7

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

П.Н.Исаев

ЯДЕРНАЯ КИНЕТИКА. ОСНОВНОЕ КИНЕТИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ СИСТЕМ С СИЛЬНОЙ СВЯЗЬЮ ГЛОБАЛЬНОГО И ВНУТРЕННЕГО ДВИЖЕНИЯ

ПРЕПРИНТ 83-97

НОВОСИБИРСК

ЯДЕРНАЯ КИНЕТИКА. ОСНОВНОЕ КИНЕТИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ СИСТЕМ С СИЛЬНОЙ СВЯЗЬЮ ГЛОБАЛЬНОГО И ВНУТРЕННЕГО ДВИЖЕНИЯ

П.Н.Исаев

А Н Н О Т А Ц И Я

Предложена квантовостатистическое описание ядерных систем с выраженной глобальной динамикой и сильной связью с внутренними степенями свободы (конкретно: двойная ядерная система в реакциях глубоконеупругих передач, материнское ядро на стадии спуска в делении). Эффекты искажения внутренней структуры учтены введением подвижного базиса. Показано, что существует режим, при котором может быть развита адиабатическая теория возмущений. В рамках статистической модели получено в замкнутой форме основное кинетическое уравнение с учетом корреляций глобальных и внутренних переменных. Подробно обсуждаются условия применимости. Исследованы основные свойства уравнения.

I. Введение

В предыдущей работе /I/ сформулирован квантовостатистический подход к описанию кинетики ядерных систем, в которых имеется ярко выраженная коллективная (глобальная) динамика, сильно связанная с большим числом внутренних некогерентных степеней свободы. Примером может служить эволюция материнского ядра на стадии движения от седловой точки до точки разрыва в делении, двойной ядерной системы в реакциях глубоконеупругих передач (ГНП) с тяжелыми ионами. В духе кренкинг -модельного приближения было получено кинетическое уравнение для внутренней функции распределения на фоне заданной (классической) глобальной динамики. Частично учтены корреляции глобального движения и внутренних возбуждений путем введения внутреннего подвижного базиса. Однако, флуктуации глобальной траектории остались за пределами рассмотрения.

Главным результатом работы /I/ является доказательство применимости марковского приближения вплоть до начальной стадии эволюции двойной системы в процессах ГНП практически для любых комбинаций ион-мишень. Таким образом, решена проблема сильной связи, обсуждавшаяся в ряде работ /2-4/: правильное отделение обратимых эффектов искажения от необратимых переходов вводит в теорию параметр адиабатичности ($\dot{q}$ - глобальная скорость, $\Gamma^{\downarrow}$ - спредовая ширина, σ_{μ} - масштаб искажения состояний)

$$\eta^{-1} = \frac{|\dot{q}|}{\Gamma^{\downarrow}\sigma_{\mu}} \tag{I}$$

который в случае $\eta \gg$ I позволяет несмотря на сильное искажение внутренних состояний и колоссальную плотность уровней возбужденной системы ограничиться формально первым несчезающим порядком адиабатической теории возмущений. При этом реализуется режим, когда время релаксации системы за счет неадиабатических переходов все еще велико, по сравнению с временем корреляции, в течение которого амплитуды переходов складываются когерентно. В терминологии газовой кинетики, это означает, что время столкновений мало по сравнению с временем между столкновениями, что и обуславливает локальность уравнения Больцмана, а в нашем случае – паулиевскую форму master-уравнения.

Отметим, что с точностью до структуры исходного внутреннего гамильтониана, в теории нет параметров, которые в принципе нельзя бы было вычислить. Внутренний гамильтониан взят в виде, диктуемом методом обобщенной матрицы плотности (ОМП) /5/, успешно применяемом в ряде задач /6/, в том числе и для вывода глобального гамильтониана холодной двойной системы /7/. Поэтому исходные предположения работы /I/ мы оставим в силе. Необходимое обобщение касается учета корреляций внутренних переходов и флуктуаций глобальной траектории, что и составляет предмет исследования настоящей работы.

Мы исследуем временную эволюцию полного статистического оператора системы в смешанном представлении (раздел 2). В разделе 3 будет построено крупноячеечное огрубление статистического оператора в подвижном базисе и сформулировано уравнение на огрубленную функцию распределения по глобальным переменным и внутренним макроскопическим характеристикам двойной системы. Статистические гипотезы и корреляционные свойства операторов обсуждаются в разделе 4. Там же обосновано квазиклассическое приближение и сформулировано уравнение в вигнеровском представлении. В разделе 5 исследованы свойства внутреннего пропагатора и показано, что с учетом корреляции глобального движения и внутренних переходов основной вывод работы /I/ остается в силе. В разделе 6 формулируется master -уравнение и обсуждаются его основные свойства. В заключении кратко сформулированы результаты и исходные предположения.

2. Статистический оператор и огрубленная функция распределения

В духе метода ОМП и исходных предположений работы /I/ мы стартуем с определения пространства состояний двойной системы и фиксируем структуру полного гамильтониана

$$\mathcal{H} = H_0(q,p) + H(q,\xi) + \frac{1}{2}\{p, A(q,\xi)\} + \ldots \tag{2}$$

Пространство состояний генерируется небольшим числом глобальных операторов q и p , описывающих динамику "холодной" двойной системы, а также некоторого набора внутренних операторов ξ , порождающих "полосу" возбужденных состояний, пост-

роенных на данной конфигурации q . Соответствующие гамильтонианы в $\mathcal{H}$ выделены в первых двух слагаемых в (2). Последнее слагаемое описывает неадиабатическую связь сравнительно быстрых внутренних мод и медленного глобального движения. Многоточие отвечает неучтенным слагаемым с более высокой степенью импульса p .

Для нас пока не важна конкретная реализация операторов q и ξ и мы выберем простейшую из возможных, а именно, будем считать, что $H_0(q,p)$ квадратичен по импульсам с константой, не зависящей от q : $H_0 = \frac{p^2}{2m}$, а потенциальную часть гамильтониана $H_0(q,p)$ включим по определению в гамильтониан $H(q,\xi)$ внутренних степеней свободы при "замороженном" глобальном движении. Последний генерирует полосу внутренних некогерентных возбуждений и содержит, помимо одночастичного гамильтониана среднего поля $h(q)$, слагаемые с взаимодействием (вообще говоря, многочастичным). Подчеркнем, что данные упрощения не носят принципиального характера и не влияют на формулировку окончательного результата. Принципиально другое: мы фиксируем структуру внутреннего гамильтониана в виде, не допускающем разбиения $H(q,\xi)$ на части, описывающие "свободное" внутреннее движение (независимые фрагменты) и формфакторы связи с глобальными степенями свободы. На промежуточной стадии процесса ГНП или деления такое разбиение теряет смысл.

Мы следим за временной эволюцией полного статистического оператора $\rho(t)$, удовлетворяющего уравнению фон Неймана

$$i\frac{\partial\rho(t)}{\partial t} = [\mathcal{H}, \rho(t)] \tag{3}$$

В пределе сильной связи адекватным задаче является смешанное представление для оператора $\rho(t)$. Пусть $\psi_n(q,\xi)$ – набор собственных функций гамильтониана $H(q,\xi)$, зависящий от q как от параметра

$$H(q,\xi)\,\psi_n(q,\xi) = E_n(q)\,\psi_n(q,\xi) \tag{4}$$

Определим $\rho(t)$ матричными элементами

$$\langle q_1\xi_1|\rho(t)|q_2\xi_2\rangle = \sum_{nm}\psi_n(q,\xi_1)\,\rho^{t}_{nm}(q,z)\,\psi^{*}_{m}(q,\xi_2) \tag{5}$$

где $q=(q_1+q_2)/2$, $z=q_1-q_2$. По глобальным переменным проделаем вигнеровское преобразование

$$\rho^t_{nm}(q,k)=\int dz\, e^{-ikz}\rho_{nm}(q,z) \tag{6}$$

Очевидно, что величина

$$w^t_n(q)=\int\frac{dk}{2\pi}\rho^t_{nn}(q,k)=\rho^t_{nn}(q,z)\Big|_{z=0} \tag{7}$$

дает вероятность найти систему в конфигурации q и возбужденном состоянии $\psi_n(q)$, построенном на этой конфигурации. Распределение вероятностей различных конфигураций определяется суммой

$$w(q,t)=\sum_n\rho^t_{nn}(q,z)\Big|_{z=0}=\int\frac{dk}{2\pi}\,Sp\,\rho^t(q,k) \tag{8}$$

Вигнеровская функция распределения в фазовом пространстве

$$f_t(q,k)=Sp\,\rho^t(q,k) \tag{9}$$

с квазиклассической точностью дает распределение по глобальным переменным.

Отметим, что возможно альтернативное определение смешанного представления $\rho(q_1\xi_1;q_2\xi_2)=\sum_{nm}\psi_n(q_1\xi_1)\rho_{nm}(q_1q_2)\psi^*_m(q_2\xi_2)$. Однако, в этом случае после вигнеровского преобразования индексам n нельзя придать смысла квантовых чисел возбуждаемых состояний, построенных на какой-либо определенной конфигурации, что создает существенные неудобства в интерпретации матричных элементов статистического оператора и лишает физического смысла процедуру огрубления описания.

В силу нарушения исходных симметрий внутреннего гамильтониана состояния $\psi_n(q)$ можно считать невырожденными: сколь-нибудь подробная параметризация среднего поля нарушает вращательную, аксиальную и т.п. симметрии одночастичного гамильтониана $h(q)$, а учет остаточного (вообще говоря, не только двухчастичного) взаимодействия снимает вырождение многочастичных состояний независимых частиц. Поэтому будем рассматривать индекс n как универсальную классификацию возбужденных состояний для всех q , нумерующую уровни энергий $E_n(q)$ в порядке их возрастания.

Величина

$$f^t_n(q,k)=\rho^t_{nn}(q,k) \tag{10}$$

с квазиклассической точностью описывает распределение в фазовом глобальном пространстве и "сопутствующем" внутреннем гильбертовом пространстве. Однако, описание в терминах $f^t_n(q,k)$ несет слишком много информации, которая теряется как в процессе приготовления начального состояния, так и в измерительной аппаратуре.

Мы допускаем, что с помощью внутренних операторов ξ можно построить небольшое число макроскопических величин $X_\alpha(q,\xi)$, характеризующих в целом неравновесное состояние двойной системы. Это могут быть операторы одночастичных чисел заполнения, массовой и зарядовой фрагментации и т.п. Важно лишь, что с их помощью можно осуществить огрубление описания: по истечении времени хаотизации статистический оператор становится функционалом величин q , k , X_α /8/. Если это возможно, то вместо (10) достаточно знать распределение

$$f^t_\nu(q,k)=\sum_{n\in\nu}f^t_{nn}(q,k)\equiv f^t_\nu(\alpha) \tag{11}$$

по ячейкам ν внутреннего пространства, содержащим группу $d_\nu\gg 1$ состояний $\{\psi_n(q)\}_{n\in\nu}$, в которых значения макропеременных X_α фиксированы.

Огрубленная функция распределения (11) нормирована условием

$$\int d\alpha\sum_\nu f^t_\nu(\alpha)=1 \tag{12}$$

Зная асимптотику $X_\alpha(q)$ для конфигураций, отвечающих разделенным фрагментам, в пределе $t\to\infty$ получим распределение $f^t_\nu(\alpha)\big|_{t\to\infty}$ макрохарактеристик X_α в конечных продуктах.

3. Эволюция огрубленной функции распределения

В смешанном представлении оператор $\rho^{t}_{nm}(q,z)$ удовлетворяет уравнению

$$i\frac{\partial}{\partial t}\rho^{t}_{nm}(q,z) = \omega_{nm}(q)\,\rho^{t}_{nm}(q,z) - \frac{1}{m}\frac{\partial^2}{\partial q\,\partial z}\rho^{t}_{nm}(q,z) + \sum_k\left(V^{(+)}_{nk}(q,z)\,\rho^{t}_{km}(q,z) - \rho^{t}_{nk}(q,z)\,V^{(-)}_{km}(q,z)\right) - \frac{1}{m}\left[\nabla(q), \frac{\partial\rho^{t}(q,z)}{\partial z}\right]_{nm} \tag{13}$$

где обозначено

$$V^{(\pm)}_{nm}(q,z) = \langle\psi_n(q)|\,H(q\pm\tfrac{z}{2})\,|\psi_m(q)\rangle - \delta_{nm}E_n(q) \tag{14}$$

$$\nabla_{nm}(q) = \langle\psi_n(q)|\frac{\partial}{\partial q}|\psi_m(q)\rangle \tag{15}$$

Для простоты в (13) опущены вклады от неадиабатических поправок к внутреннему гамильтониану (последнее слагаемое в (2)). Его учет не представляет принципиальных трудностей, а в условиях работы /1/ это не меняет характера полученных результатов.

При выводе уравнения для огрубленной функции распределения $f^{t}_{\nu}(\alpha)$ используем стандартную технику проекционных операторов (см. например /2/). Запишем уравнение (13) в векторной форме

$$i\frac{\partial}{\partial t}|\rho(t)) = L|\rho(t)) \tag{16}$$

где вектор $|\rho(t))$ задан компонентами $\rho^{t}_{nm}(q,z)\equiv\rho^{t}_{nm}(a)$ в двухиндексном базисе

$$|\rho(t)) = \sum_{nm}|nm)\,\rho^{t}_{nm}(a) \tag{17}$$

а оператор Лиувилля определен матрицей

$$L_{nm,n'm'}(a,a') = \delta(a-a')\Big\{\delta_{nn'}\delta_{mm'}\Big(\omega_{nm}(q) - \frac{1}{m}\frac{\partial^2}{\partial q'\partial z'}\Big) + \delta_{mm'}\Big(V^{(+)}_{nn'}(a) - \frac{1}{m}\nabla_{nn'}(q)\frac{\partial}{\partial z'}\Big) - \delta_{nn'}\Big(V^{(-)}_{m'm}(a) - \frac{1}{m}\nabla_{m'm}(q)\frac{\partial}{\partial z'}\Big)\Big\} \tag{18}$$

Определив проекционные операторы

$$C_\nu = \sum_{nn'\in\nu}|nn)\frac{1}{d_\nu}(n'n'|, \quad C = \sum_\nu C_\nu, \quad Q = 1-C \tag{19}$$

и исключив из уравнения (17) "лишние" переменные $Q|\rho(t))$ получаем уравнение на огрубленную функцию распределения

$$\frac{\partial f^{t}_{\nu}(a)}{\partial t} = \frac{i}{m}\frac{\partial^2}{\partial q\,\partial z}f^{t}_{\nu}(a) - i\left(\langle V^{(+)}_{nn}(a)\rangle_\nu - \langle V^{(-)}_{nn}(a)\rangle_\nu\right)f^{t}_{\nu}(a) - iI_\nu(t-t_0,a) + \sum_\mu\int_0^{t-t_0}d\tau\int da'\,K^{\tau}_{\nu\mu}(a,a')\,f^{t-\tau}_{\mu}(a')\,d_\nu \tag{20}$$

где $\langle\ldots\rangle$ обозначает усреднение по ячейке ν,

$$I_\nu(t-t_0,a) = \sum_{n\in\nu}(nn|\,L\,e^{-iQL(t-t_0)}\,Q|\rho(t_0)) \tag{21}$$

$$K^{\tau}_{\nu\mu}(a,a') = -\frac{1}{d_\nu d_\mu}\sum_{\substack{n\in\nu\\ m\in\mu}}\int db\,db'\,(nn|\,L(a,b)\,G^{\tau}(b,b')\,L(b',a')\,|mm) \tag{22}$$

$$G^{\tau}(a,b) = \left(e^{-iQL\tau}Q\right)_{a,b} \tag{23}$$

Слагаемое I_ν описывает память о начальных данных "лишних" переменных $Q|\rho(t_0))$. Ядро $K^{\tau}_{\nu\mu}$ (22) характеризует влияние этих переменных на эволюцию $f^{t}_{\nu}(a)$ через связь CLQ и QLC. Величина $G^{\tau}(a,b)$ (23) – суть пропагатора исключенных степеней свободы.

Ядро $K^{\tau}_{\nu\mu}$ удобно представить через операторы в представлении взаимодействия, для чего выделим в L "диагональную" часть $L^{(0)}$, определяемую величинами, усредненными по ячейкам

$$L^{(0)}_{\nu m,\nu' m'}(a,a') = \delta(a-a')\,\delta_{\nu\nu'}\delta_{mm'}\Big[\omega_{\nu\mu}(q) - \frac{1}{2M}\frac{\partial^2}{\partial q'\partial z'} + \langle V^{(+)}_{mm}(a)\rangle_\nu - \langle V^{(-)}_{mm}(a)\rangle_\mu\Big] \tag{24}$$

Остаток $L - L^{(0)}$ обозначим через $L^{(v)}$:

$$L^{(v)}_{\nu m,\nu' m'}(a,a') = \delta(a-a')\Big\{\delta_{\nu\nu'}\delta_{mm'}\Big[\delta\omega_{nm}(q) + \delta V^{(+)}_{nn}(a) - \delta V^{(-)}_{mm}(a)\Big] +$$
$$+\,\delta_{mm'}\Big(V^{(+)}_{nn'}(a) - \frac{1}{M}P_{nn'}(q)\frac{\partial}{\partial z'}\Big) - \delta_{nn'}\Big(V^{(-)}_{m'm}(a) - \frac{1}{M}P_{m'm}(q)\frac{\partial}{\partial z'}\Big)\Big\} \tag{25}$$

Здесь обозначено

$$\omega_{\nu\mu}(q) = \langle \omega_{nm}(q)\rangle_{\nu\mu} \tag{26}$$

– средняя по ячейкам частота переходов. В (25) выделены флуктуирующие внутри ячеек слагаемые $\delta\omega_{nm}$, $\delta V^{(+)}_{nn}$, $\delta V^{(-)}_{mm}$, исчезающие при усреднении

$$\langle \delta\omega_{nm}\rangle_{\nu\mu} = \langle \delta V^{(+)}_{nn}(a)\rangle_\nu = \langle \delta V^{(-)}_{mm}(a)\rangle_\mu = 0 \tag{27}$$

Учитывая, что $[Q, L^{(0)}] = 0$, $CL^{(0)}Q = QL^{(0)}C = 0$, представим ядро $K^{\tau}_{\nu\mu}$ выражением

$$K^{\tau}_{\nu\mu} = -\frac{1}{d_\nu d_\mu}\sum_{\substack{n\in\nu\\ m\in\mu}} (nm|\, L^{(v)} e^{-iL^{(0)}\tau}\, T\exp\Big(-i\int_0^\tau dt\, L^{(v)}(t)\Big) L^{(v)} |nm) \tag{28}$$

где

$$L^{(v)}(t) = e^{iL^{(0)}t}\, L^{(v)} e^{-iL^{(0)}t} \tag{29}$$

– оператор возмущения в представлении взаимодействия.

4. Статистические гипотезы

Уравнение (20) описывает эволюцию $f^{+}_{\nu}(q)$ и выражается через величины, усредненные по ячейкам внутреннего пространства. Поскольку последние фиксируют значения сравнительно небольшого числа макрохарактеристик системы, усреднение ведется по большому числу состояний $d_\nu \gg 1$ ячейки ν, что приводит к сглаживанию флуктуаций, связанных с тонкими деталями матричных элементов и энергий отдельных уровней.

Так, в поведении энергии отдельного уровня $E_n(q)$ как функции q можно выделить два масштаба. Большой масштаб Δq определяет интервал существенного изменения величины $E_n(q)$, связанный с заметным изменением потенциальной энергии системы или энергией отдельного одночастичного уровня. Кроме того, существует малый масштаб $\sigma_\nu \ll \Delta q$, обусловленный флуктуациями энергии за счет взаимодействия между частицами и квазипересечения уровней. Поскольку последние носят случайный характер, при усреднении по ячейке ν они исчезают и можно ожидать, что изменение величины

$$E_\nu(q) = \langle E_n(q)\rangle_\nu = \frac{1}{d_\nu}\sum_{n\in\nu} E_n(q) \tag{30}$$

характеризуется "большим" масштабом Δq по переменной q. То же самое мы будем предполагать относительно усреднения других величин: $\langle V^{(\pm)}_{nn}(a)\rangle_\nu$, $\langle \omega_{nm}(q)\rangle_{\nu\mu}$ и т.п.

Относительно недиагональных величин $V^{(\pm)}_{nm}(a) = \langle\psi_n(q)|H(q \pm \frac{z}{2})|\psi_m(q)\rangle$ следует принять во внимание случайность их фаз, обусловленную сложной структурой точной волновой функции. В этом пункте мы стоим на позициях модели случайных матриц и допускаем, что усреднение по ячейкам $\nu \neq \mu$, а также усреднение внутри одной ячейки недиагональных матричных элементов $V^{(\pm)}_{nm}(a)$ при заданных a дает нулевой результат

$$\langle V^{(\pm)}_{nm}(a)\rangle_{\nu\mu} = \langle V^{(\pm)}_{nn'}(a)\rangle_{\nu\nu} = 0, \quad \nu \neq \mu, \quad n \neq n'. \tag{31}$$

При вычислении матричных произведений операторов мы будем выделять когерентные комбинации, для чего вводим парную свертку при данном

$$\overline{V^{(i)}_{nm}(a)\,V^{(j)}_{m'n'}(a)} = \delta_{nn'}\delta_{mm'}\; S^{(ij)}_{\nu\mu}(a) \qquad (32)$$

Свертка $S^{ij}_{\nu\mu}(a)$ не содержит явно фаз состояний и поэтому нечувствительна к тонким деталям поведения исходных матричных элементов. Как и в предыдущем случае, мы допускаем, что масштаб изменения когерентной свертки (32) по переменной q характеризуется "большой" величиной Δq, а вклад в (32) флуктуаций точных состояний $\psi_n(q)$ на "малом" масштабе $\sigma_\nu, \sigma_\mu \ll \Delta q$ исчезающе мал.

Особо следует рассмотреть масштаб изменения величин $\langle V^{(\pm)}_{nn}(a)\rangle_\nu$ и свертки (32) по переменной z. Их масштаб изменения по z определяется "малым" масштабом σ_ν искажения точной волновой функции $\psi_n(q)$. Действительно, матричный элемент $\langle\psi_n(q)|\,H(q\pm\frac{z}{2})\,|\psi_n(q)\rangle$ выражается через интегралы перекрытия $\langle\psi_m(q\pm\frac{z}{2})|\,\psi_n(q)\rangle$

$$\langle\psi_n(q)|\,H(q\pm\tfrac{z}{2})\,|\psi_n(q)\rangle = \sum_m E_m(q\pm\tfrac{z}{2})\,\big|\langle\psi_n(q)|\,\psi_m(q\pm\tfrac{z}{2})\rangle\big|^2 \qquad (33)$$

меняющиеся на "микромасштабе" σ_ν. Аналогичная ситуация будет иметь место и для парной свертки (32).

Обсудим возможность использования квазиклассики по глобальной переменной. Для этого необходимо, чтобы характерная длина волны $\lambda\!\!\!^- = 1/k$ была мала по сравнению с масштабом изменения величины $\langle V^{(\pm)}_{nn}(a)\rangle_\nu$ и свертки (32) по переменной z. Поскольку масштаб σ_ν уменьшается с ростом энергии возбуждения, используя температурную оценку этой величины /I/ $\sigma_\nu^2 = \sigma_0^2/(\nu_F T)$, находим

$$(k\sigma_\nu)^2 \simeq (\sigma_0 p_F)^2\,\frac{E}{T} \qquad (34)$$

где E – кинетическая энергия глобальной степени свободы. Полагая $\sigma_0 \simeq 1/p_F$ – расстояние между узлами волновой функции частицы на поверхности Ферми, убеждаемся в справедливости квазиклассического приближения с довольно большим запасом. Квазиклассичность означает, что в операторах $V^{(\pm)}_{nm}(a)$ существен-

на область малых $z \lesssim \lambda\!\!\!^- \ll \sigma_\nu, \sigma_\mu$ и мы можем разложить их по степеням z, ограничившись первым неисчезающим (линейным) слагаемым. Это дает $\big(F_{nm}(q) = \langle\psi_n(q)|\,\partial H(q)/\partial q\,|\psi_m(q)\rangle\big)$

$$\langle V^{(\pm)}_{nn}(a)\rangle_\nu = \pm\frac{z}{2}\,\frac{\partial E_\nu(q)}{\partial q}, \qquad S^{(ij)}_{\nu\mu}(a) = \pm\frac{z^2}{4}\,\langle|F_{nm}(q)|^2\rangle_{\nu\mu} \qquad (35)$$

где в последнем выражении знак $\pm$ относится соответственно к диагональной ($i=j$) и недиагональной ($i\neq j$) комбинации индексов.

Таким образом, мы имеем возможность в уравнении (20) перейти к вигнеровской функции распределения $f^t_\nu(\alpha) = f^t_\nu(q,k)$, используя только линейные по z члены разложения операторов $V^{(\pm)}_{nm}(q,z)$. В результате имеем

$$\frac{\partial f^t_\nu(\alpha)}{\partial t} + \frac{k}{m}\frac{\partial f^t_\nu(\alpha)}{\partial q} - \frac{\partial U_{\nu\nu}(q)}{\partial q}\frac{\partial f^t_\nu(\alpha)}{\partial k} = -i\,I_\nu(t-t_0;\alpha)$$
$$+\sum_\mu\int_0^{t-t_0}d\tau\int d\alpha'\;K^{\tau}_{\nu\mu}(\alpha,\alpha')\,f^{t-\tau}_\mu(\alpha')\,d_\nu \qquad (36)$$

где

$$U_{\nu\mu}(q) = \frac{E_\nu(q)+E_\mu(q)}{2} \qquad (37)$$

– "средний" потенциал. Форма выражений (2I) – (23) остается прежней, и меняются только формулы для операторов $L^{(\circ)}$ и $L^{(v)}$. После вигнеровского преобразования они приобретают вид

$$L^{(0)}_{nm,n'm'}(\alpha,\alpha') = 2\pi\,\delta(\alpha-\alpha')\,\delta_{nn'}\delta_{mm'}\Big[\omega_{\nu\mu}(q) - \frac{ik}{m}\frac{\partial}{\partial q'} + i\,\frac{\partial U_{\nu\mu}(q)}{\partial q}\frac{\partial}{\partial k'}\Big] \qquad (38)$$

$$L^{(v)}_{nm,n'm'}(\alpha,\alpha') = 2\pi\,\delta(\alpha-\alpha')\Big\{\delta_{nn'}\delta_{mm'}\Big[\delta\omega_{nm}(q) + i\frac{\partial}{\partial q}(\delta U_{nm}(q))\frac{\partial}{\partial k'}\Big] + \qquad (39)$$

$$+\delta_{mm'}\left(\frac{i}{2}F_{nn'}(q)\frac{\partial}{\partial k'}-\frac{ik}{m}\nabla_{nn'}(q)\right)-\delta_{nn'}\left(-\frac{i}{2}F_{m'm}(q)\frac{\partial}{\partial k'}-\frac{ik}{m}\nabla_{m'm}(q)\right)\Bigg\}$$

Отметим, что в предположении о быстрой хаотизации (см. раздел 2) нас не интересует характер размешивания системы внутри отдельной ячейки, а так же влияние неоднородности распределения по состояниям отдельной ячейки на глобальную динамику. Поэтому в дальнейшем мы будем опускать диагональную флуктуирующую часть в $L^{(v)}$ (первое слагаемое в (39)), акцентируя внимание на эффектах, обусловленных переходами между ячейками, генерируемыми флуктуирующими матрицами операторов сил $F_{nm}(q)$ и искажения $\nabla_{nm}(q)$ $(n \neq m)$. Поскольку эти величины являются функциями только глобальных координат, руководящая идея последующих расчетов аналогична уже использованной в работе /I/. Прежде всего введем парные свертки матриц искажения, заданных в различных базисных представлениях

$$\overline{\nabla_{nm}(q)\,\nabla^{*}_{n'm'}(q')} = \frac{3}{2\sigma^2_{\nu\mu}}\,\frac{\Gamma^{\downarrow}D/\pi}{\omega^2_{\nu\mu}+(\Gamma^{\downarrow})^2}\,e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2_{\mu}}}\,\delta_{nn'}\delta_{mm'} \tag{40}$$

где $\sigma^2_{\nu\mu}=\sigma^2_\nu\sigma^2_\mu/(\sigma^2_\nu+\sigma^2_\mu)$, а величина σ^2_μ, вычисленная в работе /9/, дается формулой

$$\frac{1}{\sigma^2_\mu} = \frac{1}{2}\sum_{12}\left(\frac{n_1-n_2}{\varepsilon_1-\varepsilon_2}\right)^2\left|\left(\frac{\partial h}{\partial q}\right)_{12}\right|^2 \tag{4I}$$

с фермиевскими числами заполнения $n_1=\left(e^{\frac{\varepsilon_1-\mu}{T}}+1\right)^{-1}$ одночастичных состояний $|1,q\rangle$ $\left(h(q)|1,q\rangle=\varepsilon_1(q)|1,q\rangle\right)$ в среднем поле $h(q)$ при температуре, соответствующей энергии E_μ. В силу определения $F_{nm}(q)=-\omega_{nm}(q)\,\nabla_{nm}(q)$ формула (40) диктует следующую форму для остальных типов парных сверток

$$\overline{\nabla_{nm}(q)\,F^{*}_{n'm'}(q')} = \overline{F_{nm}(q)\,\nabla_{n'm'}(q')} = -\frac{3}{2\sigma^2_{\nu\mu}}\,\frac{\omega_{\nu\mu}\Gamma^{\downarrow}D/\pi}{\omega^2_{\nu\mu}+(\Gamma^{\downarrow})^2}\,e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2_{\mu}}}\,\delta_{nn'}\delta_{mm'} \tag{42}$$

$$\overline{F_{nm}(q)\,F^{*}_{n'm'}(q')} = \frac{3}{2\sigma^2_{\nu\mu}}\,\frac{\omega^2_{\nu\mu}\Gamma^{\downarrow}D/\pi}{\omega^2_{\nu\mu}+(\Gamma^{\downarrow})^2}\,e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2_{\mu}}}\,\delta_{nn'}\delta_{mm'} \tag{43}$$

Затем, следует учесть, что операторы QLC и CLQ, фактически стоящие справа и слева от пропагатора G в ядре (22), не дают когерентных сверток с оператором QLQ в пропагаторе $K^{\tau}_{\nu\mu}$ (23). Поэтому их следует сворачивать друг с другом. Это оставляет только диагональную часть пропагатора и ядро $K^{\tau}_{\nu\mu}(\alpha,\alpha')$ может быть представлено в виде

$$K^{\tau}_{\nu\mu}(\alpha,\alpha') =$$
$$= \overline{W^{(+)}_{nm}(\alpha)\langle G^{\tau}_{mn,mn}(\alpha,\alpha')\rangle_{\nu\mu}W^{(-)}_{mn}(\alpha')} + \overline{W^{(-)}_{mn}(\alpha)\langle G^{(\tau)}_{nm,nm}(\alpha,\alpha')\rangle_{\nu\mu}W^{(+)}_{nm}(\alpha')}$$

$$-\frac{\delta_{\nu\mu}}{d_\nu}\sum_\lambda d_\lambda\left\{\overline{W^{(+)}_{n\ell}(\alpha)\langle G^{\tau}_{\ell n,\ell n}(\alpha,\alpha')\rangle_{\lambda\nu}W^{(+)}_{\ell n}(\alpha')} + \overline{W^{(-)}_{\ell n}(\alpha)\langle G^{\tau}_{n\ell,n\ell}(\alpha,\alpha')\rangle_{\nu\lambda}W^{(-)}_{n\ell}(\alpha')}\right\} \tag{44}$$

где обозначено

$$W^{(\pm)}_{nm}(\alpha) = \pm\frac{i}{2}F_{nm}(q)\frac{\partial}{\partial k}-\frac{ik}{m}\nabla_{nm}(q) \tag{45}$$

а индекс сверток относится к матрицам $F_{nm}(q)$ и $\nabla_{nm}(q)$, явно входящим в $W^{(\pm)}_{nm}(\alpha)$. Учитывая затухание сверток (40), (42), (43) мы видим, что ядро $K^{\tau}_{\nu\mu}(\alpha,\alpha')$ по глобальным переменным локализовано в окрестности $q=q'$ на интервале $\sim\sigma_{\nu\mu}$ (4I). Локализация по импульсам и времени τ определяется пропагатором $G^{\tau}_{\nu\mu}(\alpha,\alpha')=\langle G^{\tau}_{nm,nm}(\alpha,\alpha')\rangle_{\nu\mu}$, исследование которого мы проведем в следующем разделе.

5. Внутренний пропагатор

С учетом (28) запишем пропагатор $G^{\tau}_{\nu\mu}(\alpha,\alpha')$ в представлении взаимодействия

$$G^{\tau}_{\nu\mu}(\alpha,\alpha') = \int d\beta\; G^{(0)}_{\nu\mu}(\alpha,\alpha';\tau)\;P^{\tau}_{\nu\mu}(\beta,\alpha') \tag{46}$$

где

$$G^{(0)} = e^{-iL^{(0)}\tau} \tag{47}$$

свободный пропагатор, а оператор $F^{\tau}_{\nu\mu}(\alpha,\alpha')$ дается выражением

$$F^{\tau}_{\nu\mu}(\alpha,\alpha') = \left\langle (nm|\, T\exp\left(-i\int_0^{\tau} dt\, L^{(v)}(t)\right) |nm) \right\rangle_{\nu\mu} \tag{48}$$

Свободный пропагатор $G^{(0)}$ удовлетворяет уравнению

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + i\omega_{\nu\mu} + \frac{k}{m}\frac{\partial}{\partial q} - \frac{\partial U_{\nu\mu}(q)}{\partial q}\frac{\partial}{\partial k}\right) G^{(0)}_{\nu\mu}(\alpha,\alpha';t) = 0 \tag{49}$$

с граничным условием

$$G^{(0)}_{\nu\mu}(\alpha,\alpha';t)\Big|_{t=0} = \delta(\alpha-\alpha') \tag{50}$$

Очевидное решение уравнения (49) имеет вид

$$G^{(0)}_{\nu\mu}(\alpha,\alpha';t) = e^{-i\varphi_{\nu\mu}(t)}\,\delta(\alpha - \alpha^{t}_{\nu\mu}(\alpha')) \tag{51}$$

где $\alpha^{t}_{\nu\mu}(\alpha')$ – классическая траектория в потенциале $U_{\nu\mu}(q)$, с начальными данными при $t = 0$, $\alpha^{0}_{\nu\mu}(\alpha') = \alpha'$. Фаза $\varphi_{\nu\mu}(t)$ определяется интегралом

$$\varphi_{\nu\mu}(t) = \int_0^t d\tau\, \omega_{\nu\mu}\left(q^{\tau}_{\nu\mu}(\alpha')\right) \tag{52}$$

Пропагатор (51) описывает свободное глобальное движение из точки α' в точку α в условиях адиабатического "подстраивания" среды. Учитывая затухание сверток операторов W в (44), в нулевом порядке по неадиабатическим переходам ($F^{\tau}_{\nu\mu} = 1$) находим, что ядро $K^{(0)\tau}_{\nu\mu}(\alpha,\alpha')$ с пропагатором $G^{(0)}_{\nu\mu}$ оказывается локализованным как в импульсном пространстве, так и по временной переменной на интервалах, соответствующих изменению глобальной координаты $\Delta q^{\tau}_{\nu\mu}$ вдоль гладкой траектории $q^{\tau}_{\nu\mu}$ на величину порядка $\sigma_{\mu\nu} \ll \Delta q$ (Δq – "большой" масштаб). Следует ожидать, что применимость нулевого приближения ограничено определенными условиями, исследование которых составляет предмет настоящего раздела.

Оператор $L^{(v)}_{nm,n'm'}(\alpha,\alpha')$ в представлении взаимодействия имеет вид

$$(nm|\, L^{(v)}(\alpha,\alpha';t)\,|n'm') = 2\pi\,\delta\left(\alpha^{t}_{\nu\mu}(\alpha) - \alpha^{t}_{\nu'\mu'}(\alpha')\right)\Big[\delta_{mm'} W^{(+)}_{nn'}(\alpha^{t}_{\nu\mu}(\alpha))\,e^{i\varphi_{\nu\nu'}(t)} -$$

$$- \delta_{nn'} W^{(-)}_{m'm}(\alpha^{t}_{\nu\mu}(\alpha))\,e^{i\varphi_{\mu'\mu}(t)}\Big] \tag{53}$$

Он отличен от нуля в точках α и α', которые являются начальными данными двух траекторий, обязательно пересекающихся в одной точке фазового пространства через время t. Поскольку траектории $\alpha^{t}_{\nu\mu}$ меняются на макромасштабе, соответствующем Δq, а нас интересует поведение оператора $F^{t}_{\nu\mu}$ на масштабе порядка $\sigma_{\mu\nu} \ll \Delta q$, можно пренебречь нелокальностью в (53), порождаемой δ -функцией, оставив, однако, явную зависимость аргументов операторов $W^{(\pm)}(\alpha^{t}_{\nu\mu}(\alpha'))$ на траектории. Последняя существенна в высших порядках по $L^{(v)}(t)$, когда появятся парные свертки, меняющиеся на масштабе $\sim \sigma_{\mu\nu}$. В этом приближении оператор $F^{\tau}_{\nu\mu}(\alpha,\alpha')$ будет локален в фазовом пространстве: $F^{\tau}_{\nu\mu}(\alpha,\alpha') = \delta(\alpha-\alpha')\, F^{\tau}_{\nu\mu}(\alpha)$

Заметим, что если в матрицах $W^{(\pm)}_{nm}(\alpha)$ (45) опустить слагаемые, содержащие производные $\frac{\partial}{\partial k}$, то для оператора $F^{\tau}_{\nu\mu}(\alpha)$ справедливы все результаты, полученные в работе /I/. И в частности справедливо утверждение, что при условии

$$\frac{1}{\eta^2} = \frac{k^2}{m^2(\Gamma^{t})^2}\sum_{\mu}\left\langle |\nabla_{nm}(q)|^2\right\rangle_{\nu\mu} d_{\mu} \ll 1 \tag{54}$$

масштаб изменения величины $F^{\tau}_{\nu\mu}(q,k)$ по переменной τ в η раз превосходит масштаб нелокальности парной свертки операторов в ядре (44). При этих условиях пропагатор $G^{\tau}_{\nu\mu}$ может быть заменен свободным пропагатором $G^{(0)}_{\nu\mu}(\tau)$. Для того, чтобы убедиться, что в нашем случае возникает такая же ситуация, следует вычислить $F^{\tau}_{\nu\mu}(\alpha)$ во втором порядке теории возмущений по $L^{(v)}(t)$ и продемонстрировать появление малого параметра $1/\eta$. Покажем это на примере сверток двух операторов $F_{nm}(q)$, содержащих вторую производную по импульсу. Пренебрегая изменением сверток $\left\langle |F_{nm}(q)|^2\right\rangle_{\nu\mu}$ на интервале $\sim \tau$, для одного из слагаемых

$F^{(2)}_{\nu\mu}(\alpha,\tau)$ имеем

$$-\tau \sum_{\lambda} \sqrt{\frac{2\pi\sigma_{\nu\lambda}^2 m^2}{k^2}}\, d_\lambda \frac{3}{2\sigma_{\nu\lambda}^2} \frac{\omega_{\nu\lambda}^2 \Gamma^{\downarrow} D/\pi}{\omega_{\nu\lambda}^2 + (\Gamma^{\downarrow})^2} e^{-\frac{\omega_{\nu\lambda}^2 m^2 \sigma_{\nu\lambda}^2}{2k^2}} \frac{\partial^2}{\partial k^2} \tag{55}$$

Сумма по λ в условиях (54) набирается на интервале частот переходов $\Delta\omega \ll \Gamma^{\downarrow}$, поэтому получаем ответ $\sim \frac{3\tau k^2}{\sigma_{\nu\nu}^2 m^2 \Gamma^{\downarrow}} \frac{1}{\sigma_{\nu\nu}^2} \frac{\partial^2}{\partial k^2}$ отличающийся от аналогичного ответа для сверток двух матриц искажения фактором $\frac{1}{\sigma_{\nu\nu}^2} \frac{\partial^2}{\partial k^2}$. При действии на вигнеровскую функцию распределения этот фактор можно оценить величиной $\frac{1}{\sigma_{\nu}^2 \Delta k_\nu^2}$, и учитывая квазиклассичность, убеждаемся, что даже в случае узких импульсных распределений с шириной $\Delta k_\nu^2 \sim \frac{1}{\sigma_{\nu\nu}^2} \ll k^2$ дополнительные слагаемые (55) в пропагаторе $F^{\tau}_{\nu\mu}(\alpha)$ не меняют характерного масштаба по переменной τ.

Таким образом, параметр η (54) в нашем случае играет ту же роль, что и в приближении самосогласованной внутренней кинетики /I/: при $\eta \gg$ I внутренний пропагатор $G^{\tau}_{\nu\mu}$ существенно изменяется на масштабе $\sim \frac{\sigma_{\nu\nu}^2 m^2 \Gamma^{\downarrow}}{k^2}$, значительно превосходящем время $\frac{\sigma_{\nu\nu} m}{k}$ затухания сверток в ядре (44), и может быть аппроксимирован свободным пропагатором. Поскольку этот режим реализуется практически для всех систем и характерных для процессов ГНП и деления глобальных скоростей, мы ограничим дальнейшее рассмотрение нулевым приближением по неадиабатическим переходам. Отметим, что возникло дополнительное ограничение этого приближения на форму распределения $f^{+}_{\nu}(\alpha)$ в импульсном пространстве: она не должна быть слишком узкой. В противном случае в пропагаторе $G^{\tau}_{\nu\mu}$ начинают доминировать поправки, связанные с производными функции распределения по импульсам. Характерная ширина Δk_ν распределения ограничена снизу неравенством

$$\Delta k_\nu \gtrsim \frac{1}{\sigma_{\nu\nu}} \tag{56}$$

или в терминах энергетического разброса

$$\Delta E \gtrsim \frac{k}{m\sigma_{\nu\nu}} = \frac{\hbar}{\tau^{\nu\nu}_{cor}} \tag{57}$$

Последнее неравенство отражает квантовомеханическое соотношение неопределенности: величина $\tau^{\nu\nu}_{cor}$ соответствует времени Δt действия одного акта возмущения (измерения), в результате которого система приобретает неопределенность в энергии $\Delta E \gtrsim \frac{\hbar}{\Delta t}$. Поэтому попытка описать слишком узкие энергетические распределения квазиклассическими уравнениями неправомерна. Отсюда и вытекает ограничение (57). Ограничение (56) имеет аналогичный смысл и также соответствует условию применимости квазиклассического приближения.

6. Кинетическое уравнение

Итак, в нулевом приближении по адиабатичности ($\eta \gg$ I) и для не слишком узких импульсных распределений $f_\nu(q,k)$ (56) пропагатор $G^{\tau}_{\nu\mu}(\alpha,\alpha')$ в (44) можно заменить свободным пропагатором. Учитывая также, что на временах порядка $\tau^{\nu\nu}_{cor}$ глобальная траектория $\alpha^{\tau}_{\nu\mu}(\alpha')$ практически не уходит от начальной точки α' и пренебрегая этой нелокальностью, получаем

$$K^{\tau}_{\nu\mu}(\alpha,\alpha') = 2\pi\delta(\alpha-\alpha')\left[w^{(g)}_{\nu\mu}(\alpha,\tau) - \frac{\delta_{\nu\mu}}{d_\nu}\sum_{\lambda} w^{(l)}_{\nu\lambda}(\alpha,\tau)\, d_\lambda \right] \tag{58}$$

где

$$w^{(g)}_{\nu\mu}(\alpha,\tau) = \langle W^{(+)}_{nm}(\alpha) W^{(-)}_{mn}(\alpha^{-\tau}_{\nu\mu}(\alpha))\rangle_{\nu\mu} e^{i\varphi_{\nu\mu}(\tau)} + \langle W^{(-)}_{mn}(\alpha) W^{(+)}_{nm}(\alpha^{-\tau}_{\nu\mu}(\alpha))\rangle_{\nu\mu} e^{i\varphi_{\mu\nu}(\tau)}$$

$$w^{(l)}_{\nu\mu}(\alpha,\tau) = \langle W^{(+)}_{nm}(\alpha) W^{(+)}_{mn}(\alpha^{-\tau}_{\nu\mu}(\alpha))\rangle_{\nu\mu} e^{i\varphi_{\nu\mu}(\tau)} + \langle W^{(-)}_{mn}(\alpha) W^{(-)}_{nm}(\alpha^{-\tau}_{\nu\mu}(\alpha))\rangle_{\nu\mu} e^{i\varphi_{\mu\nu}(\tau)} \tag{59}$$

соответствуют приходному и уходному слагаемым в "интеграле столкновений" (58). Учитывая определения (45) находим

$$w^{(g)}_{\nu\mu}(\alpha,\tau) = 2\mathrm{Re}\left\{\left[\frac{k^2}{m^2}\langle \nabla_{nm}(q)\nabla^{*}_{nm}(q^{-\tau}_{\nu\mu}(\alpha))\rangle_{\nu\mu} + \frac{1}{4}\frac{\partial}{\partial k}\langle F_{nm}(q) F^{*}_{nm}(q^{-\tau}_{\nu\mu}(\alpha))\rangle_{\nu\mu}\frac{\partial}{\partial k} \right.\right. \tag{60}$$

$$\left.\left. - \frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial k}\langle F_{nm}(q)\nabla^{*}_{nm}(q^{-\tau}_{\nu\mu}(\alpha))\rangle_{\nu\mu}\frac{k}{m} - \frac{1}{2}\frac{k}{m}\langle \nabla_{nm}(q) F^{*}_{nm}(q^{-\tau}_{\nu\mu}(\alpha))\rangle_{\nu\mu}\frac{\partial}{\partial k}\right] e^{i\varphi_{\nu\mu}(\tau)}\right\}$$

$$w^{(1)}_{\nu\mu}(\alpha,\tau) = 2\,\mathrm{Re}\left\{\left[\frac{k^2}{m^2}\langle \nabla_{nm}(q)\nabla^*_{nm}(q^{-\tau}_{\nu\mu}(\alpha))\rangle_{\nu\mu} - \frac{1}{4}\frac{\partial}{\partial k}\langle F_{nm}(q)F^*_{nm}(q^{-\tau}_{\nu\mu}(\alpha))\rangle_{\nu\mu}\frac{\partial}{\partial k} - \right.\right. \tag{61}$$

$$\left.\left. - \frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial k}\langle F_{nm}(q)\nabla^*_{nm}(q^{-\tau}_{\nu\mu}(\alpha))\rangle_{\nu\mu}\frac{k}{m} + \frac{1}{2}\frac{k}{m}\langle \nabla_{nm}(q)F^*_{nm}(q^{-\tau}_{\nu\mu}(\alpha))\rangle_{\nu\mu}\frac{\partial}{\partial k}\right] e^{i\varphi_{\nu\mu}(\tau)}\right\}$$

Если ввести следующие обозначения

$$w_{\nu\mu}(\alpha;\tau) = 2\,\mathrm{Re}\left\{\frac{k^2}{m^2}\langle \nabla_{nm}(q)\nabla^*_{nm}(q^{-\tau}_{\nu\mu}(\alpha))\rangle_{\nu\mu} e^{i\varphi_{\nu\mu}(\tau)}\right\} \tag{62}$$

$$\mathcal{D}_{\nu\mu}(\alpha,\tau) = 2\,\mathrm{Re}\left\{\frac{1}{2}\langle F_{nm}(q)F^*_{nm}(q^{-\tau}_{\nu\mu}(\alpha))\rangle_{\nu\mu} e^{i\varphi_{\nu\mu}(\tau)}\right\} \tag{63}$$

$$K^{(1)}_{\nu\mu}(\alpha,\tau) = -2\,\mathrm{Re}\left\{\frac{1}{2m}\langle F_{nm}(q)\nabla^*_{nm}(q^{-\tau}_{\nu\mu}(\alpha))\rangle_{\nu\mu} e^{i\varphi_{\nu\mu}(\tau)}\right\} \tag{64}$$

$$K^{(2)}_{\nu\mu}(\alpha,\tau) = -2\,\mathrm{Re}\left\{\frac{1}{2m}\langle \nabla_{nm}(q)F^*_{nm}(q^{-\tau}_{\nu\mu}(\alpha))\rangle_{\nu\mu} e^{i\varphi_{\nu\mu}(\tau)}\right\} \tag{65}$$

кинетическое уравнение (37) можно представить в виде

$$\frac{\partial f^+_\nu(\alpha)}{\partial t} + \frac{k}{m}\frac{\partial f^+_\nu(\alpha)}{\partial q} - \frac{\partial U_\nu(q)}{\partial q}\frac{\partial f^+_\nu(\alpha)}{\partial k} = \tag{66}$$

$$= \sum_\mu \int_0^{t-t_0} d\tau\, w_{\nu\mu}(\alpha,\tau)\left[f^{t-\tau}_\mu(\alpha)d_\nu - f^{t-\tau}_\nu(\alpha)d_\mu\right] \tag{66а}$$

$$+ \sum_\mu \int_0^{t-t_0} d\tau \frac{\partial}{\partial k}\mathcal{D}_{\nu\mu}(\alpha,\tau)\frac{\partial}{\partial k}\,\frac{f^{t-\tau}_\mu(\alpha)d_\nu + f^{t-\tau}_\nu(\alpha)d_\mu}{2} \tag{66б}$$

$$+ \sum_\mu \int_0^{t-t_0} d\tau \frac{\partial}{\partial k}K^{(1)}_{\nu\mu}(\alpha,\tau)\frac{k}{m}\left[f^{t-\tau}_\mu(\alpha)d_\nu - f^{t-\tau}_\nu(\alpha)d_\mu\right] \tag{66в}$$

$$+ \sum_\mu \int_0^{t-t_0} d\tau\; k\,K^{(2)}_{\nu\mu}(\alpha,\tau)\frac{\partial}{\partial k}\left[f^{t-\tau}_\mu(\alpha)d_\nu + f^{t-\tau}_\nu(\alpha)d_\mu\right] \tag{66г}$$

Смысл различных слагаемых (66) – (70) в кинетическом уравнении довольно прозрачен. Первое из них (66) описывает кинематическое изменение функции распределения $f^+_\nu(\alpha)$ без учета переходов в другие ячейки. Второе (67) генерирует неадиабатические переходы, идущие на фоне глобального движения. Оно аналогично "интегралу столкновений", полученному в работе /I/ в рамках приближения самосогласованной внутренней кинетики. Третье слагаемое (68) описывает диффузию в импульсном пространстве, обусловленную флуктуациями глобальной траектории за счет их корреляций с внутренними переходами. Четвертое слагаемое (69) имеет структуру диссипативного члена в уравнении Фоккера-Планка, причем сила трения оказывается линейной по скорости. Наконец, последнее слагаемое (70) можно интерпретировать как неадиабатическую поправку к потенциалу $U_\nu(q)$, обусловленную переходами в другие ячейки.

Отметим, что уравнение (66) сохраняет нормировку функции распределения

$$\frac{\partial}{\partial t}\sum_\nu \int d\alpha\, f^+_\nu(\alpha) = 0 \tag{67}$$

В этом легко убедиться, если учесть симметричность $w_{\nu\mu}$ и антисимметричность $K^{(2)}_{\nu\mu}$ по индексам ν, μ и наличие производных $\frac{\partial}{\partial q}$ и $\frac{\partial}{\partial k}$ в остальных слагаемых.

Имея в виду результаты работы /I/, нетрудно доказать справедливость марковского приближения в уравнении (66). Для этого достаточно оценить характерный масштаб времени релаксации за счет переходов в другие ячейки (используя уходный член в (66а), которое, как и в /I/, оказывается в η раз ($\eta \gg$ I) превосходящем масштаб времени корреляции, соответствующем области сходимости интеграла по τ в (66а-г). В этом случае от (66) можно перейти к системе дифференциальных уравнений для $f^+_\nu(\alpha)$, которая имеет аналогичную структуру

$$\frac{\partial f_\nu^+(\alpha)}{\partial t} + \frac{k}{m}\frac{\partial f_\nu^+(\alpha)}{\partial q} - \frac{\partial U_{\nu\nu}(q)}{\partial q}\frac{\partial f_\nu^+(\alpha)}{\partial k} = \sum_\mu w_{\nu\mu}(\alpha)\left[f_\mu^+(\alpha)d_\nu - f_\nu^+(\alpha)d_\mu\right] \tag{68}$$

$$+ \sum_\mu \frac{\partial}{\partial k}\mathcal{D}_{\nu\mu}(\alpha)\frac{\partial}{\partial k}\frac{f_\mu^+(\alpha)d_\nu + f_\nu^+(\alpha)d_\mu}{2} + \sum_\mu \frac{\partial}{\partial k}K^{(1)}_{\nu\mu}(\alpha)\,k\left(f_\mu^+(\alpha)d_\nu - f_\nu^+(\alpha)d_\mu\right)$$

$$+ \sum_\mu k\,K^{(2)}_{\nu\mu}(\alpha)\frac{\partial}{\partial k}\left(f_\mu^+(\alpha)d_\nu + f_\nu^+(\alpha)d_\mu\right)$$

где транспортные коэффициенты с учетом (40), (42), (43) даются формулами

$$w_{\nu\mu}(\alpha) = \sqrt{2\pi}\,\tau_{cor}^{\nu\mu}\frac{k^2}{m^2\sigma_{\nu\mu}^2}\,\frac{\Gamma^{\downarrow}D/\pi}{\omega_{\nu\mu}^2+(\Gamma^{\downarrow})^2}\,e^{-\frac{1}{2}\omega_{\nu\mu}^2(\tau_{cor}^{\nu\mu})^2} \tag{69}$$

$$\mathcal{D}_{\nu\mu}(\alpha) = \sqrt{2\pi}\,\frac{\tau_{cor}^{\nu\mu}}{2}\,\frac{\omega_{\nu\mu}^2}{\sigma_{\nu\mu}^2}\,\frac{\Gamma^{\downarrow}D/\pi}{\omega_{\nu\mu}^2+(\Gamma^{\downarrow})^2}\,e^{-\frac{1}{2}\omega_{\nu\mu}^2(\tau_{cor}^{\nu\mu})^2} \tag{70}$$

$$K^{(1)}_{\nu\mu}(\alpha) = \sqrt{2\pi}\,\frac{\tau_{cor}^{\nu\mu}}{2m}\,\frac{\omega_{\nu\mu}}{\sigma_{\nu\mu}^2}\,\frac{\Gamma^{\downarrow}D/\pi}{\omega_{\nu\mu}^2+(\Gamma^{\downarrow})^2}\,e^{-\frac{1}{2}\omega_{\nu\mu}^2(\tau_{cor}^{\nu\mu})^2} \tag{7I}$$

Здесь обозначено $\tau_{cor}^{\nu\mu} = m\sigma_{\nu\mu}/k$. Нетрудно убедиться, что уравнение (68) сохраняет нормировку функции распределения $f_\nu^+(\alpha)$ (67). Это свойство выполняется в силу структуры правой части (68) и свойств симметрии транспортных коэффициентов (69)-(70). Существует еще один интеграл движения - полная энергия системы

$$E = \sum_\nu \int d\alpha \left(\frac{k^2}{2m} + E_\nu(q)\right) f_\nu^+(\alpha) \tag{72}$$

Закон сохранения энергии выполняется как в силу свойств структуры уравнения (68) и симметрии транспортных коэффициентов, так и благодаря определенным соотношениям между свертками матриц искажения и матриц сил (40), (42), (43). Отметим, что в определении полной энергии (72) отсутствуют "корреляционные" члены, обусловленные вкладом неадиабатических переходов. Это свя-

зано с тем, что время одного неадиабатического перехода мало по сравнению с временем между двумя последовательными переходами, поэтому средний вклад от возмущения в момент перехода мал. Аналогичная ситуация имеет место в газовой кинетике: поскольку время столкновения мало по сравнению с временем между столкновениями, частица в среднем "не чувствует" присутствие других частиц и движется как свободная, так что полная энергия системы определяется свободным гамильтонианом.

В заключение раздела отметим, что вся информация о сильной связи глобального движения и внутренних степеней свободы (эффекты искажения) "локализовалась" в величинах $\sigma_{\nu\mu}^2$. В пределе исчезающе малых эффектов искажения величина σ_{μ}^2 расходится и обращает в нуль все транспортные коэффициенты.

Заключение

Сформулируем основной результат работы. Построено кинетическое уравнение для огрубленной функции распределения $f_\nu^+(\alpha)$ для систем с ярко выраженной коллективной динамикой и сильной связью с большим числом внутренних некогерентных степеней свободы. Это уравнение имеет фоккер-планковский вид с транспортными коэффициентами, зависящими от внутренних переменных. Тем самым учитывается корреляция глобального движения и внутренних неадиабатических переходов в кинетическом процессе.

Данное уравнение получено в следующих предположениях:

I. Квазиклассичность глобального движения как такового (без учета внутренних переходов).

2. Справедливость процедуры крупноячеечного огрубления: на кинетическом этапе эволюции систему можно описывать меньшим числом переменных, а статистический оператор становится функционалом от этих переменных (процедура огрубления статистического оператора).

3. Конкретная реализация огрубления проводится в рамках модели случайных матриц. Следовательно, в пространстве выделенных состояний матрицы искажения $\nabla_{nm}(q)$ и сил противодействия $F_{nm}(q)$ удовлетворяют определенным статистическим свойствам. В частности, отсутствует коллективность в спектре внутренних возбуждений системы.

4. Реализуется режим, определенный неравенством $\eta \gg$ I. В этом случае последовательность двух актов неадиабатических переходов нескоррелирована друг с другом.

5. Неопределенность импульса и энергии глобального движения, возникающая в результате действия одного акта возмущения мала по сравнению с характерной шириной импульсного и энергетического распределения.

В этих предположениях реализуется марковский предел и кинетическое уравнение представляет собой систему дифференциальных уравнений. Память о предистории кинетического процесса становится несущественной.

Автор считает приятным долгом выразить благодарность В.Г.Зелевинскому за ценные обсуждения затронутых здесь вопросов и ряд полезных замечаний, высказанных им в ходе дискуссий.

Литература:

I. Исаев П.Н. Препринт ИЯФ СО АН СССР, Новосибирск, I983 (в печати).

2. Ayik S., Nörenberg W. Z. Phys. A288 (1978) 401, ibid A297 (1980) 55.

3. Agassi D., Ko C.M., Weidenmüller H. Ann. of Phys. 107 (1977) 140, ibid 177 (1979) 237, ibid 177 (1979) 407.

4. Weidenmüller H. In: Theoretical Methods in Medium-Energy and Heavy-Ion Physics. N.Y. and L., 1978, p.369.

5. Беляев С.Т., Зелевинский В.Г. ЯФ I6, (I972), II95.

6. Зелевинский В.Г. Микроскопическая теория коллективных состояний ядер. Конспект лекций. МИФИ, I973.

7. Zelevinsky V.G. Nucl. Phys. A337 (1980) 40.

8. Ахиезер А.И., Пелетминский С.В. Методы статистической физики. М., Наука, I977.

9. Исаев П.Н. Препринт ИЯФ СОАН СССР, Новосибирск, 1983 (в печати).

П.Н.Исаев

ЯДЕРНАЯ КИНЕТИКА. ОСНОВНОЕ КИНЕТИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ
ДЛЯ СИСТЕМ С СИЛЬНОЙ СВЯЗЬЮ ГЛОБАЛЬНОГО
И ВНУТРЕННЕГО ДВИЖЕНИЯ

Препринт
№ 83-97

Работа поступила I августа 1983г.
Ответств.за выпуск - С.Г.Попов
Подписано к печати I5.08.83г. МН 03300
Формат бумаги 60x90 I/I6 Усл.I,5 печ.л., I,2 учетно-изд.л.
Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ №97

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90