

С 341
Б-447

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

В.Б. Беляев

1625

**ВЛИЯНИЕ ОСТАТОЧНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
НА СВОЙСТВА ЯДЕР
И ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ**

**Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук**

**Научный руководитель -
проф. Я.А. Смородинский**

Дубна 1964

В.Б. Беляев

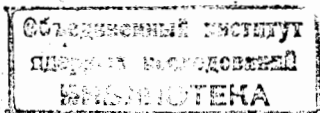
1625

С341
Б-447

ВЛИЯНИЕ ОСТАТОЧНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
НА СВОЙСТВА ЯДЕР
И ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель -
проф. Я.А. Смородинский



Дубна 1984

Прогресс, достигнутый в последние годы в понимании свойств ядер, в значительной мере связан с учетом остаточных (по отношению к самосогласованному полю) взаимодействий нуклонов. Во многих случаях такой учет позволяет довольно точно описывать некоторые характеристики ядер и ядерных реакций, а в тех случаях, когда точного описания дать нельзя, оказывается возможным указать на степень неточности или характер возможной ошибки.

В диссертации излагаются результаты, относящиеся к влиянию парных остаточных взаимодействий на некоторые свойства ядер и ядерные реакции. В начале диссертации излагается формализм учета парных корреляций, возникающих за счет остаточного взаимодействия типа спаривания для случая, когда кроме $p-p$ и $n-n$, имеется взаимодействие $n-p$. Этот формализм является естественным обобщением обычного формализма теории сверхтекучести, развитой в применении к ядру в работах /1/. В рамках оболочечной модели производится диагонализация гамильтониана спаривательного типа с помощью линейного обобщения обычного канонического преобразования Н.Н. Боголюбова. Вариационная процедура приводит здесь в отличие от обычной теории к системе двух нелинейных интегральных уравнений для C_{np} и C_{nn} "щелей"; эти уравнения при учете изотопической инвариантности вырождаются в одно уравнение с дополнительными условиями. Волновая функция Ψ в отличие от обычной теории принимает вид:

$$\Psi = \prod_{n,m} \{ (u_n^2 + p_n^2) + (v_m^2 + w_m^2) a_{m+}^+ a_{m-}^+ b_{m+}^+ b_{m-}^+ + (u_m v_m - p_m w_m) (a_{m+}^+ a_{m-}^+ + b_{m+}^+ b_{m-}^+) + i(u_m w_m + p_m v_m) (a_{m+}^+ b_{m-}^+ - a_{m-}^+ b_{m+}^+) \} |0\rangle, \quad (1)$$

где u, v, p, w - коэффициенты канонического преобразования, a^+, b^+ - операторы рождения протона и нейтрона, соответственно, $|0\rangle$ - вакуум частиц.

При обычных предположениях о постоянстве величины взаимодействия и плотности уровней внутри данной оболочки получаем выражения "сверхпроводящего" типа для "щели" и химического потенциала. Итак, в рассматриваемой модели легкого ядра остаточные взаимодействия ($n-p$), ($p-p$) и ($n-n$) приводят к образованию сверхтекучего состояния ядра. Далее с точки зрения полученных результатов проводится анализ данных по энергии связи последнего нейтрона в легких ядрах. Оказы-

вается, что эти данные не противоречат нашему предположению о наличии ($n-p$), ($p-p$) и ($n-n$) парных корреляций с одинаковыми квантовыми числами s и m , приводящих к сверхтекучему состоянию легких ядер.

В § 3 обсуждается влияние парных корреляций на однонуклонные приведенные ширины уровней в ядрах. Влияние спаривания нуклонов особенно просто проследить на прямых реакциях срыва и подхвата одного нуклона. Как известно, вероятности таких процессов характеризуются приведенной шириной β_k^2 , где для β_k имеем

$$\beta_k = \int \Psi_n \Phi_{nk} \quad (2)$$

т.е. приведенная ширина представляет собой квадрат "проекции" состояния Φ (остаточное ядро + свободный нуклон) на данное состояние Ψ_n рассматриваемого ядра. Пользуясь волновыми функциями сверхтекучей модели ядра вида

$$\Psi = \Pi (u_\nu + v_\nu a_{\nu+}^+ a_{\nu-}^+) |0\rangle, \quad (3)$$

легко вычислить поправочные множители к одночастичной приведенной ширине, обусловленные остаточным взаимодействием спаривательного типа. При этом оказывается, например, что вероятность реакции срыва нейтронов на четно-четном ядре отлична от нуля на уровни, лежащие под поверхностью Ферми, что строго запрещено в модели независимых частиц.

В то же время вероятность стриппинга на уровни с $E_\nu > E$, в этом случае уменьшается в u_ν^2 раз. Аналогичные соображения приведены для срыва на нечетном ядре, а также для реакций подхвата, при этом даны соответствующие поправочные множители. Очевидно, что для случаев $v_\nu^2 \ll 1$ или $u_\nu^2 \ll 1$ (т.е. при соответствующей энергии) поправочные множители реализуют новые запреты, отсутствующие в модели независимых частиц.

Зависимость поправочных множителей от энергии качественно согласуется с ходом экспериментальных значений отношения $\frac{\beta_\nu^2}{\beta^2}$, взятого для нескольких ядер.

В § 4 излагается теория дипольных возбуждений ядер для случая, когда основное состояние ядра описывается волновой функцией сверхтекучего типа. Дипольное состояние строится в соответствии с так называемой "генераторной" процедурой, предложенной в работе /2/. Позволяя учесть остаточные взаимодействия между нуклонами в ядре, столь существенные для формирования дипольного состояния, эта процедура в то же время избавляет от трудностей диагонализации, присущих традиционным расчетам по модели оболочек. Так как остаточное диполь-дипольное взаимодействие, связывая между собой только далекие состояния (порядка расстояния между оболочками), слабо поляризует основное состояние, то его введение не нарушает концепции сверхтекучей модели при описании низших возбуждений. Это обстоятельство позволяет в рамках единой схемы описать и высокие дипольные возбуждения ядра.

По определению дипольного состояния, Ψ_{dip} является суперпозицией большого числа двухквaziчастичных возбуждений. Ψ_{dip} , вообще говоря, не является собственной функцией гамильтониана H , поэтому дипольное состояние оказывается энергетически размазанным. Среднее от H по Ψ_{dip} характеризует энергию дипольного состояния, среднее от $|H - \bar{H}|^2$ - его ширину. Вычисления положения гигантского резонанса в сверхтекучей модели показывают, что остаточные взаимодействия спаривательного типа не могут привести к существенному (по сравнению с одночастичным значением) сдвигу резонанса.

Спаривание нуклонов дает вклад только в дисперсию дипольного возбуждения.

Полученный результат соответствует "диагональному приближению" относительно взаимодействия частицы с "дыркой". Для получения правильного положения дипольного состояния необходимо ввести в гамильтониан недиагональную часть остаточного взаимодействия. Эффект когерентного сложения амплитуд дипольных переходов, приводящий к коллективному усилению дипольного фотопоглощения и сдвигу энергии дипольного состояния возникает только от диполь-дипольной части остаточного взаимодействия.

Исследование влияния диполь-дипольного остаточного взаимодействия на положение дипольного состояния проведено с помощью так называемых диаграмм возбуждения. Учитывая поведение величин u^2 , v^2 и uv в функции от энергии приходим к тому, что диполь-дипольное взаимодействие дает наибольший вклад в \bar{H} , пропорциональный N^2 , где N - число одночастичных состояний в интервале $\hbar\omega$. В результате для средней энергии дипольного возбуждения получено выражение

$$\bar{E} = \hbar\omega + NV_0 + G.$$

Здесь V_0 - среднее значение матричного элемента дипольного взаимодействия, G - амплитуда спаривания.

Из сказанного становится ясным путь развития теории гигантского резонанса в деформированных ядрах, сформулированной в работе /3/. Учет спаривания не устранит основного недостатка этой модели - низкого по сравнению с экспериментальным значением положения гигантского резонанса. Для этого необходим учет диполь-дипольного взаимодействия между одночастичными состояниями схемы Нильссона. Здесь следует отметить, что деформация ядра уже сама по себе учитывает некоторую часть остаточных взаимодействий. Однако, как правило, к деформации приводят силы квадрупольного типа, которые не меняют положение резонанса.

При введении остаточного диполь-дипольного взаимодействия в деформированном ядре заранее не ясно, не испортит ли оно отчетливую картину раздвоенного резонанса, полученную в одночастичной модели. Для выяснения этого рассмотрено ядро с заполненной $N = 4$ нейтронной и $N = 3$ протонной оболочками в модели Нильссона. Это

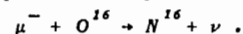
ограничение не имеет существенного значения для выяснения качественных особенностей резонанса. Рассмотрение другого заполнения приводит к аналогичным результатам. Для простоты в вычислениях использовались приближенные асимптотические волновые функции модели Нильсона. В результате вычислений выяснилось, что резонансные пики сдвигаются в нужную сторону, причем относительное расстояние между ними уменьшается.

§ 5 содержит результаты, относящиеся к выяснению роли остаточных взаимодействий между нуклонами в реакции захвата μ^- -мезонов ядрами.

При рассмотрении μ^- -захвата на ядрах основным вопросом оказывается следующий: позволяют ли используемые в теории μ^- -захвата предположения о структуре ядра рассчитать ядерные матричные элементы, а, следовательно, и определить с требуемой степенью точности константы слабого ($p-\mu$) взаимодействия? Для ответа на этот вопрос исследуется влияние двуноуклонных корреляций на вероятности парциальных переходов в μ^- -захвате. Вероятность μ^- -захвата определяется соотношением различных ядерных матричных элементов, включающих радиальные интегралы. Эти соотношения существенно меняются при учете смешивания оболочечных конфигураций, обусловленного парными остаточными взаимодействиями между нуклонами. В этом отношении ситуация сходна с описанием смешанных электромагнитных переходов в ядрах, вероятности которых очень чувствительны к смешиванию конфигураций.

Анализ электромагнитных переходов между уровнями ядра показывает, что смешивание конфигураций в данном случае довольно велико. Действительно, в предельном случае $j-j$ связи между уровнями 1^- и 0^- возможен только чистый переход типа M1, а между уровнями 1^- и 2^- - переход типа E2. Поэтому радиационный распад в основное состояние был бы пренебрежимо мал по сравнению с распадом на уровень 0^- . В действительности интенсивности этих двух переходов одного порядка. Это обстоятельство естественно объясняется смешиванием конфигураций.

Расчет проведем для парциальных переходов в реакции



Выбор ядра O^{16} в качестве объекта изучения был сделан не случайно. Во-первых, поскольку O^{16} - дважды магическое ядро, то использование схемы $j-j$ связи было бы в данном случае наиболее оправдано, таким образом, выяснение роли остаточных взаимодействий в этом экстремальном случае дает нижний предел эффектов, связанных со смешиванием конфигураций. Во-вторых ядерные расчеты в данном случае более просты, а результаты более достоверны, чем для ядер с незамкнутыми оболочками.

Специфическим достоинством задачи μ^- -захвата ядром O^{16} является также то, что изучение переходов на различные уровни позволяет выделить эффекты, обуслов-

ленные различными членами гамильтониана слабого взаимодействия. Так, вероятность захвата на уровень 0^- очень чувствительна к величине эффективной псевдоскалярной константы G_p и не зависит от константы слабого магнетизма; наоборот, вероятность перехода на уровень 1^- не зависит от G_p , но изменяется при учете или неучете слабого магнетизма.

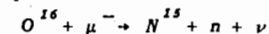
В рамках V-A вариантов исследована зависимость вероятностей от эффективной псевдоскалярной константы и константы слабого магнетизма. Из полученных результатов видно, что учет двуноуклонных корреляций в ядре меняет рассчитанные вероятности переходов в 1,5 - 2 раза по сравнению с одночастичной моделью (к такому же выводу приходят авторы работы^{/4/}).

Таким образом, ошибка в определении μ^- -мезонных констант слабого взаимодействия на основании одночастичных расчетов вероятности составит 50-100%. Можно ожидать, что в ядрах с незаполненными оболочками влияние корреляций более существенно.

Так как энергия, выделяющаяся в μ^- -захвате на ядре, порядка 100 Мэв, то в результате захвата могут возникать возбуждения ядра, лежащие выше порога вылета нейтрона. В принципе такие реакции могли бы быть также полезными с точки зрения изучения гамильтониана слабого взаимодействия.

§ 6 содержит обсуждение влияния остаточных взаимодействий на механизм захвата μ^- -мезонов с вылетом нейтрона из конечного ядра. Расчет сравнивается с таким же расчетом по одночастичной модели^{/5/}. Обсуждается эффективность экспериментов по μ^- -захвату с вылетом нейтрона с точки зрения определения констант слабого ($p-\mu$) взаимодействия.

Показано, что из-за остаточных взаимодействий вылет нейтрона из ядра в основном происходит не прямым механизмом, а через высоко возбужденные квазистационарные состояния ядра (резонансный механизм). При этом для реакции



оказывается, что при $E_n > 3$ Мэв и даже при $E_n > 6$ Мэв отношение вклада резонансного механизма к интегральному вкладу всех прямых нейтронов значительно превышает единицу.

Учет правил отбора при μ^- -захвате приводит к тому, что в данном случае наиболее интенсивными оказываются переходы первого запрета, соответствующие "частично-дырочным" возбуждениям типа $(1p)^{-1}(1d, 2s)$ с $J = 0^-, 1^-, 2^-$ ("разрешенные" переходы типа $(1s) \rightarrow (2s)$ и $(1p) \rightarrow (2p)$, соответствующие высокому возбуждению ядра, ослаблены в силу правил отбора по главному квантовому числу; вклад переходов более высокого порядка запрета оказывается также значительно меньшим).

Получен полный нейтронный спектр. Как и следовало ожидать, резонансный механизм дает вклад в жесткую часть спектра. Это находится в полном соответствии с анализом распада дипольных состояний: жесткая часть спектра фотонейтронов и фотопротонов, соответствующих "гигантскому резонансу", обязана в основном не прямому механизму фоторасщепления, а распаду дипольных состояний на низколежащие "дырочные" состояния остаточного ядра. Этот эффект обусловлен смешиванием оболочечных конфигураций, т.е. влиянием парных остаточных взаимодействий, не диагональных по одночастичным конфигурациям. Он полностью исчезает в одночастичной (в частности, оптической) модели.

Полученные результаты приводят к выводу о ненадежности использования оптической модели для интерпретации данных по захвату μ -мезонов на ядрах с вылетом нейтрона, по крайней мере при $E_n < 10$ Мэв, а, следовательно, и суждения о (μp) константах слабого взаимодействия. В связи с этим представляется, что для того, чтобы можно было с уверенностью извлекать мюонные константы из нейтронных экспериментов, следует предварительно поставить ряд специальных экспериментов по изучению самого механизма захвата.

Результаты, вошедшие в диссертацию, были доложены на нескольких всесоюзных конференциях и опубликованы в работах ^{1/8-11/}.

Л и т е р а т у р а

1. Н.Н. Боголюбов, В.В. Толмачев, Д.В. Ширков. Новый метод в теории сверхпроводимости. Изд-во АН СССР, 1958;
В.Г. Соловьев. ДАН, 123, 652 (1958);
С.Т. Беляев. Mat. Fys. Medd. Vid. Selks. 31, 11 (1959).
2. В.В. Балашов. ЖЭТФ, 42, 275 (1962).
3. S.G.Nilsson, B.R.Mottelson. Nucl. Phys., 13, 281 (1959).
4. T.Ericson and J.Sens. Preprint. CERN, 1962.
5. Э.И. Долинский, Л.Д. Блохинцев. ЖЭТФ, 35, 1488 (1958).
6. В.Б. Беляев, Б.Н. Захарьев, В.Г. Соловьев. ЖЭТФ, 38, 952 (1960);
В.Б. Беляев, Б.Н. Захарьев, В.Г. Соловьев. Препринт ОИЯИ Р-414, Дубна, 1959.
7. В.Б. Беляев, Б.Н. Захарьев. Изв. АН СССР, сер. физ., т. XXV, № 9, 1152 (1961);
В.Б. Беляев, Б.Н. Захарьев. Препринт ОИЯИ Е-657, Дубна, 1961.
8. В.В. Балашов, В.Б. Беляев, Б.Н. Захарьев. ЖЭТФ, 42, 1365 (1962).
9. В.В. Балашов, В.Б. Беляев, Р.А. Эрамжян. Препринт ОИЯИ Р-887, Дубна, 1962.
10. В.В. Балашов, В.Б. Беляев, Н.М. Кабачник, Р.А. Эрамжян. Препринт ОИЯИ Р-1530, Дубна, 1964.
11. В.В. Балашов, В.Б. Беляев, Н.М. Кабачник, Р.А. Эрамжян. Phys. Letters 9, 2, 168 (1964)
(в печати).

Рукопись поступила в издательский отдел

31 марта 1964 г.