Ф-422

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

4 - 6360

Ю.И.Фенин

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ТЕОРИИ РЕАКЦИЙ И ТЕОРИИ МАЛОНУКЛОННЫХ СИСТЕМ

Специальность 055 - физика атомного ядра и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Дубна 1972

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель
доктор физико-математических наук Б.Н. Захарьев

Официальные оппоненты:
доктор физико-математических наук А.И. Базь,
кандидат физико-математических наук В.П. Жигунов.

Ведущее научно-исследовательское учреждение: Институт ядерных исследований АН СССР, г. Москва.

Автореферат разослан " " 1972 г.

Защита диссертации состоится " " 1972 г.
на заседании Ученого Совета Лаборатории теоретической физики, г. Дубна.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

4 - 6360

Ю.И. Фенин

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ТЕОРИИ РЕАКЦИЙ И ТЕОРИИ МАЛОНУКЛОННЫХ СИСТЕМ

Специальность 055 - физика атомного ядра
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

За последние десять лет в теоретической ядерной физике все более заметен переход от описания свойств ядер на базе макроскопических моделей (таких, как модель жидкой капли, обобщенная модель, модели с использованием среднего поля без остаточного взаимодействия и т.д.) к описанию ядра как системы нерелятивистских нуклонов, движение которых определяется уравнением Шредингера с реалистическими нуклон-нуклонными $(N-N)$ потенциалами. Хотя даже в такой, самой общей постановке задачи остается вопрос о согласованности нерелятивистского подхода со свойствами насыщения ядерных сил[/1/], уже накопленный опыт применения[/2,3/] этого подхода дает основания считать, что ядра (оставляя в стороне проблему ядерной материи) можно рассматривать как систему протонов и нейтронов, описываемую многочастичным уравнением Шредингера.

Далее возникает вопрос о конкретном виде ядерных сил. Известно, что экспериментальные данные о системе двух нуклонов (связанное состояние дейтона и $N-N$ рассеяние) оказываются недостаточными для определения детальной формы $N-N$ потенциалов. Конкретные расчеты более многочастичных систем (трех и более тел) в таком микроскопическом, нуклонном подходе помогут более строго зафиксировать форму $N-N$ потенциала на основе более обширной, чем для двухтельных систем, экспериментальной информации. В этих системах может обнаружить себя также вклад многочастичных сил, если таковые существуют.

Для описанной выше постановки задачи основная трудность состоит в том, что нужно уметь решать многочастичное уравнение Шредингера – дифференциальное уравнение в частных производных (от большого числа переменных) – с соответствующими физике задачи граничными условиями и с $N-N$ потенциалами, форма которых довольно сложна.

Определенный прогресс в этой области был связан с решением трехтельных задач с помощью уравнений Фаддеева [/4/], затем K -гармоник, а также с распространением метода K -гармоник на связанные состояния более многонуклонных систем [/2,5/]. До последнего времени задачи непрерывного спектра ограничивались тремя нуклонами. Это можно понять, так как рассмотрение процессов рассеяния сложнее, чем описание связанных состояний. Причем большую трудность, в первую очередь для уравнений Фаддеева, представляет описание развала системы на три свободные частицы. В области непрерывного спектра имеется также гораздо меньше строгих теорем такого, например, типа, как вариационные оценки на энергию связи, позволяющие из приближенных расчетов делать заключение о пригодности $N-N$ потенциала.

Существенной проблемой в методе K -гармоник даже для связанного состояния трех нуклонов является переход к реалистическим потенциалам с сильным отталкиванием на малых расстояниях.

Рассмотренный в диссертации круг вопросов включает в себя как исследования общетеоретического плана, к которым

относятся теорема об оценках на K -матрицу для реакций общего типа [/6/] (включая развал системы на более чем два фрагмента) и модификация способа описания задачи рассеяния с помощью базиса из L_2 [/7/], аналогичного базису для связанных состояний, так и расчеты конкретных ядерных систем, имеющие также и методическое значение. Это – задача рассеяния нейтрона на тритии [/8/] как шаг в сторону более многотельных систем, чем система трех тел; использование базиса, учитывающего корреляции на малых расстояниях, и сравнение с обычным базисом K -гармоник в задаче об энергии связи трех нуклонов в симметричном состоянии, взаимодействующих между собой с помощью потенциалов с сильным, но не бесконечно большим отталкиванием на малых расстояниях – мягким кором; расчет связанного состояния трития для потенциалов с жестким кором с помощью быстро сходящейся аппроксимации [/9/] t – матрицы, входящей в уравнения Фаддеева, по методу моментов.

Ясно, что решение многочастичной задачи – непростая математическая проблема. Поэтому в начале диссертации (глава I) специальное место отведено изложению общих способов приближенного решения операторных уравнений. Частными случаями операторного уравнения являются дифференциальное уравнение Шредингера и интегральное уравнение Фаддеева. Основное внимание в этой главе уделяется описанию проекционных методов, их классификации [/10/]. Упоминается также об одном обобщении [/11/] этих методов применительно к дифференциальным уравнениям с граничными условиями, позволяющем более свободно выбирать проекционный базис. В заключение излагается общая схема вариационного подхода и упоминается о том уточнении наблюдаемой физической величины, которое можно получить с помощью такого подхода.

Когда речь идет о приближенном решении, полезно знать, как оно отличается от точного. Для связанных состояний широко известны вариационные границы на энергию связи. Пользуясь оценкой энергии основного состояния E_0, можно из сравнения приближенных расчетов с экспериментом сделать строгий вывод о непригодности выбранного для расчета $N-N$ потенциала, если приближенное расчетное значение E_0^N (каким бы грубым оно ни было), лежит ниже экспериментального E_0 [1,2,3]. Для задач непрерывного спектра получить строгие границы на физические величины гораздо труднее. Проблеме односторонних оценок в задаче рассеяния посвящена II глава диссертации. Если для длины рассеяния, для которой односторонняя оценка и была получена в первую очередь [12], ситуация мало отличается от рассмотрения связанных состояний: достаточно учесть только все связанные состояния системы ниже нулевой энергии $E_{\text{кин.}}$ кинетического движения двух сталкивающихся фрагментов, - то для задачи рассеяния с $E_{\text{кин.}} > 0$ возникает существенная трудность, связанная с тем, что в непрерывном спектре уже имеется бесконечное число состояний с энергиями $0 \le E \le E_{\text{кин.}}$.

Вначале односторонние оценки были получены Като [13] для рассеяния в системе двух тел. Шпруху (*Spruch*) с сотрудниками [14], а также М. Гайлитису [15] для многочастичных систем в формализме многоканальной связи удалось получить односторонние границы на матрицу реакции для упругого и неупругого рассеяния без перераспределения состава частиц ниже порога развала системы на три фрагмента. В работе [16] односторонние оценки были получены для реакции с перераспределением частиц в методе [17] описания реакций с помощью выделения асимптотик. Эти оценки начинают действовать, если явно учесть

все открытые каналы, тогда учет в разложении волновой функции всех остальных, закрытых каналов изменит параметры рассеяния только в одну сторону. Наконец, в работе [6] односторонние границы на матрицу реакции получены для столкновений с развалом системы на три (и более) фрагмента. Доказательство теоремы об односторонних оценках на матрицу реакции для столкновений самого общего типа, приведенное во II -ой главе диссертации, кроме выделения асимптотик, использует также интересный математический прием работы [14] "непрерывного включения" неучтенных закрытых каналов.

После выделения из полной Ψ -функции ее асимптотик оставшаяся часть раскладывается по полному набору функций из L_2, например, по собственным функциям ϕ_γ для некоторого потенциала $V_{\text{мод.}}$, зависящего от нужного числа координат. В этом разложении в практических расчетах по необходимости всегда ограничиваются конечным числом N базисных функций. Асимптотическая часть Ψ -функции вместе с разложением по функциям полного набора описывается линейной комбинацией $\sum_s F_s \phi_s$ с неизвестными коэффициентами F_s как при асимптотиках, так и при функциях из полного набора $\phi_{\gamma \le N}$. Неучтенная часть Ψ -функции равна $\sum_{q>N} F_q \phi_q$. Для нахождения неизвестных коэффициентов F_q можно исходное уравнение Шредингера свести к системе уравнений вида (с $\lambda = 1$)

$$<\phi_s|(H-E)\sum_{s'} F_{s'}\phi_{s'}> + \lambda^{1/2}<\phi_s|(H-E)\sum_{q'} F_{q'}\phi_{q'}> = 0$$

$$\lambda^{1/2}<\phi_s|(H-E)\sum_{q'} F_{q'}\phi_{q'}> + <\phi_q|(T+V_{\text{мод}}-E)\sum_{q'} F_{q'}\phi_{q'}>$$

$$+ \lambda<\phi_q|(V-V_{\text{мод}})\sum_{q'} F_{q'}\phi_{q'}> = 0,$$

где коэффициент λ вводится искусственно так, что при $\lambda = 0$ эта система уравнений дает приближенное решение $F(\lambda = 0)$, а при $\lambda = 1$ – точное решение $F(\lambda = 1)$. Непрерывно увеличивая λ от 0 до 1, можно рассматривать, как влияет неучтенная часть Ψ – функции при малом изменении $\lambda \to \lambda + d\lambda$. Из написанных выше уравнений можно построить такую комбинацию, которая дает производную по λ от матрицы реакции $K(\lambda)$, и показать, что $dK(\lambda)/d\lambda \geq 0$. Следовательно, $K(\lambda = 0) = K_N$ дает нижнюю границу точной матрицы реакции $K = K(\lambda = 1)$ при условии, что производная по λ в интервале изменения λ от нуля до единицы непрерывна. Результат доказательства состоит в следующем. Найдется такое N – число базисных функций, аппроксимирующих точную Ψ – функцию, начиная с которого приближенное значение матрицы реакции K_N будет приближаться к ее точному значению K только с одной стороны: $K_N \leq K$.

В главе III более подробно, чем в главе I, излагаются различные приближенные методы применительно к задаче рассеяния. Здесь рассматриваются схема Фешбаха, описывающая процессы без перераспределения частиц, и способ[17] описания реакций с перераспределением частиц, использующий вычитание асимптотик различных каналов. При этом для реакций с перераспределением частиц в уравнении, получающемся из уравнения Шредингера, появляется отличная от нуля правая часть – источник, который соответствует связи входного канала с каналами с перераспределением частиц. В феноменологической модели ядерных реакций наряду с оптическим потенциалом источник может дать еще один способ[18] учета поглощения падающего потока во входном канале и его перераспределения в другие каналы.

Хотя различные методы единой теории ядерных реакций близки используемому при изучении структуры ядра приему смешивания конфигураций, они требуют создания своих, специфических программ для ЭВМ. В этих программах нельзя непосредственно использовать накопленный опыт расчетов по оболочечной модели. С этой точки зрения может оказаться полезным предложенный недавно метод[7] описания задач рассеяния, опирающийся на разложение функции непрерывного спектра в ограниченной области по базису из L_2 и позволяющий почти без изменений пользоваться обычной техникой решения задач на связанные состояния. С принципиальной точки зрения единый базис также предпочтительнее, при этом не возникает вопрос о переполненности базиса, включающего в себя как функции из L_2, так и асимптотики. К тому же при этом не появляются искусственно вводимые обрезающие множители в асимптотиках. Рассматриваемый подход излагается в главе IV. Основан он на том, что для получения физической величины, такой как амплитуда реакции в канале a

$$f_a \sim \int \Phi_a^* V_a \Psi d\tau ,$$

требуется только "середка" полной волновой функции системы Ψ, заключенная в ограниченной области конфигурационного пространства. Здесь Φ_a – свободная по относительному движению фрагментов волна в канале $a: (H_{0a} - E)\Phi_a = 0$, V_a – взаимодействие, не учтенное в $H_{0a} = H - V_a$. В конфигурационном пространстве перекрытие функций Φ_a и V_a на больших расстояниях стремится к нулю: там, где Φ_a отлично от нуля, затухает взаимодействие V_a, и наоборот. Отсюда видно, что для получения f_a нужна лишь часть Ψ – функции в ограниченной области, где $V_a \Phi_a \neq 0$, а ее можно разложить по функциям из L_2 с любой степенью точности. Но тут возникает трудность, состоящая в том, что уравнение Шредингера в частных производных, если не фиксировать определенные асимптотические условия, имеет бесконечное число линейно-независимых решений. Здесь выручает то обстоятельство, что в классе нерастущих функций уравнение Шредингера имеет лишь столько линейно-независимых решений, сколько открыто каналов при данной величине полной энергии. В большинстве случаев можно ограничиться конечным числом открытых каналов (например, учитывая только низшие орбитальные моменты), тогда необходимое число линейно-независимых решений можно получить в виде $\Psi_a = X_a^{L_2} + \Phi_a$, перебирая падающие волны Φ_a во всех открытых каналах. Полное решение Ψ будет линейной комбинацией Ψ_a, коэффициенты которой определяются заданием амплитуд при падающих волнах во всех открытых каналах. В окончательной системе уравнений это промежуточное звено - нахождение Ψ_a - можно опустить и написать систему уравнений прямо на коэффициенты при базисных функциях из L_2.

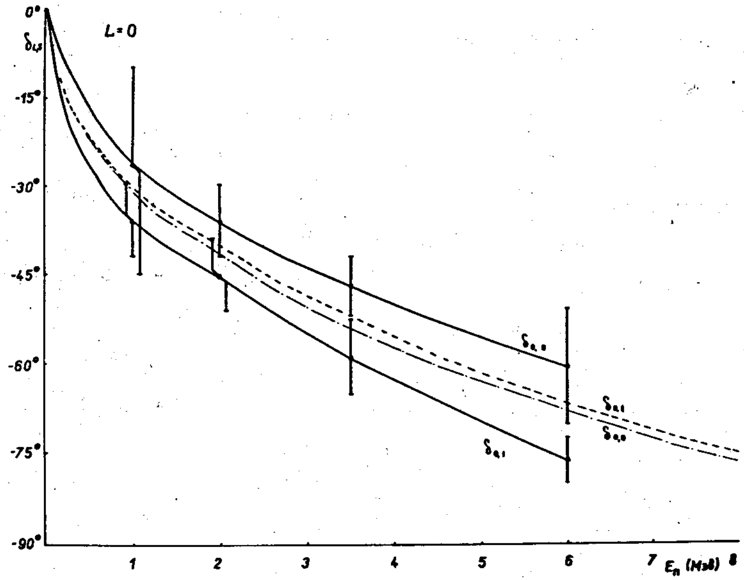
Этот подход, так же как и метод /17/ выделения асимптотик можно описать в формализме квазичастиц /19/. Такое описание реакций общего типа в представлении вторичного квантования дается в конце главы IV.

Обычно при применении какого-либо подхода к решению одной малонуклонной задачи, например, задачи трех тел, возникает вопрос о практической возможности его использования в задаче с большим (по крайней мере, на единицу) числом нуклонов. Например, уравнения Фаддеева-Якубовского для четырех тел выглядят слишком сложно, чтобы можно было приступить к их решению, в то время

как для системы трех нуклонов имеется много примеров их решения.

Конкретное приложение изложенного в работе /17/ метода к четырехтельной задаче рассеяния нейтрона на тритии /8/ описывается в V-ой главе. Как и в работе /20/ о рассеянии нейтрона на дейтоне, использовались центральные прямоугольные $N-N$ потенциалы без кора как единственные потенциалы без отталкивания на малых расстояниях, одновременно описывающие также энергии связи трития и α-частицы. Разложение точной Ψ-функции проводилось по базису K-гармоник, причем оставлялось только K_{min}. В отличие от /20/, использование вариационного подхода позволило получить уточненные значения фаз рассеяния. Оказалось, что в двух различных вариационных подходах эти значения получаются близкими. Сравнение с экспериментальными данными показывает, что для описания p-фазы нужны нецентральные силы. s - фазы совпадают с экспериментальными данными в пределах ошибок последних (см. рис.). Но для описания детального поведения s-фаз, например, их зависимости от спина, могут оказаться существенными потенциалы с кором. Следует заметить, что для двухчастичных сил в четырехтельной задаче был достигнут предел самой существенной вычислительной трудности - счета многократных интегралов. При переходе к большему числу нуклонов их кратность не будет возрастать. Опыт четырехтельной задачи, а также задачи рассеяния нейтрона на ^4He /22/ показывает, что при наличии K-гармонического базиса задачи рассеяния на многонуклонных системах вполне поддаются расчету.

Заключительные главы диссертации посвящены задаче с реалистическими потенциалами, учитывающими отталкивание



Зависимость фаз nT рассеяния δ_{LS} от энергии падающего нейтрона E_n для $L = 0$. Пунктирные кривые – результаты расчета, сплошные кривые – фазовый анализ [21] экспериментальных данных.

нуклонов на малых расстояниях. Прямое применение проекционных методов для таких потенциалов с бесконечно большим отталкиванием (жестким кором) не годится, так как обращаются в бесконечность матричные элементы от потенциала по базисным функциям, отличным от нуля в области коров. Для большого, хотя и не бесконечного отталкивания (мягкого кора) остаточные явления этой трудности проявляются в том, что для сколько-нибудь пригодного решения задачи требуется большое число функций разложения.

Известно, что при использовании обычного базиса K-гармоник для таких потенциалов нужно брать большое число базисных функций. Для K-гармоник это можно объяснить тем противоречием, что, с одной стороны, многомерные угловые функции должны описать резко выделенную по углам внутреннюю область пересечения коров, для чего требуются функции с большим K, с другой стороны, во внешней области вблизи поверхности ядра функции с большим K подавлены большим центробежным барьером (или тем, что в полной Ψ-функции не должны присутствовать компоненты с большим орбитальным моментом пары нуклонов друг относительно друга), то есть требуется еще больше функций с тем, чтобы во внешней области функции с большим K скомпенсировали друг друга. В главе VI рассматривается модификация способа выбора базиса многомерных угловых функций с учетом корреляций на малых расстояниях для потенциалов с кором. В полной Ψ-функции в явном виде выделяется корреляционный фактор типа Ястрова

$$\Psi = \prod_{i<j} f(r_{ij})\,\psi,$$

а остальная, более гладкая часть ψ раскладывается в ряд по многомерным угловым, но не обязательно ортогональным, то есть не обязательно гармоническим функциям. Эти базисные функции соответствуют однородным полиномам степени K, и найти их можно гораздо проще, чем гармонические. Свойство ортогональности не дает преимущества гармоническим функциям, так как при учете корреляционного фактора приходится все равно проводить процедуру ортогонализации базисных функций с весом $\prod_{i<j} f(r_{ij})$. Такой подход опробован на примере энергии связи системы трех нуклонов с учетом только симметричного

состояния (квазибозонная задача). Для различных способов выбора корреляционных функций $f(r_{ij})$ показано, как улучшается сходимость в коррелированном базисе по сравнению с обычным базисом, в особенности для самого первого приближения. Были взяты два вида потенциалов с мягким кором $\approx$ 1000 Мэв из работы [23].

Сравнение результатов расчетов с коррелирующим фактором [24] и без него [25] показано в таблице.

Полученные результаты позволяют надеяться, что такой способ решения задачи трех нуклонов может оказаться достаточно удобным и при учете функции смешанной симметрии и нецентральных сил. При переходе к большему числу нуклонов основная трудность лежит в вычислении многократных интегралов от корреляционных функций. Но с помощью разложения последних по гауссианам интегрирование можно свести к однократному, что будет особенно полезно при рассмотрении задач с числом нуклонов, большим трех.

Задача трех нуклонов, взаимодействующих с помощью потенциалов с бесконечным кором и притягивающей частью в виде экспоненты, рассматривалась с помощью интегральных уравнений Фаддеева (глава *VII*). В области отрицательных значений полной энергии системы основная проблема при решении таких уравнений определяется возможностями современных ЭВМ: чем меньшим числом членов разложения вида $t(p,q,z) = \sum_i \phi_i(p,z)\chi_i(q,z)$ аппроксимируется входящая в уравнения Фаддеева двухтельная t-матрица, тем выгоднее использовать данный способ факторизации. В работе [9] использовалась факторизация t-матрицы по методу моментов. Были получены простые рекуррентные соотношения для такого метода факторизации.

Таблица

K_{max} \ $E_{связи}$ Мэв	Без коррелирующего фактора /25/	С учетом корреляции /24/
0	0,355	5,988
4	2,I29	6,438
6	4,606	6,62I
8	5,208	
IO	5,807	
I2	6,238	
I8	6,585	
24	6,668	
30	6,689	
36	6,695	

Особенность этого метода оказалась в том, что факторизованная t -матрица очень быстро сходится к точной на массовой и полумассовой поверхности и более медленно – вне массовой поверхности. В таком подходе была получена энергия связи трития для центральных потенциалов с учетом только парциальной волны относительного движения нуклонов с $l=0$. Влияние внемассовой области t -матрицы (для $l = 0$) на энергию связи оказалось малым ($<$ 1%). Сравнение с вариационным расчетом для уравнения Шредингера, где учитываются все парциальные волны, показывает, что вклад волн с $l > 0$ может составлять более 0,5 Мэв при величине энергии связи ≈ 8 Мэв. На примере модельной задачи рассматривалась точность *hard – shell* приближения для t -матрицы кора. Как показал расчет, в этом приближении энергия связи определяется с точностью до долей процента.

Основные результаты диссертации изложены в работах [6-9, 16,18,24] и доложены на всесоюзных совещаниях.

В заключение автор считает своим приятным долгом поблагодарить Б.Н. Захарьева, на протяжении нескольких лет руководившего научной работой диссертанта, В.Н. Ефимова, под руководством которого была проведена работа с уравнениями Фаддеева, В.Д. Эфроса, В.В. Пустовалова, В.П. Пермякова, О. Лхагву, В.Л. Шмонина, В. Рыбарску, С.А. Ниязгулова, Э.Г. Ткаченко, в содружестве с которыми была сделана большая часть изложенных работ, а также других коллег из ЛТФ, ЛНФ и ЛВТА ОИЯИ, ИАЭ и ИТЭФ, контакты с которыми стимулировали обсуждение и завершение этих работ.

Литература

1. Ю.А. Симонов. Автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора физико-математических наук, ИТЭФ, Москва, 1970. F.Calogero В сб. "Проблемы современной ядерной физики", М., "Наука", 1971, стр. 102.
2. А.И. Базь. В сб. "Проблемы современной ядерной физики". М., "Наука", 1971, стр. 79. А.И. Базь, Ю.Т. Гринь, В.Ф. Демин, И.Г. Пасынков. Письма в ЖЭТФ, 12, 151, (1970).
3. Расчеты по методу Хартри-Фока, см. напр. A.Faessler a.o. Nucl.Phys., A174 , 26 (1971). И. Вашакидзе, Т. Джалагания, Дж. Мебония, Ядерная физика, 7, 1016 (1968) и ссылки в них.
4. Л.Д. Фаддеев. ЖЭТФ 39, 1459 (1960). Л.Д. Фаддеев. "Математические вопросы квантовой теории рассеяния для системы трех частиц". Труды математического института им. В.А. Стеклова, 69, изд. АН СССР, М.-Л., 1963.
5. Ю.А. Симонов. В сб. "Проблемы современной ядерной физики", М., "Наука", 1971 , стр. 51.
6. B.N.Zakhariev, O.Lkhagva, S.A.Niyasgulov and Yu.I.Fenin, Nuovo Cim., 6A, 151 (1971). Б.Н. Захарьев, О. Лхагва, С.А. Ниязгулов, Ю.И. Фенин. Сообщение ОИЯИ Р4-5660, Дубна, 1971.
7. Б.Н. Захарьев, Ю.И. Фенин. Сообщение ОИЯИ Р4-5678, Дубна, 1971. B.N.Zakhariev, Yu.I.Fenin and V.L.Schmonin, SMR8/9, ICTP, Лекции в трудах школы по ядерной физике, Triest, 1971.
8. В.П. Пермяков, В.В. Пустовалов, Ю.И. Фенин, В.Д. Эфрос, Ядерная физика, 14, 567 (1971).
9. V.N.Efimov, Yu.I.Fenin and E.G.Tkachenko, Phys.Lett. 37B, 269 (1971).
10. М.А. Красносельский и др. "Приближенное решение операторных уравнений", М., "Наука", 1969, гл. 4.
11. Ю.И. Гросберг. Докл. АН СССР, 85, 473 (1952). Н.И. Польский. Докл. АН СССР, 167, 290 (1966).
12. L.Spruch, L.Rosenberg, T.O'Malley, Phys.Rev., 119, 164 (1960).
13. T.Kato, Progr.Theor.Phys., 6, 394 (1951).

14. Y.Hahn, R.O'Malley and L.Spruch, Phys.Rev., 134B, 397 (1964).

15. М. Гайлитис. ЖЭТФ, 47, 160 (1964).

16. Б.Н. Захарьев, В.П. Пермяков, Ю.И. Фенин. Сообщение ОИЯИ, Р4-5332, Дубна, 1970.

17. T.G.Efimenko, V.P.Zhigunov, B.N.Zakhariev, Ann.Phys. (N.Y.) 47, 275 (1968).
В.П. Жигунов, Б.Н. Захарьев. Проблемы физики элементарных частиц и атомного ядра, 2, вып. 2, 499 (1971).

18. Ю.И. Фенин. ОИЯИ Р4-4511, Дубна, 1969.

19. Б.Н. Захарьев, С.А. Ниязгулов, В. Рыбарска, Ю.И. Фенин, Препринт ИТФ-71-76Р, Киев, 1971.

20. Б.Н. Захарьев, В.В. Пустовалов, В.Д. Эфрос, Ядерная физика, 8, 406 (1968).

21. T.A.Tombrello, Phys.Rev., 143, 772 (1966).

22. М.В. Жуков, В.Д. Эфрос. Ядерная физика, 14, 577 (1971).

23. I.R.Afnan, Y.C.Tang, Phys.Rev., 175, A1337 (1968).

24. Ю.И. Фенин, В.Д. Эфрос. "Учет кора в методе многомерных угловых гармоник". Тезисы XXI совещания по ядерной спектроскопии, "Наука", Л., 1971, ч. 1, стр. 145.
Ю.И. Фенин, В.Д. Эфрос. "Коррелированный базис в задаче трех нуклонов." Тезисы XXII совещания по ядерной спектроскопии, "Наука", Л., 1972, ч. 1, стр. 206.

25. G.Frens. Thesis. Universiteit de Vrije, Amsterdam, 1970. G.Erens, J.L.Visschers, R.van Wageningen, Ann.Phys., 67, 461 (1971).

Рукопись поступила в издательский отдел
3 апреля 1972 года.