*К. БАКТЫБАЕВ, А. ДАЛЕЛХАНКЫЗЫ, М. К. БАКТЫБАЕВ**

(Казахский национальный университет им. аль-Фараби, г. Алматы;

*Институт ядерной физики НЯЦ РК, г. Алматы)

МИКРОСКОПИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ КОЛЛЕКТИВНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ СФЕРИЧЕСКИХ ЯДЕР

Аннотация

Изучена микроскопическая основа модели взаимодействующих бозонов методом отражения фер-мионных операторов в бозонные для сферических ядер. Результаты сравнены с точными оболочечно- модельными вычислениями и экспериментам.

Ключевые слова: атомное ядро, спектры, нуклонное взаймодействие, гамма переходы.

Кілт сөздер: атом ядросы, спектрлер, нуклондар әсерлесуі, гамма ауысуы.

Keywords: atomic nucleus, the spectra vzaymodeystvie nucleon, gamma transitions.

В работе проведено исследование микроскопической основы модели взаимодействующих бозонов (МВБ) [1]. Конечная цель такого изучения является вывод параметров МВБ микроскопически, а именно из нуклонных степеней свободы [1, 3].

Для этого мы сначала обсудим метод отображения фермионных операторов в бозонные для сферических и почти сферических ядер, которого обычно называют методом Отсуки-Аримы-Якелло (ОАЯ) [2, 3]. Этот метод основан на сеньорити схеме в ядерной физике, который развит настолько, что можно выполнить вычисления свойств реальных ядер. Одновременно результаты сравнимы с точными оболочечно-модель-ными вычислениями, для наиболее удобных случаев.

Обычно в МВБ имеют дело с двумя типами бозонов s и d, которым мы должны дать микроскопическую интерпретацию как коррелированные коллективные нуклонные S и D пары. Поэтому обрезаем Гильбертово пространство так, чтобы оставленная его часть была достаточной для конструирования когерентных S и D пар валентных нуклонов с угловыми моментами 0 и 2.

После этого отображаем SD-парное подпространство в sd-бозонное.

Операторы рождения S^{+} и D^{+} пар определяются в виде:

$$
\begin{aligned}
S^{+} &= \sum \alpha_j A_j^{+}\left(jj,oo\right)\\
D^{+} &= \sum_{jj'} \beta_{jj'} A^{+}\left(jj',2M\right)
\end{aligned}
\tag{1}
$$

где α_j и $\beta_{jj'}$ – структурные коэффициенты, которые должны определяться удобным методом, максими-зирующим коллективность *S*- и *D*-пар. В равенствах (1) операторы рождения пар определяются как:

$$
A^{+}\left(jj';JM\right) = \frac{1}{\sqrt{1+\delta_{jj'}}}\left[a_j^{+} a_{j'}^{+}\right]_M^J ,
\tag{2}
$$

в котором a_j^{+} – оператор рождения нуклона в орбите *j*. Коллективные состояния $2N$ валентных нуклонов в обрезанном пространстве конструируется в виде:

$$
\left(S^{+}\right)^{N_s}\left[\left(D^{+}\right)^{N_D}\right]_M^J \left|0\right\rangle
\tag{3}
$$

где $|0\rangle$ означает закрытая оболочка в системе и $N_S + N_D = N$ число *SD*-пар.

Состояние с сеньорити $v = 0$ записывается как $\left|j^n, v=0, J=M=0\right\rangle \sim \left(S^{+}\right)^{n/2}\left|0\right\rangle$, а состояние с $v = 2$ полным спином $J \neq 0$:

$$
\left|j^n, v=2, J\neq 0, M, \xi\right\rangle \sim \left(S^{+}\right)^{(n-2)/2}\left|j^2, v=2, J\neq 0 M, \xi\right\rangle .
\tag{4}
$$

Волновая функция *SD*-пар проектированное на состояния с сеньерити $v = 2N$:

$$
\left|S^{N_s}, D^{N_D}, JM, \xi\right\rangle \sim \frac{1}{N_F} P\left(S^{+}\right)^{N_s}\left[\left(D^{+}\right)^{N_D}\right]_M^J \left|0\right\rangle
\tag{5}
$$

где *P* – оператор проектирующий на состояния с сеньорити $v := 2\times N_D$.

Теперь найденные *SD*-парные состояния отобразим на *sd*-бозонные, т.е.:

$$
\frac{1}{N_F} P\left(S^{+}\right)^{N_s}\left[\left(D^{+}\right)^{N_D}\right]M^J\left|0\right\rangle \rightarrow \frac{1}{N_B} P\left(s^{+}\right)^{N_s}\left[\left(d^{+}\right)^{N_d}\right]M^J\left|0\right\rangle
\tag{6}
$$

N_f, N_B – нормирующий множитель.

Таким образом, процесс конструирования *D*-парной части *SD*-состояний совершенно аналогичен образованию *sd*-бозонных состояний. Поэтому общий принцип ОАЯ – отображении заключается в том, что бозонный образ нуклонного оператора определяется равенством матричных элементов нуклонного опера-тора по *SD*-состояниям с соответствующими матричными элементами *sd*-бозонных операторов. Примени-тельно к сферическим ядрам, считая слабым связь между *S*- и *D*-парами, мы должны рассмотреть

$U(5)$-типа состояний нуклонных SD-пар, которые приведут к соответствующему МВБ – гамильтониану одинаковых сортов нуклонов:

$$H^B = E_0^{(N)} + \varepsilon N_d + V$$

где

$$V = \frac{1}{2}\sum_{L=0,2,4} C_L\left(\left[d^+ d^+\right]^L \times \left[dd\right]^L\right) + \frac{1}{\sqrt{2}} V_0 \left\{\left(\left[d^+ d^+\right]^2 \times \left[sd\right]^2\right) + h.c.\right\} + \\ + \frac{1}{2} V_2 \left\{\left[d^+ d^+\right]^{(0)} \left[ss\right]^{(0)} + h.c.\right\}. \tag{7}$$

Параметры этого феноменологического гамильтониана определяются теперь через парные матричные элементы нуклонных операторов:

$$E_0^{(N)} = \left\langle S^N, J=0 \middle| H \middle| S^N, J=0 \right\rangle = \left\langle s^N, 0 \middle| H^B \middle| s^N, 0 \right\rangle. \tag{8}$$

$$\varepsilon = \left\langle S^{N-1} D; J=2 \middle| H \middle| S^{N-1} D; J=2 \right\rangle - E_0^{(N)} \tag{9}$$

$$C_L = \left\langle S^{N-2} D^2; J=L \middle| H \middle| S^{N-2} D^2; J=L \right\rangle - 2\varepsilon - E_0^{(N)} \tag{10}$$

$$V_0 = \left\langle S^{N-2} D^2; J=2 \middle| H \middle| S^{N-1} D^1, J=2 \right\rangle \Big/ \sqrt{N-1} \tag{11}$$

$$V_2 = \left\langle S^{N-2} D^2, J=0 \middle| H \middle| S^N; J=0 \right\rangle \Big/ \sqrt{N(N-1)/2} \tag{12}$$

Бозонной образ квадрупольного оператора $Q = r^2 Y^{(2)}(\theta, \varphi)$ имеет следующий вид:

$$Q \to Q^B = q_1\left(d^+ s + s^+ d\right) + q_2 \left[d^+ d\right]^{(2)},$$

$$q_1 = \left\langle S^{N-1} D^1; J=2 \| Q \| S^N, J=0 \right\rangle \Big/ \sqrt{5N} \\ q_2 = \left\langle S^{N-1} D^1; J=2 \| Q \| S^{N-1} D^1, J=2 \right\rangle \Big/ \sqrt{5} \tag{13}$$

Здесь обсудим поведение системы состоящей из одной валентной оболочки j. Для этого сначала введем три оператора

$$S_+ = \sqrt{\Omega_j} A^+(jj, 00); \;\; S_- = \left(S_+\right)^+, \quad S_0 = \left(\Omega_j - n\right)\Big/2 \tag{14}$$

которые удовлетворяют коммутационным соотношениям алгебры $SU(2)$-группы (т.е. коммутационным соотношениям угловых моментов)

$$\left[S_+, S_-\right] = 2S_0, \quad \left[S_+, S_0\right] = -S_+, \quad \left[S_-, S_0\right] = S_- \tag{15}$$

где $\Omega_j = j + 1/2$. Используя такой квази-спиновый формализм, можно выразить *SD*-матричные элементы многих пар нуклонов через матричные элементы одной только пар частиц.

Весь этот формализм можно обобщить для обобщенной системы с многим числом орбит.

Для изучения основных преимуществ ОАЯ – метода мы применим его к описанию структуры нижних состояний положительной четности изотопов *Ti* с A = 44,46. Модельное пространство состоит из полных pfg-одночастичных уровней, энергия которых принимались равными (в МэВ)

$$\varepsilon\left(of_{7/2}\right) = -7,2, \quad \varepsilon\left(1p_{3/2}\right) = -5,4, \quad \varepsilon\left(1p_{3/2}\right) = -3,4;$$

$$\varepsilon\left(of_{7/2}\right) = -0,3; \quad \varepsilon\left(1g_{9/2}\right) = -3,1.$$

В качестве эффективного двухчастичного взаимодействия использовали силы Гауссового типа:

$$V\left(r\right) = \left(V_{13}P_{13} + V_{31}P_{31} + V_{11}P_{11} + V_{33}P_{33}\right) f\left(r\right) \tag{16}$$

где $P_{2T+1,2S+1}$ – проекционные операторы, $f\left(r\right) = e^{-(\mu r)^2}$ со следующим радиальным параметром λ = 0,85 и глубиной потенциалов.

V_{13} = –43,8 МэВ, V_{31} = –30,5 МэВ, V_{11} = 0, V_{33} = 17,2 МэВ.

Сравнение расчетных значений энергии возбуждений с экспериментальными их величинами отличаются друг от друга на 10–15 процентов, т.е. ОАЯ метод хорошо работает в области легких ядер, хотя число размерностей бозонного пространства для этих состояний ядер составляет всего лишь от 4 до 6. Эти ядра выбраны для того, чтобы использовать их волновые функций для расчета сечений неупругих рассеяний и реакции на этих состояниях происходящих под действием ядерных частиц методом связанных каналов. Для того чтобы определить, как этот метод описывает свойства изучаемых состояний, мы вычислили величины B(E2) и электрических квадрупольных моментов Q_2.

Сравнение вычисленных значений $B(E2)$ и $Q_2\left(2_1^+\right)$ с экспериментальными данными для ядра ^{46}Ti даны в таблице. К сожалению, по ядру ^{44}Ti таких данных отсутствуют. Теория вполне хорошо описывает экспери-ментальные данные в пределах ошибок. Это означает, что вычисленные параметры бозонного гамильтониана как матричные элементы парного взаимодействия хорошо приспособлены к микроскопическому обосно-ванию феноменологических подходов, к исследованию структур и свойств многонуклонных систем.

Вычисленные значения $B(E2)$ (в единицах $e^2 \cdot fm^4$) и квадрупольного момента Q_2 (в единицах $e^2 \cdot fm^2$) для и ^{46}Ti. Заряд поляризации равен $\delta e^{(2)} = 0{,}5e$. Экспериментальные значения для $B(E2)$ брались из [6]

Переходы	^{46}Ti		^{44}Ti	
	эксперимент	теория	эксперимент	теория
$B\left(E2, 2_1^+ - 0_1^+\right)$	217±17	20+2	–	189
$B\left(E2, 4_1^+ - 2_1^+\right)$	177±20	168	–	144
$Q_2\left(2_1^+\right)$	–21±6	-18,3	–	-17,2

В дальнейшем, предполагается распространить этот метод микроскопического описания на другие области ядер, а также использовать волновые функции коллективных состояний ядер для исследования процессов рассеяния методом связанных каналов.

ЛИТЕРАТУРА

1 Arima A., Iachello F. // Ann. Phys. – 1976. – Vol. 99. – P. 253; 1978. – Vol. 111. – P. 201; 1979. – Vol. 123. – P. 468.

2 Otsuka T., Arima A., Ichello F. // Nucl. Phys. – 1978. – Vol. A 309. – P. 1.

3 Otsuka T. // Prog. Theor. Phys. Suppl. – 1996. – N 125. – P. 5.

4 Ginocchio J.N. // Ann. Phys. – 1980. – Vol. 126. – P. 234.

5 Wu C-L, Feng D.H., et al // Nucl. Phys. – 1994. – Vol. A 570. – P. 337.

6 Brown B.A., Wildenthal B.H., et al // Phys. Rev. – C 1982. – Vol. 26. – P. 2247.

7 Table of Isotopes / 8 th ed. – New-York: Wiley-Interscience, 1999.

REFERENCES

1 Arima A., Iachello F. // Ann. Phys. – 1976. – Vol. 99. – P. 253; 1978. – Vol. 111. – P. 201; 1979. – Vol. 123. – P. 468.

2 Otsuka T., Arima A., Ichello F. // Nucl. Phys. – 1978. – Vol. A 309. – P. 1.

3 Otsuka T. // Prog. Theor. Phys. Suppl. – 1996. – N 125. – P. 5.

4 Ginocchio J.N. // Ann. Phys. – 1980. – Vol. 126. – P. 234.

5 Wu C-L, Feng D.H., et al // Nucl. Phys. – 1994. – Vol. A 570. – P. 337.

6 Brown B.A., Wildenthal B.H., et al // Phys. Rev. – C 1982. – Vol. 26. – P. 2247.

7 Table of Isotopes / 8 th ed. – New-York: Wiley-Interscience, 1999.

Резюме

*Қ. Бақтыбаев, А. Дәлелханқызы, М. К. Бақтыбаев**

(әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы қ.;

*ҚР Ядролық физика институты, Алматы қ.)

ЯДРОЛАРДЫҢ КОЛЛЕКТИВТІК ҚОЗУЛАРЫНЫҢ МИКРОСКОПТЫҚ ТЕОРИЯСЫ

Сфералық ядролар үшін құрылған әсерлесуші бозондар теория негізін фермиондық операторларды бозондық операторларға ауыстыру әдісі арқылы микроскоптық жолмен зерттелді. Зерттеу қорытындысы мәселені толық қабықша үлгісі есептелген мәндермен және эксперимент берілгендермен салыстырылды.

Кілт сөздер: Атом ядросы, спектрлер, нуклондар әсерлесуі, гамма ауысуы.

Summary

*K. Baktybaev, A. Dalelkhankyzy, M. K. Baktybaev**

(Al-Farabi Kazakh national university, Almaty;

*Institute of nuclear physics RK, Almaty)

FERMIONS BASED ON THE MODEL OF INTERACTING BOSONS

Studied the microscopic basis of the model of interacting bosons using the mapping in the boson fermion operators for spherical nuclei. The results are compared with exact shell-model calculations.

Keywords: atomic nucleus, the spectra vzaymodeystvie nucleon, gamma transitions.

Поступила 27.03.2013г.