

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P4-85-543

В.Г.Картавенко, Д.Караджов, Д.Клуге, Й.Пиперова

О КОЛЕБАНИЯХ ЯДЕРНОЙ ПЛОТНОСТИ
С ДИФФУЗНЫМ КРАЕМ

1985

ВВЕДЕНИЕ

Для понимания механизма глубоконеупругого взаимодействия тяжелых ионов с атомными ядрами^{1/} является полезной концепция входных (doorway) состояний, образующихся на начальной стадии взаимодействия и определяющих дальнейший процесс релаксации в ядерной системе. Среди множества степеней свободы сталкивающихся ядер одним из наиболее вероятных кандидатов в качестве входных состояний могут быть колебания ядерной плотности /гигантские резонансы/. Такие состояния существенны для понимания явления диссипации кинетической энергии^{2-4/} механизма образования быстрых легких частиц^{3,5-7/} в глубоконеупругих столкновениях. Метод описания колебаний ядерной плотности в подобных расчетах должен одновременно удовлетворять нескольким требованиям: допускать прямое обобщение на случай двух сильно взаимодействующих систем; быть, по возможности, последовательным /согласовывать свойства возбуждений с исходным многочастичным гамильтонианом системы/, адекватным /основные свойства возбуждений определяют эволюцию релаксационных явлений/ и простым, так как информация о свойствах таких возбуждений используется как входные данные для дальнейших довольно сложных расчетов. Среди существующих методов описания колебаний ядерной плотности^{8/} удовлетворить этим требованиям проще всего в рамках полумикроскопической ядерной гидродинамики. В настоящее время существуют различные варианты такого подхода^{3,9-14/}.

В настоящей работе мы продолжим начатое в^{12,13/} построение описания колебаний ядерной плотности для процессов релаксации в тяжелоионных столкновениях. В^{12/} изложена принципиальная схема. В^{13/} получено простейшее аналитическое решение, моделирующее двойную ядерную систему. Мы распространим это описание на случай реалистического взаимодействия /силы типа Сфирма/. Будет рассмотрен простейший случай колебаний изолированного ядра. Особенность данной работы состоит в том, что мы будем использовать связь между ядерной гидродинамикой и теорией солитонов^{15-17/}. Атомное ядро рассматривается как солитон плотности^{17/}, причем существование четко выраженного диффузного слоя является следствием выбора эффективного взаимодействия и симметрии задачи. Для определения основных характеристик возбуждений мы получим уравнения в масштабно-инвариантной форме. Необходимые условия согласования выполняются автоматически. После масштабных преобразований ядерное вещество оказывается эквивалентным другим нелинейным дисперсионным средам, тради-

ционными объектам теории солитонов. В частности, спектроскопическая задача описания гигантских резонансов тесно связана с традиционной проблемой теории солитонов - проблемой устойчивости. В данной работе мы изучим отдельные свойства построенных уравнений, полезные для ядерной физики и солитоники. Полная схема решения, требующая дополнительных усилий по ее численной реализации, будет изложена в последующей работе.

1. СХЕМА ОПИСАНИЯ КОЛЕБАНИЙ ЯДЕРНОЙ ПЛОТНОСТИ

Следуя схеме ядерной гидродинамики, развитой в работах [12,13], мы будем описывать колебательные возбуждения ядерной плотности в терминах операторов плотности $\hat{\rho}$ и потенциала скорости нуклонов $\hat{\phi}$, связанных каноническими коммутационными соотношениями:

$$[\hat{\phi}(\vec{x}), \hat{\phi}(\vec{y})] = [\hat{\rho}(\vec{x}), \hat{\rho}(\vec{y})] = 0$$

$$[\hat{\rho}(\vec{x}), \hat{\phi}(\vec{y})] = i \frac{\hbar}{m} \delta(\vec{x} - \vec{y}), \quad /1/$$

с использованием гидродинамического представления для гамильтониана ядра:

$$\hat{H}_G = \frac{m}{8} \int d\vec{x} \{ \rho, \nabla \phi \}_+ \rho^{-1} \{ \rho, \nabla \phi \}_+ + \frac{\hbar^2}{8m} \int d\vec{x} \frac{|\nabla \rho|^2}{\rho} + \int d\vec{x} \mathcal{E}[\rho]. \quad /2/$$

Выберем плотность функционала взаимодействия $\mathcal{E}[\rho]$ в виде эффективных, зависящих от плотности сил Скирма [18] и проведем перенормировку параметров гамильтониана [2]:

$$\mathcal{E}[\rho] = \frac{3}{8} t_0 \rho^2 + \frac{t_3}{16} \rho^3,$$

$$m = m^* = (m^{-1} + (3t_1 + 5t_2) \rho_N / 8\hbar^2)^{-1},$$

$$\frac{\hbar^2}{8m} = \frac{\hbar^2 \eta^2}{8m^*} = \frac{\hbar^2}{8m} + \frac{\rho_N}{64} (9t_1 - 5t_2),$$

ρ_N - плотность ядерной материи, $t_{0,1,2,3}$ - численные параметры сил Скирма. Такие простейшие эффективные силы с успехом применяются в расчетах по методу Хартри - Фока для описания свойств ядер в основном [19] состоянии и различных динамических расчетах [11,20].

Выделим из оператора плотности $\hat{\rho}(\vec{x})$ некоторую среднюю плотность $\rho_0(\vec{x})$ и оператор флуктуации плотности $\hat{\rho}(\vec{x}) = \rho_0(\vec{x}) + \delta\hat{\rho}(\vec{x})$.

Требую, чтобы $\rho_0(\vec{x})$ была равновесной плотностью, и линеаризуя уравнения движения для $\delta\hat{\rho}$ и $\hat{\phi}$ по степеням этих операторов, мы получаем следующие уравнения [12]:

$$\frac{\delta \mathcal{E}}{\delta \rho_0(\vec{x})} - \frac{\hbar^2 \eta^2}{4m^*} \left(\frac{\Delta \rho_0(\vec{x})}{\rho_0(\vec{x})} - \frac{|\nabla \rho_0(\vec{x})|^2}{2\rho_0^2(\vec{x})} \right) - \lambda = 0,$$

$$\int d\vec{x} \rho_0(\vec{x}) = A, \quad /3/$$

λ - множитель Лагранжа, учитывающий сохранение числа нуклонов системы (A).

$$\delta \hat{\rho}(\vec{x}) = -\frac{\hbar}{m} \sum_j g_j(\vec{x}) (b_j^+ + b_j),$$

$$\hat{\phi}(\vec{x}) = i \frac{\hbar}{m} \sum_j f_j(\vec{x}) (b_j^+ - b_j),$$

$$(\rho_0(\vec{x}) f_j(\vec{x})) = \omega_j g_j(\vec{x}), \quad /4/$$

$$\frac{\hbar^2 \eta^2}{4m^*} \left(\nabla (\rho_0^{-1} \nabla g_j) - \left(\frac{\Delta \rho_0}{\rho_0^2} - \frac{|\nabla \rho_0|^2}{\rho_0^3} \right) g_j \right) -$$

$$- \frac{1}{m^*} \frac{\delta^2 \mathcal{E}}{\delta \rho_0^2} \cdot g_j = \omega_j f_j. \quad /5/$$

При использовании этих уравнений для анализа конкретных ядерных систем необходимо учесть свойства симметрии решений и соответствующие граничные условия. Мы будем рассматривать задачу о спектре колебаний сферически-симметричного ядра. Поэтому для нахождения плотности ядра в основном состоянии $\rho_0(x)$ нужно построить сферически-симметричное, трансляционно-инвариантное безузловое решение уравнений типа Томаса - Ферми [3], удовлетворяющее граничным условиям

$$\lim_{x \rightarrow \infty} \rho_0(x) = \lim_{x \rightarrow \infty} \frac{\partial \rho_0}{\partial x} = 0,$$

$$\lim_{x \rightarrow 0} \frac{\partial \rho_0}{\partial x} = 0. \quad /3a/$$

Уравнения /4/, /5/ определяют в гармоническом приближении частоты колебаний ω_j и амплитуды $f_j(\vec{x})$, $g_j(\vec{x})$ разложения операторов $\delta\hat{\rho}$ и $\hat{\phi}$ по бозонным операторам рождения b_j^+ и уничтожения b_j возбуждений $|l_j l_j\rangle$ - набор квантовых чисел, характеризующих возбуждение/.

Амплитуды $f_j(\vec{x})$, $g_j(\vec{x})$ удовлетворяют соотношениям ортогональности:

$$\delta_{jj'} = -\frac{2\hbar}{m} \int d\vec{x} f_j(\vec{x}) g_{j'}(\vec{x}),$$

$$\delta(\vec{x} - \vec{y}) = -\frac{2\hbar}{m} \sum_j f_j(\vec{x}) g_j(\vec{y}), \quad /6/$$

следующим из определения /4/, перестановочных соотношений /1/ для операторов $\hat{\rho}$ и $\hat{\phi}$ и обычных перестановочных соотношений: $[b_j, b_{j'}^+] = \delta_{jj'}$, $[b_j, b_{j'}] = 0$, $[b_j^+, b_{j'}^+] = 0$.

Совместное решение уравнений /3/, /5/, /6/ гарантирует выполнение законов сохранения числа частиц и импульса системы /12/.

Практическая реализация такой согласованной схемы в случае произвольного эффективного взаимодействия $\mathcal{E}[\rho]$ наталкивается на трудности вычислительного характера. Некоторое упрощение может быть достигнуто с помощью специального выбора взаимодействия. Таким способом нами было получено простейшее аналитическое решение уравнений /3-6/, моделирующее двойную ядерную систему /13/. Использование сил Скирма /2/, имеющих нелинейность полиномиального типа: $\mathcal{E}[\rho] \sim -\rho^2 + \rho^3$, также позволяет несколько упростить задачу /17/.

2. МАСШТАБНЫЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ. БЕЗРАЗМЕРНЫЙ ВАРИАНТ УРАВНЕНИЙ

Приведем уравнения /3/ к безразмерному виду с помощью масштабного преобразования /17/:

$$\vec{x} = \left(\frac{\hbar\eta}{m^*c_s} \right) \vec{x}, \quad \rho_0(\vec{x}) = \rho_N \psi_0(\vec{x}),$$

$$\lambda = -m^*c_s^2 \bar{\lambda} / 2. \quad /7/$$

Для удобства мы ввели обычным способом скорость звука в ядерной материи:

$$c_s = \sqrt{\frac{1}{m^*} \rho^2 \frac{\delta^2(\mathcal{E}, \rho)}{\delta \rho^2}} \Big|_{\rho = \rho_N}$$

Безразмерный химический потенциал $\bar{\lambda}$ определяется числом нуклонов системы:

$$A = \rho_N \left(\frac{\hbar\eta}{m^*c_s} \right)^3 4\pi \int d\vec{x} \bar{x}^2 \psi_0^2(\vec{x}). \quad /8/$$

Функция $\psi_0(\vec{x})$, описывающая зависимость ядерной плотности от расстояния, удовлетворяет уравнению

$$\Delta_{\vec{x}} \psi_0 = \bar{\lambda} \psi_0 - 4\psi_0^3 + 3\psi_0^5 \quad /3'/$$

и граничным условиям

$$\psi_0(\infty) = \frac{d\psi_0}{d\vec{x}}(\infty) = \frac{d\psi_0}{d\vec{x}}(0) = 0 \quad /3a'/$$

Уравнения /4/, /5/, /6/ записываются в следующем виде:

$$\delta \hat{\rho}(\vec{x}) = \rho_N^{1/2} \left(\frac{m^*c_s}{\hbar\eta} \right)^{3/2} \psi_0(\vec{x}) \sum_j \vec{g}_j(\vec{x}) (b_j^+ + b_j),$$

$$\hat{\phi}(\vec{x}) = \frac{i\hbar}{2m} \rho_N^{-1/2} \left(\frac{m^*c_s}{\hbar\eta} \right)^{3/2} \psi_0^{-1}(\vec{x}) \sum_j \vec{f}_j(\vec{x}) (b_j^+ - b_j),$$

$$\delta(\vec{x} - \vec{y}) = \left(\frac{m^*c_s}{\hbar\eta} \right)^3 \delta(\vec{x} - \vec{y}), \quad /4'/$$

$$\hat{\mathcal{L}}_0 \bar{f}_j(\vec{x}) = \Omega_j \bar{g}_j(\vec{x}); \quad \hat{\mathcal{L}}_0 \equiv -\Delta_{\vec{x}} + \bar{\lambda} - 4\psi_0^2 + 3\psi_0^4$$

$$\hat{\mathcal{L}}_1 \bar{g}_j(\vec{x}) = -\Omega_j \bar{f}_j(\vec{x}); \quad \hat{\mathcal{L}}_1 \equiv -\Delta_{\vec{x}} + \bar{\lambda} - 12\psi_0^2 + 15\psi_0^4$$

$$\hbar\omega_j = (m^*c_s^2/2)\Omega_j, \quad /5'/$$

$$\delta(\vec{x} - \vec{y}) = \sum_j \bar{g}_j(\vec{x}) \bar{f}_j(\vec{y}),$$

$$\delta_{jj'} = \int d\vec{x} \bar{g}_j(\vec{x}) \bar{f}_{j'}(\vec{x}). \quad /6'/$$

3. ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА УРАВНЕНИЙ

Рассмотрим некоторые свойства уравнений /3' - 6'/, которые являются безразмерным вариантом соответствующих уравнений /3/-/6/.

1. Нелинейное дифференциальное уравнение /3'/ для $\psi_0(\vec{x})$ - аналог уравнения /3/ типа Томаса - Ферми для плотности ядра в основном состоянии ($\rho_0 \sim \psi_0^2$). Уравнения вида /3'/ изучались нами в работе /17/. Было показано, что решения этих уравнений хорошо воспроизводят основные свойства плотностей атомных ядер: существование центральной области постоянной плотности и четко выраженного /для средних и тяжелых ядер/ диффузного слоя с параметром диффузности $a = \hbar\eta/m^*c_s$; экспоненциальный спад на больших расстояниях; обычную зависимость среднеквадратичных радиусов от массового числа $\langle r^2 \rangle^{1/2} \sim A^{1/3}$.

2. Масштабное преобразование /7/ дает удобный набор размерных множителей: расстояние измеряется в единицах эффективной длины волны $-\hbar\eta/m^*c_s$, плотность в единицах ρ_N , энергия - в единицах $m^*c_s^2/2$. Преобразование /7/ позволяет отделить общие свойства системы, определяющиеся типом взаимодействия / δ -

силы с полиномиальной зависимостью от плотности/ от эффектов, связанных с различным выбором констант взаимодействия /которые дают масштаб величин/.

3. Последний факт является одним из следствий существующей связи ядерной гидродинамики и теории солитонов. В работе¹⁷ нами было показано, что в квазиклассическом пределе уравнения движения для ρ и ϕ могут быть переписаны в виде одного нелинейного уравнения Шредингера /НУШ/

$$i\hbar \frac{\partial u}{\partial t} - \frac{\hbar^2}{2m} \Delta u + \frac{\delta \mathcal{E}[|u|^2]}{\delta |u|^2} u \quad /9/$$

для комплексной функции

$$u(\vec{x}, t) = \rho^{1/2}(\vec{x}, t) \exp(im\phi(\vec{x}, t)/\hbar),$$

где роль потенциала играет первая вариация по плотности функционала взаимодействия.

НУШ с различными видами нелинейности с успехом использовались при анализе линейных и нелинейных явлений во многих областях физики. В случае сил Скимма /2/ и после масштабного преобразования /7/ уравнение /9/ приводится к виду

$$i \frac{\partial \psi}{\partial \tau} = -\Lambda_x \psi - 4|\psi|^2 \psi + 3|\psi|^4 \psi, \quad /9'/$$

где $\tau = (m^2 c^2 / 2\hbar) \tau$.

После этих преобразований ядерное вещество оказывается полностью эквивалентным другим нелинейным дисперсионным средам, описываемым уравнением /9/. Атомное ядро можно рассматривать как солитон-нелинейную соединенную волну плотности, способную распространяться без изменения формы и энергии. В случае изолированного ядра - солитона, после обычного способа отделения фазы $\psi_s(\vec{x}, \tau) = \psi_0(\vec{x}) \exp(i\lambda \tau)$, получаем уравнение /3/. На основе уравнений /9, 9'/ можно моделировать столкновение ядер, процессы релаксации в ядерном веществе²¹ и многие другие явления, возникающие в тяжелоионных столкновениях.

4. Для нахождения безразмерных частот колебаний Ω_j и амплитуд \bar{f}_j, \bar{g}_j , определяющих с помощью соотношений /4'/ операторы переходной плотности и тока возбуждений, необходимо решать два связанных дифференциальных уравнения второго порядка /5'/ с учетом условий ортонормировки /6'/ . Эти уравнения, построенные нами в рамках квантово-гидродинамического подхода¹² могут быть получены и прямой линеаризацией уравнений /9, 9'/ вблизи солитонного решения /3, 3'/: $\psi(\vec{x}, \tau) = \psi_s(\vec{x}, \tau) + \eta(\vec{x}) \exp(i(\lambda - \Omega)\tau) + \chi(\vec{x}) \exp(i(\lambda + \Omega)\tau)$; $(\eta, \chi) \ll |\psi_s|$; $\eta - \chi = \bar{f}$, $\eta + \chi = \bar{g}$.

Полезность солитонной терминологии для данной задачи состоит в том, что после масштабных преобразований мы получаем такую структуру уравнений /5'/, которая возникает в аналогичных задачах тео-

рии плазмы, радиофизики^{15,16,22-24}. В релятивистском случае мы получили бы уравнения, полностью эквивалентные уравнениям нелинейной теории поля $\phi^4 - \phi^6$ ²⁵. В результате мы имеем прямую связь проблемы описания колебаний ядерной плотности /гигантских резонансов/ и традиционной проблемы теории солитонов - анализа устойчивости.

5. В пределе ядерной материи: $\rho_0(\vec{x}) \approx \rho_N$, $\psi_0(\vec{x}) \approx 1$, $\lambda_{\vec{x}} \approx 1$ функции $\bar{f}_j(\vec{x})$, $\bar{g}_j(\vec{x})$ пропорциональны плоским волнам $\exp(ik\vec{x})$, $|j| = \vec{k}$. Дисперсионное соотношение: $\Omega^2(k) = k^2(k^2 + 4)$, в соответствии с результатами работ^{11,24,26,27}.

6. Уравнения /5'/, /5/ имеют "духовые" решения с нулевой частотой, отвечающие законам сохранения числа нуклонов

$$\Omega_{sp} = 0, \quad \bar{f}_{sp}(\vec{x}) = \psi_0(\vec{x}), \quad \bar{g}_{sp}(\vec{x}) = 0 \quad /10/$$

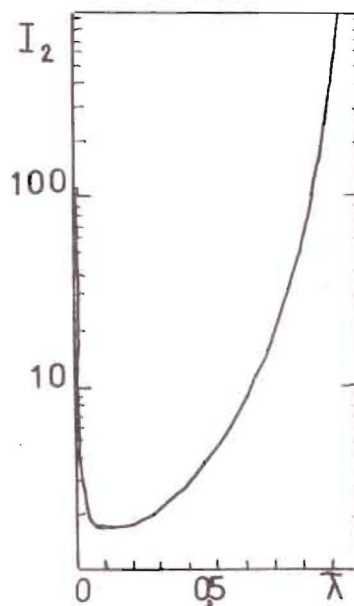
и полного импульса системы

$$\Omega_{sp} = 0, \quad \bar{f}_{sp}(\vec{x}) = 0, \quad \bar{g}_{sp}(\vec{x}) = \nabla_{\vec{x}} \bar{\psi}_0(\vec{x}), \quad /10'/$$

Данные решения являются собственными функциями с нулевыми собственными значениями, соответственно, операторов \mathcal{L}_0 и \mathcal{L}_1 : $\mathcal{L}_0 \psi_0 = 0$, $\mathcal{L}_1(\nabla \psi_0) = 0$. Ортогональность к "духовым" решениям $\int \bar{g}_j \psi_0 d\vec{x} = 0$, $\int \bar{f}_j(\nabla \psi_0) d\vec{x} = 0$ гарантирует выполнение законов сохранения, соответственно, числа частиц и импульса системы и обеспечивает существование в этом базисе обратных операторов \mathcal{L}_0^{-1} , \mathcal{L}_1^{-1} .

Рассмотрим более подробно свойства операторов \mathcal{L}_0 и \mathcal{L}_1 .

Отметим вначале, что единственный параметр, характеризующий



систему - это безразмерный химический потенциал $\bar{\lambda}$, связанный соотношением /8/ с числом нуклонов системы. На рис.1 приведена зависимость безразмерного нормировочного интеграла $I_2 = \int_0^\infty d\vec{x} \cdot \bar{x}^2 \cdot \psi_0^2$ от $\bar{\lambda}$. На правой оси указаны соответствующие массовые числа¹⁷.

7. На рис.2 приведены графики потенциальной части V_0 оператора $\mathcal{L}_0(v_0 = \bar{\lambda} - 4\psi_0^2 + 3\psi_0^4)$ для некоторых параметров $\bar{\lambda}$, соответствующих массовым числам /A = 5, 50, 500/. Отметкой /+ / выделен график для очень

Рис.1. Зависимость нормировочного интеграла I_2 от химического потенциала $\bar{\lambda}$. A - число нуклонов системы.

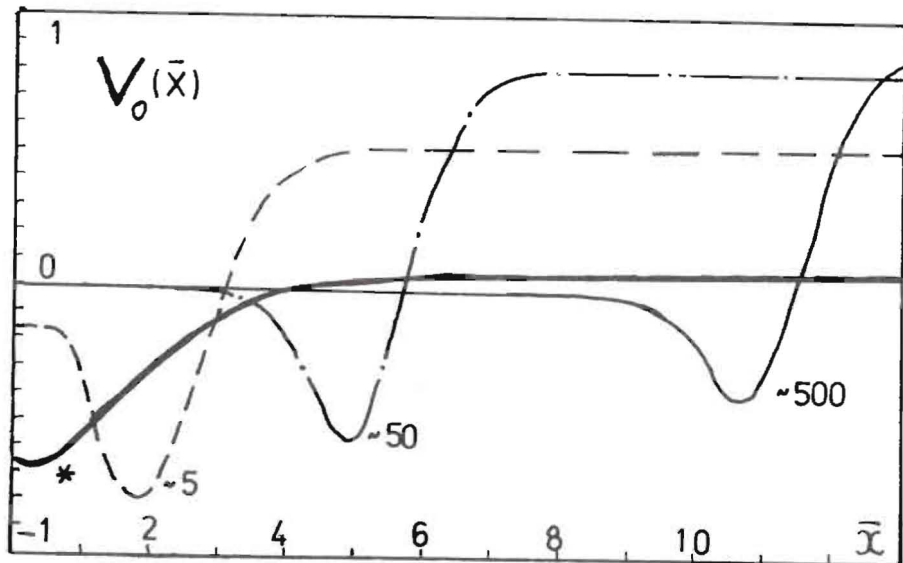


Рис.2. Потенциалы V_0 .

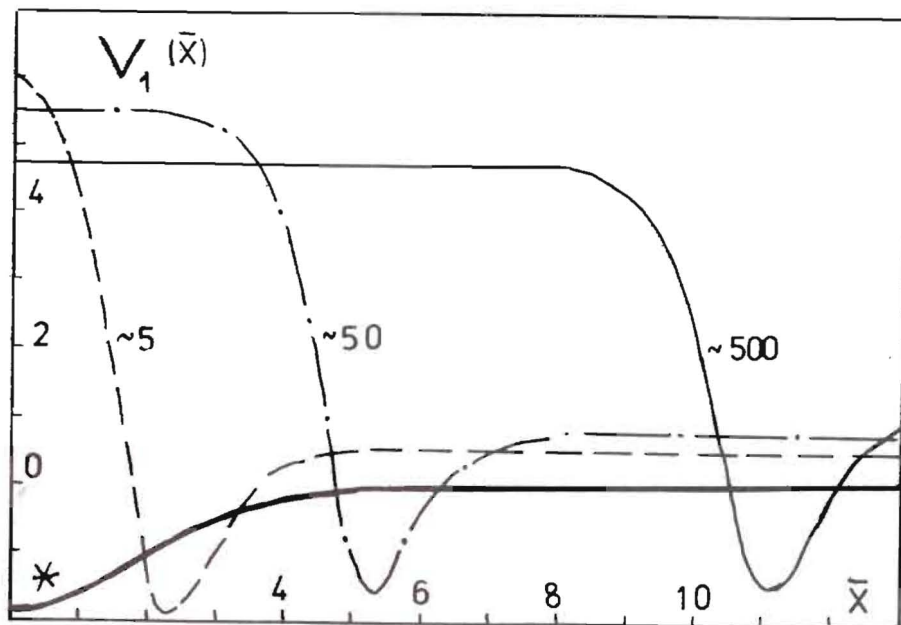


Рис.3. Потенциалы V_1 .

малых $\bar{\lambda} / 0,05$. Отметим следующие свойства операторов \mathcal{L}_0, V_0 :

а/ $\lim_{\bar{x} \rightarrow \infty} V_0(\bar{x}) = \bar{\lambda}$.

б/ Оператор \mathcal{L}_0 имеет одно связанное, "духовое" состояние с нулевой энергией: $\mathcal{L}_0 \psi_0 = 0$ и непрерывный спектр, начинающийся от $\bar{\lambda}$: $\mathcal{L}_0 \phi_k^{(0)} = (k^2 + \bar{\lambda}) \phi_k^{(0)}$. Спектр оператора \mathcal{L}_0 можно использовать для приближенной оценки спектра всей системы^{12/}.

в/ Существование минимума в поверхностной области обеспечивает наличие диффузного слоя ядерной плотности ($\rho_0 \sim \psi_0^2$).

8. На рис.3, показаны графики потенциальной части оператора $\mathcal{L}_1 (V_1 \equiv \bar{\lambda} - 12\psi_0^2 + 15\psi_0^4)$.

Отметим следующие свойства операторов \mathcal{L}_1, V_1 :

а/ $\lim_{\bar{x} \rightarrow \infty} V_1(\bar{x}) = \bar{\lambda}$.

б/ Спектр оператора $\mathcal{L}_1 \phi^{(1)} = \epsilon^{(1)} \phi^{(1)}$ состоит из трех частей: одно связанное сферически-симметричное состояние с $\epsilon_B^{(1)} < 0$; три "духовых" состояния: $\epsilon_{sp}^{(1)} = 0$, $\phi_{sp}^{(1)} = \{\nabla \psi_0\}$; непрерывный спектр, начинающийся с $\bar{\lambda}$; $\epsilon_k^{(1)} = (k^2 + \bar{\lambda})$.

Такие свойства оператора \mathcal{L}_1 гарантируют возможность использования Q-теоремы^{16,23/} для анализа условий стабильности данной системы в теории солитонов, когда для нахождения областей стабильности достаточно проанализировать знак производной $dI_2/d\bar{\lambda}$ /см.рис.1/.

На этом мы пока ограничимся изложением свойств данной системы. Построение полной схемы решения, потребовавшее дополнительных усилий по ее численной реализации, в настоящее время завершается. Подробные результаты исследования будут изложены в дальнейшем.

ЛИТЕРАТУРА

1. Волков В.В. Ядерные реакции глубоконеупругих передач. Энергоиздат, М., 1982.
2. Broglia R.A., Dasso C.H., Winther A. Phys.Lett., 1974, 53B, p.301.
3. Румянцев Б.А., Телицын В.Б. ЯФ, 1974, 26, 747; Румянцев Б.А. Препринт ИЯФ, 77-19, Новосибирск, 1977.
4. Джолос Р.В., Картавенко В.Г., Федотов С.И. ЯФ, 1980, 31, с.137; 1981, 33, с.1511.
5. Румянцев Б.А., Телицын В.Б., Юрченко В.И. Письма в ЖЭТФ, 1976, 23, с.309.
6. Iwasaki M., Takagi S. Prog.Theor.Phys., 1976, 55, p.949; 1979, 61, p.475.

7. Джолос Р.В., Картавенко В.Г. ОИЯИ, Р4-80-34, Дубна, 1980; Джолос Р.В., Иванова С.П., Картавенко В.Г. Изв. АН СССР, сер. физ., 1981, 45 с., 1927.
8. Blaizot J.P. Phys.Reports, 1980, 64, p.171.
9. Bertsch G. Nucl.Phys., 1975, A249, p.253; Ann of Phys., 1974, 86, p.138.
10. Wong C.Y., Maruhn J.A., Welton T.A. Nucl.Phys., 1975, A253, p.469.
11. Holzwarth G., Eckart G. Nucl. Phys., 1979, A325, p.1.
12. Джолос Р.В., Картавенко В.Г., Пермяков В.П. ЯФ, 1981, 34, с.1444.
13. Картавенко В.Г. ЯФ, 1983, 38, с.6127.
14. Коломиец В.М., ЯФ, 1983, 37, с.547.
15. Солитоны в действии /под ред.К.Лонгрена, Э.Скотт/. "Мир", М., 1981.
16. Маханьков В.Г. ЭЧАЯ, 1983, 14, с.123.
17. Картавенко В.Г. ЯФ, 1984, 40, с.377.
18. Skyrme T.H., Nucl. Phys., 1953, 9, 615.
19. Quentin P., Flocard H. Ann.Rev.Nucl.Sci., 1978, 28, p.523.
20. Negele J.W. Rev.Mod.Phys., 1982, 54, p.913.
21. Картавенко В.Г. ОИЯИ, Р4-83-461, Дубна, 1983.
22. Захаров В.Е. ЖЭТФ, 1957, 53, с.1735.
23. Вахитов Н.Г., Колоколов А.А. Изв.вузов. Радиофизика., 1973, 26, с.1020.
24. Barashenkov I.V., Makhankov V.G. JINR, E2-84-173, Dubna, 1984.
25. Anderson D.L.T. J.Math.Phys., 1971, 12, p.945.
26. Easson I. Nucl. Phys., 1981, A363, p.69.
27. Ando K., Eckart G. Nucl.Phys., 1984, A420, p.9.

Рукопись поступила в издательский отдел
15 июля 1985 года

В Объединенном институте ядерных исследований начал выходить сборник "Краткие сообщения ОИЯИ". В нем будут помещаться статьи, содержащие оригинальные научные, научно-технические, методические и прикладные результаты, требующие срочной публикации. Будучи частью "Сообщений ОИЯИ", статьи, вошедшие в сборник, имеют, как и другие издания ОИЯИ, статус официальных публикаций.

Сборник "Краткие сообщения ОИЯИ" будет выходить регулярно.

The Joint Institute for Nuclear Research begins publishing a collection of papers entitled *JINR Rapid Communications* which is a section of the JINR Communications and is intended for the accelerated publication of important results on the following subjects:

- Physics of elementary particles and atomic nuclei.
- Theoretical physics.
- Experimental techniques and methods.
- Accelerators.
- Cryogenics.
- Computing mathematics and methods.
- Solid state physics. Liquids.
- Theory of condensed matter.
- Applied researches.

Being a part of the JINR Communications, the articles of new collection like all other publications of the Joint Institute for Nuclear Research have the status of official publications.

JINR Rapid Communications will be issued regularly.

