

С 341

M-599

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
Лаборатория теоретической физики

На правах рукописи

М.А. Никулинский

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НУКЛОНОВ В СФЕРИЧЕСКИХ ЯДРАХ

Автореферат диссертации
на соискание ученой степени кандидата
физико-математических наук

Научный руководитель
доктор физико-математических наук
профессор Я.А. Смординский

Д у б н а
1966

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

На правах рукописи

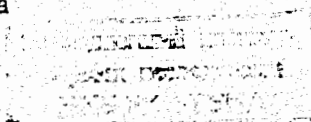
М.А. Микулинский

3595
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НУКЛОНОВ В СФЕРИЧЕСКИХ ЯДРАХ

Автореферат диссертации
на соискание ученой степени кандидата
физико-математических наук

Научный руководитель
доктор физико-математических наук
профессор Я.А. Смородинский

Д у б н а
1966



В В Е Д Е Н И Е

I. При построении теории ядра основная трудность связана с учетом взаимодействия между нуклонами, которое не является малым, т.е. нельзя пользоваться теорией возмущений. Учёт взаимодействия между нуклонами посредством самосогласованного поля привел к существенным успехам: были качественно правильно объяснены магнитные и квадрупольные моменты ядер и другие ядерные явления. Однако существуют важные эффекты, которые оболочечная модель предсказывает неверно, например, особенности масс ядер. (Более подробно см. ниже). Поэтому взаимодействие между нуклонами не сводится к самосогласованному полю, необходимо еще учесть так называемое остаточное взаимодействие между квазичастицами в ядре.

Последовательной теорией, учитывающей сильное взаимодействие между фермиевскими квазичастицами, является созданная Л.Д. Ландау теория ферми-жидкости /1/. В основе этой теории лежит предположение о том, что спектр возбуждений системы сильно взаимодействующих частиц строится по тому же принципу, т.е. характеризуется теми же квантовыми числами, что и спектр идеального ферми-газа. Между квазичастицами в этой системе существует сильное взаимодействие (нельзя пользоваться теорией возмущений), которое существенно влияет на расчёт физических явлений, но не влияет на квантовые числа, характеризующие спектр одночастичных возбуждений вблизи поверхности Ферми. Вдали от поверхности Ферми исчезает само понятие квазичастиц, т.к. затухание квазичас-

типы становится сравнимым с ее энергией.

Математическое описание этой теории заключается в том, что все блоки (суммы графиков теории возмущений) делятся на те, которые имеют особенности (например, полюсные) вблизи поверхности Ферми и те, которые таких особенностей не имеют. Блоки второго типа являются плавной функцией переменной четырех-импульсов вблизи поверхности Ферми, блоки первого типа резко меняются вблизи ферми-поверхности. В теории ферми-жидкости многие величины могут быть выражены через блоки, медленно меняющиеся вблизи поверхности Ферми. Одним из блоков такого типа является амплитуда рассеяния квазичастиц на угол ноль Γ^0 , которая зависит только от угла между импульсами сталкивающихся частиц. Через Γ^0 могут быть выражены такие важные величины, как эффективная масса квазичастиц $m_{\text{эф}}$, коэффициент сжимаемости вещества, скорость нуль-звука в среде и т.д.

А.Б. Мигдалом /2-4/ на основе теории ферми-жидкости Л.Д. Ландау была разработана теория конечных ферми-систем, которая позволила последовательно учесть взаимодействие между нуклонами в ядре.

Успехи модели оболочек (модель невзаимодействующих квазичастиц, движущихся в самосогласованном поле) позволяют надеяться, что спектр одночастичных возбуждений в ядре хорошо описывается этой моделью, т.е. основное предположение теории ферми-жидкости о близости спектра возбуждений сильно взаимодействующей системы и системы идеального газа оказывается выполненным.

Основной целью диссертации является выяснение свойств взаимодействия квазичастиц в ядре.

С этой целью было рассмотрено две группы ядерных явлений. К первому классу относятся: изотопическое смещение электронных и мезонных уровней и квадрупольные моменты ядер, т.е. явления, связанные с перераспределением электрического заряда при добавлении к ядру небольшого числа нуклонов. Для теории ферми-жидкости анализ изотопического смещения и квадрупольных моментов ядер с нечетным нейтроном представляет интерес потому, что эти эффекты целиком обусловлены взаимодействием добавленных нейтронов с протонами. При вычислении квадрупольных моментов ядер с нечетным протоном находилась поправка к одночастичному квадрупольному моменту.

В диссертации на основе анализа экспериментальных данных по изотопическому смещению электронных уровней и квадрупольным моментам ядер предлагается формула для амплитуды взаимодействия квазичастиц /5/, согласно которой эта амплитуда в области порядка расстояний между квазичастицами ($\sim r_0$) на границе ядра меняется от внутриядерного значения к внешнему.

Внутриядерные значения амплитуды взаимодействия оказываются положительными, а наружные значения - отрицательными. Хотя внешняя область ядра в $A^{1/3}$ раз меньше внутренней, внешние константы оказываются существенными для многих явлений, т.к. они по абсолютной величине значительно превосходят внутриядерные амплитуды.

В диссертации использовалась следующая формула для амплитуды взаимодействия

$$f(z) = \frac{n(z) - n(0)}{n(0)} (f_{\text{ин}} - f_{\text{эк}}) + f_{\text{эк}}, \quad (I)$$

где $n(z)$ - плотность ядерного вещества, $f_{\text{ин}}$ - внутриядерные значения амплитуды взаимодействия, $f_{\text{эк}}$ - значения амплитуды взаимодействия в пустоте.

Эта формула была успешно использована Беляковым и Худяковым /6/ при анализе квадрупольных моментов ядер, Беляковым при вычислении изомерного сдвига электронных уровней /7/, Саперштейном и Троицким при вычислении изменения энергии основного состояния при добавлении к ядру двух частиц (дырок) одного сорта /8/ и Камерджиевым при вычислении эффективных зарядов нуклонов /9/.

Недостатком такой формулы является то обстоятельство, что для многих задач вид перехода от внутриядерной константы взаимодействия к внешней оказывается существенным для расчетов. Поэтому в дальнейшем важной задачей является задача нахождения более точной формулы, чем формула (I).

В диссертации объясняются некоторые особенности изотопического смещения, не нашедшие своего объяснения в научной литературе, такие, как скачки константы изотопического смещения в соседних ядрах, неравенство константы изотопического смещения от добавления двух частиц удвоенному изотопическому смещению от добавления одной частицы и т.д. Обсуждается трудность, связанная

с объяснением аномально малой величины изотопического смещения в мезоатомах для изотопов Ca .

Ко второй группе явлений относится вычисление положения двухчастичных и частично-дырочных уровней с различными квантовыми числами /I2/. Эти уровни соответствуют полюсам (по энергетическим переменным) двухчастичной функции Грина.

В модели оболочек состояния двух частиц на одной подоболочке с различными полными моментами оказываются вырожденными, в то время как экспериментально эти уровни расщеплены на несколько MeV . Учёт взаимодействия между квазичастицами приводит к снятию вырождения по полному моменту и удовлетворительному согласию теоретических и экспериментальных данных.

Экспериментальные данные по двухчастичным уровням в ядрах характеризуются следующими особенностями. В четно-четных ядрах основным состоянием является состояние 0^+ , которое отделено от состояния 2^+ целью порядка нескольких MeV .

В нечетно-нечетных ядрах полный момент основного состояния определяется так называемыми правилами Нордгейма /I3/. Определим число Нордгейма как $N = j_p - l_p + j_n - l_n$ (j_p и l_p , j_n и l_n - полный и орбитальный момент протонов и нейтронов соответственно).

Тогда полный момент основного состояния нечетно-нечетного ядра определяется следующим образом:

сильное правило: $N=0 \quad J=|j_n - j_p|$
 слабое правило: $N=\pm 1 \quad J=|j_n - j_p|$ или $j_n + j_p$.

С помощью выбранных в диссертации значений констант взаимодействия ход уровней в нечетно-нечетных ядрах, рассмотренных в этой работе, объясняется правильно.

В диссертации получено также соотношение между массами соседних ядер и амплитудами взаимодействия квазичастиц в ядре /I4/:

$$E(Z+1, N+1) + E(Z, N) - E(Z+1, N) - E(Z, N+1) = - \frac{d\epsilon_0}{dn_0} (f + g \bar{q}_2) \mu_0^+ \mu_0^-$$

(обозначения даны в главе II). В модели оболочек левая часть этого равенства обращается в нуль, а экспериментально она составляет несколько MeV . Учёт взаимодействия между квазичастицами приводит к удовлетворительному согласию теории с экспериментом.

Поскольку массы ядер и положение ядерных уровней экспериментально определены с большой точностью, из сравнения теоретических и экспериментальных данных можно делать выводы о свойствах взаимодействия между квазичастицами.

Все явления, рассмотренные в диссертации, вычисляются с одинаковыми значениями констант взаимодействия. Выбор этих констант находится в соответствии с данными других авторов /6-9, I5-I8/.

Таким образом, рассмотрение эффектов, описанных выше, позволяет достаточно полно изучить свойства взаимодействия квазичастиц в ядре и объяснить ряд ядерных явлений.

2. В главе I исследуются аналитические свойства двухчастичных функций Грина. Показано, что двухчастичные функции Грина имеют два типа полюсов. Первый тип полюсов соответствует двухчастичным возбуждениям (частота таких возбуждений определяется выражением $\omega = E_{N \pm 2}^s - E_N^0$, E_A^s - энергия системы, состоящей из A частиц, в возбужденном состоянии, E^0 - энергия системы в основном состоянии). Второй тип полюсов соответствует частично-дырочным возбуждениям (частота переходов дается выражением $\omega = E_N^s - E_N^0$).

Приводится уравнение, полученное в /8/, двух частиц (дырок) в ядре

$$(g - \epsilon_{v_1} - \epsilon_{v_2}) \chi_{v_1 v_2}^{JTM} = \frac{1}{2} (1 - n_{v_1} - n_{v_2}) \sum_{v_3 v_4} \langle v_1 v_2 JTM | \chi_{v_3 v_4}^{JTM} \rangle + a^2 \Gamma^1 | v_3 v_4 JTM \rangle \chi_{v_3 v_4}^{JTM} \quad (3)$$

где g - энергия двухчастичного уровня в ядре, ϵ_v - энергия одночастичного уровня, n_v - число квазичастиц в подоболочке, v - совокупность квантовых чисел: n, l, j ; JTM - полный момент ядра, изотопический спин и проекция полного момента на ось Z, $a^2 \Gamma^1$ - амплитуда взаимодействия, неприводимая по каналу частица-частица.

В диссертации приводятся матричные элементы $\langle v_1 v_2 JTM | a^2 \Gamma^1 | v_3 v_4 JTM \rangle$ /I2/.

В I-й главе приведены также уравнения для статических вершин и вершин, описывающих электромагнитные переходы.

Из частот разрешенных β -переходов получено соотношение (2).

3. В главе II рассмотрено изотопическое смещение электронных уровней в следующих приближениях:

1) значения f и f' считаются константами (не зависящими от координат).

2) Число нейтронов равно числу протонов и $\epsilon_{ne_j}^p = \epsilon_{ne_j}^n$ ($\epsilon_{ne_j}^p, \epsilon_{ne_j}^n$ - одночастичные энергетические уровни);

3) Интегралы $\int R_{ne_j} R_{n'e_j} R_{n'e_j} R_{n'e_j} r^2 dz$, входящие в уравнения для определения $\delta \langle r^2 \rangle$ (изменение среднего квадратичного радиуса от добавления небольшого числа нейтронов), слабо зависят от квантовых чисел n_{e_j}, n_{l_j} и т.д. и могут быть заменены константой. Разумеется такое решение может претендовать лишь на качественное согласие теоретических и экспериментальных данных.

В результате получаем

$$\delta \langle r^2 \rangle_{M_0}^{M_0} = K \frac{f^{np} \overline{C_2^{M_0 M_0}}}{(1+\alpha f^+)(1+\alpha f^-)}, \quad (4)$$

где M_0 - состояние, куда добавляются нейтроны, K и α - положительные константы, не зависящие от M_0 и констант взаимодействия, $\overline{C_2^{M_0 M_0}}$ - среднее по квантовым числам n_{e_j}, n_{l_j} значение интеграла $\int \psi_{M_0}^2 \psi_{n'e_j} \psi_{n'e_j} r^2 dz$, $f^{np}, f^{pp}, f^{\pm} = f^{pp} - f^{nn}$ - константы взаимодействия, вводимые в теорию ферми-жидкости.

Частоты монополярных переходов в тех же приближениях даются выражением:

$$g^2 = \Delta \epsilon^2 (1 + \alpha f^{\pm}), \quad (5)$$

$\Delta \epsilon$ - частота перехода 0^+ , вычисленная без взаимодействия.

Условие действительности g накладывает ограничения на константы взаимодействия

$$f^{\pm} > -\frac{1}{\alpha} \quad (6)$$

Из условия положительности $\delta \langle r^2 \rangle$ следует, что $f^{np} > 0$ т.к. $\overline{C_2^{M_0 M_0}}$ для всех моментов j_0 , кроме самых больших. Из анализа квадрупольных моментов следует, что $f^{np} < 0$.

поэтому нельзя объяснить изотопическое смещение и квадрупольные моменты ядер, заменяя Γ^{ω} константами.

Кроме того, когда нейтрон добавляется в состояние с малым или средним моментом, то для положительности $\delta \langle r^2 \rangle$ нужна положительная константа f^{np} , а, когда нейтроны добавляются в состояние с самым большим моментом, f^{np} должна быть отрицательной. Это также указывает на невозможность построения теории изотопического смещения, заменяя Γ^{ω} константами. Между тем заранее можно ожидать, что значение константы взаимодействия внутри и вне ядра должны отличаться. Поэтому предлагается для расчётов пользоваться формулой (I).

В диссертации по известному значению потенциала взаимодействия нуклонов в пустоте грубо оцениваются константы взаимодействия квазичастиц в ядре. Эти оценки дадут $f_{ex} = -2,5$

$$f'_{ex} = 0,8 \quad g_{ex} = 0,9 \quad g'_{ex} = 0,9, \quad (7)$$

что по знаку и порядку величины согласуются с (8). Однако численные значения, полученные из этих грубых оценок отличаются от истинных.

4. В III главе проводится сравнение теории с экспериментом.

В качестве самосогласованной потенциальной ямы выбирается потенциал Вуде-Саксона со спин-орбитальной связью и параметрами, предложенными Немировским /19/. Плотность ядерного вещества $n(r)$, входящая в формулу (I), выбиралась по Хофштадтеру/20/.

В третьей главе проводится численное сравнение теоретических и экспериментальных данных по изотопическому смещению и квадрупольным моментам. Наилучшее согласие теоретических и экспериментальных данных получается при следующих значениях констант взаимодействия

$$f_{in}^{pp} = 1,3 \quad f_{ex}^{pp} = -3, \quad f_{in}^{np} = 0,6 \quad f_{ex}^{np} = -3,6 \quad (8)$$

При таком выборе констант $f_{in} = f_{in}^{pp} - f_{in}^{np} = 0,7$
 $f_{ex} = f_{ex}^{pp} - f_{ex}^{np} = 0,6$, что находится в согласии с результатами работ /14, 16, 18/. Скачки константы изотопического смещения в соседних ядрах объясняются тем, что нейтроны заполняют различные подоболочки M_0 .

В III главе получена также связь между изотопическим смещением электронных и мезонных уровней в мезоатомах ($2I$). Вычислено изотопическое смещение энергии M - мезонных уровней в изотопах Ca . Оказывается, что теоретически вычисленное значение константы изотопического смещения значительно превышает экспериментальное. Качественно это объясняется тем, что нейтроны в изотопах Ca "салятся" в состояние с максимально возможным моментом ($I \approx 7/2$), т.е. располагаются вблизи поверхности ядра, и становится весьма существенен вид перехода от внутриядерных констант к наружным. Несогласие теоретических и экспериментальных данных в изотопах Ca можно объяснить грубостью формул (1).

В диссертации проведено сравнение теоретических и экспериментальных значений двухчастичных уровней 0^+ , 1^+ , 2^+ в ядрах, соседних с дважды магическими O^{16} и Ca^{40} , и низколежащих частично-дырочных уровней в ядрах Ca^{40} и K^{40} .

Проводится сравнение с экспериментом формулы (2) при значениях констант взаимодействия, взятых из работ /14-16, 18/.

Приводится таблица констант взаимодействия квазичастиц в ядре, полученных из сравнения теоретических и экспериментальных данных по различным ядерным явлениям:

Значения констант	Из каких ядерных явлений найдены
$f_{in}^{\omega n} = f_{in}^{\omega pp} = 1,3, \quad f_{in}^{\omega np} = 0,6$ $f_{ex}^{\omega n} = f_{ex}^{\omega pp} \approx -3, \quad f_{ex}^{\omega np} = -3$	Изотопическое смещение и квадрупольные моменты ядер /5-7/
$g^{pp} = g^{nn} = 1 \quad g^{np} \leq 0,1$	Магнитные моменты ядер /15,17/, M -захват /18/
$f^{\omega-} = 0,7 - 1,5$	Вайцеккерровская жесткость /2/, гигантский резонанс /16/, M -захват /18/
$f^{\omega-} + g^{\omega-} = 1,7$	Соотношение между массами ядер /14/
$\delta_{in} = \frac{1}{2} [(f_{in}^1 + f_{in}^{3'}) - 3(g_{in}^1 + g_{in}^{3'})] = 0,5$ $\delta_{ex} = \frac{1}{2} [(f_{ex}^1 + f_{ex}^{3'}) - 3(g_{ex}^1 + g_{ex}^{3'})] = -3$	Массы четно-четных ядер в основном состоянии /8/
$f_{in}^1 = 0,8 \quad f_{in}^{3'} = 0,16 \quad g_{in}^1 = -0,21$ $g_{in}^{3'} = -0,03 \quad f_{ex}^1 = -2,5 \quad f_{ex}^{3'} = 0,8$ $g_{ex}^1 = 0,9 \quad g_{ex}^{3'} = 0,9$	Массы ядер в основном и возбужденном состояниях /12/

5. На основании изложенного в диссертации материала можно сделать следующие выводы о применении теории конечных ферми-систем к ядру:

1. Теория ферми-систем позволяет введением небольшого числа констант (одинаковых для всех ядер и всех ядерных эффектов) объяснить широкий круг явлений.

2. Анализ эффектов, изложенных в диссертации, подтверждает вывод работы /10/ о том, что не нужно вводить дополнительные силы типа квадруполь-квадрупольных помимо рассмотренных выше.

3. В теории изотопического смещения введение коэффициента регулярной сжимаемости становится ненужным, т.к. последовательный учет взаимодействия квазичастиц в ядре автоматически приводит к правильным результатам.

4. При расчёте рассмотренных в диссертации эффектов в рамках теории конечных ферми-систем становится ненужным введение эффективных зарядов протона и нейтрона.

Таким образом, теория конечных ферми-систем обладает целым рядом достоинств и может быть с успехом применена для теоретического анализа многих ядерных явлений.

Отметим проблему, решение которой, как видно из материала диссертации, представляется особенно важным /10/. Эта проблема состоит в нахождении вида перехода от внутриядерных констант к наружным. Поскольку многие результаты существенно зависят от вида перехода, то решение этой проблемы привело бы к значительно лучшему согласию теоретических и экспериментальных данных. В частности, можно было бы объяснить аномально малую величину изотопического смещения M -мезонных линий в изотопах Ca .

В заключение автор считает своим приятным долгом поблагодарить члена-корреспондента АН СССР А.Б. Мигдала и профессора Я.А. Смородинского за руководство работой, а также В.С. Белякова, Г.Г. Бунатяна, В.П. Крайнова, А.А. Лушникову, М.А. Троицко-го, Э.Е. Саперштейна, В.А. Ходеля и С.В. Худякова за постоянные интересные дискуссии, стимулирующие выполнение этой работы.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Л.Д. Ландау. ЖЭТФ, 35, 97, 1958.
2. А.Б. Мигдал ЖЭТФ, 43, 1940, 1962.
3. А.И. Ларкин, А.Б. Мигдал ЖЭТФ, 44, 1703, 1963.
4. А.Б. Мигдал, А.И. Ларкин ЖЭТФ, 45, 1036, 1963.
5. Г.Г. Бунатян, М.А. Микулинский. ЯФ, 1, 38, 1965.
6. В.А. Беляков, С.В. Худяков. ЯФ, 1, 744, 1965.
7. В.А. Беляков *Phys. Lett* 16, 279, 1965; ЖЭТФ, 49, 832, 1965.
8. Э.Е. Саперштейн, М.А. Троицкий. ЯФ, 1, 400, 1965.
9. С.П. Камерджиев. ЯФ, 2, вып. 3, 1965.
10. А.Б. Мигдал "Теория конечных ферми-систем и свойства ядер"
Издательство "Наука" 1965 (в печати).
11. Э.Е. Саперштейн. Диссертация МИФИ, 1965
12. М.А. Микулинский. ЯФ, 3, вып. 2, 1966
13. *Kordheim L. Phys. Rev* 78, 294, 1950.
14. М.А. Микулинский. ЯФ, 2, 35, 1965.
15. М.А. Троицкий, В.А. Ходель. ЯФ, 1, 205, 1965.
16. *A.V. Migdal, A.A. Zushnikov, D.F. Zaretsky*
Nucl. Phys 66, 193, 1965; *A.A. Zushnikov, D.F.*
Zaretsky Nucl. Phys. 66, 35, 1965
17. М.А. Троицкий. ЯФ, 1, вып. 5, 1965; 2, вып. II, 1965.
18. Г.Г. Бунатян. ЯФ, 2, вып. 5, 1965.
19. П.Э. Немировский. Современные модели атомного ядра.
Атомиздат, 1960.
20. *Hahn B, Reventhal D., Hofstadter R. Phys. Rev* 101, 1131, 1956.
21. М.А. Микулинский, В.М. Осадчиев ЯФ, 3, вып. 4, 1966

Д-84016. ИАЗ-1036. Зак. 3560. 12. I. 66. Тир. 200.

Отв. за выпуск МИКУЛИНСКИЙ М.А.