

6

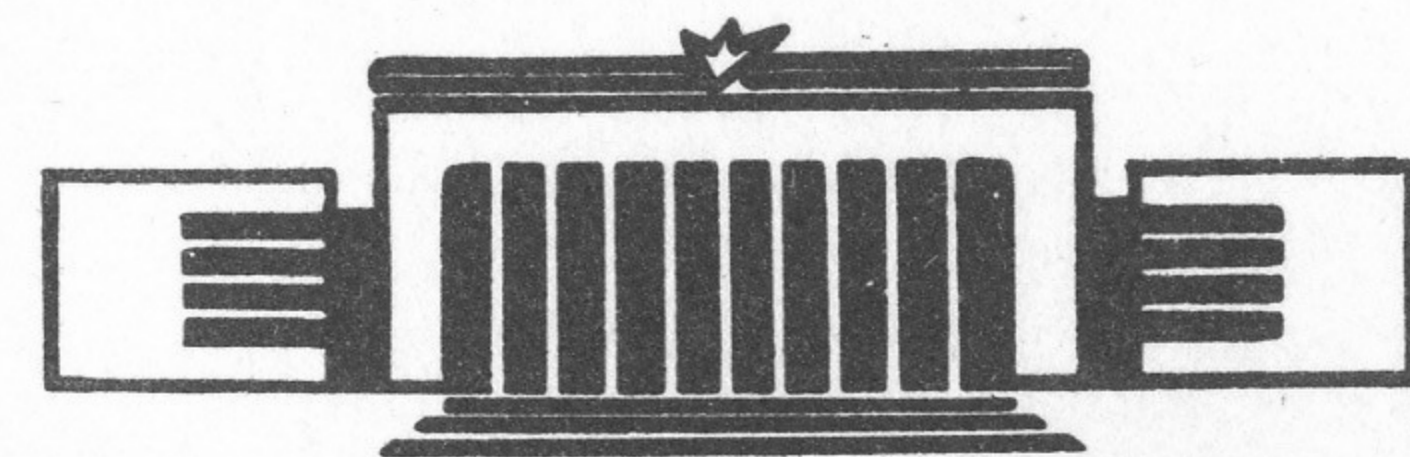
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР



П.Н.Исаев

ДИССИПАТИВНАЯ КОЛЛЕКТИВНАЯ ДИНАМИКА
В ПРИБЛИЖЕНИИ СИЛЬНОЙ СВЯЗИ

ПРЕПРИНТ 83-96



НОВОСИБИРСК

ДИССИПАТИВНАЯ КОЛЛЕКТИВНАЯ ДИНАМИКА
В ПРИБЛИЖЕНИИ СИЛЬНОЙ СВЯЗИ

П. Н. ИСАЕВ

Аннотация

Предложено квантостатистическое описание внутренней кинетики ядерных систем с сильной связью коллективной (глобальной) динамики и внутренних степеней свободы (конкретно, для двойной ядерной системы в реакциях с тяжелыми ионами и материнского ядра на стадии спуска в делении). Мы ограничимся кренкинг-модельным приближением: внутренняя релаксация идет на фоне самосогласованной, глобальной, нефлуктуирующей динамики. Эффекты сильного искажения внутренней структуры учтены точно введением подвижного базиса. Сформулированы статистические и корреляционные свойства операторов в подвижном базисе. Подробно исследуется влияние "памяти" о предистории кинетического процесса на форму кинетического уравнения. Показано, что реализуется марковский режим практически на всей стадии процесса эволюции двойной системы (и тем более в делении). В этом пределе построено и обсуждается кинетическое уравнение.

I. Введение

Главной чертой механизма реакций глубоконеупругих передач (ГНП) при энергиях до 10 МэВ/нуклон является образование двойной ядерной системы (ДС) /1/. Эксперимент /1-3/, а также успех классических моделей /4/ указывают на наличие коллективной глобальной динамики: грубо эволюцию ДС можно описать с помощью небольшого числа глобальных координат q_i (относительное расстояние между фрагментами, их динамических деформациях, параметры контакта и т.п.). Огромное число открытых, динамически заселяемых каналов свидетельствует о сильной связи глобального движения и внутренних степеней свободы ξ ядер. Такая ситуация допускает возможность статистического описания эволюции ДС.

В этом направлении наиболее продвинуты транспортные подходы /5-8/ к процессам ГНП. В работах /5,6/ в основу положена идеология приближения связанных каналов, что существенно опирается на предположение о периферийности процесса. Последнее, однако, не является бесспорным. Имеются данные о значительной деформации фрагментов перед распадом ДС /1-3/. Простые оценки /9/ показывают, что при характерной глубине взаимного проникновения фрагментов $\approx 2 \text{ ф.м.}$ образуется широкое "окно" в потенциальном барьере, поэтому следует ожидать формирование единых для ДС нуклонных орбиталей. В работах /7,8/ учтены эффекты искажения путем введения подвижного базиса, построенного на каждой конфигурации q . Однако, ограничение нулевым порядком по неадиабатичности процесса является неоправданным. Кроме того, некорректно сформулированы статистические и корреляционные свойства матриц операторов в разных базисных представлениях. Последнее относится и к работам /10,11/.

В настоящей работе развивается подход, свободный от перечисленных недостатков. Мы руководствуемся идеями метода обобщенной матрицы плотности /12,13/, позволяющего в принципе определить микроскопическую структуру внутреннего гамильтониана. Мы ограничимся рассмотрением самосогласованной эволюции внутренних и глобальных степеней свободы. Учет корреляций внутренних переходов и флуктуаций глобальной траектории составляет предмет следующей работы. Мы сформулируем подход в виде, пригодном к описанию любых систем с выраженной глобальной ди-

намикой и сильной связью в внутренних возбуждениях. Конкретизируя глобальные переменные и структуру гамильтониана в этом направлении, можно исследовать не только кинетику ДС в процессах ГНП, но и эволюцию материнского ядра на стадии движения от седловой точки до точки разрыва.

В разделе 2 обсуждается структура внутреннего гамильтониана и формулируется приближение самосогласованной эволюции ДС. В разделе 3 строится крупномасштабное огрубление в подвижном базисе. Статистические гипотезы и корреляционные свойства интегралов перекрытия и матриц искажения обсуждаются в разделе 4. Здесь мы существенно опираемся на результаты работы /14/. Общие свойства внутреннего пропагатора в подвижном базисе рассмотрены в разделе 5. В разделе 6 исследуется форма кинетического уравнения в различных режимах (слабой и сильной связи). Получен параметр η , определяющий тот или иной режим. В случае слабой связи выполнен марковский переход и построена матрица скоростей переходов. В разделе 7 получены оценки, свидетельствующие в пользу марковского приближения для процессов деления и ГНП. Обсуждается смысл параметра η и физическая картина процесса релаксации в марковском режиме.

2. Постановка задачи. Структура гамильтониана

Мы опираемся на экспериментальный факт двухтельного характера механизма реакций ГНП /1/: на промежуточной стадии процесса пространство состояний ДС можно сузить до подпространства, порождаемого небольшим числом глобальных операторов q и связанных внутренних состояний, построенных на всевозможных двухтельных конфигурациях. Переходами в состояния другой природы (трехтельные конфигурации, испарение частиц и легких ядер из ДС) мы пренебрегаем. Вторичные процессы девозбуждения конечных продуктов существенны на временах, превышающих характерное время реакции (10^{-21} – 10^{-20} с), и на эволюцию ДС влияния не оказывают.

В этих предположениях метод обобщенной матрицы плотности (ОМП) в принципе позволяет построить гамильтониан, матричные элементы которого по состояниям из выделенного подпространства совпадают с матричными элементами исходного микроскопического

гамильтониана /12/. Так, ограничение только операторами q и p в рамках ОМП позволяет построить квантовый гамильтониан динамики холодной ДС (или материнского ядра в делении) /13/. Расширяя пространство состояний, можно включить в рассмотрение внутреннее коллективное движение (быстрые моды типа гигантских резонансов) и исследовать их связь с глобальной динамикой /15,16/. Следующим шагом является расширение алгебры ОМП с учетом неколлективных возбуждений.

Результаты работ /13,15,16/ показывают, что внутренние возбуждения в пределе сильной связи с необходимостью строятся в подвижном базисе как "полоса" состояний на данной конфигурации q . Глобальное движение формирует внутреннее самосогласованное поле, медленно (по сравнению со скоростями нуклонов) изменяющееся вместе с конфигурацией ДС. В частности, благодаря точному учету эффектов искажения, высоколежащие коллективные возбуждения можно строить в гармоническом приближении (RPA в подвижном базисе). Аналогичная ситуация имеет место и по отношению к неколлективным степеням свободы ξ . Поэтому в основу рассмотрения будет положена следующая форма гамильтониана ДС

$$\mathcal{H}(q, p; \xi) = H_0(q, p) + H(q, \xi) + \frac{1}{2} \{p_i, A^i(q, \xi)\} + \dots \quad (I)$$

диктуемая методом ОМП. Здесь первое слагаемое описывает динамику "холодной" ДС, второе – порождает "полосу" состояний построенную над каждой конфигурацией q (т.е. порождается набором операторов, коммутирующих с q и зависящих от q как от параметра). Последнее слагаемое дает в низшем порядке неадиабатическую связь глобального и внутреннего движения. Форма (I) фиксирует факт принципиальной невозможности отделения чисто внутреннего движения от глобального на промежуточной стадии процесса. Только в асимптотической области (на стадии формирования выходных каналов) во внутреннем гамильтониане можно найти представление операторов, позволяющие записать $H(q, \xi)$ в виде суммы $H_0(\xi) + V(q, \xi)$, зависящей от данного канала и явно содержащей фактор связи $V(q, \xi)$.

Фиксировав структуру гамильтониана (I), мы будем развивать квантостатистический подход, акцентируя внимание на

сильной связи глобального движения и внутренних некогерентных степеней свободы ξ , считая, что в спектре $H(q, \xi)$ отсутствуют коллективные возбуждения (это ограничение не имеет принципиального характера). В качестве первого шага рассмотрим самосогласованную эволюцию нефлуктуирующих глобальных переменных $(q(t), p(t))$ и внутренних степеней свободы в духе кранкинг-модельного приближения. Глобальная динамика описывается усредненными по классическими уравнениями движения

$$\dot{q}_i(t) = \frac{\partial H_0}{\partial p_i} + \langle A^i(q(t), \xi) \rangle_t \quad (2)$$

$$\dot{p}_i(t) = -\frac{\partial H_0}{\partial q_i} - \left\langle \frac{\partial H(q(t), \xi)}{\partial q_i} \right\rangle_t - p_j(t) \left\langle \frac{\partial A^j(q(t), \xi)}{\partial q_i} \right\rangle_t \quad (3)$$

Здесь усреднение $\langle \dots \rangle_t$ проводится с внутренней матрицей плотности $\rho(t)$, удовлетворяющей уравнению

$$i \frac{\partial \rho(t)}{\partial t} = [H(q(t), \xi) + p_i(t) A^i(q(t), \xi), \rho(t)] \quad (4)$$

с глобальными переменными, зависящими от времени вдоль классической траектории.

В силу (2)-(4) полная энергия системы сохраняется только в среднем

$$\frac{d}{dt} \left(H_0(q, p) + \langle H(q, \xi) \rangle_t + p_i \langle A^i(q, \xi) \rangle_t \right) = 0 \quad (5)$$

а среднеквадратичные флуктуации отсутствуют. Точный закон сохранения энергии восстанавливается лишь после учета корреляций, что составит предмет нашей следующей работы. Однако, исследование диссипативных эффектов возможно уже на этом этапе.

3. Крупноячеечное огрубление в подвижном базисе

В процессе эволюции ДС параметры ее конфигураций q меняются в широких пределах. Это означает, что выбор одной из них q_0 для построения базиса внутренних состояний является неоправданным: эффекты искажения настолько сильны, что необходимо довольно широкое пространство внутренних состояний для того, чтобы правильно отделить диссипативные процессы от обратимых переходов. Поэтому в духе идеологии ОМІ введем

подвижный базис $\psi_n(q(t))$, локально диагонализующий внутренний гамильтониан $H(q(t), \xi)$ на каждой конфигурации $q(t)$

$$H(q) \psi_n(q) = E_n(q) \psi_n(q) \quad (6)$$

Состояния $\psi_n(q)$ представляют собой сложную суперпозицию квазичастичных состояний. Поскольку связь с непрерывным спектром на промежуточной стадии реакции несущественна будем считать, что уровни энергий $E_n(q)$ дискретны и состояния $\psi_n(q)$ строятся как суперпозиции связанных квазичастичных возбуждений.

Отметим, что во внутреннем гамильтониане исходные симметрии (вращательная, аксиальная и т.п.) будут нарушены: сколь-нибудь подробная параметризация среднего поля и учет остаточного (вообще говоря, не только двухчастичного) взаимодействия приводит к снятию вырождения уровней энергии. Поэтому квантовые числа n можно рассматривать как универсальную классификацию состояний ДС для всех t (конфигураций q) на промежуточной стадии процесса. Следовательно, в представлении (6) уравнение (4) можно рассматривать как систему линейных дифференциальных уравнений на матричные элементы $\rho_{nm}(t) = \langle \psi_n(q(t)) | \rho(t) | \psi_m(q(t)) \rangle$ записанную в векторной форме

$$i \frac{\partial}{\partial t} |\rho(t)\rangle = L(t) |\rho(t)\rangle \quad (7)$$

Здесь вектор

$$|\rho(t)\rangle = \sum_{nm} |n, m\rangle \rho_{nm}(t) \quad (8)$$

задан компонентами $\rho_{nm}(t)$ в двухиндексном базисе $|n, m\rangle$. Оператор Лиувилля $L(t)$ явно зависит от времени и определен матричными элементами (ограничение одной глобальной степенью свободы не принципиально)

$$\langle nm | L(t) | n'm' \rangle = \delta_{nn'} \delta_{mm'} \omega_{nm}(t) + \delta_{mm'} W_{nn'}(t) - \delta_{nn'} W_{m'm}(t) \quad (9)$$

$$W_{nm}(t) = -i \dot{q}(t) \nabla_{nm}(q(t)) + p(t) A_{nm}(q(t)) \quad (10)$$

где

$$\nabla_{nm}(q) = \langle \psi_n(q) | \frac{\partial}{\partial q} | \psi_m(q) \rangle, \quad A_{nm}(q) = \langle \psi_n(q) | A(q, \xi) | \psi_m(q) \rangle \quad (11)$$

-антиэрмитова матрица искажения и матрица неадиабатических поправок. Выбором фаз волновых функций можно добиться обращения в нуль диагональных матричных элементов $V_{nn}(q)$ и $A_{nn}(q)$ (в силу нормировки и условия отрицательной T -четности оператора A).

Для описания диссипативных характеристик эволюции процесса ГП нам не нужна вся информация, заложенная в вектор $|\rho(t)\rangle$. Кроме того, происходит огрубление описания как в процессе приготовления состояния, так и в измерительной аппаратуре. Поэтому избавимся от "лишней" информации в $|\rho(t)\rangle$, используя технику крупноячеечного огрубления [5]. Для этого введем оператор проектирования на ячейку ν

$$C_\nu = \sum_{\substack{n \in \nu \\ n' \in \nu}} |n, n\rangle \frac{1}{d_\nu} \langle n', n'|, \quad C = \sum_\nu C_\nu, \quad (I2)$$

содержащую группу $d_\nu \gg 1$ состояний $\{\psi_n(q)\}_{n \in \nu}$ с близкими значениями энергий $E_\nu(q)$ в узком интервале $\Delta_\nu = d_\nu D \gg D = \rho^{-1}(E_\nu)$ (здесь $\rho(E)$ - плотность состояний системы), и возможно, других, подходящим образом определенных, макроскопических характеристик внутреннего состояния ДС (полный спин, массовая и зарядовая фрагментация в конфигурации q и т.п.). Если величина Δ_ν удовлетворяет неравенству $D \ll \Delta_\nu \ll \omega_\nu$ где ω_ν - характерный масштаб энергий задачи (средовая ширина Γ^ν , параметр спектральных характеристик операторов), то после усреднения зависимость результата от величины Δ_ν выпадает.

Действие оператора C на вектор $|\rho(t)\rangle$ дает вектор

$$C|\rho(t)\rangle = \sum_{\nu, n \in \nu} |n, n\rangle \frac{1}{d_\nu} f_\nu(t), \quad f_\nu(t) = \sum_{n \in \nu} \rho_{nn}(t) \quad (I3)$$

определяемый только огрубленной функцией распределения $f_\nu(t)$ по ячейкам ν внутреннего пространства (макроскопическим переменным). Остальная информация содержится в дополнении вектора $C|\rho(t)\rangle$ до исходного вектора $|\rho(t)\rangle$

$$Q|\rho(t)\rangle = (1-C)|\rho(t)\rangle \quad (I4)$$

Исключив ее из уравнения (7), получаем

$$\frac{\partial f_\nu}{\partial t} = I_\nu(t, t_0) + \sum_{\mu} \int_{t_0}^t dt_1 K_{\nu\mu}(t, t_1) f_\mu(t_1) d_\nu \quad (I5)$$

где слагаемое

$$I_\nu(t, t_0) = -i \sum_{n \in \nu} \langle n, n | L(t) Q G(t, t_0) Q | \rho(t_0) \rangle \quad (I6)$$

несет "память" о начальных данных "лишних" переменных определенных в начальный момент времени t_0 , а ядро

$$K_{\nu\mu}(t, t_1) = -\frac{1}{d_\nu d_\mu} \sum_{\substack{n \in \nu \\ m \in \mu}} \langle n, n | L(t) Q G(t, t_1) Q L(t_1) | m, m \rangle \quad (I7)$$

описывает влияние заселенности ячейки μ в момент времени $t_1 < t$ на скорость изменения заселенности ячейки ν в момент времени t . Наконец, $G(t, t_1)$ - пропагатор "лишних" переменных, удовлетворяющий уравнению

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - i Q L(t) Q \right) G(t, t_1) = 0 \quad (I8)$$

с начальными условиями $G(t, t) = Q$. В развернутой форме ядро (I7) можно представить в виде

$$K_{\nu\mu}(t, t_1) = \frac{1}{d_\nu d_\mu} \sum_{\substack{n' \in \nu \\ m' \in \mu}} \left\{ [W_{nn'}(t) (Q G(t, t_1) Q)_{n'n, mm'} W_{mm'}(t_1) + \sum_{\substack{n \leftrightarrow n' \\ m \leftrightarrow m'}}] - [W_{nn'}(t) (Q G(t, t_1) Q)_{n'n, m'm} W_{m'm}(t_1) + \sum_{\substack{n \leftrightarrow n' \\ m \leftrightarrow m'}}] \right\} \quad (I9)$$

Для дальнейшей работы выделим в пропагаторе G "свободную" диагональную часть (представление взаимодействия)

$$G(t, t_1) = G^{(0)}(t, t_1) F(t, t_1) \quad (I20)$$

$$G_{n'm, n'm'}^{(0)}(t, t_1) = \delta_{nn'} \delta_{mm'} e^{-i\varphi_{nm}(t, t_1)}, \quad \varphi_{nm}(t, t_1) = \int_{t_1}^t dt \omega_{nm}(t) \quad (I21)$$

$$F_{n'm, n'm'}(t, t_1) = \langle n, m | T \exp \left[-i \int_{t_1}^t dt Q \tilde{L}_w(t) Q \right] | n', m' \rangle \quad (I22)$$

где оператор $\tilde{L}_w(t)$ в представлении взаимодействия определяется выражением

$$\langle n, m | \tilde{L}_w(t) | n', m' \rangle = \delta_{mm'} \tilde{W}_{nn'}(t) - \delta_{nn'} \tilde{W}_{m'm}(t) \quad (I23)$$

$$\tilde{W}_{nm}(t) = e^{i\varphi_{nm}(t)} W_{nm}(t) \quad (24)$$

Итак, введением подвижного базиса мы явно учли эффекты искажения, информация о которых содержится в свободном пропагаторе $G^{(0)}$. Реальные переходы в ДС генерируются оператором L_w , явно зависящим от скорости. Если формально исключить эти переходы, положив $\dot{q}(t), p(t) \rightarrow 0$, непосредственно получаем $f_v(t) = \text{const}$: хотя при этом искажение присутствует, оно не вызывает необратимых переходов и не приводит к росту энтропии системы. Отметим, что подробное разбиение в традиционных подходах /5,6/ невозможно, поскольку огрубление описания проводится в фиксированном базисе, так что эффекты обратимого искажения там неотделимы от необратимых переходов.

Использование процедуры крупноячеечного разбиения предполагает, что по истечении достаточно малого промежутка времени наступает огрубление описания: детали распределения системы по состояниям внутри отдельной ячейки становятся несущественными. Основанием для этой гипотезы служит близость энергий состояний в одной ячейке: взаимодействие быстро размешивает систему внутри каждой ячейки, и мы следим только за сравнительно медленными переходами между ячейками. Поэтому в дальнейшем в сумме (19) по штрихованным индексам мы будем учитывать слагаемые, соответствующие переходам в другие ячейки, предполагая, что огрубление описания уже наступило.

4. Статистические гипотезы

Ядро (19) уравнения (15) представляется произведением операторов, заданных матрицами в различных базисных представлениях. Матричный элемент такого типа операторов

$$B_{nm}(q) = \langle \psi_n(q) | B(q) | \psi_m(q) \rangle \quad (25)$$

зависит от конфигурации q как через обкладки $\psi_n(q)$ и $\psi_m(q)$ так и через явную зависимость оператора $B(q)$. Это усложняет исследование статистических свойств матриц (25).

Точные состояния $\psi_n(q)$ представляют собой сложную суперпозицию многоквaziчастичных возбуждений, поэтому матричные

элементы B_{nm} будут иметь фазу, флуктуирующую при изменении индексов n и m внутри соответствующих ячеек v, μ . В духе модели случайных матриц (см. напр. /5,6/) будем предполагать, что усреднение недиагональных матричных элементов по ячейкам $v \neq \mu$ дает

$$\langle B_{nm}(q) \rangle_{v\mu} = 0 \quad (26)$$

Для расчета матричных произведений операторов в данном базисе будем выделять заведомо когерентные слагаемые, вводя для этой цели парные свертки

$$\overline{B_{nm}(q) B_{m'n'}(q)} = \delta_{nn'} \delta_{mm'} \langle |B_{nm}(q)|^2 \rangle_{v\mu} \quad (27)$$

где учтена возможная зависимость свертки от макропеременных, характеризующих ячейки v и μ .

В дальнейшем мы будем работать в предположениях, используемых в /14/: в духе метода ОМІ мы допускаем, что наиболее существенная зависимость гамильтониана $H(q, \xi)$ от глобальных переменных q содержится в одночастичном операторе среднего поля $h(q)$. В этом случае парная свертка матриц искажения имеет вид

$$\overline{V_{nm}(q) V_{n'm'}^*(q)} = \delta_{nn'} \delta_{mm'} \frac{3}{2\sigma_{v\mu}^2} \frac{\Gamma^D D / \pi}{\omega_{v\mu}^2 + (\Gamma^D)^2} \quad (28)$$

где D - среднее расстояние между уровнями, $\omega_{v\mu} = E_v - E_\mu$, $\sigma_{v\mu}^2 = \sigma_v^2 \sigma_\mu^2 / (\sigma_v^2 + \sigma_\mu^2)$, а величина σ_μ^2 :

$$\frac{1}{\sigma_\mu^2} = \frac{1}{2} \sum_{12} \left(\frac{n_1 - n_2}{\varepsilon_1 - \varepsilon_2} \right)^2 \left| \left(\frac{\partial h}{\partial q} \right)_{12} \right|^2 \approx \frac{1}{\sigma_0^2} \nu_F \Gamma \quad (29)$$

определяет масштаб σ_μ искажения точных волновых функций $\psi_m(q)$. Зависимость σ_μ^2 от энергии E_μ довольно слабая, и определяется равновесной температурной зависимостью чисел заполнения $n_i(T)$ одночастичных состояний $\varphi_i(q)$: $h(q) \varphi_i(q) = \varepsilon_i(q) \varphi_i(q)$. Последнее равенство в (29) получено в приближении $\Gamma \gg d_0$ - среднего расстояния между одночастичными уровнями у поверхности Ферми (σ_0 определяет характерный масштаб искажения одночастичных волновых функций $\varphi_i(q)$).

Парную свертку для матрицы неадиабатических поправок определим следующим образом: пусть $A_{ij}(q)$ — соответствующая матрица оператора $A(q, \xi)$ в базе независимых частиц $\phi_i(q)$. Используя разложение точного состояния $\psi_m(q)$ по простым $\phi_i(q)$

$$\psi_m(q) = \sum_i c_{mi} \phi_i(q) \quad (30)$$

и случайность фаз коэффициентов разложения, находим

$$\langle |A_{nm}(q)|^2 \rangle_{v_{pm}} = \sum_{ij} \langle |c_{mi}(q)|^2 \rangle \langle |c_{nj}(q)|^2 \rangle |A_{ij}(q)|^2 = A_0^2 \frac{\Gamma^4 D/\pi}{\omega_{v_{pm}}^2 + (\Gamma^4)^2} \quad (31)$$

где A_0^2 — характерное значение суммы $\sum |A_{ij}|^2$, набираемое на интервале частот переходов $|E_i - E_j| \lesssim \Gamma^4$. Если $A(q, \xi)$ можно представить в виде аддитивного квазичастичного оператора с ограниченной областью частот переходов $|\varepsilon_1 - \varepsilon_2| \lesssim \Gamma^4$, то определяется средним значением $\langle \phi_i | A^2 | \phi_i \rangle$ по состояниям с энергией $E_i \approx E_m \approx E_n$ (изменением $\langle A^2 \rangle_E$ как функции энергии возбуждения на интервале $\sim \Gamma^4$ мы пренебрегаем).

Обсудим поведение парной свертки операторов, заданных матрицами в различных базисах. Для матриц искажения в работе /I4/ найдено

$$\langle \nabla_{nm}(q) \nabla_{n'm'}^*(q') \rangle_{v_{pm}} = \delta_{nn'} \delta_{mm'} \langle |\nabla_{nm}(q)|^2 \rangle_{v_{pm}} e^{-\frac{x^2}{2\sigma_{v_{pm}}^2}} \quad (32)$$

Аналогичная свертка операторов $A(q, \xi)$ зависит от структуры этого оператора. Если $A(q, \xi)$ явно не зависит от q (матрица $A_{nm}(q)$ типа (25) зависит от q только через обкладки $\psi_m(q)$), то используя результаты работы /I4/, имеем

$$\begin{aligned} \langle A_{nm}(q) A_{n'm'}^*(q') \rangle &= \langle |A_{nm}(q)|^2 \rangle_{v_{pm}} \langle \psi_m(q') | \psi_m(q) \rangle \langle \psi_n(q) | \psi_n(q') \rangle \\ &= \langle |A_{nm}(q)|^2 \rangle_{v_{pm}} e^{-\frac{x^2}{2\sigma_{v_{pm}}^2}} \end{aligned} \quad (33)$$

В другом случае, когда зависимость $A(q)$ от глобальной переменной q такова, что в базе простых состояний $\phi_i(q)$ матрица $A_{ij}(q)$ меняется на масштабе порядка одночастичного масштаба σ_0 , затухание парных сверток будет связано только с затуханием корреляций коэффициентов разложения в (30) и в результате получим

$$\langle A_{nm}(q) A_{n'm'}^*(q') \rangle = \langle |A_{nm}(q)|^2 \rangle_{v_{pm}} e^{-\frac{x^2}{2\sigma_{v_{pm}}^2}} \quad (34)$$

Первый из этих случаев кажется более естественным и соответствующим истинному положению вещей: опыт работы в методе ОМШ показывает, что оператор неадиабатических поправок строится в терминах операторов (например, фононов /I5/), определенных в базе точных состояний для каждой конфигурации q среднего поля в ДС. Поэтому в дальнейшем мы будем считать, что масштабы затухания парных сверток матрицы искажения (32) и неадиабатических поправок (33) совпадают.

5. Внутренний пропагатор

В этом разделе мы рассмотрим поведение внутреннего пропагатора $G(t, t_1)$ (20) и определим масштаб его затухания. Это наиболее важный вопрос для определения структуры кинетического уравнения. По смыслу пропагатор $G(t, t_1)$ описывает отклик в момент времени t "лишних" степеней свободы на возмущение, приложенное в момент времени t_1 и порожденное действием макроскопических переменных.

Отметим, что даже в "нулевом" порядке $G = G^{(0)}$ сохраняется корреляция внутреннего и глобального движения: последнее динамическим образом поляризует сразу, искажая ее волновые функции. Информация об этом искажении сосредоточена в матричных элементах операторов $W(t)$ (I9). Поэтому у нас нулевой порядок не означает отсутствие связи между глобальным и внутренним движением, а соответствует частичному суммированию ряда теории возмущений по этой связи. Так, в нулевом приближении, используя (32), (34), находим

$$K_{v_{pm}}^{(0)}(t, t_1) = w_{v_{pm}}^{(0)}(t, t_1) - \frac{\delta_{v_{pm}}}{dv} \sum_{\lambda} w_{v_{\lambda}}^{(0)}(t, t_1) d_{\lambda} \quad (35)$$

где

$$w_{v_{pm}}^{(0)}(t, t_1) = \langle |W_{nm}(t)|^2 \rangle_{v_{pm}} e^{i\psi_{v_{pm}}(t, t_1) - \frac{(q(t) - q(t_1))^2}{2\sigma_{v_{pm}}^2}} + \text{к.с.} \quad (36)$$

$$\langle |W_{nm}(t)|^2 \rangle_{\nu\mu} = \dot{q}^2(t) \langle |V_{nm}(q(t))|^2 \rangle_{\nu\mu} + p^2(t) \langle |A_{nm}(q(t))|^2 \rangle_{\nu\mu} \quad (37)$$

и мы пренебрегли изменением скорости $\dot{q}(t)$ и импульса $p(t)$ на интервале времени корреляции $\tau_{cor}^{\nu\mu}$:

$$(\tau_{cor}^{\nu\mu})^2 = \frac{\sigma_{\nu\mu}^2}{(\dot{q}(t))^2} \quad (38)$$

Таким образом, наличие эффектов искажения уже в нулевом порядке приводит к гауссовому затуханию в ядре $K_{\nu\mu}^{(0)}$ памяти о предистории кинетического процесса.

Однако, для ограничения нулевым порядком у нас пока нет оснований: возможно, что учет высших порядков в пропагаторе $F(t, t_1)$ (22) изменить масштаб времени памяти в ядре $K_{\nu\mu}(t, t_1)$. Прежде всего отметим, что в ядре (17) следует учитывать только такие комбинации сверток, при которых операторы L_w , стоящие слева и справа от пропагатора G , сворачиваются друг с другом (они имеют структуру CLQ и QLC и поэтому не дают когерентных сверток с операторами QLQ , входящими в G). Это оставляет только диагональную часть пропагатора G , а следовательно, и пропагатора F

$$F_{\nu\mu}(t, t_1) = \langle (nm | T \exp \left(-i \int_{t_1}^t d\tau Q \tilde{L}_w(\tau) Q \right) | nm) \rangle_{\nu\mu} \quad (39)$$

Усреднение в (39) оставляет только четные степени оператора L_w . Рассмотрим парную свертку, возникающую во втором порядке разложения T -экспоненты в (39). Учитывая формулы (32), (34) и оставляя главные вклады, содержащие суммирование когерентных членов, в обозначениях (36) находим

$$\langle (nm | L_w(\tau_1) L_w(\tau_2) | nm) \rangle_{\nu\mu} = \sum_{\lambda \neq \mu, \nu} \left(\langle |W_{ne}(t)|^2 \rangle_{\nu\lambda} d_\lambda e^{i\varphi_{\nu\lambda}(t, t_1) - \frac{(\tau_1 - \tau_2)^2}{2(\tau_{cor}^{\nu\lambda})^2}} \right) \quad (40)$$

Отсюда видно, что свертка $\langle L_w(\tau_1) L_w(\tau_2) \rangle$ отлична от нуля на масштабе $|\tau_1 - \tau_2| \lesssim \tau_{cor}$.

Далее можно рассуждать также, как и авторы работы /5/. Предположим, что масштаб τ_{mem} , на котором затухает пропагатор $F_{\nu\mu}(t, t_1)$, мал по сравнению с $\tau_{cor}^{\nu\mu}$ (режим сильной связи в терминологии работы /5/)

$$\tau_{mem}^{\nu\mu} \ll \tau_{cor}^{\nu\mu} \quad (41)$$

Тогда в разложении T -экспоненты существенны все способы расщепления произведения $2k$ операторов L_w на парные свертки (число таких способов равно $(2k-1)!!$), а в самой свертке (40) можно положить $\tau_1 = \tau_2$. В результате получим

$$F_{\nu\mu}(t, t_1) = \exp \left(- \frac{(t-t_1)^2}{2(\tau_{mem}^{\nu\mu})^2} \right) \quad (42)$$

где

$$(\tau_{mem}^{\nu\mu})^{-2} = \sum_{\lambda \neq \nu, \mu} \left(\langle |W_{ne}(t)|^2 \rangle_{\nu\lambda} + \langle |W_{ne}(t)|^2 \rangle_{\mu\lambda} \right) d_\lambda \quad (43)$$

В обратном предельном случае (режим слабой связи /5/)

$$\tau_{mem}^{\nu\mu} \gg \tau_{cor}^{\nu\mu} \quad (44)$$

в разложении T -экспоненты следует учесть только комбинации сверток без вложений (например, такие $L_w(\tau_1) L_w(\tau_2) L_w(\tau_3) L_w(\tau_4)$ но не такие $L_w(\tau_1) L_w(\tau_2) L_w(\tau_3) L_w(\tau_4)$). Это дает

$$F_{\nu\mu}(t, t_1) = \exp \left(- \int_{t_1}^t d\tau (\gamma_\nu(\tau) + \gamma_\mu(\tau)) \right) \quad (45)$$

где параметр затухания определяется интегралом

$$\gamma_\nu(t) = \int_0^\infty d\tau \sum_\lambda \langle |W_{ne}(t)|^2 \rangle_{\nu\lambda} d_\lambda e^{i\varphi_{\nu\lambda}(t, t-\tau) - \frac{\tau^2}{2(\tau_{cor}^{\nu\lambda})^2}} \quad (46)$$

Отметим, что в обоих случаях не возникает дополнительных величин, кроме тех, которые имеются в нулевом порядке (35)-(37).

6. Кинетическое уравнение

Для выбора между вариантами поведения пропагатора, а следовательно и характером кинетического процесса, используем следующее выражение свертки матриц W (37)

$$\langle |W_{nm}(t)|^2 \rangle_{\nu\lambda} = \left[\frac{3}{2(\tau_{cor}^{\nu\mu})^2} + p^2(t) A_\nu^2(t) \right] \frac{\Gamma^4 D / \pi}{\omega_{\nu\mu}^2 + (\Gamma^4)^2} \quad (47)$$

Напомним, что величина $\frac{1}{\sigma^2}$ когерентно усилена в $\nu_F T$ раз по сравнению с одночастичным аналогом $\frac{1}{\sigma_0^2}$. Относительно величины A_0^2 мы допустим, что она не имеет дополнительного аномального увеличения по сравнению с первым слагаемым: в методе ОМІ оператор $A(q, \xi)$ в низшем порядке представляет собой некоторый одночастичный оператор [15, 16]. Поэтому будем считать, что оба слагаемых в (47) имеют одинаковый порядок величины.

В режиме сильной связи (41) суммирование (43) с учетом (47) дает

$$\frac{1}{(\tau_{mem}^{v\mu})^2} = 2 \left[\frac{3}{2(\tau_{cor}^{v\mu})^2} + \rho^2(t) A_0^2(t) \right] \quad (48)$$

и неравенство (41), строго говоря, выполнено только за счет доминирующего вклада второго слагаемого. В противном случае масштаб затухания пропагатора τ_{mem} имеет тот же порядок, что и масштаб затухания корреляций τ_{cor} . Это приводит к масштабу нелокальности ядра кинетического уравнения (15), определяемому временем корреляции $\tau_{cor}^{v\mu}$.

В режиме слабой связи (44) в интеграле (46) удобнее сначала просуммировать по индексу λ . В результате находим

$$\gamma_v(t) = \left[\frac{3}{2(\tau_{cor}^{v\mu})^2} + \rho^2(t) A_0^2(t) \right] \int_0^\infty d\tau e^{-\Gamma^v \tau - \frac{1}{2} \frac{\tau^2}{(\tau_{cor}^{v\mu})^2}} \quad (49)$$

Результат интегрирования существенно зависит от параметра $\eta = \Gamma^v \tau_{cor}^{v\mu}$. При $\eta \ll 1$ интеграл набирается в области $\tau \lesssim \tau_{cor}^{v\mu}$ и экспоненциальный фактор $e^{-\Gamma^v \tau}$ несущественен

$$\gamma_v = \frac{\sqrt{2\pi} \tau_{cor}^{v\mu}}{2} \left[\frac{3}{2(\tau_{cor}^{v\mu})^2} + \rho^2(t) A_0^2(t) \right] \quad (50)$$

Отсюда видно, что величина $\gamma_v \tau_{cor}^{v\mu}$ имеет порядок единицы, если только $A_0^2(t)$ не является по каким-либо причинам аномально большой. В то же время условие слабой связи (44) требует, чтобы масштаб затухания оператора $F_{v\mu}$ значительно превосходил время корреляции $\tau_{cor}^{v\mu}$. Таким образом, в пределе $\eta \ll 1$ режим слабой связи не может быть реализован.

В обратном случае $\eta \gg 1$ гауссовский фактор в интеграле (49) несущественен и интегрирование дает

$$\gamma_v = \frac{1}{(\tau_{cor}^{v\mu})^2 \Gamma^v} \left(\frac{3}{2} + \rho^2(t) A_0^2(t) \tau_{cor}^{v\mu} \right) \quad (51)$$

что определяет малость величины $\gamma_v \tau_{cor}^{v\mu} \approx \frac{1}{\eta} \ll 1$ и согласуется с неравенством (44).

Таким образом, критическим параметром, значение которого определяет поведение пропагатора G и ядра кинетического уравнения, является величина η . При $\eta \ll 1$ реализуется режим сильной связи и масштаб времени памяти полностью определяется временем затухания корреляций τ_{cor} . В обратном случае $\eta \gg 1$ на интервале $\tau \sim \tau_{cor}$ пропагатор G ведет себя как свободный $G^{(0)}$ и затухает на масштабе $\frac{1}{\gamma_v} \approx \eta \tau_{cor}^{v\mu}$ в η раз превосходящем время корреляции.

Возвращаясь к кинетическому уравнению (15), отметим, что память о начальных данных (16) в любом случае затухает на масштабе, не превышающем $\tau_{cor}^{v\mu}$, т.к. последний определяется сверткой оператора CLQ с вектором $Q(\rho(t))$, затухающей на масштабе порядка $\tau_{cor}^{v\mu}$. Так что при $t-t_0 \gg \tau_{cor}^{v\mu}$ слагаемое I_v в уравнении (15) можно отбросить, а ядро $K_{v\mu}$ кинетического уравнения представим в виде, аналогичном (35) ($t-t_1 = \tau$)

$$K_{v\mu}(t, t_1) = K_{v\mu}^t(\tau) = w_{v\mu}^t(\tau) - \frac{\delta_{v\mu}}{d_v} \sum_{\lambda} w_{v\lambda}^t(\tau) d_{\lambda} \quad (52)$$

где

$$w_{v\mu}^t(\tau) = \langle |W_{nm}(t)| \rangle_{\nu} e^{i\varphi_{\nu}(t, t-\tau) - \frac{\tau^2}{2(\tau_{cor}^{v\mu})^2}} + \text{к.с.} \quad (53)$$

Кинетическое уравнение (15) приобретает вид нелокального уравнения Паули ($t-t_0 \gg \tau_{cor}^{v\mu}$)

$$\dot{f}_v(t) = \sum_{\mu \neq v} \int_0^\infty d\tau w_{v\mu}^t(\tau) (f_{\mu}(t-\tau) d_{\nu} - f_{\nu}(t-\tau) d_{\mu}) \quad (54)$$

Для оценки времени релаксации рассмотрим "уходный" член в (54) и будем считать, что $f_v(t)$ мало меняется на интервале

$\sim \tau_{\text{cor}}$. После несложных расчетов убеждаемся, что время релаксации в обоих случаях ($\eta \gg 1$ и $\eta \ll 1$) имеет порядок $\tau_{\text{мет}}$. Отсюда следует, что в режиме $\eta \ll 1$ (сильная связь) масштаб характерного изменения функции распределения $f_v(t)$ имеет порядок времени нелокальности ядра $\omega_{\nu\mu}^{\dagger}(\tau)$ в уравнении (54) и сделанное предположение о скорости изменения $f_v(t)$ не выполняется. В обратном случае ($\eta \gg 1$) в силу неравенства (44), убеждаемся, что марковское приближение для (54) справедливо. Таким образом вынося функции распределения $f_v(t-\tau)$ из под знака интеграла по $\tau = 0$, окончательно находим

$$\dot{f}_v(t) = \sum_{\mu \neq \nu} W_{\nu\mu}(t) (f_{\mu}(t) d\nu - f_v(t) d\mu) \quad (55)$$

где матрица скоростей переходов определяется выражением

$$W_{\nu\mu}(t) = \sqrt{2\pi} \tau_{\text{cor}}^{\nu\mu}(t) \left[\frac{3\dot{q}^2(t)}{2\sigma_{\nu\mu}^2(t)} + \rho^2(t) A_0^2(t) \right] \frac{\Gamma^{\nu} D/\pi}{\omega_{\nu\mu}^2 + (\Gamma^{\nu})^2} e^{-\frac{1}{2} \omega_{\nu\mu}^2 (\tau_{\text{cor}}^{\nu\mu})^2} \quad (56)$$

Отметим, что в этом случае внутренний пропагатор G можно заменить на свободный $G^{(0)}$.

7. Обсуждение

Для того, чтобы понять смысл ограничений, определяемых параметром η , заметим, что с учетом (28) его можно представить выражением

$$\frac{1}{\eta^2} = \frac{\dot{q}^2}{(\Gamma^{\nu})^2} \sum_{\lambda} |\nabla_{\nu\lambda}(q)|^2 d_{\lambda} \quad (57)$$

Сюда входят величины, характеризующие скорость изменения базиса и скорость "размешивания" простых конфигураций по сложным (Γ^{ν}). Величина (57) представляет собой относительное изменение коэффициента c_n в разложении точной волновой функции $\Psi(t) = \sum_n c_n(t) \Psi_n(q(t))$ на интервале времени $\Delta t \sim \frac{1}{\Gamma^{\nu}}$. Условие марковости в кинетическом уравнении ($\eta \gg 1$) означает малость $|\Delta c_n(t)|^2 \ll 1$ этого изменения. Отсюда становится ясным, почему при $\eta \gg 1$ неадиабатические переходы слабо влияют на внутренний пропагатор: за время Δt , в течение ко-

торого амплитуды неадиабатических переходов складываются когерентно (величина Γ^{ν} характеризует ширину спектрального распределения свертки $\langle |\nabla_{\nu\mu}(t)|^2 \rangle_{\nu\mu}$ (28)), их эффективность оказывается незначительной. Поэтому можно использовать адиабатическую теорию возмущений и пренебречь переходами в другие ячейки при расчете внутреннего пропагатора G .

В обратном предельном случае ($\eta \ll 1$) время когерентности переходов определяется скоростью искажения базиса, т.е. масштабом затухания корреляций. Этот же параметр определяет время действия одного акта возмущения (аналог времени столкновения в газокинетической теории). Таким образом, время столкновения определяется минимальной из двух величин $1/\Gamma^{\nu}$ и τ_{cor} , причем в первом случае коррелятор двух операторов возмущения затухает как $e^{-\Gamma^{\nu} \tau}$, тогда как во втором — пропорционально $e^{-\frac{1}{2} \tau^2 / (\tau_{\text{cor}})^2}$ (49).

Наиболее сильное упрощение в теории возникает в марковском пределе ($\eta \gg 1$). Отметим, что такой режим всегда достигается в каналах ГНП с полной потерей энергии глобального движения ($\dot{q} \rightarrow 0$). Обсудим возможность использования этого приближения на начальной стадии процесса. Поскольку $\sigma_{\mu}^2 \sim \frac{1}{A}$, достаточно рассмотреть случай тяжелой системы. Кроме того, на начальной стадии процесса энергия возбуждения еще мала. При $A = 200$ этому случаю отвечает температура $T = 0,5$ МэВ и соотношение между σ_{μ}^2 и σ_0^2 таково $\sigma_{\mu}^2 = \frac{1}{6} \sigma_0^2 / 14$. Если принять в качестве σ_0 величину $r_0 = 1,2$ фм — расстояние между узлами волновой функции на поверхности Ферми (это, очевидно, оценка снизу), то для энергии $(1+2)$ МэВ/нуклон над кулоновским барьером имеем $\tau_{\text{cor}} \approx (3+4) \cdot 10^{-23}$ с. В то же время типичное значение $\Gamma^{\nu} = 10$ МэВ / 5,6, 10, 11/ соответствует $\Gamma^{\nu}/\hbar = 1,6 \cdot 10^{22}$ с⁻¹. Откуда для произведения находим $\eta = 0,5 - 0,6$. Таким образом, уже на начальной стадии марковский предел позволяет надеяться на полуколичественное описание релаксационного процесса. Для более легких систем или на более поздних временах применимость марковского приближения не вызывает сомнения.

В заключение еще раз подчеркнем, нулевое приближение в пропагаторе G не означает полного отсутствия связи глобального и внутреннего движения: введением подвижного базиса мы

частично просуммировали ряд теории возмущений и ограничились эффектами, квадратичными по скорости изменения факторов связи. Явная зависимость от скорости выделена в матрице скоростей переходов (56). При этом время релаксации оказывается обратно пропорционально квадрату скорости (см. (51)), как это следует из общих принципов статистики. Следовательно, в нашем подходе частично учтены эффекты корреляции глобального движения и внутренних (в данном случае, обратимых) переходов. Полный учет корреляций, т.е. включение флуктуаций глобальной траектории, будет рассмотрен в следующей работе. Отдельной работы требует также подробное исследование кинетического уравнения, которое в настоящее время проводится.

Автор глубоко признателен В.Г.Зелевинскому за стимулирующий интерес к работе, полезные обсуждения и замечания, высказанные в ходе дискуссии.

Литература

- I. Volkov V.V. Phys. Rep. 44 (1978) 93.
2. Schröder W.U., Huizenga J.R. Ann. Rev. Nucl. Sci. 27 (1977) 465.
3. Джолос Р.В., Шмидт Р. ЭЧАЯ 12 (1981) 324.
4. Gross D.H.E., Kalinowski H. Phys. Rep. 45 (1978) 175
5. Ayik S., Nörenberg W. Z. Phys. A288 (1978) 401, *ibid.* A297 (1980) 55.
6. Agassi D., Ko C.M., Weidenmüller H. Ann. of Phys. 107 (1977) 140, *ibid.* 117 (1979) 237, *ibid.* 117 (1979) 407.
7. Mikamel S., Smilansky U., Gross D.H.E., *et al.* Nucl. Phys. A366 (1981) 339.
8. Gross D.H.E., Möhring K., Mikamel S., *et al.* Nucl. Phys. A378 (1982) 375.
9. Johansen P.J., Siemens P.J., Jensen A.S., *et al.* Nucl. Phys. A288 (1977) 152.
10. Nemes M.C., Weidenmüller H. Phys. Rev. C24 (1981) 450.
11. Nemes M.C., Weidenmüller H. Phys. Rev. C24 (1981) 944.
12. Беляев С.Т., Зелевинский В.Г. ЯФ 16 (1972) 1195.
13. Zelevinsky V.G. Nucl. Phys. A337 (1980) 40.
14. Исаев П.Н. Препринт ИЯФ СО АН СССР. Новосибирск, 1983 (в печати).
15. Зелевинский В.Г. Материалы XII заочной школы ЛИЯФ, Ленинград, 1977, с. 53.
16. Исаев П.Н. ЯФ 32 (1980) 978.

П.Н.Исаев

ДИССИПАТИВНАЯ КОЛЛЕКТИВНАЯ ДИНАМИКА
В ПРИБЛИЖЕНИИ СИЛЬНОЙ СВЯЗИ

Преприят
№ 83-96

Работа поступила 1 августа 1983г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов

Подписано к печати 15.08.83г. МН 03301

Формат бумаги 60x90 1/16 Усл.1,2 печ.л., 1,0 учетно-изд.л.

Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 96

Ротап rint ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90