18

СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ АН СССР
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

П.Н.Исаев

ДИССИПАЦИЯ КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ В РЕАКЦИЯХ ГЛУБОКО-НЕУПРУГИХ ПЕРЕДАЧ

ПРЕПРИНТ 80-46

Новосибирск

ДИССИПАЦИЯ КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ В РЕАКЦИЯХ ГЛУБОКО-НЕУПРУГИХ ПЕРЕДАЧ

П.Н.Исаев

А Н Н О Т А Ц И Я

В рамках адиабатической теории возмущений исследована возможность диссипации энергии относительного движения в процессе эволюции двойной ядерной системы за счет связи с коллективными возбуждениями типа гигантских резонансов. Рассмотрены особенности применения гидродинамического описания коллективных мод к данному случаю. Получена оценка величины диссипации энергии, которая составляет $\lesssim 10^{-4} \left(\frac{N-Z}{A}\right)^2$ долю от кинетической энергии относительного движения над кулоновским барьером.

I. Введение

Для реакций глубоко-неупругих передач, индуцированных тяжелыми ионами при энергиях в несколько МэВ/нуклон над кулоновским барьером, характерны огромные потери (~ 100 МэВ) кинетической энергии налетающего иона за времена реакций $\sim 10^{-21}$ сек /1/. Это свидетельствует о сильной связи относительного движения и внутренних степеней свободы сталкивающихся ядер.

Поскольку скорость относительного движения над кулоновским барьером мала по сравнению с характерными скоростями нуклонов, медленно меняющееся взаимодействие ядер приводит к двум эффектам. Во-первых, имеет место значительная перестройка внутренней структуры сталкивающихся ядер (быстрые внутренние степени свободы успевают подстраиваться под медленно меняющееся адиабатическое возмущение), что приводит к динамической деформации и поляризации сталкивающихся ядер, образованию двойной ядерной системы /2/. Во-вторых, зависящее от времени возмущение индуцирует реальные переходы в системе. Этот эффект, обусловленный неадиабатичностью глобального движения (т.е. коллективных степеней свободы, характеризующих динамику "холодной" двойной ядерной системы), приводит к необратимой диссипации энергии относительного движения, нагреву двойной ядерной системы и в конечном итоге продуктов её развала. Следует подчеркнуть, что изменение энергии относительного движения в процессе эволюции двойной ядерной системы обусловлено обоими эффектами, тогда как только второй из них в наибольшей степени несет ответственность за необратимые потери и рост энтропии системы.

Переходы в системе, обусловленные рождением частично-дырочных возбуждений, рассматривались многими авторами в рамках различных приближений в зависимости от характера остаточных сил (см. обзор /3/). Общей чертой таких подходов является наличие как обратимых (связанных с перестройкой структуры), так и необратимых потерь (обусловленных реальными переходами в системе), причем оба эффекта рассматриваются в рамках обычной (не адиабатической) теории возмущений (теория линейного отклика и её различные модификации). Однако в пользу значительного искажения структуры говорят, например, оценки деформации фрагментов в момент развала двойной ядерной системы, сделанные по энергетическим спектрам продуктов /4/. ~~Поэтому в более строгом подходе необходимо выде-~~

лить во всех порядках теории возмущений все эффекты искажения структуры одночастичных уровней. После этого необратимые потери будут обусловлены реальными переходами за счет неадиабатических поправок к среднему полю "холодной" системы.

В полной мере все сказанное выше относится к переходам, обусловленным когерентным возбуждением коллективных мод (типа гигантских резонансов), на важную роль которых в механизме диссипации энергии указывалось в /5/. Взаимодействие ядер сводится не только к появлению вынуждающей силы, но и к искажению волновых функций фононов, которое, повидимому, не мало /4/. В случае значительного взаимного проникновения (столкновения с моментами, близкими к $\ell_{кр}$) кроме искажения фононов ядра мишени и налетающего иона, существенно их смешивание, т.е. образуются моды двойной ядерной системы с длиной волны порядка её максимального размера и, следовательно, меньшей частотой /6/. Поскольку время жизни двойной ядерной системы сравнительно велико, эти моды успевают сформироваться, а их распад на некогерентные частично-дырочные возбуждения приводит к необратимым потерям энергии глобального движения и нагреву системы.

Отметим, что для диссипации энергии рождение реального фонона, благодаря его спредовой ширине, вовсе не обязательно. Это очевидно, если рассмотрение вести в рамках классических уравнений движения для амплитуд фононов /7/. Хорошо известно, что амплитуда вынужденных колебаний осциллятора с частотой ω , находящегося время τ под воздействием вынуждающей силы, содержит экспоненциальную малость $e^{-\omega\tau}$ ($\omega\tau \gg 1$), так что мала и энергия возбуждения. Но благодаря трению величина диссипируемой энергии имеет не экспоненциальную, а всего лишь степенную малость, поскольку зависящая от времени внешняя сила приводит к смещению осциллятора со скоростью, пропорциональной временной производной от внешней силы. Так что работа внешней силы в единицу времени (скорость диссипации энергии) будет пропорциональна $\lambda \dot{q}_0^2(t)$ где $q_0(t)$ – новая точка равновесия, λ – коэффициент трения. Если пренебречь эффектами искажения, как это делалось в /7/, то $q_0(t) \sim f/\omega^2$ (здесь $f(\vec{R}(t))$ – внешняя сила, обусловленная динамической поляризацией за счет присутствия второго ядра), и уравнения движения для относительной координаты $\vec{R}(t)$ из интегро-

дифференциальных превращаются в дифференциальные с трением, пропорциональным скорости $\dot{\vec{R}}(t)$ относительного движения.

Для учета эффектов искажения коллективных мод необходимо использовать адиабатическую теорию возмущений. В настоящей работе исследуется возможность диссипации энергии глобального движения за счет связи с коллективными возбуждениями типа гигантских резонансов в процессе эволюции двойной ядерной системы с учетом эффектов искажения, которые, как уже отмечалось, существенны особенно для реакций с моментами, близкими к критическим $\ell_{кр}$. С целью получения количественных оценок коллективные моды рассмотрены в рамках гидродинамического приближения /8/. Возбуждение коллективных мод обусловлено неадиабатическими поправками в коллективном гамильтониане глобального движения и фононов, микроскопическое построение которого на основе метода обобщенной матрицы плотности /9/ проделано в /6/. В разделе 2 на основе работы /6/ получен эффективный гамильтониан связи с гидродинамическом приближении по фононам. В разделе 3 в классическом пределе по глобальному движению и на основе анализа классических уравнений для амплитуд фононов с затуханием получено выражение для скорости диссипативных потерь. Особенности гидродинамического приближения, оценка эффекта в простейшем случае и обсуждения результатов приведены в разделе 4.

2. Неадиабатические поправки к коллективному гамильтониану

Микроскопическое построение коллективного гамильтониана глобального движения в рамках метода обобщенной матрицы плотности проделано в работе /10/. Связь глобального движения с фононами рассматривалась в /6/.

Идея метода состоит в сужении гильбертова пространства всех состояний системы до подпространства коллективных состояний (полоса), матричные элементы по которым от коллективных операторов велики по сравнению с переходами в состояния другой природы. Обобщенная матрица плотности R , будучи оператором в полосе, удовлетворяет операторному уравнению движения

$$i\dot{R} = [R, H] = [S, R] \qquad (1)$$

где H – коллективный гамильтониан и S – самосогласованное поле также являются операторами в коллективном пространстве.

Пусть глобальное движение описывается небольшим числом коллективных координат Q_i и сопряженных им импульсов P_i ; A_ν и A_ν^+ – бозе-операторы фононов в подвижном базисе, зависящем от Q_i но не от P_i . В адиабатической теории возмущений разложению по малому параметру отвечает разложение по степеням импульса P_i медленного глобального движения. Рассматривая фононные степени свободы в гармоническом приближении, получим /6/.

$$H = \sum_{ik} \frac{1}{2} P_i B_{ik} P_k + U(Q) + \sum_\nu \omega_\nu(Q) A_\nu^+ A_\nu + \frac{1}{2} \sum_{\nu i} \left(\{ h_{\nu i}(Q) A_\nu^+, P_i \} + \text{э.с.} \right) \qquad (2)$$

где первые три члена отвечают нулевому приближению по адиабатичности глобального движения по отношению к быстрым фононам, а последний дает переходы, обусловленные неадиабатическими поправками. B_{ik} – массовый тензор, $\omega_\nu(Q)$ – частота фононов в подвижном базисе.

Соответствующее разложение для матрицы плотности R имеет вид

$$R = \rho^0(Q) + \sum_\nu \left(r^\nu(Q) A_\nu^+ + \text{э.с.} \right) + \frac{1}{2} \sum_i \{ \rho^i(Q), P_i \} + \dots \qquad (3)$$

и аналогичное разложение имеет место для S , причем в силу (I) коэффициенты операторного разложения (матрицы в одночастичном пространстве) удовлетворяют уравнениям:

$$[\rho^0, h] = 0 \qquad h_{12}(Q) = E_1(Q) \delta_{12} \qquad (4)$$

$$r^\nu = -[\Lambda^\nu, \rho^0] \qquad \Lambda^\nu_{12}(Q) = \frac{s^\nu_{12}(Q)}{E_1 - E_2 + \omega_\nu(Q)} \qquad (4')$$

$$[\rho^i, h] + [\rho^0, s^i] + i \sum_k B_{ik} \frac{\partial \rho^0}{\partial Q_k} = 0 \qquad (5)$$

К этим уравнениям следует добавить еще условия согласования. Здесь $h(Q) = s^0(Q) + \Pi(Q)$, где $s^0(Q)$ – самосогласованное поле в нулевом приближении, $\Pi(Q)$ – "дрейфовый" член, играющий ту же роль, что и лагранжевые множители в модели принудительного вращения (подробнее см. /IO/).

Микроскопическое выражение для коэффициентов $h_{\nu i}(Q)$, полученное в /6/ имеет вид:

$$h_{\nu i}(Q) = \sum_{12} \frac{\omega_\nu}{E_1 - E_2 + \omega_\nu} s^\nu_{12} \rho^i_{21} \qquad (6)$$

С целью получения количественных оценок, перейдем в этом выражении к гидродинамическому пределу /8/, предполагая, что частота ω_ν велика по сравнению с характерными разностями одночастичных энергий. В этом случае уравнение RPA (4') в координатном представлении переходят в уравнения гидродинамики. В этом приближении для $h_{\nu i}$ получим выражение:

$$h_{\nu i}(Q) = Tr \left(r^\nu s^i - \frac{1}{\omega_\nu} s^\nu [\rho^i, h] \right) \qquad (7)$$

где учтено тождество $Tr(s^\nu \rho^i) = Tr(r^\nu s^i)$. С той же степенью точности из (4') имеем

$$r^\nu = -\frac{1}{\omega_\nu} [s^\nu, \rho^0] \qquad (8)$$

Подставляя (8) в (7) и учитывая (5), находим:

$$h_{\nu i}(Q) = \sum_k \frac{i}{\omega_\nu} Tr \left(s^\nu \frac{\partial \rho^0}{\partial Q_k} \right) B_{ik} \qquad (9)$$

Действуя в духе работы /8/, перейдем к координатному представлению: $\langle \vec{x} | \rho^0(Q) | \vec{x} \rangle = \rho^0(\vec{x}, Q)$, $\langle \vec{x} | s^\nu | \vec{x} \rangle = V^\nu(\vec{x})$ – эффективное поле в точке $\vec{x}$. Вводя потенциал скорости и выделяя изотопические переменные

$$\varphi^\nu(\vec{x}) = \frac{V^\nu(\vec{x})}{i \omega_\nu m} = \varphi^\nu_0(\vec{x}) + \tau_3 \varphi^\nu_3(\vec{x}) , \quad (\varphi^\nu)^+ = -\varphi^\nu \qquad (IO)$$

где m – эффективная масса квазичастиц, получим

$$h_{\nu i}(Q) = -\sum_k m \int d^3x \; Sp \left(\varphi^\nu(\vec{x}) \frac{\partial \rho^0}{\partial Q_k} \right) B_{ik} \qquad (II)$$

След берется по изотопическим переменным. Если $\rho^0(\vec{x}, Q)$ представить в виде

$$\rho^c(\vec{x},Q) = \frac{1}{2}\rho_c(\vec{x},Q) + \frac{1}{2}\tau_3\,\rho_3(\vec{x},Q) = \frac{\rho_n+\rho_p}{2} + \tau_3\,\frac{\rho_n-\rho_p}{2}$$

где ρ_n и ρ_p – невозмущенные плотности нейтронов и протонов, то окончательное выражение для $h_{\nu i}(Q)$ будет иметь вид:

$$h_{\nu i}(Q) = -\sum_k m\int d^3x\left(\varphi_0^\nu(\vec{x})\frac{\partial\rho_c}{\partial Q_k} + \varphi_3^\nu(\vec{x})\,\frac{\partial\rho_3}{\partial Q_k}\right)B_{ik} \tag{12}$$

Удобно перейти от A_ν и A_ν^+ к операторам импульса и координаты:

$$p_\nu = \frac{1}{i}\sqrt{\frac{\omega_\nu}{2}}\left(A_\nu - A_\nu^+\right), \qquad q_\nu = \frac{1}{\sqrt{2\omega_\nu}}\left(A_\nu + A_\nu^+\right) \tag{13}$$

В этих обозначениях с учетом антиэрмитовости потенциала скоростей (10) гамильтониан связи глобального движения и фононов можно представить в виде

$$H' = \frac{1}{2}\sum_{\nu i}\left(\left\{h_{\nu i}(Q)A_\nu^+, P_i\right\} + \text{э.с.}\right) = \frac{1}{2}\sum_{\nu i}\left\{\alpha_{\nu i}(Q)p_\nu, P_i\right\} \tag{14}$$

где

$$\alpha_{\nu i}(Q) = -i\sqrt{\frac{2}{\omega_\nu}}\,h_{\nu i}(Q) = \sum_k m\sqrt{\frac{2}{\omega_\nu}}\int d^3x\,Sp\left(i\varphi^\nu(\vec{x})\frac{\partial\rho^c}{\partial Q_k}\right)B_{ik} \tag{15}$$

Здесь $\alpha_{\nu i}(Q)$ – эрмитовый оператор. Гамильтониан фононов в этом случае имеет стандартный вид:

$$\sum_\nu \omega_\nu(Q)A_\nu^+A_\nu \;\to\; \frac{1}{2}\sum_\nu\left(p_\nu^2 + \omega_\nu^2(Q)q_\nu^2\right) \tag{16}$$

Для решений RPA (4) имеет место условие ортонормировки (все $\omega_\nu > 0$):

$$Tr\left(\Lambda_\mu^+ r^\nu\right) = \delta_{\mu\nu} \tag{17}$$

Переходя в этом выражении к гидродинамическому пределу, получим:

$$-im\int d^3x\,Sp\left(\varphi_\mu^+(\vec{x})\,\rho^\nu(\vec{x})\right) = \delta_{\nu\mu} \tag{18}$$

где $\rho^\nu(\vec{x}) = \langle\vec{x}\,|\,r^\nu\,|\,\vec{x}\rangle$. Это отвечает нормировке на ω_ν

решений уравнений гидродинамики. При $N = Z$ в этом случае будем иметь:

$$m\int d^3x\,\rho_0\,|\nabla\varphi^\nu|^2 = \omega_\nu \tag{19}$$

где в правой части стоит энергия возбуждения жидкости с потенциалом скорости $\varphi^\nu(\vec{x})$, равная удвоенной кинетической энергии

3. <u>Анализ уравнений движения</u>

Таким образом, полный коллективный гамильтониан (2) с учетом (14) и (16) имеет вид:

$$H = \frac{1}{2}\sum_{ik}P_iB_{ik}P_k + U(Q) + \frac{1}{2}\sum_\nu\left(p_\nu^2 + \omega_\nu^2(Q)q_\nu^2\right) + \frac{1}{2}\sum_{\nu i}\left\{\alpha_{\nu i}(Q)p_\nu, P_i\right\} \tag{20}$$

Предположим, что форма двойной ядерной системы, имеющей двухцентровый вид (гантелька), достаточно полно определяется коллективными переменными Q_i типа расстояния между центрами, так что глобальное движение можно считать классическим, и его динамику описывать в рамках классических уравнений Ньютона.

Уравнения движения для операторов p_ν и q_ν имеют стандартный вид с ненулевой правой частью и частотой $\omega_\nu(Q)$, зависящей от времени. Поскольку эти величины медленно меняются в процессе эволюции двойной ядерной системы, то переходами из основного состояния (которые имеют экспоненциальную малость) можно пренебречь. В этом случае $p_\nu(t)$ и $q_\nu(t)$ будут определяться вынужденными решениями для классического осциллятора аналогично тому, как это делалось в /5,7/. Отличие, однако, состоит в том, что все эффекты искажения (искажение одночастичного спектра и смешивание фононов, что приводит к переопределению частот, а также эффекты вынуждающей силы), которые не малы, мы учли выбором подвижного базиса, в котором справедливо гармоническое приближение, и эффектами ангармоничностью (если $\omega_\nu(Q)$ не малы) можно пренебречь.

Предположим для простоты, что глобальное движение связано с одним фононом; массовый тензор диагонален $B_{ik} = B_i\delta_{ik}$ и не зависит от Q_i. Для амплитуды фонона имеем уравнение движения:

$$\ddot{q} + \lambda \dot{q} + \omega^2(Q) q = \frac{d}{dt} \vec{\alpha} \cdot \vec{P} \tag{21}$$

$$p = -\vec{\alpha} \cdot \vec{P} + \dot{q} \tag{22}$$

где $\vec{\alpha} \cdot \vec{P} = \sum_i \alpha_i(Q) P_i$. Здесь введено феноменологическое трение, связанное со спредовой шириной резонансов ($\lambda = const$)

Предположим, что $\omega(Q)$ является плавной функцией от Q и мало меняется на интервале времени порядка $1/\lambda$:

$$\frac{\dot{\omega}}{\omega} \ll \lambda \tag{23}$$

Поскольку $\vec{\alpha} \cdot \vec{P}$ – медленно меняющаяся функция, будем искать вынужденное решение уравнений (21), (22) в виде ряда по степеням производных от $\vec{\alpha} \cdot \vec{P}$ ($\frac{1}{\omega} \frac{d}{dt} \ll 1$) . С точностью до членов, линейных по λ , получим

$$q(t) = \frac{1}{\omega^2} \frac{d}{dt} \vec{\alpha} \cdot \vec{P} - \frac{\lambda}{\omega^2} \frac{d}{dt} \frac{1}{\omega^2} \frac{d}{dt} \vec{\alpha} \cdot \vec{P} + \dots \tag{24}$$

$$p(t) = -\vec{\alpha} \cdot \vec{P} + \frac{d}{dt} \frac{1}{\omega^2} \frac{d}{dt} \vec{\alpha} \cdot \vec{P} - \frac{d}{dt} \frac{\lambda}{\omega^2} \frac{d}{dt} \frac{1}{\omega^2} \frac{d}{dt} \vec{\alpha} \cdot \vec{P} + \dots \tag{25}$$

Рассмотрим скорость изменения энергии глобального движения:

$$\frac{dE_0}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} \vec{P} \cdot B \cdot \vec{P} + U(Q) \right) = \vec{P} \cdot B \cdot \dot{\vec{P}} + (\dot{\vec{Q}} \cdot \nabla) U(Q) \tag{26}$$

где обозначено $\vec{P} \cdot B \cdot \vec{P} = \sum_i P_i B_i P_i$ и компоненты градиента $\nabla_i = \frac{\partial}{\partial Q_i}$. В силу уравнений глобального движения

$$\dot{\vec{P}} = -\nabla U(Q) - \omega q^2 \nabla \omega - p \nabla (\vec{\alpha} \cdot \vec{P}) \tag{27}$$

$$\dot{\vec{Q}} = B \cdot \vec{P} + \vec{\alpha} p$$

для $\dot{E}_0$ находим

$$\dot{E}_0 = -\omega q^2 (\vec{P} \cdot B \cdot \nabla) \omega - p (\vec{P} \cdot B \cdot \nabla) \vec{\alpha} \cdot \vec{P} + p (\vec{\alpha} \cdot \nabla) U(Q) \tag{28}$$

Рассмотрим полную производную $\frac{d}{dt} \vec{\alpha} \cdot \vec{P}$. Используя уравнения (27), находим:

$$\frac{d}{dt} \vec{\alpha} \cdot \vec{P} = (\vec{P} \cdot B \cdot \nabla)(\vec{\alpha} \cdot \vec{P}) - (\vec{\alpha} \cdot \nabla) U(Q) - \omega q^2 (\vec{\alpha} \cdot \nabla) \omega$$

и с учетом этого, выражение для $\dot{E}_0$ принимает вид:

$$\dot{E}_0 = -p \frac{d}{dt} \vec{\alpha} \cdot \vec{P} - \frac{1}{2} q^2 \frac{d}{dt} \omega^2(Q) \tag{29}$$

Подставляя сюда разложение (23), (24) легко видеть, что члены, не содержащие λ , сворачиваются в полную производную по времени. После несложных преобразований выражение для $\dot{E}_0$ может быть представлено в виде

$$\frac{dE_0}{dt} = \frac{dW}{dt} - \lambda \left(\frac{d}{dt} \frac{1}{\omega^2} \frac{d}{dt} \vec{\alpha} \cdot \vec{P} \right)^2 \tag{30}$$

где W – функция, зависящая от ω , $\vec{\alpha} \cdot \vec{P}$ и их производных. Если предположить, что на всех этапах эволюции двойной ядерной системы ни одно из выше приведенных условий медленности изменения величин не нарушается и $\vec{\alpha}(Q)$ вместе со всеми её производными равна нулю до и после столкновения, то потеря энергии ΔE глобального движения за счет связи с быстрыми коллективными модами будет равна

$$\Delta E = \sum_\nu \lambda_\nu \int_{-\infty}^{+\infty} dt \left(\frac{d}{dt} \frac{1}{\omega_\nu^2(Q)} \frac{d}{dt} \vec{\alpha}_\nu(Q) \cdot \vec{P} \right)^2 > 0 . \tag{31}$$

Здесь мы учли все возможные моды и тот факт, что $\sum_\nu W_\nu(t) \Big|_{-\infty}^{+\infty} = 0$.

4. Особенности гидродинамического приближения и оценка эффекта в простейшем случае

Будем считать, что подинтегральное выражение в (31) отлично от нуля на временном интервале порядка времени жизни двойной ядерной системы τ ($\sim 10^{-21}$ сек) и все производные имеют порядок $\frac{1}{\tau}$. В этом случае оценка потери энергии глобального движения может быть представлена в виде:

$$\Delta E \sim \frac{\lambda}{\omega} \frac{1}{(\omega\tau)^3} (\vec{\alpha} \cdot \vec{P})^2 . \tag{32}$$

Из (12) видно, что в гидродинамическом режиме возбуждение коллективных мод обусловлено изменением формы двойной ядерной системы. Предположим, что её форма полностью определяется одним свободным параметром, например, максимальным размером L, в то время как другие параметры формы являются функциями от L. Характерное значение импульса P_L положим равным импульсу относительного движения над кулоновским барьером. В этом случае оценку (32) можно представить в виде:

$$\Delta E = k \frac{P_L^2}{2\mu} \tag{33}$$

где

$$k \sim \frac{\lambda}{\omega} \frac{\alpha_L^2 \mu}{(\omega\tau)^3} \tag{34}$$

– доля кинетической энергии над кулоновским барьером, диссипируемая в тепло за счет связи с коллективной модой с частотой ω, Здесь μ – приведенная масса сталкивающихся ядер.

Прежде чем перейти к оценке величины α отметим некоторые особенности, имеющие место при использовании гидродинамического приближения в данном случае. Вообще говоря, собственные моды двойной ядерной системы определяются как решения уравнений гидродинамики в области, ограниченной поверхностью $\Sigma(Q)$ двойной системы. Граничные условия на Σ для изоскалярных и изовекторных мод различны /II/: в первом случае равна нулю флуктуация давления ($\varphi_0^\nu|_\Sigma = 0$), во втором случае – нормальная компонента скорости ($\frac{\partial \varphi_3^\nu}{\partial n}|_\Sigma = 0$). Если $N = Z$, то изоскалярные и изовекторные моды разделяются. В общем случае ($\frac{N-Z}{A}$ мало) собственные моды можно разбить на два класса: "почти изоскалярные", имеющие большую и изоскалярную компоненту с небольшой примесью (порядка $\frac{N-Z}{A}$) изовекторной компоненты, и "почти изовекторные", содержащие небольшую примесь (порядка $\frac{N-Z}{A}$) изоскалярной компоненты.

С другой стороны, производная $\frac{\partial \rho^0}{\partial Q_i} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial \rho_0}{\partial Q_i} + \tau_3 \frac{\partial \rho_3}{\partial Q_i}\right)$ отлична от нуля только на поверхности Σ, поэтому в силу граничных условий отличный от нуля вклад в (I5) будет давать только свертка изовекторной компоненты φ^ν с изовекторной компонентой $\frac{\partial \rho^0}{\partial Q_i}$. Если пренебречь кулоновским полем, то

$$\frac{\partial \rho_3}{\partial Q_i} = \frac{N-Z}{A} \frac{\partial \rho_0}{\partial Q_i} \tag{35}$$

Отсюда следует два вывода: во-первых, при $N = Z$ ($\rho_3 = 0$) в гидродинамическом режиме оба типа мод (изоскалярные и изовекторные) оказываются не связанными с глобальным движением (в первом приближении по параметру адиабатичности). Во-вторых, при $N \neq Z$ связь "почти изоскалярных" мод с глобальным движением содержит дополнительную малость (порядка $\frac{N-Z}{A}$) по сравнению со связью "почти изовекторных" мод. По этой причине с точностью до членов, линейных по $\frac{N-Z}{A}$, мы будем пренебрегать смешиванием по изоспину в модах каждого типа.

Для получения количественной оценки α_L, мы рассмотрим случай сильного взаимного проникновения сталкивающихся ядер, и для простоты аппроксимируем форму двойной ядерной системы цилиндром длиной L и радиусом r_0 (вытянутой двойной системы отвечает случай $L > 2r_0$). Возбуждение собственных мод в такой системе обусловлено главным образом встречным движением торцевых стенок. Мы не будем рассматривать возбуждения поперечных мод за счет изменения поперечных размеров, т.к. поперечная скорость в $2L/r_0$ раз меньше продольной и частоты поперечных мод приблизительно в L/r_0 раз больше частот продольных мод.

Потенциал скорости для изовекторной продольной моды с учетом граничных условий и нормировки (I9), имеет вид:

$$\varphi_3^\nu = -i\sqrt{\frac{2\omega_\nu}{M \varkappa_\nu^2}} \cos \varkappa_\nu (z - L) \tag{36}$$

где M – масса двойной системы, $\varkappa_\nu = \pi\nu/L$ – волновой вектор (ν – целое число). Подставляя (35) в (I5), где под Q понимается L, с учетом (35) получим:

$$\mu \alpha_{\nu L}^2 \approx \frac{\mu}{M}\left(\frac{N-Z}{A}\right)^2 \frac{1}{(\varkappa_\nu L)^2} \tag{37}$$

Отсюда для доли k_ν диссипируемой энергии за счет связи с коллективной модой с частотой ω_ν получаем оценку

$$k_\nu \sim \frac{\lambda_\nu}{\omega_\nu} \frac{1}{(\omega_\nu \tau)^3} \left(\frac{N-Z}{A}\right)^2 \frac{1}{(\varkappa_\nu L)^2} \tag{38}$$

Эта оценка явно завышена главным образом за счет предположений о форме. Реальная двойная ядерная система имеет, повидимому, двухцентровый вид с шейкой. Искажение частот будет существенно, если размер шейки ε сравним или больше длины волны невозмущенной моды. В случае малых ε эффект искажения частот будет пропорционален отношению эффективного объема перекрытия ядер к полному объему.

Заключение

Для характерных частот $\omega \sim 10$ МэВ коэффициент (38) имеет порядок величины $\lesssim 10^{-4}\left(\frac{N-Z}{A}\right)^2$ и тем самым практически полностью исключает вклад в диссипацию энергии глобального движения в процессе эволюции двойной ядерной системы за счет связи с коллективными модами типа гигантских резонансов. В случае $N=Z$, изовекторная поправка к невозмущенной изоскалярной плотности обусловлена кулоновским полем системы. Но даже в обычных ядрах при больших Z примесь изовекторной компоненты едва ли достигает величины порядка одного процента. Для двойной системы примесь будет, повидимому, еще меньше благодаря ослаблению кулоновского поля за счет распределения заряда по большей пространственной области.

Таким образом двойная ядерная система на этапе её эволюции является сравнительно устойчивой по отношению к возбуждению объемных изоскалярных и изовекторных колебаний плотности. Было показано, что в рамках гидродинамического приближения возбуждение объемных колебаний обусловлено движением границ двойной системы. По этой причине трудно ожидать возникновение аномально сильной связи глобального движения и объемных колебаний. Такая же ситуация, повидимому, будет иметь место и в микроскопическом подходе: в свертке (9) основной вклад будут давать матричные элементы $\langle \vec{x} | \frac{\partial \rho^0}{\partial Q_i} | \vec{x}' \rangle$, когда $\vec{x}$ и $\vec{x}'$ близки и лежат в области диффузности границы, т.к. в противном случае знак и величина этого матричного элемента будет быстро меняться на расстояниях порядка длины корреляции. Исключение могли бы составить поверхностные моды типа капиллярных волн (капонов) /12/, для которых можно было бы ожидать аномально сильную связь с глобальным движением. Но поскольку их частота сравнима с характерной частотой глобального движения, то в рамках адиабатической теории возмущений их исследование невозможно: в нашей идеологии соответ-

ствующие им степени свободы следовало бы отнести скорее к глобальным переменным двойной ядерной системы.

В силу этих причин, наиболее эффективное возбуждение коллективных мод следует ожидать не в процессе эволюции двойной ядерной системы, а на стадии её образования, когда за сравнительно короткое время ($\sim 10^{-22}$ сек) происходит значительная перестройка структуры сталкивающихся ядер. На этом этапе условие адиабатичности нарушается: быстрые степени свободы не успевают подстроиться под резко изменившиеся условия. В первую очередь это относится к изовекторным переменным типа отношения $(N/Z)_p$ для налетающего иона и отношения $(N/Z)_D$ для двойной системы. Экспериментально установлено /1/, что средние и наиболее вероятные значения N/Z для легкого продукта развала двойной системы коррелирует со значением $(N/Z)_D$. Это означает, что релаксация этой степени свободы происходит на временах более коротких, чем время жизни двойной системы, а начальное состояние системы является существенно неравновесным по отношению к этой степени свободы. В пользу нарушения адиабатичности на начальной стадии свидетельствует так же успех proximity-формализма для описания потенциала взаимодействия ядро-ядро /13/, где предполагается, что при сильном взаимном проникновении сталкивающихся ядер плотность вещества в области перекрытия складывается из невозмущенных исходных плотностей. Это приводит к значительному отталкиванию на малых расстояниях. Ясно, что здесь мы имеем дело с обратным предельным случаем, когда формирование неравновесной плотности в области взаимного проникновения происходит за времена, много меньших характерного времени её рассасывания за счет возбуждения колебаний плотности во всем объеме двойной системы. Реально эти процессы идут параллельно, причем их учет особенно важен на конечной стадии развала двойной ядерной системы. Тем не менее этот потенциал достаточно хорошо воспроизводит данные по упругому рассеянию и, что особенно важно, данные по сечениям слияния /1/, для которых существенно именно взаимодействие ядер на начальной стадии их взаимного проникновения.

Таким образом именно в начальной стадии столкновения двух сложных ядер за короткие времена создаются неравновесные условия, которые приводят к развитию релаксационных процессов в системе с возбуждением коллективных степеней свободы и в конечном итоге к диссипации энергии относительного движения. Глубоко-неупругие столкновения тяжелых ионов являются, повидимому, единственным инструментом создания столь уникальных сильно неравновесных состояний атомного ядра, изучение которых несомненно представляет значительный интерес.

Автор считает приятным долгом выразить благодарность В.Ф.Дмитриеву, Р.В.Джолосу, В.В.Мазепусу, В.Б.Телицину за полезные обсуждения вопросов, затронутых в этой работе.

Литература

I. W.U.Schröder, J.R.Huizenga. Ann. Rev. Nucl. Sci. 27(1977)465.

2. V.V.Volkov. Phys. Rep. 44(1978)93.
3. R.W.Hasse. Rep. Prog. Phys. 41(1978)1027.
4. А.Г.Артюх и др. Материалы ХУ совещания по ядерной спектроскопии и теории ядра. Дубна 1978, с.82.
5. R.A.Broglia, C.H.Dasso, A.Winther. Phys. Lett. 61B(1976)113.
   R.A.Broglia, O.Civitarese, C.H.Dasso, A.Winther. Phys. Lett. 73B(1978)405.
6. В.Г.Зелевинский. Материалы ХП зимней школы ЛИЯФ, Ленинград, 1977, с.53.
7. С.И.Федотов, Р.В.Джолос, В.Г.Картавенко. Препринт ОИЯИ Е4-І2284.
8. Б.А.Румянцев. Материалы ХП зимней школы ЛИЯФ, Ленинград, 1977, с.97.
9. С.Т.Беляев, В.Г.Зелевинский, ЯФ I6, (1972) II95.
IO. V.G.Zelevinsky. Preprint NORDITA-79/29(1979).
II. О.Бор, Б.Моттельсон. Структура атомного ядра, т.2, "Мир", 1977.
I2. В.А.Ходель. ЯФ I9, (1974) 746.
I3. J.Blocki, J.Randrup, W.J.Swiatecki, F.Tsang. Ann.Phys. 105(1977)427.