УДК.593.17

К. БАКТЫБАЕВ, Н. О. КОЙЛЫК, К. Е. РАМАНКУЛОВ

ФЕРМИОННАЯ $S_p(6) \times SU(2)$ И $SO(8) \times SU(2)$-СИММЕТРИЯ И ВЕРОЯТНОСТИ $E2$-ПЕРЕХОДОВ

Рассматривается обобщение фермионной модели динамической симметрии для случая произвольной оболочки. Теория прилагается к изучению электромагнитных переходов в изотопах платины.

Концепция динамической симметрии является основой многих теоретических рассмотрений структуры ядерных состояний. Одной из таких симметрий явилась симметрия взаимодействующих бозонов [1, 2], объединяющая S- и d-бозоны в общую U(6)-группу, описывающую низкоэнергетические коллективные возбуждения многонуклонных систем. В последние годы была предложена другая модель, призванная описать коллективные состояния многочастичных систем, основанная на концепции фермионно-динамической алгебраической симметрии изучаемых объектов [3, 4]. Любая программа, ставящая целью сконструировать микроскопическую основу коллективных состояний многочастичных систем должна исходить из перевоплощения фермионных проблем в бозонное пространство, в первую очередь, а потом идентифицировать физические бозонные состояния в этом пространстве. Что касается отображения физических ферми- и бозонных операторов друг в друга в соответствующих пространствах, здесь дайсоновское бозонное отображение (ДБО) в особенности является очень эффективным орудием для качественного и количественного исследования многонуклонных систем, а также для построения бозонной модели из фермионной микроскопической основы. Однако из-за унитарности ДБО эквивалентная бозонная картина, получаемая из прямого применения этого отображения, характеризуется неэрмитовым гамильтонианом, представленным в идеальном бозонном базисе. В то же время этот дайсоновский гамильтониан служит основой построения элегантной и последовательной теории коллективных возбуждений систем. Гейер [5] использовал такой неэрмитов гамильтониан для конструирования бозонной $S_p(4)$-алгебры. Идею этой работы можно обобщить на случай одной и многих j оболочек для построения более сложной бозонной алгебры [6]. В данной работе кроме обобщения рассматривается приложение этого метода к конкретным ядерным системам, в частности, изучается структура состояний четных изотопов платины посредством определения вероятности электромагнитных $E2$-переходов между возбужденными состояниями и их относительных величин.

Прямое применение ДБО к описанию системы осуществляется через парные бозоны. Любое бозонное отображение основано на факте, в котором всегда сохраняется бифермионная операторная алгебра. Однако при использовании обрезанного пространства физических s, d,… бозонов такая процедура не очень удобна, как это отмечал Гейер [7]. Поэтому выберем такую схему отображения, когда бозонные операторы конструируются из требования эквивалентности парных бозонных матричных элементов для случаев прямого дайсоновского отображения и бозонного отображения сеньорити.

В обобщенном дайсоновском бозонном отображении бифермионные операторы b отображаются в идеально-бозонные операторы “B” следующим путем:

$$b^{\alpha\beta} \to R_{\alpha\beta} \equiv B^{\alpha\beta} - B^{\alpha\theta} B^{\beta\lambda} B_{\theta\lambda}; \qquad (1)$$

$$b_{\alpha\beta} \to R_{\alpha\beta} \equiv B_{\alpha\beta}; \;\; b^{\alpha}_{\beta} \to R^{\alpha}_{\beta} \equiv B^{\alpha\theta} B_{\beta\theta}. \qquad (2)$$

Для одночастичной j-оболочки удобно ввести сферические бозонные операторы

$$B^{JM} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{mm'} \pi \; / \; jm, jm' / \, JM \; \phi \; B^{jmjm'};$$

$$B_{JM} = \left(B^{JM}\right)^{+}. \qquad (3)$$

Тогда, сферические фермионные операторы

$$A^{JM} \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} \left[C^{j} \times C^{j}\right]^{J}_{M}, \; A_{JM} = \left(A^{JM}\right)^{+}, \qquad (4)$$

$$U^{J}_{M} = \left[C^{j} \times C^{j}\right]^{J}_{M} \qquad (5)$$

записываются через сферические бозонные операторы (3) в виде

$$\left(A^{JM}\right)_D = B^{JM} - 2\sum(2J_1+1)(2J_2+1)(2J_3+1)\times$$

$$\times(2L+1)\begin{Bmatrix} j & J_1 & j \\ j & J_2 & j \\ J_3 & L & J \end{Bmatrix}\left[\left[B^{J_1}\times B^{J_2}\right]^L \times B_{J_3}\right]^J_M; \quad (6)$$

$$\left(A_{JM}\right)_D = B_{JM} \quad \left(U^J_M\right)_D = -2\sum(2J_1+1)\times$$

$$\times(2J_2+1)\begin{Bmatrix} J_1 & J_2 & J \\ j & j & j \end{Bmatrix}\left[B^{J_1}\times B^{J_2}\right]^J_M . \quad (7)$$

Если сопоставить операторы B_{JM} с операторами. S,d,... бозонов в модели взаимодействующих бозонов (МВБ) (например, $s = B_{00}, d^{\mu} \equiv d^+_{\mu} \equiv B^{2\mu} \ldots$), то парный бозонный образ $(A^{00})_D$ содержит такие члены, как d^+d^+s, которые изменяют число бозонов, кроме s, в противовес фермионному A^{00}, который не меняет сеньорити.

Для дальнейшего изложения важна структура дайсон-образа спаривательного гамильтониана: $H = -G\Omega A^{00}A_{00}$, в котором $2\Omega = 2j+1$. На основании (6) и (7) дайсон-образ гамильтониана имеет вид

$$H_D = -G\left\{\Omega n_s + n_s(n_s-1) - 2n_s\sum_{J=1}^{\Omega-1} n_{2J}\right\} +$$

$$+ G\sum{}' B^{J_1}B^J ss -$$

$$-G\sqrt{2\Omega}\sum_{J_1J_2J_3J}{}'(2J_1+1)(2J_2+1)(2J+1)\times$$

$$\times\begin{Bmatrix} J_1 & J_2 & J_3 \\ j & j & j \end{Bmatrix}\left[\left[B^{J_1}\times B^{J_2}\right]^{J_3}\times B_{J_3}\right]^0_0 s. \quad (8)$$

Здесь $n_s, n_{2J} = n_d$ и др. – операторы бозонного числа; $\sum{}'$ сумма берется по всем $J \neq 0$.

Можно представить H_D в виде $H_D = H_0 + W$, где H_0 – его диагональная и одночастичная часть:

$$H_0 = -G\left\{\Omega n_s + n_s(n_s-1) - 2n_s\sum_{J=1}^{\Omega-1} n_{2J}\right\}. \quad (9)$$

Тогда собственные функции H_D и H_0 $|\psi\rangle$ и $|\varphi\rangle$ связаны между собой соотношением

$$|\psi\rangle = \sum_k\left[\frac{1}{E-H_0}W\right]^k|\varphi\rangle = Z^{-1}|\varphi\rangle. \quad (10)$$

Если подействовать на уравнение Шредингера с H_D и на равенство (10), то получим

$$(H_0+W)Z^{-1}Z|\psi\rangle = EZ^{-1}Z|\psi\rangle; \quad (11)$$

$$Z(H_0+W)Z^{-1}|\varphi\rangle = E|\varphi\rangle = H_0|\varphi\rangle. \quad (12)$$

Отсюда видно, что Z преобразует $|\varphi\rangle$ в $|\psi\rangle$, а также $\left(A^{00}\right)_D$ в $\left(A^{00}\right)_{сен}$ сеньорити-образ, т.е.

$$\left(A^{00}\right)_{сеH} = Z\left(A^{00}\right)_D Z^{-1} =$$

$$= S^+\left(1 - \frac{n_s}{\Omega} - \frac{2}{\Omega}\sum{}' n_{2J}\right). \quad (13)$$

Упрощая H_D тем, что члены W в нем состоят только из одного, содержащего d^+d^+ss комбинацию, можно Z^{-1} записать в виде

$$Z^{-1} = e^{-\frac{1}{2}d^+d^+ss}\frac{(\Omega+1-n_d-\hat{n}_d)!!}{(\Omega+1-2n_d)!!};$$

$$Z = \frac{(\Omega+1-2n_d)!!}{(\Omega+1-n_d-\hat{n}_d)!!}e^{\frac{1d^+d^+ss}{2}}. \quad (14)$$

Теперь можно образовать бозонный образ сеньорити сферических фермионных операторов (4) и (5). Тогда для любого из операторов (6) и (7), который обозначим θ_D, получим сеньорити-операторы

$$\theta_{сеH} = Z\theta_D Z^{-1}. \quad (15)$$

Для $\theta = A^{00}$ уже имеем $\left(A^{00}\right)_{сеH}$ в виде равенства (13), а $\left(A_{00}\right)_{сеH} = S$, так как Z коммутирует с S . Другие сеньорити-образы более сложны, в частности:

$$\frac{1}{2}\left(U^2_\mu\right)_{сеH} = S^+d_\mu + \quad (16)$$

$$+\frac{\Omega+1-N-n_d}{\Omega+1-2n_d}\left\{d^+s + \frac{1}{\Omega+3-2n_d}d^+d^+d_\mu s\right\},$$

где $N = n_d + n_s$ – полное число бозонов.

Для полной j-оболочки в недиагональном

члене H_D появятся 2 класса членов типа $B^J B^J s$ и $\left[B^{J_1} B^{J_2} B_{J_3}\right]_0^0 s$. Теперь уже форма Z несколько усложнится. Но можно найти приближенный сеньорити-образ операторов обрезанием суммы по k в (10), что соответствует обрезанию вкладов бозонов более высокой мультипольности без изменения структуры вкладов низкого порядка. Точнее, из вкладов в Z^{-1} остается только k=0,1. Тогда

$$Z^{-1} \approx 1 + \left[(n_s - n)(\Omega + 1 - 2N + n_s - n)\right]^{-1} \times \\ \times \left[F^+ \cdot ss + K^+ \cdot s\right], \qquad (17)$$

где $F^+ = \sum_J{}' B^J B^J$,

$$K^+ = -\sqrt{2\Omega} \sum_{L_i \mu_i} \hat{\hat{L}}_1 \hat{L}_2 \hat{L}_3 \begin{Bmatrix} L_1 & L_2 & L_3 \\ \mu_1 & \mu_2 & \mu_3 \end{Bmatrix} \times \\ \times \begin{Bmatrix} L_1 & L_2 & L_3 \\ j & j & j \end{Bmatrix} B^{L_2 \mu_1} B^{L_2 \mu_2} B_{L_3 \mu_3}. \qquad (18)$$

Упрощая (15), имеем

$$Z^{-1} \approx 1 - \frac{1}{2} \frac{1}{\Omega + 3 - 2N - 2n_s} F^+ \cdot ss + \\ + \frac{1}{\Omega + 2 - 2N + 2n_s} K^+ \cdot ss. \qquad (19)$$

Величина Z отличается от этого выражения знаками перед последними двумя членами. В этом приближении сеньорити-образ, т.е квадрупольный оператор, принимает вид

$$\left(U_\mu^2\right)_{сен} \approx \sqrt{\frac{2}{\Omega}} \left\{ S^+ d_\mu + d_\mu \cdot S \left[\frac{\Omega - N - n_d}{\Omega - 1 - 2n_d} \right] \right\} - \\ - 10 \begin{Bmatrix} 2 & 2 & 2 \\ j & j & j \end{Bmatrix} \left[\frac{\Omega - 2N}{\Omega - 2n_d} \right] \left[d^+ \times d\right]_\mu^2. \qquad (20)$$

Здесь оставлены только одночастичные операторы S и d. Уместно отметить, что в работе Ли [7] получены аналогичные бозонные операторы на основе работы Отсуки, Аримы, Якелло (ОАЯ) [9]. Полученное в данной работе выражение (20) не совпадает с результатами ОАД [8]. Главным образом они отличаются друг от друга коэффициентами перед операторами $s^+ d, d^+ s$.

Аналогично можно найти бозонный эквивалент для других операторов в приближении, в котором оставляются только s и d-бозоны и члены низкого порядка, связывающие бозонные состояния с хорошим квантовым числом n_d. Это означает , что для $A^{2\mu}$ оператора, например, остаются только члены с $d^\mu, s^+ s^+ d_\mu$ и $s^+ \left[d^+ \times d\right]_\mu^2$.

Далее сравним результаты ФДСМ с экспериментальными данными, а также с результатами, полученными процедурами бозонного отображения.

Предполагается, что для описания низко лежащих уровней ядер достаточно использовать упрощенный гамильтониан, содержащий одно- и двухчастичные члены с пятью параметрами.

$$H = G_{0\pi} S_\pi^+ S_\pi + G_{0\nu} S_\nu^+ S_\nu + B_{2\pi} P_\pi^2 P_\pi^2 + \\ + B_{2\nu} P_\nu^2 P_\nu^2 + B_{2\pi\nu} P_\pi^2 P_\nu^2. \qquad (21)$$

Электромагнитный квадрупольный оператор берется в одночастичной форме

$$T(E2) = e_\pi P_\pi^2 + e_\nu P_\nu^2. \qquad (22)$$

Применим эрмитово-бозонное отображение к фермионному гамильтониану (21) и оператору $T(E2)$ и получим одно- плюс двухчастичный бозонный гамильтониан и квадрупольный оператор типа МВБ. Результаты диагонализации этих операторов сравниваются с точными ФДСМ-описаниями, полученными при использовании дайсоновского бозонного образа. Результаты вычисления B(E2) вероятности E2- переходов по ФДСМ-теории и ее бозоным отображениям по Беляеву–Зелевинскому (БЗ), сеньорити (сенА, сенВ) с их экспериментальными значениями даны в табл. 1–3. В табл. 4 приведены сравнения вычисленных относительных величин B(E2) по ФДСМ, БЗ, сенА, сенВ с экспериментальными их значениями. Как показывают сравнения, ФДСМ-теория и отображения Беляева–Зелевинского дают довольно хорошие результаты, тогда как сеньорити А, сеньорити В отличаются почти для всех полос уровней значительно от их экспериментальных данных, почти на 20÷30%.

Здесь следует подчеркнуть, что отображение сеньорити проведено двумя путями.

Таблица 1. **Вероятности электромагнитных Е2 переходов ^{192} Pt в единицах $e^2 в^2$**

B (E2)	Эксперимент	ФДСМ	БЗ	Сеньорити А	Сеньорити В
$2_1^+ \to 0_1^+$	0,36	0,35	0,35	0,30	0,30
$4_1^+ \to 2_1^+$	0,58	0,52	0,50	0,44	0,42
$6_1^+ \to 4_1^+$	0,47	0,44	0,42	0,34	0,32
$12_1^+ \to 10_1^+$	0,31	0,30	0,30	0,24	0,23
$12_1^+ \to 10_2^+$	0,05	$4 \cdot 10^{-2}$	$3 \cdot 10^{-2}$	10^{-3}	10^{-3}
$2_2^+ \to 0_1^+$	0,005	$2 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-3}$	10^{-3}	10^{-3}
$2_2^+ \to 2_1^+$	0,46	0,44	0,42	0,34	0,30
$3_1^+ \to 2_1^+$	0,004	10^{-3}	10^{-3}	10^{-4}	10^{-4}
$3_1^+ \to 4_1^+$	0,20	0,18	0,18	0,14	0,12
$3_1^+ \to 2_2^+$	0,47	0,45	0,43	0,35	0,32

Таблица 2. **Вероятности электромагнитных Е2 переходов ^{194} Pt в единицах $e^2 в^2$**

B (E2)	Эксперимент	ФДСМ	БЗ	Сеньорити А	Сеньорити В
$2_1^+ \to 0_1^+$	0,32	0,30	0,30	0,28	0,28
$4_1^+ \to 2_1^+$	0,52	0,49	0,48	0,42	0,43
$6_1^+ \to 4_1^+$	0,48	0,46	0,44	0,40	0,39
$8_1^+ \to 6_1^+$	0,36	0,34	0,32	0,24	0,23
$10_1^+ \to 8_1^+$	0,001	10^{-4}	$2 \cdot 10^{-4}$	10^{-4}	10^{-4}
$2_2^+ \to 0_1^+$	0,001	10^{-3}	10^{-3}	10^{-4}	10^{-4}
$2_2^+ \to 2_1^+$	0,53	0,49	0,47	0,40	0,39
$4_2^+ \to 2_1^+$	0,01	$2 \cdot 10^{-2}$	$3 \cdot 10^{-2}$	10^{-2}	10^{-2}
$4_2^+ \to 4_1^+$	0,87	0,81	0,79	0,71	0,68
$4_2^+ \to 2_2^+$	0,37	0,34	0,33	0,26	0,25
$6_2^+ \to 4_2^+$	0,28	0,26	0,26	0,20	0,19

Таблица 3. **Вероятности электромагнитных Е2 переходов ^{196}Pt в единицах $e^2 в^2$**

B (E2)	Эксперимент	ФДСМ	БЗ	Сеньорити А	Сеньорити В
$2_1^+ \to 0_1^+$	0,30	0,30	0,30	0,28	0,29
$4_1^+ \to 2_1^+$	0,44	0,40	0,42	0,38	0,38
$6_1^+ \to 4_1^+$	0,49	0,36	0,39	0,34	0,33
$8_1^+ \to 6_1^+$	0,58	0,32	0,38	0,32	0,30
$2_2^+ \to 0_1^+$	$2 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-5}$
$2_2^+ \to 2_1^+$	0,26	0,39	0,36	0,29	0,27
$4_2^+ \to 2_1^+$	$2 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-3}$
$4_2^+ \to 2_2^+$	0,22	0,19	0,20	0,15	0,14
$6_2^+ \to 4_1^+$	$4 \cdot 10^{-3}$	0,02	0,01	0,002	0,001
$6_2^+ \to 4_2^+$	0,35	0,27	0,28	0,24	0,23
$8_2^+ \to 6_2^+$	0,38	0,27	0,31	0,22	0,21
$0_2^+ \to 2_1^+$	0,03	0,06	0,05	0,007	0,006
$0_2^+ \to 2_2^+$	0,14	0,22	0,21	0,12	0,10
$2_3^+ \to 2_1^+$	$9 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-5}$

Таблица 4. **Отношения вероятностей электромагнитных Е2-переходов в тяжелых изотопах платины**

^{190}Pt			
Отнош. B(E2)	Эксп	ФДСМ	БЗ
$0_2^+ \to 2_1^+ / 0_2^+ \to 2_2^+$	9,0	12,0	12,0
$2_2^+ \to 2_1^+ / 2_2^+ \to 0_1^+$	75	68	71
$2_3^+ \to 2_1^+ / 2_3^+ \to 0_1$	≈ 17	24	25
$2_3^+ \to 4_1^+ / 2_3^+ \to 2_1^+$	6,0	10,0	12
$2_3^+ \to 0_2^+ / 2_3^+ \to 0_1^+$	3500	10^4	10^4
$2_3^+ \to 2_2^+ / 2_3^+ \to 2_1^+$	7,0	10,0	12
$2_3^+ \to 4_1^+ / 2_3^+ \to 0_2^+$	0,04	10^{-2}	10^{-2}
$2_3^+ \to 3_1^+ / 2_3^+ \to 0_1^+$	0,25	0,15	0,17

^{192}Pt			
Отнош. B(E2)	Эксп	ФДСМ	БЗ
$4_1^+ \to 2_1^+ / 2_1^+ \to 0_1^+$	1,2	1,5	1,5
$6_1^+ \to 4_1 / 4_1 \to 2_1$	0,81	1,01	0,95
$0_2^+ \to 2_2 / 0_2 \to 2_1$	26	35	0,32
$2_3 \to 2_1 / 2_3 \to 0_2$	≥ 0.15	0,27	0,25
$2_3 \to 4_1 / 2_3 \to 2_1$	≤ 5.0	2,0	1,5
$2_3^+ \to 4_1 / 2_3 \to 0_2$	π 0.01	0,03	0,01
$2_3 \to 2_2 / 2_3 \to 2_1$	20	27	24
$2_3 \to 3 / 2_3 \to 0_2$	0,13	0,18	0,15

^{194}Pt			
Отнош. B(E2)	Эксп	ФДСМ	БЗ
$4_1 \to 2_1 / 2_1^+ \to 0_1$	1,4	1,5	1,5
$6_1 \to 4_1 / 4_1 \to 2_1$	1,02	1,06	1,05
$8_1 \to 6_1 / 6_1 \to 4_1$	0,75	0,82	0,80
$4_1 \to 2_2 / 4_1 \to 2_1$	1,4	1,61	1,57
$0_2 \to 2_2 / 0_2 \to 2_1$	13	19	17
$2_2 \to 2_1 / 2_2 \to 0_1$	11	17	15
$2_2 \to 4_1 / 2_2 \to 2_1$	2,1	2,5	2,3
$2_2 \to 3_1 / 2_2 \to 2_1$	16,0	19,0	17,0

^{196}Pt			
Отнош. B(E2)	Эксп	ФДСМ	БЗ
$4_1 \to 2_1 / 2_1 \to 0_1$	1,5	1,5	1,5
$6_1 \to 4_1 / 4_1 \to 2_1$	1,05	1,1	1,07
$0_2 \to 2_2 / 0_2 \to 2_1$	6,5	7,5	7,2
$2_3 \to 4_1 / 2_3 \to 2_1$	2,2	2,5	2,4
$2_3 \to 2_2 / 2_3 \to 2_1$	9,1	10,2	10,5
$2_3 \to 3_1 / 2_3 \to 2_2$	6,0	6,7	6,2
$2_3 \to 0_1 / 2_3 \to 2_1$	91	130	121
$2_2 \to 2_1 / 2_2 \to 0_1$	10^7	10^4	$\approx 10^4$

Отображение сен. А было получено Отсукой-Аримой-Якелло (ОАЯ) [9], тогда как отображение сен. В более ближе по духу к подходу Отсуки-Аримы-Тальми (ОАТ). В то же время отметим, что B(E2)-величины ФДСМ для полос основного состояния быстро обрезаются с ростом спина состояния. Этот дефект, по-видимому, можно исправить в более полной схеме ФДСМ.

Теорией хорошо передаются те факты, при которых происходит переход между состояниями разных полос, например между состояниями основной полосы на уровни любой другой полосы. Вероятности переходов резко (на 2÷3 порядка) уменьшается по сравнению с вероятностью внутри одной полосы. К таким переходам относятся, например, переходы $10_2^+ \to 8_2^+, 2_2^+ \to 0_1^+, 3_1^+ \to 2_1^+$ и т.д. Совершенно аналогично ведут себя относительные величины вероятности Е2-переходов.

Таким образом, применением ФДСМ и ее отображения мы показали, что из ФДСМ-гамильтониана можно сконструировать бозонный гамильтониан типа МВБ методом отображения, которые дают подобные результаты. Дайсон-отображение воспроизводит ФДСМ-модель довольно точно. Но оно не унитарно и приводит к неэрмитовым бозонным оператора, из-за чего становится несколько неясным соответствие между ФДСМ и феноменологическим бозонным описанием. Унитарные отображения, обрезанные до двухчастичных членов в бозонном гамильтониане, аппроксимируют точные ФДСМ-результаты вполне удовлетворительно. Среди таких отображений особенно БЗ-отображение показывает более универсальный характер.

Однако заметим, что в бозонном пространстве не производится обрезания степеней свободы в изучаемой симметрии, тогда как практическое использование различных типов отображения принуждает прибегать к разным степеням обрезания пространства. Такие обрезания пространства могут привести к исключению довольно большой части компонентов низколежащих состояний, дающих определенный вклад в рассматриваемую проблему. Тем не менее мы заключаем, что, несмотря не такую разницу в охватываемых объемах пространствах, продемонстрировано удовлетворительное согласие вычисляемых величин и вида операторов, отображенного в ФДСМ и МВБ-подходах. В то же время описание ядер в самой ФДСМ гораздо глубже и шире по сравнению с описанием в различных видах феноменологических подходов.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Arima A., Iachello F.* Interacting boson model of collective stats // Ann. Phys. 1979. V. 123. P. 468.

2. *Бактыбаев К.* Фермионная динамико-симметрическая модель // Ядерная физика. 1979. Т. 30. С. 963-973.

3. *Wu Ch., Feng D.H.,* et.al. Fermion dynamical symmetry model of nuclei // Phys. Rev. C36. 1987. P. 1157-1179.

4. *Бактыбаев К.* и др. Фермионная динамико-симметрическая модель и структура ядра ^{196}Pt // Вестник КазНУ. 2005. №2. С. 47.

5. *Dobes J., Navratil P., Geyer H.B.* Boson mapping of the fermion dynamical symmetry model // Phys. Rev. 1994. C50. P. 784.

6. *Hane F.J.W.* Connection between the dynamical symmetries and shell structure // Phys. Rev. 1981. C23. P. 2305.

7. *Geyer H.B., Ly S.Y.* FDSM and the proton-neutron interacting boson odel // Phys. Rev. 1988. C26. P. 642.

8. *Li C.T.* Sheel-model description of collection states in medium-heavy nuclei // Phys. Lett. 1983. B. 120. P. 251.

9. *Otsuka T., Arima A., Iachello F.* Nuclear sheel-model and interacting bosons // Phys. Rev. 1986. C33. P. 25184.

Резюме

Кез келген қабықша үшін фермиондық модельдің динамикалық симметриясын жалпыламалау қарастырылды және осы теория арқылы платина изотопының электромагниттік өтуінің анықтамасы берілген.

Summary

Generalization fermion models of dynamic symmetry for a case of an any environment is considered and the theory is applied on studying electromagnetic transitions in isotopes of platinum.

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

Поступила 21.10.05г.