объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р4-86-42

Л.П.Маринова*, И.Ж.Петков, М.В.Стоицов*

ВВЕДЕНИЕ ГЕНЕРАТОРНЫХ КООРДИНАТ МЕТОДОМ ЛОКАЛЬНО-МАСШТАБНОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ

Направлено в журнал "Теоретическая и математическая физика"

* Институт ядерных исследований и ядерной энергетики БАН, София

1986

I. Введение

Метод генераторной координаты /МГК/ является в принципе радикальным выходом за рамки метода Хартри-Фока. Его применение в практических расчетах /1-6/, однако, весьма ограничено ввиду возникающих больших трудностей технического характера. Трудности метода связаны с тем, что волновая функция МГК

$$/1/ \qquad \Psi_F \equiv \Psi_F(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \ldots, \vec{r}_A) = \int F(\varepsilon)\Phi_\varepsilon(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \ldots, \vec{r}_A)\, d\varepsilon$$

содержит заданную, но подлежащую определению многочастичную волновую функцию $\Phi_\varepsilon \equiv \Phi_\varepsilon(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \ldots, \vec{r}_A)$ и неизвестную весовую функцию $F(\varepsilon)$, которую следует определять вариационным способом. Число и характер коллективных параметров ε, от которых зависят весовая функция $F(\varepsilon)$ и генерирующая функция $\Phi_\varepsilon(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \ldots, \vec{r}_A)$, определяются на основе физических соображений. Их связывают с параметрами конструкционного потенциала /7/, либо с параметрами Лагранжа, с помощью которых вводятся ограничения на вариации волновой функции в методе Хартри-Фока /8/. Если использовать метод Хартри-Фока с ограничениями для определения $\Phi_\varepsilon(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \ldots, \vec{r}_A)$, то ясно, что сама эта задача, тем более при нескольких $\varepsilon \equiv (\varepsilon_1, \varepsilon_2, \ldots)$, представляет большую трудность.

Вторая, не менее сложная задача - определение весовой функции из вариационного уравнения

$$/2/ \qquad \delta_F \frac{\langle \Psi_F | H | \Psi_F \rangle}{\langle \Psi_F | \Psi_F \rangle} = 0,$$

или более конкретно

$$/3/ \qquad \int \left[\langle \Phi_\varepsilon | H | \Phi_{\varepsilon'} \rangle - E \langle \Phi_\varepsilon | \Phi_{\varepsilon'} \rangle \right] F(\varepsilon')\, d\varepsilon' = 0,$$

где H - ядерный гамильтониан.

В настоящей работе показано, что техническую громоздкость МГК можно в значительной степени преодолеть /11,12/ с помощью предложенного недавно метода локально-масштабного преобразования /9/ /ЛМП/. Более конкретно, цель данной работы показать, что, используя определенные локально-масштабные точечные преобразования, можно построить подходящие генерирующие функции $\Phi_\varepsilon(\vec r_1,\vec r_2,\dots,\vec r_A)$ соответствующие распределениям плотности частиц системы с различной формой и степенью деформации. При этом ε - единственная генерирующая координата, происхождение которой органически связано с внутренней структурой группы локально-масштабных преобразований.

II. Группа ЛМП и генерирующая функция МГК

В методе ЛМП /9/ данная модельная многочастичная функция $\bar\Phi=\bar\Phi(\vec r_1,\dots,\vec r_A)$ преобразуется в функцию

/4/ $$\Phi_f \equiv \Phi_f(\vec r_1,\vec r_2,\dots,\vec r_A) = U_f(\vec r_1,\vec r_2,\dots,\vec r_A)\,\bar\Phi(\vec r_1,\vec r_2,\dots,\vec r_A) = [D(\vec r_1)]^{1/2}[D(\vec r_2)]^{1/2}\dots[D(\vec r_A)]^{1/2}\,\bar\Phi(\vec f(\vec r_1),\vec f(\vec r_2),\dots,\vec f(\vec r_A)).$$

Здесь $D(\vec r)=\frac{f^2(\vec r)}{r^2}\frac{\partial f(\vec r)}{\partial r}$ - якобиан ЛМП.

При этом преобразовании вектору $\vec r\in R_3$ сопоставляется новый вектор $\vec r\,'=\vec f(\vec r)=\vec r_0 f(\vec r)$ с тем же направлением $\vec r_0=\frac{\vec r}{r}\in\Omega$, но с измененной величиной $r'=f(\vec r)\in R_1$.

Оператор U_f в /4/ - A-частичный линейный унитарный оператор, конкретный вид которого приводится ниже /см.ур./8//. Если $\bar\Phi$ задана /например, в виде детерминанта Слеттера из волновых функций гармонического осциллятора /, то Φ_f зависит только от функции ЛМП $f(\vec r)$. Последняя, как показано в /9/, однозначно связана с локальной плотностью частиц $\rho(\vec r)$. При условии $D(\vec r)\neq 0$ всевозможные ЛМП $f(\vec r)$ образуют группу преобразований $\mathcal F$. Операторы U_f составляют унитарное представление $U_{\mathcal F}$ группы $\mathcal F$ в гильбертовом пространстве всех A-частиц: $\mathcal H^A$. Множество функций $O\equiv\{\Phi_f, f\in\mathcal F\}$ при заданной модельной функции $\bar\Phi$ образуют орбиту на группе $\mathcal F$.

Рассмотрим подгруппу $\mathcal F[\sigma]\subset\mathcal F$, состоящую из функций ЛМП

/5/ $$f_\varepsilon(\vec r)=e^{i\varepsilon W(\sigma)}\, r\, e^{-i\varepsilon W(\sigma)},$$

где $\varepsilon\in(-\infty,\infty)$.

Скалярная функция $\sigma(\vec r)\equiv\sigma(r,\vec r_0)$ в эрмитовом операторе

/6/ $$W(\sigma)=-i\left[\frac{\sigma(\vec r)}{r}+\frac{1}{2}\frac{\partial\sigma(\vec r)}{\partial r}+\sigma(\vec r)\frac{\partial}{\partial r}\right]$$

является генератором группы $\mathcal F[\sigma]$:

/7/ $$\left.\frac{\partial f_\varepsilon(\vec r)}{\partial\varepsilon}\right|_{\varepsilon=0}=\sigma(\vec r).$$

Легко проверить, что при любом заданном σ, не выводящим $f(\vec r)$ из

группы $\mathcal F$, функции ЛМП /5/ образуют подгруппу $\mathcal F[\sigma]\subset\mathcal F$, когда ε пробегает значения в интервале $-\infty<\varepsilon<\infty$. Тождественное преобразование группы / единичный элемент / осуществляется при $\varepsilon=0$, когда $\vec f_{\varepsilon=0}(\vec r)=\vec r$. Любые два симметричные относительно $\varepsilon=0$ преобразования являются обратными. Выполняется также основное групповое свойство: два преобразования при ε_1 и ε_2 / $\vec f_{\varepsilon_1}$ и $\vec f_{\varepsilon_2}$ / соответствуют одному преобразованию при $\varepsilon_1+\varepsilon_2$ с элементом $\vec f_{\varepsilon_1}(\vec f_{\varepsilon_2}(\vec r))$. Отметим, что частным случаем подгруппы $\mathcal F[\sigma]\subset\mathcal F$ является группа глобально-масштабных преобразований / или группа дилатаций /. В этом случае $\sigma(\vec r)=r$, и функция преобразования f_ε переходит в $f_\varepsilon=e^{\varepsilon}r$, $\varepsilon\in(-\infty,\infty)$.

Волновая функция метода ЛМП при данной параметризации группы с помощью параметра ε и функции $\sigma(\vec r)$ теперь приобретает вид $\Phi_\varepsilon(\vec r_1,\vec r_2,\dots,\vec r_A;\sigma)\equiv$

/8/ $$\equiv\Phi_{f_\varepsilon}(\vec r_1,\vec r_2,\dots,\vec r_A)=U_\varepsilon(\vec r_1,\vec r_2,\dots,\vec r_A)\,\bar\Phi(\vec r_1,\vec r_2,\dots,\vec r_A)=e^{i\varepsilon W(\sigma)}\,\bar\Phi(\vec r_1,\vec r_2,\dots,\vec r_A).$$

Здесь операторы $U_\varepsilon[\sigma]\equiv e^{i\varepsilon W(\sigma)}$ являются элементами подгруппы $U[\sigma]$ группы представления $U_{\mathcal F}$. Оператор $W(\sigma)=\sum_{k=1}^{A}W(\sigma(\vec r_k))$ является генератором $U[\sigma]$.

Используя функции $\Phi_\varepsilon[\sigma]\equiv\Phi_\varepsilon(\vec r_1,\vec r_2,\dots,\vec r_A;\sigma)$ в качестве генерирующих функций, пробную функцию МГК можно записать как

/9/ $$\Psi_F(\vec r_1,\vec r_2,\dots,\vec r_A;\sigma)=\int F(\varepsilon)\Phi_\varepsilon[\sigma]\,d\varepsilon=\int_{-\infty}^{\infty}F(\varepsilon)\,e^{i\varepsilon W(\sigma)}\,\bar\Phi(\vec r_1,\vec r_2,\dots,\vec r_A)\,d\varepsilon.$$

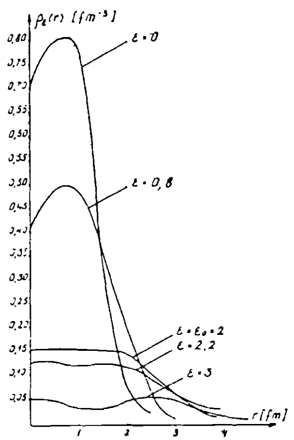
Существенно заметить, что волновая функция /9/ является суперпозицией с весом $F(\varepsilon)$ функций /8/, которые описывают промежуточные состояния с локально-плотностным распределением частиц

/10/ $$\rho_\varepsilon(\vec r)=\frac{f_\varepsilon^2(\vec r)}{r^2}\,\frac{\partial f_\varepsilon(\vec r)}{\partial r}\,\bar\rho\,(\vec f_\varepsilon(\vec r)).$$

Здесь $\bar\rho(\vec r)\equiv\langle\bar\Phi|\rho|\bar\Phi\rangle$ - модельное распределение плотности частиц.

Функция $\sigma(\vec r)$, определяющая волновую функцию /9/, задает траекторию $\rho_\varepsilon(\vec r)$, $\varepsilon\in(-\infty,\infty)$ в пространстве распределений плотностей, и, таким образом, ее можно связать с характером исследуемого коллективного движения системы. Траектория плотностей переходит через $\bar\rho(\vec r)$ при $\varepsilon=0$ и пробегает через плотности с отличной от $\bar\rho$ функциональной формой. Таким образом, в МГК, задавая различные $\sigma(\vec r)$, можно включить самые разнообразные распределения плотностей $\rho_\varepsilon(\vec r)$, причем только с помощью одного генераторного параметра ε.

Поясним сказанное графически, на случай сферической симметрии, представляя $\rho_\varepsilon(r)$ в зависимости от r при различных значениях ε, рис. 1. Кривая при $\varepsilon=0$ соответствует плотности гармонического осциллятора $\bar\rho_{ro}(r)$. Кривая при $\varepsilon=\varepsilon_0$ соответствует симметризованному фермиевскому распределению плотности $\rho_\Phi(r,R,b)$. Остальные плотности ρ_ε на рис. 1 образуют



Распределение плотности нуклонов $\rho_\varepsilon(r)$ при различных значениях группового параметра ε .

семейство плотностей с различной радиальной формой, плавно переходящих через заданные $\bar{\rho}_{ro}$ и ρ_ϕ .

III. Вариационный метод

Среднее значение гамильтониана H на пробных функциях $\psi_F[\sigma] \equiv \psi_F(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_A; \sigma)$ определяет энергию как функционал весовой функции $F(\varepsilon)$ и функции $\sigma(\vec{r})$:

/11/ $$E = E[F,\sigma] = \frac{\langle \psi_F[\sigma] | H | \psi_F[\sigma] \rangle}{\langle \psi_F[\sigma] | \psi_F[\sigma] \rangle} .$$

В этом случае вариационный метод требует минимизации энергии /11/ по отношению F и σ, что приводит к системе двух уравнений:

/12 а/ $$\frac{\delta E[F,\sigma]}{\delta F} = 0,$$

/12 б/ $$\frac{\delta E[F,\sigma]}{\delta \sigma} = 0 .$$

Первое уравнение связанной системы /12/

/13/ $$\int \left[\langle \Phi_\varepsilon[\sigma] | H | \Phi_{\varepsilon'}[\sigma] \rangle - E \langle \Phi_\varepsilon[\sigma] | \Phi_{\varepsilon'}[\sigma] \rangle \right] F(\varepsilon') d\varepsilon' = 0$$

– интегральное уравнение МГК для $F(\varepsilon)$ при фиксированном $\sigma(\vec{r})$.

Второе уравнение

/14/ $$\int F^*(\varepsilon) F(\varepsilon') \varepsilon' \langle \Phi_\varepsilon[\sigma] | (H-E) \delta_\sigma W(\sigma) | \Phi_{\varepsilon'}[\sigma] \rangle d\varepsilon\, d\varepsilon' = 0,$$

или в более развернутой форме

/15/ $$\int d^3r_2 \dots \int d^3r_A\, \psi^*_{HW}(\vec{r}, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_A; \sigma) [H(\vec{r}, \vec{r}_2, \dots) - E] \frac{1}{i} \frac{\partial}{\partial r} \widetilde{\psi}_{HW}(\vec{r}, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_A; \sigma) - \frac{1}{2i} \frac{\partial}{\partial r} \int d^3r_2 \dots d^3r_A\, \psi^*_{HW}(\vec{r}, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_A; \sigma) [H(\vec{r}, \vec{r}_2, \dots) - E] \widetilde{\psi}_{HW}(\vec{r}, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_A; \sigma) = 0 .$$

Здесь введены обозначения

/16 а/ $$\psi_{HW}(\vec{r}, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_A; \sigma) \equiv \int F(\varepsilon) \Phi_\varepsilon(\vec{r}, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_A; \sigma) d\varepsilon ,$$

/16 б/ $$\widetilde{\psi}_{HW}(\vec{r}, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_A; \sigma) \equiv \int F(\varepsilon)\, \varepsilon\, \Phi_\varepsilon(\vec{r}, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_A; \sigma) d\varepsilon .$$

Полученная система связанных уравнений /13/, /15/ является точной

и соответствует конструированной методом ЛМП пробной функции /9/. Ее решение определяет две функции – $F_n(\varepsilon)$ и $\sigma(\vec{r})$ при некотором собственном значении энергии E_n . Волновая функция состояния с энергией E_n

/17/ $$\psi_{F_n}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_A; \sigma) = \int F_n(\varepsilon) \Phi_\varepsilon[\sigma] d\varepsilon .$$

IV. Качественный анализ системы уравнений

Первое уравнение /13/ при некотором $\sigma(\vec{r})$ описывает динамику ядра, связанную с изменением динамической коллективной переменной ε . Пара величин ε и σ определяют функцию преобразования f_ε , респективно плотность ρ_ε . Они связаны интегральным уравнением

/18/ $$\int_r^{f_\varepsilon(\vec{r})} \frac{du}{\sigma(u, \vec{r}_0)} = \varepsilon ,$$

а $\rho_\varepsilon(\vec{r})$ определено уравнением /10/. Таким образом, решение уравнения /13/, т.е. функция $F_n(\varepsilon)$ определяет вес вклада в полную функцию, соответствующий плотности ρ_ε / или Φ_ε /. Коллективная энергия E_n зависит от σ как от параметра. Энергия основного состояния $E_0[\sigma]$ при разных σ формирует "коллективную" энергию динамики ядра, связанной с изменением σ , точный учет которой требует решения второго уравнения системы, /14/.

Имея в виду практическое применение системы /13/, /14/, введем некоторые упрощающие предположения. Если положить $F(\varepsilon) = \delta(\varepsilon - \varepsilon_0)$, т.е. пренебречь коллективными эффектами, уравнение для $\sigma(\vec{r})$ приобретает вид

/19/ $$\delta_\sigma \langle \Phi_{\varepsilon_0}[\sigma] | H - E | \Phi_{\varepsilon_0}[\sigma] \rangle = 0 .$$

Это уравнение эквивалентно уравнению

/20/ $$\delta_{f_{\varepsilon_0}} E[f_{\varepsilon_0}] = 0 ;$$

которое определяет основное состояние в локально-масштабном варианте метода Хартри-Фока. Его решение для некоторых магических ядер получено в /10/. Это решение $f_{\varepsilon_0}(\vec{r})$, с помощью уравнения /18/, дает функцию $\sigma(\vec{r})$, которую можно использовать далее при решении уравнения /13/ для весовой функции $F(\varepsilon)$. Учитывая связь $f_\varepsilon(\vec{r})$ с плотностью $\rho_\varepsilon(\vec{r})$ /10/, можно сказать, что коллективное движение, описываемое уравнением /13/, связано с динамическими колебаниями плотности.

Роль σ-эффектов в коллективной динамике ядра аналитически удобно пояснить, приводя систему уравнений /13/, /14/ к упрощенному виду при помощи δ-приближения /7/. В результате аппроксимации можно получить:

/21/ $$-\frac{\hbar^2}{2M^{[\sigma]}(\varepsilon, E)} \frac{d^2 F(\varepsilon)}{d\varepsilon^2} + V^{[\sigma]}(\varepsilon) F(\varepsilon) = [E - E(0)] F(\varepsilon) ,$$

$$/22/ \quad \int F^*(\varepsilon)\Big[-\frac{\hbar^2}{2}\,\delta_\sigma\Big(M^{[\sigma]}(\varepsilon,E)\Big)^{-1}\frac{d^2F(\varepsilon)}{d\varepsilon^2}+\delta_\sigma V^{[\sigma]}(\varepsilon)F(\varepsilon)-(E-E(0))F(\varepsilon)\Big]d\varepsilon=0,$$

где

$$\Big(M^{[\sigma]}(\varepsilon,E)\Big)^{-1}=-\frac{1}{\hbar^2}\,\frac{1}{\int\varepsilon' A(\varepsilon-\varepsilon')d\varepsilon'}\int\langle\Phi_\varepsilon[\sigma]|H-E|\Phi_{\varepsilon'}[\sigma]\rangle\,\varepsilon'(\varepsilon-\varepsilon')^2 d\varepsilon',$$

$$/23/ \quad V^{[\sigma]}(\varepsilon)\equiv E^{[\sigma]}(\varepsilon)-E(0)=\langle\Phi_\varepsilon[\sigma]|H|\Phi_\varepsilon[\sigma]\rangle-\langle\bar\Phi|H|\bar\Phi\rangle .$$

Варьирование по σ в /22/ переносится на выражения типа $\langle\Phi_\varepsilon[\sigma]|H-E|\Phi_{\varepsilon'}[\sigma]\rangle$. Например:

$$/24/ \quad \delta_\sigma V^{[\sigma]}(\varepsilon)\equiv\delta_\sigma E^{[\sigma]}(\varepsilon)=\delta_\sigma\langle\Phi_\varepsilon[\sigma]|H|\Phi_\varepsilon[\sigma]\rangle .$$

Конкретное варьирование по σ применялось при получении уравнения /15/. Функция $A(\varepsilon-\varepsilon')$ возникает /13/ при аппроксимации типа

$$/25/ \quad \langle\Phi_\varepsilon|H-E|\Phi_{\varepsilon'}\rangle\approx\langle\Phi_\varepsilon|H-E|\Phi_\varepsilon\rangle\,A(\varepsilon'-\varepsilon) .$$

Как видно, уравнение /21/ для весовой функции является уравнением типа Шредингера с коллективной потенциальной энергией $V(\varepsilon)$ и массовым параметром $M(\varepsilon,E)$, зависящими от генераторной координаты ε. Вклад эффектов в волновую функцию и энергию от изменения этих величин в ε-динамику учитывается их зависимостью от σ, которая определяется уравнением /22/.

Отметим важную особенность новой системы уравнений, которая окажется весьма полезной при ее численном решении. Интеграл перекрытия функций Φ_ε в уравнении /13/ ввиду их специального локально-масштабного способа построения, зависит только от разности $\varepsilon'-\varepsilon$:

$$/26/ \quad N(\varepsilon,\varepsilon')\equiv\langle\Phi_\varepsilon[\sigma]|\Phi_{\varepsilon'}[\sigma]\rangle=\langle\bar\Phi|e^{i(\varepsilon'-\varepsilon)W(\sigma)}|\bar\Phi\rangle=N(\varepsilon'-\varepsilon).$$

Это свойство существенно упрощает расчеты в МГК. Так, если воспользоваться предложенным в /14/ приближенным методом решения интегрального уравнения /13/, то выражение для возникающего там эффективного потенциала значительно упрощается, когда $N(\varepsilon,\varepsilon')=N(\varepsilon'-\varepsilon)$. Такое упрощение возникает из-за того, что все моменты $N(\varepsilon'-\varepsilon)$, входящие в коллективный потенциал, являются теперь константами.

V. Обсуждение

Проведем сравнение предлагаемого здесь способа реализации МГК с тем, в котором конструкционная функция в /1/ является детерминантом Слеттера с наложенным условием. Последнее выбирается из физических соображений и определяет коллективную генераторную координату. Так, если изучать монопольные возбуждения ядер, детерминантные функции под интегралом в /1/ должны соответствовать всевозможным значениям среднеквадратического радиуса ядра. Эти функции находятся многократным решением обычных уравнений Хартри-Фока.

Подобных ограничений в развиваемом в этой работе методе не требуется. Класс функций, построенных методом ЛМП, соответствует самым разным среднеквадратическим радиусам /см.рисунок/ и радиальной формой плотности. С другой стороны, отметим, что функции Φ_ε, как показано в работе /10/, можно сделать сколь угодно близкими к решениям задачи Хартри-Фока. Кроме того, генераторный параметр ε, который следует из структуры группы ЛМП, является единственным для всех типов коллективных колебаний.

Преимущество нового метода состоит еще в том, что задача решается однократно, причем отыскиваются только две функции: $F(\varepsilon)$ и $\sigma(\vec{r})$.

Трудности обоих методов при изучении деформированных ядер являются формально одними и теми же. Они связаны с необходимостью проведения процедуры проектирования для формирования пробных функций требуемой симметрии.

В заключение отметим, что явный вид прототипных / модельных / функций $\bar\Phi$ нигде не использовался. Это означает, что основная система уравнений остается в силе и в случае более общих модельных функций недетерминантного типа.

ЛИТЕРАТУРА

1. Flocard H., Vautherin D. - Nucl. Phys., 1976, A264, N 2, 197-220.
2. Goeke K., Mihailovic M. V., Allaart K., Faessler A. - Nucl. Phys., 1975, A243, N 3, 440-448.
   Muther H., Goeke K., Allart K., Faessler A. - Phys. Rev., 1977, C15, N 4, 1467-1476.
3. Canto L. F. - Nucl. Phys., 1977, A279, N 1, 97-109.
   Thakkar A. J., Smith V. - Phys. Rev., 1977, A15, N 1, 1-15.
4. Chattopadhyay P., Dreizler R. M., Trsic M., Fink M. - Z. Phys., 1978, A285, N 1, 7-16.
5. Arickx F., Broeckhove J., Deumens E., Van Leuven P. - J. Comp. Phys. 1981, 39, N 2, 272-281.
   Lathouwers L., Van Leuven P. - Adv. Chem. Phys., 1982, 49, 115.
6. Tostes J. G. R., de Toledo Piza A. F. R. - Phys. Rev., 1983, A28, N 2, 538-543.
7. Hill D. L., Wheeler J. A. - Phys. Rev., 1953, 89, N 5, 1102-1121.
   Griffin J. J., Wheeler J. A. - Phys. Rev., 1957, 108, N 2, 311-327.
8. Wong S. K. M., Saunier G., Rouben B. - Nucl. Phys., 1971, 169, N 2, 294-304.
9. Петков И. Ж., Стоицов М. В. - Теор. мат. физ., 1983, 55, № 3, 407-418. Метод локально-масштабного преобразования для основного сос-

тояния многочастичных систем. Препринт Р4-82-349. Дубна: ОИЯИ, 1982 .
10. Петков И. Ж., Стоицов М. В. - Яд. физика, 1983, 37, № 5, 1167-1176. Д. БАН, 1980, 33, № 12, 1623-1626. Применение метода локально масштабного преобразования в теории Хартри- Фока. Препринт Р4-82-385 Дубна: ОИЯИ, 1982.
11. Petkov I. Zh. Proceedings of the VI International School on Nuclear and Neutron Physics and Nuclear Energy. september 12-21, 1983 Varna, Bulgaria .
12. Petkov I. Zh., Stoitsov M. V. Construction of Local-Scale Transformation Wave Functions and its Application to ATDHF. Preprint IC/85/45 - ICTP, Trieste, ICTP, 1985 .
13. Вильдермут К., Тан Я., Единая теория ядра, М.: Мир, 1980, 502 с.
14. Bauhoff W. - Ann. of Phys., 1980, 130, N 2, 307-328 .

Рукопись поступила в издательский отдел
24 января 1986 года.

Маринова Л.П., Петков И.Ж., Стоицов М.В. Р4-86-42

Введение генераторных координат методом локально-масштабного преобразования

Предлагается новый способ введения коллективных степеней свободы в методе генераторной координаты /МГК/ при помощи локально-масштабных преобразований. Показано, что коллективные движения, связанные с изменением плотности, могут быть характеризованы единственным генераторным параметром. Изучение коллективных свойств системы сводится к отысканию только двух функций: весовой фуйкции МГК и одной скалярной функции, связанной с локальной плотностью системы. Проведено сравнение предлагаемого подхода с МГК, в котором генераторные координаты находятся решением задачи Хартри-Фока со связью.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод авторов

Marinova L.P., Petkov I.Zh., Stoitsov M.V. P4-86-42

Introduction of Generator Coordinates by the Local-Scale Transformation Method

A new way for introducing collective degrees of freedom in the framework of the generator coordinate method /GCM/ is suggested, in terms of local-scale point transformations. It is shown that the collective motions, connected with the local density evolution, can be described by a single generator coordinate. The investigation of the collective properties of the system is reduced to a determination of two functions: i/ the weight function in the GCM, and ii/ a scalar function related to the local density of the system. The suggested approach is compared with GCM where the generator coordinates are determined by the constrained Hartree-Fock method.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986