

СЗ46.2г
А-941

304067

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

4 - 5115

Г.Н. Афанасьев

**НЕЙТРОН-ПРОТОННЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ
И КОЛЛЕКТИВНЫЕ ДВИЖЕНИЯ В ЯДРАХ**

**Специальность 055 - физика атомного ядра
и космических лучей**

Автореферат диссертации на соискание учёной
степени кандидата физико-математических наук

Дубна 1970

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики
Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель
доктор физико-математических наук, профессор В.Г. Соловьев.

Официальные оппоненты:
доктор физико-математических наук В.В. Ванагас,
кандидат физико-математических наук И.Н. Михайлов.

Ведущее научно-исследовательское учреждение: НИИЯФ МГУ.

Автореферат разослан " " 1970 г.

Защита диссертации состоится " " 1970 г. на
заседании Ученого совета Лаборатории теоретической физики
Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна, Мос-
ковской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Учёный секретарь Совета

Р.А. Асанов

4 - 5115

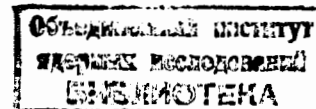
Г.Н. Афанасьев

НЕЙТРОН-ПРОТОННЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ
И КОЛЛЕКТИВНЫЕ ДВИЖЕНИЯ В ЯДРАХ

Специальность 055 - физика атомного ядра
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание учёной
степени кандидата физико-математических наук

4256 вр.



В настоящее время принято делить ядерные силы на длин-
нодействующие и короткодействующие. Первые приводят к появ-
лению среднего поля, в котором движутся нуклоны ядра. Вторые
же приводят к остаточным взаимодействиям. Учёт остаточных
взаимодействий осуществляется методами, развитыми в теории
сверхтекучести и сверхпроводимости. Работами ^{/1-3/} было поло-
жено начало систематическому использованию этих методов в
теории ядра. Между тем имеются различия между корреляциями
в сверхпроводниках и парными корреляциями в ядрах. Одно из них
состоит в том, что, в отличие от сверхпроводника, ядро состоит
из двух сортов нуклонов, так что кроме корреляций между оди-
наковыми нуклонами необходимо учитывать корреляции между
нейтронами и протонами. Из принципа зарядовой независимости
ядерных сил следует, что константа ν_{pp} -спаривания в $S=0, T=1$ -
состоянии примерно равна парным константам ν_{pn} и ν_{nn} -спа-
риваний. Поэтому следует ожидать, что ν_{pn} -корреляции (во
всяком случае при $N=Z$) столь же существенны, как и корреля-
ции между одинаковыми нуклонами.

Впервые нейтрон-протонные корреляции были исследованы,
по-видимому, в работе ^{/4/} методом гриновских функций, где было
получено следующее условие существования ν_{pn} -корреляций:
разность химических потенциалов нейтронной и протонной систем
должна быть меньше величины щели. В работе ^{/5/} для зарядовой
симметрии и $N=Z$ было найдено унитарное каноническое преоб-
разование, которое приводило к решению с конечной щелью. Все
три (ν_{pp} , ν_{nn} и ν_{pn}) корреляционные функции были одинаковы
по абсолютной величине, причём две из них (ν_{pp} , ν_{nn}) были

вещественными, а третья (пр) чисто мнимой. В работах /6-8/ для произвольных N , Z было найдено ортогональное каноническое преобразование, которое приводило к решению с нулевой щелью для зарядовой симметрии и $N=Z$. Все три корреляционные функции отличны от нуля и вещественны. Налицо, таким образом, противоречие с результатами работы /5/.

Впервые вопрос об энергетической выгодности получаемых решений при наличии в системе пр-корреляций в $S=0, T=1$ -состоянии был рассмотрен в работе /9/ и автором /10/.

Диссертация посвящена двум основным вопросам: изучению нейтрон-протонных корреляций в ядрах и анализу симметрии взаимодействий в общепринятых коллективных моделях (модель с квадрупольным взаимодействием, обобщенная модель).

Диссертация состоит из четырех глав. В главе первой, основанной на работах автора /10,11/, пр-корреляции рассматриваются методом гриновских функций. В ней показано, что:

1) система уравнений для корреляционных функций допускает решения как с равными нулю, так и отличными от нуля корреляционными функциями;

2) решения, отвечающие случаю, когда ни одна из трех корреляционных функций не равна нулю, имеют место только при наличии следующего соотношения между пр-, пп- и пр-корреляционными функциями:

$$C_{np}^2 = C_n C_p \left[1 + \frac{1}{G^2} \frac{(\mu_p - \mu_n)^2}{(C_p + C_n)^2} \right],$$

где μ_p , μ_n - химические потенциалы нейтронной и протонной систем, G - парная константа ($G_p = G_n = G_{np} = G$), C_p , C_n , C_{np} - парные пр-, пп- и пр-корреляционные функции;

3) сосуществование пр-, пп- и пр-корреляционных взаимодействий является энергетически невыгодным. Физическое объяснение этого факта состоит в том, что включение пр-парного взаимодействия приводит к появлению конкурирующего уров-

ня конденсации пр-пар и к уменьшению эффективной корреляционной функции. Это согласуется с утверждением /12/, что сверхпроводимость может иметь место, если существует не более одного уровня, на котором может произойти конденсация пар. Таким образом, при константе пр-парного взаимодействия G_0 , меньшей по абсолютной величине некоторого критического значения G_c , в системе имеют место пр- и пп-корреляции. Роль пр-корреляции сводится при этом лишь к перенормировке протонных и нейтронных квазичастичных уровней энергии. При $|G_0| > G_c$ в системе происходит фазовый переход: пр- и пп-пары разрушаются, создаются пр-пары;

4) включение парного взаимодействия между протонными и нейтронными квазичастицами является энергетически выгодным. Квазичастичные энергии в этом случае равны:

$$\frac{1}{2} (E_p - E_n) \pm \sqrt{\frac{1}{4} (E_p + E_n)^2 + M_0^2},$$

где

$$E_\tau = \sqrt{\epsilon_\tau^2 + G_\tau^2 C_\tau^2},$$

а корреляционная функция M_0 удовлетворяет уравнению:

$$|G_0| M_0 = M_0 \sum \left[\left(\frac{E_p + E_n}{2} \right)^2 + M_0^2 \right]^{-1/2}$$

Таким образом, основное состояние системы с пр- и пп-парными взаимодействиями оказывается устойчивым по отношению к нейтрон-протонной сверхтекучести и неустойчиво по отношению к сверхтекучести между нейтронными и протонными квазичастицами.

В главе второй диссертации, основанной на работах автора /10,13,14,15/, к рассмотрению пр-корреляций применяется метод обобщенного канонического преобразования. В этой главе прежде всего рассматривается упомянутое выше противоречие между выводами работы /5/ с одной стороны, и работы /6-8/ с другой. Найдено унитарное каноническое преобразование, част-

ными случаями которого оказывается ортогональное каноническое преобразование, полученное в работе /6-8/, и унитарное преобразование, отвечающее случаю $N=Z$ /5/. Полученные уравнения для комплексных корреляционных функций в общем случае ($N \neq Z$) имеют решения только при выполнении следующего соотношения между фазами корреляционных функций:

$$\phi = \frac{\phi_p + \phi_n}{2} - \phi_{np} = 0.$$

Для $N=Z$ появляется дополнительное решение, соответствующее $\phi = \frac{\pi}{2}$. Именно это решение и найдено было в работе /5/. Однако остается непонятной выделенность случая ($N \neq Z$). Анализ ситуации показывает, что решение, найденное в работе /5/, есть предельный случай решения с равной нулю ϕ_{np} -корреляционной функцией. Иначе говоря, при $N=Z$ имеются два различных способа диагонализации гамильтониана, ведущие к одному и тому же конечному результату.

Из факта эквивалентности (при $N=Z$) решений с равной нулю и отличной от нуля корреляционной функцией следует: во-первых, что корреляционные функции, как промежуточный элемент в процедуре диагонализации гамильтониана, не всегда допускают физическую интерпретацию; во-вторых, существенны не только абсолютные значения корреляционных функций, но и их фазы.

Далее анализируются условия, при которых вектор состояния

$$\Phi = \prod_k \Phi_k |0\rangle,$$

$$\Phi_k = [1 + v_p a_p^+ a_p + v_n a_n^+ a_n +$$

$$+ v_0 (a_p^+ a_n^+ + a_n^+ a_p^+) + w a_p^+ a_p^+ a_n^+ a_n^+]_k$$

допускает существование квазичастиц, связанных каноническим преобразованием с операторами a . Условие состоит в следующем:

$$w = v_p v_n - v_0^2.$$

Таким образом, абсолютные значения v , w удовлетворяют неравенству

$$||v_p v_n| - |v_0|^2| \leq |w| \leq |v_p v_n| + |v_0|^2$$

$|w|$ ограничено снизу требованием факторизации вектора состояния при отсутствии ϕ_{np} -спаривания. С другой стороны, $|w|$ не может быть слишком большим, т.к. при этом становятся существенными четверные корреляции, и каноническое преобразование перестает быть линейным.

В главе третьей, основанной на работах /14,16/, ϕ_{np} -корреляции рассматриваются методами теории групп. Из того факта, что полный гамильтониан инвариантен относительно более узкой группы преобразований, чем гамильтониан, описывающий корреляции между одинаковыми нуклонами, следует, что включение ϕ_{np} -взаимодействия приводит к снятию вырождения и расщеплению уровней невозмущенного гамильтониана. Далее рассматривается случай, когда имеется только одна вырожденная оболочка. При этом операторы, составляющие гамильтониан, генерируют группу пятимерных вращений /17-19/. Исследуются два случая: когда ϕ_{np} -спаривательная константа мала (применима теория возмущений), и когда имеется зарядовая симметрия. При рассмотрении первого случая удобным является построение такого базиса R_5 , в котором R_5 редуцируется на произведение квазиспиновых групп. Во втором же случае более удобной оказывается редукция на группу изоспиновых вращений. Для этих случаев строится базис неприводимого представления R_5 .

Рассмотрение структуры волновых функций (которые в нашем вырожденном случае реализуют базис неприводимого пред-

ставления R_5) приводит к выводам, противоположным полученным в работе ^{/20/}: факторизация полной волновой функции на нейтронную и протонную отсутствует. Отсюда следует, что для данного конкретного случая неприменимы как метод обобщенного канонического преобразования, так и метод гриновских функций. Это связано с тем, что как обычный метод расщепления гриновских функций ^{/21/}, так и методы обобщенного UV-преобразования предполагают существование единственного выделенного промежуточного состояния, в которое происходит конденсация пар. Такое выделенное промежуточное состояние существует, если рассматриваются корреляции между одинаковыми нуклонами. Например, для одной вырожденной оболочки квазиспиновый оператор рождения пары, действуя на произвольный вектор состояния, приводит в правой части к единственному вектору состояний:

$$A^+ | \ell m \rangle = \sqrt{\frac{1}{2} (\ell - m)(\ell + m + 1)} | \ell, m + 1 \rangle.$$

При наличии в системе μ -корреляций действие оператора, создающего μ -пару, приводит к тому, что появляется линейная комбинация состояний. Это и означает отсутствие единственного выделенного состояния, в которое происходит конденсация μ -пары.

В главе четвертой обсуждаются вопросы применения методов теории групп к вибрациям и ротациям в ядрах. В известной работе Эллиота ^{/22/} было рассмотрено квадрупольное остаточное взаимодействие в поле сферически симметричного осциллятора. Квадрупольные операторы Q_μ имеют неисчезающие матричные элементы только для состояний, принадлежащих одной оболочке. Энергетический спектр модели состоит из одночастичных и вращательных уровней. Вибрационные уровни в модели отсутствуют. С другой стороны, в стандартной расчётной модели с парной и квадрупольной силами ^{/23,24/} энергетический спектр является сложной суперпозицией двухквазичастичных и вибрационных

уровней. Эти последние трактуются в духе обобщенной модели. Определение квадрупольных операторов отличается от эллиотовского. Ротационных уровней в этой модели нет (во всяком случае в явном виде).

В работе автора ^{/25/} была рассмотрена модель с квадрупольным остаточным взаимодействием (без спаривания), причём для Q_μ выбиралось то же определение, что и в работах ^{/23,24/}. В этом случае операторы, составляющие гамильтониан, генерируют замкнутую алгебру, которая эквивалентна некомпактной симплектической группе $Sp(3,3)$. Заметим, что группа симметрии обобщенной модели ядра есть SU_5 ^{/26/}. С другой стороны, $Sp(3,3)$ как группа неинвариантности гамильтониана, должна быть шире группы симметрии гамильтониана. Но SU_5 невозможно вложить в $Sp(3,3)$. Отсюда следует, что модель с квадрупольным взаимодействием, но без спаривательного, не может сдерживать вибраций обобщенной модели ядра. Поэтому вибрации обобщенной модели ядра, если они вообще содержатся в модели с парной и квадрупольной силами, есть результат конкуренции между этими силами. Заметим, однако, что модель с парной и квадрупольной силами, но без смешивания оболочек, к вибрациям не приводит ^{/27/}.

В работе ^{/28/} за основу был взят невозмущенный гамильтониан обобщенной модели, т.е. пятимерный гармонический осциллятор. При включении между квадрупольными фононами взаимодействия, сохраняющего число фононов, происходит расщепление мультиплетов SU_5 . Ротационная полоска при этом появляется, но она оказывается конечной. С другой стороны, в работах ^{/29-30/} из анализа экспериментальных данных был сделан вывод о том, что никакие два члена ротационной полосы не принадлежат одному и тому же мультиплету SU_5 . Возникает вопрос, — нельзя ли рассматривать появление ротационных и вибрационных уровней, как результат нарушения гамильтонианом более высокой симметрии. Ясно, что соответствующая этой симметрии группа

неинвариантности должна быть некомпактной. Такой группой оказывается $Sp(5,5)$. Эта группа допускает две редукции. В первом случае неприводимое представление $Sp(5,5)$ распадается на мультиплеты SU_5 ; такая редукция удобна при рассмотрении вибрационных свойств ядер. Во втором редукция осуществляется на подгруппу, изоморфную прямому произведению группы R_3 и некомпактной группы $SO(2,1)$. В этом случае естественным образом возникает ротационная полоска.

Содержание работы докладывалось на семинарах Лаборатории теоретической физики и опубликовано в работах /10,11,13-16,25,28/.

Литература

1. A. Bohr, B. Mottelson, D. Pines, Phys.Rev., 110, 936, 1958.
2. С.Т. Беляев. Mat. Fys.Medd.Dan.Vid.Selsc., 31, 11, 1959.
3. В.Г. Соловьев. ЖЭТФ, 35, 1958, 823; ДАН СССР, 123, 655, 1958.
4. В.Г. Соловьев. Влияние парных корреляций сверхпроводящего типа на свойства атомных ядер. М., Госатомиздат, 1963 г.
5. В.Б. Беляев, Б.Н. Захарьев, В.Г. Соловьев. ЖЭТФ, 38, 952, 1960 г.
6. B. Bremond, I.G. Valatin. Nucl.Phys., 41, 640, 1963.
7. A. Goswami. Nucl.Phys., 60, 228, 1964.
8. M. Ichimura. Progr. Theor.Phys., 31, 575, 1964.
9. P. Camiz, A. Covello, M. Jean. Nuovo Cim., 42B, 199, 1966.
10. Г.Н. Афанасьев. Препринт ОИЯИ Р4-3431, Дубна, 1967.
11. Г.Н. Афанасьев. Известия АН Каз ССР №4, 66, 1968.
12. J.M. Blatt. Theory of Superconductivity A.P., N.Y., 1964.
13. Г.Н. Афанасьев. Известия АН Каз ССР, №2, 25, 1969.
14. Г.Н. Афанасьев. Препринт ОИЯИ Р4-4677, Дубна, 1969.
15. Г.Н. Афанасьев. Известия АН Каз ССР, №6, 46, 1969.
16. Г.Н. Афанасьев. Ядерная физика, 11, 86, 1970.
17. V.H. Flowers, S. Szpikowski. Proc. Phys., Soc., 84, 193, 1964.

18. M. Ichimura. Progr.Theor.Phys., 32, 757, 1964.
19. H.R. Kissener. Zfk-Tph 16, Dresden, 1965.
20. Jean M. Lectures Given at the International School of Theoretical Physics, Predeal-Romania, September, 1969.
21. P. Nozieres. Le probleme a N corps, Dunod, Paris, 1963.
22. J.P. Elliott. Proc.Roy.Soc., (London) A 245, 128, 1958.
23. В.Г. Соловьев. Atomic Energy Review, vol.3,2,117,1965.
24. L.S. Kisslinger, R.A. Sorensen.Revs.Mod.Phys.,35,853,1963.
25. Г.Н. Афанасьев. Препринт ОИЯИ Р4-4860, Дубна, 1969 г.
26. G. Rakavy. Nucl.Phys., 4, 289, 1957.
27. H.J. Lipkin. Nucl.Phys., 26, 147, 1961.
28. Г.Н. Афанасьев. Препринт ОИЯИ Р4-5008, Дубна, 1970 г.
29. R.K. Sheline. Revs.Mod.Phys., 32, 1, 1960.
30. M. Sakai. Nucl.Phys., A104, 301, 1967.

Рукопись поступила в издательский отдел
13 мая 1970 года.