

K-27

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

4 - 8639

КАРТАВЕНКО  
Владимир Григорьевич

ПАРНЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ  
И КОЛЛЕКТИВНЫЕ  $O^+$  СОСТОЯНИЯ ЯДЕР

Специальность - 01.04.16 - физика атомного ядра  
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Дубна 1975

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики  
Объединенного института ядерных исследований

Научный руководитель: кандидат физико-математических наук  
Р.В. ДЖОЛОС,

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук  
С.И. ДРОЗДОВ,  
кандидат физико-математических наук  
А.И. ВДОВИН.

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск.

Автореферат разослан " " 1975г.

Защита диссертации состоится " " 1975г.  
на заседании Ученого совета Лаборатории теоретической физики  
Объединенного института ядерных исследований г. Дубна, Московской  
области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ

Ученый секретарь Совета

Р.А. АСАНОВ

4 - 8639

КАРТАВЕНКО  
Владимир Григорьевич

ПАРНЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ  
И КОЛЛЕКТИВНЫЕ  $O^+$  СОСТОЯНИЯ ЯДЕР

Специальность - 01.04.16 - физика атомного ядра  
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

При рассмотрении слабозбужденных состояний атомных ядер можно выделить одночастичное движение и многочастичные коллективные движения, представляющие согласованное изменение состояний большого числа сильно связанных нуклонов. Коллективные эффекты обусловлены взаимодействием квазичастиц, причем каждому виду взаимодействий соответствует определенный тип коллективных эффектов. В диссертации рассмотрены коллективные возбуждения парного типа /1/, основные свойства которых обусловлены парными корреляциями /2,3/ нуклонов. Когерентные эффекты, связанные с этими корреляциями, заключаются в увеличении скорости  $\alpha$  - распада на основные состояния ядер /4/, увеличении сечения реакций двухнуклонной передачи (РДНП) между  $J^{\pi} = 0^{+}$  - состояниями парного типа /5/ и т.п. Экспериментальные данные по РДНП /6/ свидетельствуют о том, что действительно существует ряд  $0^{+}$  - состояний ядер, которые в РДНП возбуждаются значительно сильнее основной массы ядерных уровней, что говорит о возможности объединения их в отдельную коллективную ветвь возбуждения, слабо связанную с другими степенями свободы ядра. Такие состояния получили название "парные", для их описания была сформулирована феноменологическая модель /1,7/, которая оказалась очень полезной при анализе спектров возбуждений и сечений РДНП. Однако обосновать феноменологический способ рассмотрения любого коллективного движения и ответить на вопрос о пределах его применимости можно только на основе микроскопического подхода.

Вопросам описания парного коллективного движения на базе микроскопического подхода и посвящено данное исследование.

В первой главе /8-10/ изложен формализм, развитый для описания коллективных парных возбуждений ядер на основе метода конечных бозонных представлений фермионных операторов. Мы исходим из микроскопической модели ядра с парными инвариантными остаточными силами (обозначения стандартные):

$$H = \sum_S (\epsilon_S - \lambda) N_S - G \sum_{\mu=\alpha, \pm 1} \sum_{S, S'} \Omega_S^{1/2} \Omega_{S'}^{1/2} A_{S\mu}^+ A_{S'\mu}. \quad (I)$$

Выбор гамильтониана в форме (I) сделан по следующим соображениям:

а) парные силы являются определяющими для данного вида коллективного движения /1, 5/; б) инвариантный вид гамильтониана связан с тем, что основное внимание будет уделено анализу РДП на ядрах среднего атомного веса ( $A \approx 40 \div 70$ ), где экспериментальные данные свидетельствуют о необходимости учета изоспиновых степеней свободы /6/; в) объектом изучения будут только  $0^+$ -состояния парного типа; г) влияние других видов взаимодействия нельзя оценить без дополнительных приближений, поэтому вначале нужно провести вычисления с простейшими силами при минимальном числе приближений.

Относительно методов микроскопического описания коллективных возбуждений отметим, что: а) точные теоретико-групповые расчеты /11-13/ позволяют учесть слишком малое число одночастичных уровней; б) приближение случайной фазы (RPA) для операторов пар частиц /14/ или квазичастиц /15/ вообще неприменимо при значениях парной константы, близкой к "критической" ( $G \sim G_k$ ), когда в системе происходит фазовый переход от нормального состояния к сверхтекучему; в) интенсивно развиваемый в последнее время метод обобщенной матрицы плотности /16/ последователен и весьма перспективен. Однако основные усилия в этих работах были направ-

лены на создание микроскопической теории вращения. Для коллективных возбуждений парного типа пока не получено каких-либо существенных результатов.

Мы использовали метод точных бозонных представлений фермионных операторов и построили коллективный гамильтониан, сделав единственное предположение о слабой связи коллективных парных степеней свободы с неколлективными, определенными в рамках аналога метода RPA, но с учетом всех перенормировок, вызванных влиянием ангармонической части. Метод применим при любых значениях парной константы. Никаких ограничений на размеры одночастичного базиса при этом не возникает. Законы сохранения корректно учитываются, полученный коллективный гамильтониан имеет замкнутый и удобный для практических расчетов вид.

Для операторов  $N_S, A_{S\mu}^+, A_{S\mu}, T_{S\mu} = - (2)^{-1/2} \sum_m [a_{S\mu}^+ a_{S\mu}]_{1\mu}$ , образующих алгебру  $R_5$ , получено бозонное представление /8/ (являющееся обобщением представления Дайсона /17/ для  $R_3$ , используемого в теории спиновых волн):

$$(A_{S\mu}^+)_{\mathcal{D}} = b_{S\mu}^+ - \frac{g}{\Omega_S} \sum_T \left\{ \begin{matrix} 1/2 & 1/2 & 1 \\ 1 & 1 & T \end{matrix} \right\} \sqrt{\frac{2T+1}{3}} [[b_S^+ b_S^+]_T b]_{1\mu}, (A_{S\mu})_{\mathcal{D}} = b_{S\mu};$$

$$(N_S)_{\mathcal{D}} = 2 \sum_{\mu} b_{S\mu}^+ b_{S\mu}; (T_{S\mu})_{\mathcal{D}} = \sqrt{2} [b_S^+ b_S]_{1\mu}; [b_{S\mu}, b_{S'\mu'}^+] = \delta_{SS'} \delta_{\mu\mu'}. \quad (2)$$

Представление (2) сохраняет точно все коммутационные соотношения между образами фермионных операторов, что позволяет провести корректный расчет матричных элементов любой функции фермионных операторов на языке операторов бозонов  $b_{S\mu}^+, b_{S\mu}$ . Однако бозонные образы операторов  $A_{S\mu}^+, A_{S\mu}$  перестают быть эрмитовски сопряженными в обычной бозонной метрике. Чтобы бозонные образы операторов, эрмитовски сопряженных в фермионном пространстве, остались эрмитовски сопряженными, в этой метрике необходимо ввести специ-

альный метрический оператор. С помощью этого метрического оператора можно преобразовать представление (2) так, чтобы образы операторов  $A_{S\mu}^+$ ,  $A_{S\mu}$  стали эрмитовски сопряженными в обычной бозонной метрике. В результате мы получим для  $R_S$  обобщенное представление Холстейна-Примакова [18]. Но теперь бозонные образы многих фермионных операторов будут даваться бесконечными рядами и провести какие-либо практические вычисления без потери точности невозможно. Окончательно, все способы построения бозонных представлений оказываются взаимосвязанными, но в методе Дайсона все выражения получаются в замкнутом и удобном для практического использования виде.

Выделение коллективных парных ветвей возбуждения произведено с помощью линейного канонического преобразования бозонных операторов  $b_{S\mu}^+$ ,  $b_{S\mu}$  к новым бозе-операторам  $\beta_{k\mu}^+$ ,  $\beta_{k\mu}$ . Тогда гамильтониан (I) запишется в виде:  $H = \sum_{k,\mu} \omega_k \beta_{k\mu}^+ \beta_{k\mu} + H_{\text{анг}}$ , где  $H_{\text{анг}}$  — четырехбозонная часть гамильтониана, записанная в нормальном относительно операторов  $\beta_{k\mu}^+$ ,  $\beta_{k\mu}$  виде. Для определения коэффициентов преобразования и частот  $\omega_k$  была получена система связанных нелинейных уравнений.

Из всех бозонных операторов  $\beta_{k\mu}^+$ ,  $\beta_{k\mu}$  мы сохраним в дальнейшем только операторы  $\beta_{1+\mu}^+$  ( $\beta_{1-\mu}^+$ ),  $\beta_{1+\mu}$  ( $\beta_{1-\mu}$ ), описывающие в гармоническом приближении коррелирование пары частиц (дырок) и отличающиеся от остальных тем, что соответствующие им бозонные состояния имеют наименьшие энергии возбуждения и наибольшие спектроскопические факторы РДП. Ветви возбуждений, описываемые этими операторами, и названы коллективными. При вычислении ангармонических констант получаем, что взаимодействие коллективных бозонов друг с другом явно превосходит взаимодействие коллективных

бозонов с неколлективными и, тем более, неколлективных между собой. Поэтому при анализе основных свойств низколежащих состояний парного типа достаточно рассматривать только коллективную часть полного гамильтониана:

$$H_{\text{колл}} = \sum_{\mu} (\omega_{1+} \beta_{1+\mu}^+ \beta_{1+\mu} + \omega_{1-} \beta_{1-\mu}^+ \beta_{1-\mu}) + 9 \sum_{\tau} \left\{ \begin{array}{ccc} 1/2 & 1/2 & 1 \\ 1/2 & 1/2 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \end{array} \right\} \times \\ \times \sqrt{\frac{2\tau+1}{3}} \sum_{\mu} (G(3) [ [\beta_{1+}^+ \beta_{1+}^+]_{\tau} \beta_{1+} ]_{1\mu} + G(4) [ \beta_{1+}^+ [ \beta_{1-} \beta_{1-} ]_{\tau} ]_{1\mu} + \\ + G(1) [ [ \beta_{1+}^+ \beta_{1+}^+ ]_{\tau} \beta_{1+}^+ ]_{1\mu} + G(2) [ \beta_{1+} [ \beta_{1-} \beta_{1-} ]_{\tau} ]_{1\mu} + \\ + 2G(1) [ [ \beta_{1+}^+ \beta_{1+}^+ ]_{\tau} \beta_{1+}^+ ]_{1\mu} + 2G(2) [ [ \beta_{1+}^+ \beta_{1+}^+ ]_{\tau} \beta_{1+}^+ ]_{1\mu} ) \times \\ \times (\beta_{1+\mu} + (-1)^{1-\mu} \beta_{1-\mu}^+): \quad (3)$$

Анализ  $H_{\text{колл}}$ :

А. В вибрационном и ротационном пределах получены аналитические решения для собственных функций и собственных значений  $H_{\text{колл}}$ .

Б. Для парных возбуждений построен аналог гамильтониана Бора обобщенной модели ядра, полезный для качественного анализа экспериментальных данных по РДП. Проведено детальное сравнение с феноменологическим подходом при построении  $H_{\text{колл}}$ . Показано преимущество развитого метода, позволяющего получить не только жесткие ограничения на структуру  $H_{\text{колл}}$ , но и рассчитать все его параметры.

В. Для случая промежуточной связи, когда не удается получить аналитические выражения для собственных значений и собственных функций  $H_{\text{колл}}$ , были развиты процедуры, позволяющие сделать это численно, путем диагонализации  $H_{\text{колл}}$  в большом базисе бозонных состояний.

Г. Для проверки метода была решена модельная задача с двумя одночастичными уровнями. Результаты расчета спектров нижайших состояний и приведенных матричных элементов от оператора передачи двух нуклонов совпали с точным решением /12/.

Во второй главе /9,19-21/ развитый в первой главе формализм применен для анализа свойств парных коллективных  $0^+$ -состояний в ядрах с массовым числом  $A = 46 \div 64$ .

Получены следующие основные результаты:

1) Исследована зависимость энергий парных  $0^+$ -состояний от величины константы парного взаимодействия  $G$  /9/. Показано, что лучшее описание спектров возбуждений в рассматриваемой области ядер получается при значениях парной константы, близких к "критическому" ( $G \sim G_k$ ), когда неприменимо описание ни в виб-рационном, ни в ротационном пределах. При этом волновые функции представляют собой сложную суперпозицию бозонных состояний.

2) Зависимость энергий парных  $0^+$ -состояний от изоспина /9,19/.

На рис.1 для ядер с  $A = 54, 56, 58$  в первой колонке ( $\Pi$ ) приведены результаты расчетов с парными остаточными силами, во второй ( $\Xi$ ) - экспериментальные энергии парных  $0^+$ -состояний. Видно, что изоинвариантных парных остаточных сил недостаточно для объяснения наблюдаемого расщепления в изомультиплетах. Это указывает на важность учета дополнительных взаимодействий для описания коллективных парных состояний. Среди сил, приводящих к сильному расщеплению по изоспину и не включенных в гамильтониан (I), в первую очередь следует отметить силы, ответственные за появление потенциала симметрии в полном одночастичном потенциале. Результаты, полученные с учетом этого члена, приведены на рис.1 в третьей колонке ( $\Pi + C$ ). Согласие с экспериментом существенно улучшилось.

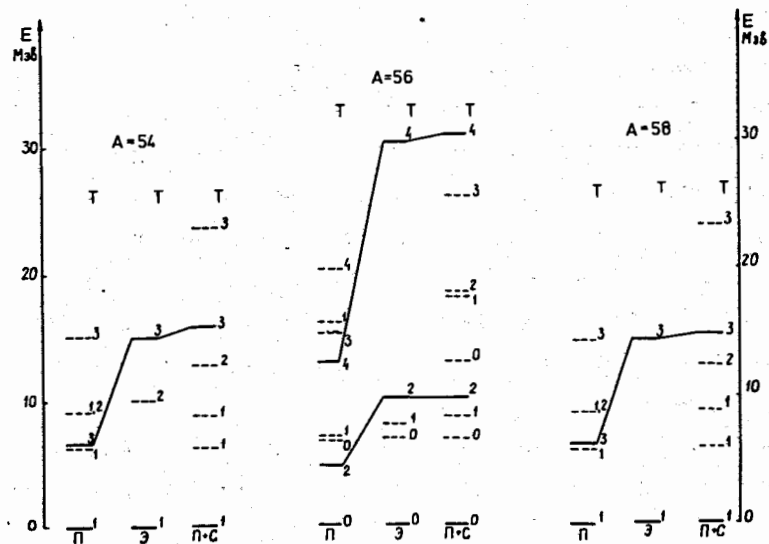


Рис.1. Спектр парных  $0^+$ -состояний в ядрах с  $A = 54, 56, 58$ . Обозначения в тексте.

В свою очередь, одного члена симметрии недостаточно для объяснения наблюдаемого расщепления в изомультиплетах. Лишь одновременный учет члена симметрии и парных инвариантных остаточных сил позволяет описать зависимость энергий состояний от изоспина.

### 3) Влияние четырехчастичных корреляций /19/.

При анализе энергий нижайших для каждого  $A$  состояний было отмечено резкое отклонение результатов теоретических расчетов от экспериментальных величин в тех случаях, когда рассматривались состояния ядер, отличающихся на альфа-частицу. Это наводит на мысль, что причина расхождения - отсутствие в гамильтониане (I) членов, приводящих к  $\alpha$  - частичным корреляциям, например, сил, действующих в состояниях с нечетным моментом и изоспином  $T=0$ . Грубая оценка таких взаимодействий показала, что с их помощью можно улучшить согласие теоретических предсказаний с экспериментальными данными. Таким образом, есть основания утверждать, что для полного описания  $O^+$  - состояний в ядрах с  $A \sim 56$  необходим учет не только парных, но и  $\alpha$  - частичных корреляций.

### 4) Влияние парных сил на радиусы ядер /20/.

Усредненная зависимость среднеквадратичных радиусов (СКР) ядер от массового числа имеет вид  $\sim A^{1/3}/4$ . Между тем, экспериментальная информация указывает на наличие ряда отклонений от такой зависимости: наблюдается систематическое уменьшение СКР при подходе к магическим ядрам. Проведенные расчеты в рамках оболочечной модели и в рамках теории ферми-систем не смогли объяснить ход СКР по изотопам. Роль парных корреляций в этих расчетах вообще не выяснялась. В диссертации изучено влияние инвариантного спаривания на СКР ядер. Идея расчетов состояла в том, что

парные корреляции, размывая границу Ферми, приводят к увеличению СКР. Поскольку роль парных сил уменьшается по мере приближения к замкнутым оболочкам, естественно при этом ожидать уменьшения СКР ядер. Проведенные расчеты показали, что действительно наблюдается некоторое уменьшение роста СКР при подходе к магическим числам, находящееся в качественном согласии с экспериментальными данными, однако в количественном отношении парные корреляции не могут объяснить этот эффект.

### 5. Анализ экспериментальных данных по сечениям РДНП /21/.

Теоретический расчет сечений был проведен в рамках метода искаженных волн (МИВ) в приближении нулевого радиуса взаимодействия.

На рис.2 и в табл. I приведены результаты расчетов дифференциальных сечений некоторых  $(t, p)$  реакций и экспериментальные данные /6/. Расчеты проведены с тремя наборами спектроскопических факторов: 1) одна оболочечная конфигурация (T1); 2) гармоническое приближение (T2); 3) расчет с учетом ангармоничности в рамках метода, изложенного в первой главе (T3).

Получены следующие основные результаты:

а) расчет спектроскопических факторов РДНП /21/ и чисел заполнения одночастичных состояний /19/ указывает на важность учета большого числа уровней среднего поля, что легко осуществить в рамках развитого метода, но невозможно сделать из-за трудностей вычислительного характера в точных расчетах /11-13/;

б) расчет интенсивностей РДНП (табл. I) подтверждает выводы, полученные ранее при анализе спектров парных возбуждений, о том, что парное движение в рассматриваемой области ядер не описывается ни в вибрационном, ни в ротационном пределах;

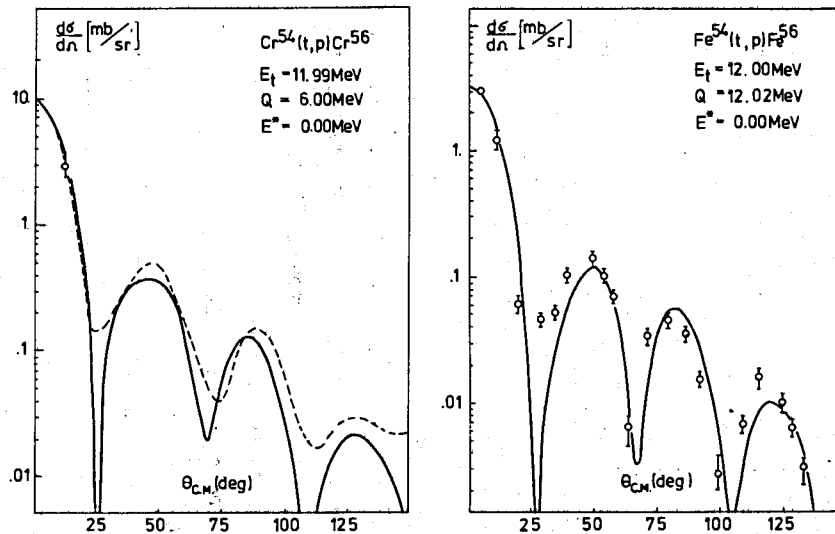


Рис.2. Дифференциальные сечения  $(t, p)$  реакций.

— — расчет в рамках МИБ.

○, -- — экспериментальные данные.



Таблица I. Дифференциальные сечения ( $t, \rho$ ) реакций

Ядро-мишень	$E_t$ (мэВ)	$E^*$ (мэВ)	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (мб/стер, $\theta_{ц.м.} = 12.5^\circ$ )			$N_0^{xx/}$			
			эксп <sup>x/</sup>	T1	T2	T3	T1	T2	T3
<sup>46</sup> Ca	11.96	0.0	1.48	.040	.37	.64	37.	4.0	2.3
<sup>46</sup> Ca	11.96	5.46	3.00	.112	.45	.18	27.	6.7	16.8
<sup>48</sup> Ca	11.97	0.0	3.24	.095	.38	.47	34.	8.5	6.8
<sup>46</sup> Ti	13.0	0.0	1.10	.055	.57	.54	20.	1.9	2.0
<sup>46</sup> Ti	13.0	4.97	.41	.134	.53	.20	3.	0.8	2.0
<sup>48</sup> Ti	13.0	0.0	.96	.34	.29	.51	28.	3.1	1.9
<sup>48</sup> Ti	13.0	3.88	1.24	.120	.48	.19	10.	2.6	6.6
<sup>50</sup> Ti	13.0	0.0	2.38	.099	.39	.48	24.	6.1	5.1
<sup>50</sup> Cr	13.0	0.0	.57	.031	.25	.44	18.	2.2	1.3
<sup>50</sup> Cr	13.0	2.66	.57	.122	.49	.19	5.	1.2	2.9
<sup>52</sup> Cr	13.0	0.0	1.44	.108	.43	.51	13.	3.3	2.8
<sup>54</sup> Cr	13.0	0.0	3.13	.083	.65	.46	38.	4.8	6.7
<sup>54</sup> Fe	13.0	0.0	1.12	.107	.42	.48	10.	2.6	2.3
<sup>56</sup> Fe	13.0	0.0	1.70	.090	.70	.49	19.	2.4	3.5
<sup>58</sup> Fe	13.0	0.0	2.51	.013	.84	.40	193.	3.0	6.3
<sup>58</sup> Ni	12.15	0.0	-	.096	.75	.51	-	-	-
<sup>60</sup> Ni	12.12	0.0	-	.014	.96	.45	-	-	-
<sup>62</sup> Ni	12.05	0.0	-	.016	1.08	.29	-	-	-

x/ Смотри обзоры /6/.

xx/  $N_0 = \frac{(d\sigma/d\Omega)_{\text{эксп}}}{(d\sigma/d\Omega)_{\text{мив}}}$  нормализационный фактор приближения нулевого радиуса.

в) если предположить, что в сечение реакции дает вклад только одна оболочечная конфигурация (табл. I, II), то рассчитанное сечение получается значительно меньше экспериментального и очень плохо воспроизводятся отношения сечений. При учете парных остаточных сил угловое распределение продуктов реакции (рис. 2) меняется очень слабо, однако абсолютное значение сечений (табл. I, T2, T3) увеличивается. Согласие с экспериментальными данными существенно улучшается. Однако воспроизвести соотношения интенсивностей во всей области ядер не удастся. Причина расхождения — слишком грубые предположения, обычно используемые в кинематической части расчета дифференциального сечения РДНП: приближение нулевого радиуса взаимодействия, процедура подгонки глубины ямы и т.п.

Подводя итоги, отметим, что приведенные в данной главе расчеты продемонстрировали плодотворность описания самых разнообразных свойств парных  $O^+$  — состояний в рамках метода, учитывающего небольшое число коллективных парных степеней свободы.

В третьей главе /22, 23/ показано, как, используя метод конечных бозонных представлений фермионных операторов и метод Н.Н.Боголюбова в теории сильной связи /24/, решить задачу о парных вибрациях /15/, исключив "нефизические" состояния, появляющиеся из-за неточного учета закона сохранения числа частиц. Если решать эту задачу обычными методами ( $u-v$ -преобразование и RPA для операторов пар квазичастиц), то волновые функции оказываются ненормируемыми и, кроме того, расходятся средние значения различных одночастичных операторов. Метод Н.Н.Боголю-

бова позволяет полностью сохранить симметрию задачи \*). К сожалению, развитая методика канонических преобразований для отделения параметров группы симметрии гамильтониана не может быть применена непосредственно в случае системы фермионов, гамильтониан которой записан во вторично-квантовом виде. Однако задача может быть решена, если использовать метод конечных бозонных представлений фермионных операторов /22, 23/. Для простоты рассмотрение было ограничено случаем тяжелых ядер, где можно пренебречь связью нейтронных и протонных подсистем. В этом случае гамильтониан задачи имеет вид (обозначения стандартные):

$$H = \sum_S \epsilon_S N_S - G \sum_{S, S'} \Omega_S^{1/2} \Omega_{S'}^{1/2} A_S^+ A_{S'}$$

I. Для операторов  $N_S, A_S^+, A_S$ , образующих алгебру  $R_3$ , использовано следующее точное бозонное представление /17/:

$$N_S = 2 f_S \frac{\partial}{\partial f_S}, \quad A_S = \frac{\partial}{\partial f_S}, \quad A_S^+ = f_S \left( 1 - \frac{f_S}{\Omega_S} \frac{\partial}{\partial f_S} \right).$$

2. При помощи преобразования переменных  $f_S = \exp(2i\varphi) \cdot F_S$  выделяется угол  $\varphi$ , канонически сопряженный оператору числа частиц  $\hat{N} = \sum_S N_S = 2 \sum_S f_S \frac{\partial}{\partial f_S} = -i \frac{\partial}{\partial \varphi}$ . Новых переменных на одну больше, чем старых, и поэтому на  $F_S$  накладывается условие:  $\Psi(F_S) = \text{const}$ . Так как  $[H, N] = 0$ , то гамильтониан не зависит от  $\varphi$  и собственные функции гамильтониана записываются в факторизованном виде:  $\Phi_{N, \alpha}(f_S) = \exp(iN\varphi) \cdot \Phi'_\alpha(F_S)$  ( $N$  — число частиц,  $\alpha$  — дополнительные квантовые числа). Поскольку зависимость от угла  $\varphi$  всюду входит в виде  $\exp(i\varphi)$ , то не нужны характерные для RPA предположения о малости  $\varphi$ , и автоматически выполняется условие цикличности этой переменной. Последующие приближения уже не нарушают симметрию задачи.

\*) Недавно были предложены также иные подходы к решению этой задачи, основанные на методе обобщенной матрицы плотности /16/ и методах теории представлений групп /25/.

3. Самосогласованное парное поле выделяется с помощью канонического преобразования переменных  $F_s = G_s + \beta_s^+$ ,  $\frac{\partial}{\partial F_s} = \Lambda_s + \beta_s$ . Получены обычные уравнения сверхтекучей модели ядра /2,3/, причем константы  $G_s, \Lambda_s$  следующим образом связаны с параметрами  $u, v$  преобразования:  $\Lambda_s = u_s v_s$ ,  $G_s = v_s / u_s$ .

4. Задача о парных возбуждениях решена в гармоническом приближении:  $H_{RPA} = \sum_k \omega_k \beta_k^+ \beta_k$ , где бозе-операторы  $\beta_k^+, \beta_k$  связаны с операторами бозонов  $\beta_s^+, \beta_s$  с помощью линейного канонического преобразования. Получены обычные уравнения на частоты  $\omega_k$  парных вибраций /15/. Однако, благодаря точному учету закона сохранения числа частиц, возникают условия, полностью запрещающие появление "нефизических" ( $\omega_0 = 0$ ) решений. Окончательно, получаются выражения для фермионных операторов  $N_s, A_s^+, A_s$  через  $\hat{N}_s, \exp(i\psi), \beta_k^+, \beta_k$  ( $k \neq 0$ ). Волновые функции  $\Phi_{N,\alpha}(f_s) = \exp(iN\psi) \cdot \Phi_{\alpha}''(\beta_k^+, \beta_k)$  нормируются обычным образом и поэтому, кроме известных результатов RPA, мы теперь имеем возможность вычислять любые матричные элементы от операторов  $N_s, A_s^+, A_s$ , что невозможно было сделать в рамках RPA.

Таким образом, на базе метода конечных бозонных представлений фермионных операторов удалось построить единое описание самых разнообразных свойств системы фермионов, взаимодействующих посредством парных остаточных сил.

Основные результаты данного исследования опубликованы в работах /8-10, 19-23/ и материалах XXIII Сов. по яд. спектр. и структ. ат. ядра (Тбилиси, 1973); XXIV Сов. по яд. спектр. и структуре ат. ядра (Харьков, 1974) и докладывались на XIII Сов.

по яд. спектр. и теории ядра (Дубна, 1973) и международном симпозиуме "Корреляции в ядрах" (Венгрия, Балатонфюред, 1973).

#### Литература:

1. A Bohr. Nucl. Structure, Dubna, Symp., 1968. IAEA, Vienna, 1968 p.179.
2. В.Г.Соловьев. ЖЭТФ, 35, 283 (1958).
3. S.T. Belyaev. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 31, 11 (1959)
4. В.Г.Соловьев. ДАН СССР, 144, 1281 (1962).
5. S. Yoshida. Nucl. Phys., 33, 685 (1962)
6. O. Nathan. Nucl. Structure, Dubna, Symp., 1968. IAEA, Vienna, 1968 p.191 R.A. Broglia, O. Hansen, C. Riedel, Adv. in Nucl. Phys. 6, 287 (1973)
7. B.F. Bayman, D.R. Bes, R.A. Broglia. Phys. Rev. Lett., 23, 1299 (1969) G.G. Dussel, R.P.J. Perazzo, D.R. Bes, R.A. Broglia, Nucl. Phys., A175, 513 (1971) R.P.J. Perazzo, D.R. Bes. Nucl. Phys., A183, 298 (1972)
8. В.Г.Картавенко, Р.В.Джолос, Ф.Дэнау, Д.Янссен. ТМФ, 14, 70 (1973)
9. Р.В.Джолос, В.Г.Картавенко. Сообщение ОИЯИ, P4-6781 (1972).
10. Р.В.Джолос, В.Г.Картавенко. Сообщение ОИЯИ, P4-6782 (1972).
11. H.T. Chen, R.W. Richardson. Nucl. Phys. A212, 317 (1973)
12. G.G. Dussel, E.E. Maqueda, R.P.J. Perazzo. Nucl. Phys., A153, 469 (1970)
13. D.R. Bes, E.E. Maqueda, R.P.J. Perazzo. Nucl. Phys., A199, 193 (1973)
14. R.A. Broglia, C. Riedel. Nucl. Phys., A92, 145 (1967)
15. D.R. Bes, R.A. Broglia. Nucl. Phys., 80, 289 (1966)
16. С.Т.Беляев, В.Г.Зелевинский. ЯФ, 16, 1195 (1972).

17. F. Dyson. Phys. Rev., 102, 1217 (1956)
18. T. Holstein, H. Primakoff. Phys. Rev., 58, 1098 (1940)
19. P. В. Джолос, В. Г. Картавенко. ЯФ, 19, 964 (1974).
20. Г. Н. Афанасьев, P. В. Джолос, В. Г. Картавенко. Изв. АН СССР, сер. физ., 38, 730 (1974).
21. P. В. Джолос, В. Г. Картавенко, В. М. Семенов. Препринт ОИЯИ, P4-8325 (1974)
22. P. В. Джолос, В. Г. Картавенко, В. Рыбарска, ТМФ, 20, 353 (1974).
23. P. В. Джолос, В. Г. Картавенко. Сообщение ОИЯИ, P4-6590 (1972).
24. Н. Н. Боголюбов. УМФ, 2, 3 (1950).
25. В. В. Ванагас. Некоторые проблемы современной теории ядра. Лекции МИФИ, Москва, 1974.

Рукопись поступила в издательский отдел  
25 февраля 1975 г.