Hofman H., Siemens P. Nucl.Phys.A, 1976, 257, p. 165.
8. Jolos R.V., Schmidt R., Teichert J. In: Proc. XII Intern. Symp. on Nuclear Phys. Gausing (GDR), 1982, p. 72.
9. Blann M. In: Proc. Intern. School on Nuclear Phys. Predeal, 1974, p. 249.
10. Schmidt R., Teichert J. JINR, E4-80-527, E4-80-735, Dubna, 1980.
11. Gross D.H.E., Kalinowski H. Phys.Rep., 1978, 45, p. 198.

Рукопись поступила в издательский отдел
19 сентября 1983 года.

Джолос Р.В., Иванова С.П., Иванов В.В. P4-83-661
Начальная стадия взаимодействия тяжелых ионов и механизм
диссипации кинетической энергии

В рамках оболочечной модели ядра с зависимостью от времени исследуется начальная стадия процесса столкновения тяжелых ядер. Построен гамильтониан, описывающий как относительное движение двух ядер, так и связь относительного движения с внутренним. Найдено значение коэффициента радиального трения, исследуется его зависимость от времени и вклад в различные механизмы.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Dzholos R.V., Ivanova S.P., Ivanov V.V. P4-83-661
The Initial Stage of Heavy Ion Collision and Mechanism
of Dissipation of Kinetic Energy

In the framework of the time-dependent shell model the initial stage of the heavy ion collision is investigated. The hamiltonian describing relative motion of the colliding nuclei and the coupling of the relative and the inner motion is constructed. The radial friction coefficient is found. The time dependence of the radial friction coefficient and the contributions to this quantity of different mechanisms are investigated.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой