

С323.У
А-954

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

4 - 5114

Б. Ахмадходжаев

**РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЙ ФАДДЕЕВА
С РЕАЛИСТИЧЕСКИМИ ПОТЕНЦИАЛАМИ**

**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.

Официальные оппоненты:
доктор физико-математических наук И.Ш. Вахакидзе,
кандидат физико-математических наук В.Н. Ефимов

Ведущее научно-исследовательское учреждение: Институт
теоретической физики АН УССР

Автореферат разослан " " 1970 г.
Защита диссертации состоится " " 1970 г. на за-
седании Учёного совета Лаборатории теоретической физики,
г. Дубна.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Учёный секретарь Совета

Р.А. Асанов

4 - 5114

Б. Ахмадходжаев

РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЙ ФАДДЕЕВА
С РЕАЛИСТИЧЕСКИМИ ПОТЕНЦИАЛАМИ

Специальность 055 - физика атомного ядра
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание учёной
степени кандидата физико-математических наук

72576p.



В физике ядра нет хорошо установленного закона ядерного взаимодействия между нуклонами. Даже вопрос о том, является ли взаимодействие двух нуклонов в ядре только двухчастичным, еще не понятен до конца.

В настоящее время нам известны лишь некоторые свойства нуклон-нуклонных сил, такие как существование короткодействующего отталкивания, далекодействующего притяжения, тензорных сил, и, вероятно, наиболее короткодействующих L - S сил.

Из данных по фазовому анализу нуклон-нуклонного рассеяния форма двухчастичного взаимодействия однозначно не восстанавливается. В связи с этим изучение малонуклонных систем представляется весьма интересным с целью получения недостающей информации о нуклон-нуклонных силах.

Система из 3 нуклонов представляет уникальную возможность более глубокого изучения качественных свойств двухчастичного взаимодействия и решения вопросов, таких как достаточность двухчастичных сил в описании более сложных ядерных систем.

С появлением работ Фаддеева ^{/1/}, Лавлеса ^{/2/} и Вейнберга ^{/3/} намного расширилась область исследований проблемы трех тел в ядерной физике. Возникли новые проблемы, связанные со свойствами немассовой амплитуды рассеяния. Если для амплитуды на массовой поверхности задача о полном опыте нуклон-нуклонного взаимодействия сформулирована и в значительной степени проделана, то для немассовой амплитуды аналогичная задача даже не поставлена. В настоящее время мы не знаем

экспериментов, из которых можно было бы извлечь поведение двухчастичной t -матрицы на немассовой поверхности.

Распространенным способом продления t -матрицы на немассовую поверхность является решение уравнения Липмана-Швингера с потенциалом, воспроизводящим двухнуклонный эксперимент в определенной области энергий.

При решении задачи 3 тел в формулировке Фаддеева приходится сталкиваться с другой трудностью, связанной со сложностью численного решения этих уравнений. Дело в том, что даже для нахождения решения уравнений Фаддеева с определенным моментом необходимо решать систему двумерных интегральных уравнений.

Решение уравнений Фаддеева существенно упрощается, если представить двухчастичное взаимодействие в сепарабельной форме. В большинстве расчётов исходят из требования: чтобы факторизованная таким образом двухчастичная t -матрица на массовой поверхности описывала низкоэнергетическое нуклон-нуклонное рассеяние. Однако неясно, является ли это требование достаточным для расчёта свойств трехнуклонных систем. Более того, расчёты Осборна^{/4/} показывают, что t -матрицей типа Ямагучи можно пользоваться лишь для слабосвязанных систем. Расчёты Кука^{/5/} указывают на большую роль немассовой части амплитуды 2 тел в трехчастичных эффектах. Двухнуклонное взаимодействие в упрощенной форме Ямагучи искажает правильное поведение амплитуды немассовой поверхности и дает только качественное описание трехчастичных эффектов.

Существует математически более красивый метод общего сепарабельного представления двухчастичной t -матрицы^{/6/}, так называемое разложение по собственным функциям ядра Гильберта-Шмидта. Однако во многих случаях, когда для данного потенциала уравнение Шредингера аналитически не решается, двухчастичную t -матрицу в аналитическом виде, в виде разложения по собственным функциям Гильберта-Шмидта, представить нельзя. Это означает, что в таких случаях двухчастичную

задачу необходимо решать численно и пользоваться интерполяционной процедурой.

В §3 главы I настоящей диссертации предложен другой, более простой метод решения системы интегральных уравнений Фаддеева с локальными реалистическими потенциалами. Он основан на методе Бейтмана^{/11/}, который позволяет аппроксимировать функцию двух переменных - фурье-образ локального потенциала $v(q, q')$ - совокупностью факторизованных функций от этих переменных.

В отличие от существующих методов факторизации в методе Бейтмана функции, по которым разлагается фурье-образ потенциала, простым образом выражаются через сам потенциал^{/12/}

$$\tilde{v}(q, q') = \text{Sp} [d \theta(q, q')], \quad (1)$$

где

$$(d^{-1})_{ij} = v(s_i, s_j), \theta_{ij}(q, q') = v(s_i, q')v(q, s_j), i, j = 1, 2, \dots, n.$$

Это обстоятельство очень важно для практических расчетов.

С ростом порядка приближения n факторизованный по методу Бейтмана потенциал приближается к точному потенциалу не только в смысле

$$\min \{ \int [v(q, q') - \tilde{v}(q, q')]^2 dq, dq' \}, \quad (2)$$

но при этом восстанавливается и поверхность функции $v(q, q')$ в пространстве импульсов q и q' , что весьма желательно в исследованиях зависимости трехчастичных эффектов от формы потенциала. Для всех короткодействующих потенциалов, используемых в описании взаимодействия 2 тел, быть может, за исключением разрывных, метод быстро сходится. Во всех прак-

тических расчётах, которые проводились в данной диссертации, оказалось достаточным четвертое приближение.

Показано ^{/11,12/}, что, приблизив факторизованный потенциал к точному в смысле (2), получаем амплитуду \tilde{t} с точностью того же порядка. Решение уравнения Липпмана-Швингера с потенциалом (1)

$$\tilde{t}(q, q', z) = \text{Sp} [C(z) \theta(q, q')]$$

удовлетворяет условию унитарности, независимо от вида короткодействующего потенциала, и на массовой поверхности в пределах малых q даёт обычное выражение приближения "эффективного радиуса".

Здесь же показано, что предлагаемый метод одинаково хорошо применим как для центральных сил, так и для тензорных.

В § 1 главы II излагается расчёт энергии связи 3 бесспиновых частиц на основе данного метода. Исследовалась зависимость их энергии связи от глубины парного потенциала. Этот расчёт сравнивался с точным расчётом Осборна ^{/4/}. Показано, что уже во втором приближении эта зависимость практически совпадает с точной. При этом, как и в расчётах ^{/4,6/}, в системе возникают три уровня.

В § 3 главы II приведены результаты расчётов энергии связи трития с реалистическими потенциалами. Энергия связи трития с потенциалом Морзе ^{/8/}

$$V_{0\lambda}^{\lambda}(r) = V_{0\lambda} \{ \exp[-2(r-r_{\lambda})/a_{\lambda}] - 2 \exp[-(r-r_{\lambda})/a_{\lambda}] \}, \quad (3)$$

описывающим фазы нуклон-нуклонного рассеяния вплоть до 400 Мэв, оказалась равной 9,1 Мэв. Но при этом параметры синглетного потенциала (т.е. в (3) $\lambda = s$) таковы, что дают для синглетного эффективного радиуса величину, равную 2.44 fm, которая не согласуется с гипотезой зарядовой неза-

висимости. Показано ^{/7,12/}, что энергия связи весьма сильно зависит от величины синглетного эффективного радиуса. Для значения синглетного эффективного радиуса 2.8 fm энергия связи ^3H уменьшается на ≈ 1 Мэв.

Для последнего значения синглетного эффективного радиуса энергия связи ^3H , рассчитанная с потенциалом в виде суперпозиции двух потенциалов Юкавы ^{/9/}

$$U^{\lambda}(r) = -A^{\lambda} \frac{\exp(-\mu_{\Lambda}^{\lambda} r)}{r} + B^{\lambda} \frac{\exp(-\mu_{\text{B}}^{\lambda} r)}{r}, \quad (4)$$

описывающим 1S_0 и 3S_1 - фазы нуклон-нуклонного рассеяния от нуля до 300 Мэв, оказалась равной 8,56 Мэв, что находится в хорошем согласии с экспериментом.

В § 4 главы II произведен совместный анализ экспериментальных данных по энергии связи гипертрития и сечению Λ -p -рассеяния, не зависящий ни от каких предположений и основанный на точном решении динамических уравнений Фаддеева для ядра $^3_{\Lambda}\text{H}$. Точное решение уравнений Фаддеева для гипертрития $^3_{\Lambda}\text{H}$ представляет возможность получения дополнительных сведений о природе Λ -N- взаимодействия.

Задача ставилась следующим образом: параметры потенциалов Λ -N-взаимодействия выбирались так, чтобы воспроизводились как экспериментальное значение энергии связи гипертрития $B_{\Lambda} = 0,18$ Мэв, так и ход сечения Λ -p -рассеяния при низкой энергии. Расчёты проводились с потенциалом Морзе (3), учитывалось только S-состояние относительного движения каждой пары частиц.

Расчёты показали, что для оптимального описания Λ -N-рассеяния и энергии связи $^3_{\Lambda}\text{H}$ необходимо ввести в Λ -N-потенциалы отталкивающую мягкую сердцевину радиусом не меньше, чем в нуклон-нуклонном потенциале.

В главе III на основе точных волновых функций ядер ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{H}$, полученных в результате решения уравнений Фаддеева с эффективными потенциалами (3) и (4), производились расчёты электромагнитных и слабых формфакторов в этих трехнуклонных системах.

Формфакторы зарядовых распределений парных и непарных нуклонов для потенциала Морзе (3) оказались завышенными по сравнению с их экспериментальными значениями, а для потенциала, являющегося суперпозицией потенциалов Юкавы (4), обнаружено хорошее согласие.

Расчитанные значения среднеквадратичных электрических и магнитных радиусов ядер ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{H}$ с потенциалом (3) оказались заниженными по сравнению с их экспериментальными значениями. Расчёт с потенциалом (4) дает согласующиеся с экспериментом значения среднеквадратичных радиусов.

Для величины примеси S' -состояния потенциалы (3) и (4) дают, соответственно $P_{S'} = 4,7\%$ и $P_{S'} = 2\%$. Следовательно, естественно, что значение аксиального матричного элемента β -распада ${}^3\text{H}$ для потенциала (3) не согласуется с экспериментом и равняется 2,63. Теоретическое значение аксиального матричного элемента β -распада ${}^3\text{H}$ для потенциала (4) равно 2,83, что находится в хорошем соответствии с экспериментальным значением $2,84 \pm 0,06$.

Исходя из этого обстоятельства и считая, что с таким потенциалом $|\int \sigma|^2$ как функция q^2 будет правильно вычисляться, производится расчёт аксиального матричного элемента для процесса $\mu^- + {}^3\text{He} \rightarrow \text{H} + \nu$, т.е. при $q^2 = 0,273 \text{ fm}^{-2}$. По известному экспериментальному значению вероятности этого процесса найдено следующее значение для псевдоскалярной константы связи $(g_{\nu}/g_{\lambda}) = 5,33$.

Расчёты указывают на преимущество потенциала в виде суперпозиции двух потенциалов Юкавы перед потенциалом Морзе. Несмотря на то, что изменением (увеличением) синглетного эффективного радиуса в потенциале Морзе можно, по-видимому,

добиться приблизительно экспериментального значения энергии связи трития, все же этот потенциал не в состоянии удовлетворительно описать слабые и электромагнитные свойства трехнуклонных систем. Это связано с тем, что для значения синглетного эффективного радиуса, равного $2,8 \text{ fm}$, разница между параметрами синглетного и триплетного потенциала Морзе возрастет, т.е. соответственно, в этом случае примесь S' -состояния станет еще больше в то время, как из анализа результатов для удовлетворительного описания электромагнитных и слабых эффектов трехнуклонных систем, следует обратное.

Таким образом, в настоящей работе показано, что описание связанного состояния трехнуклонных систем эффективным реалистическим потенциалом является хорошим приближением, т.е. эффективный учёт вклада высших волн за счёт тензорных сил является достаточным. Для удовлетворительного описания рассмотренного круга явлений не требуется введения новых понятий, таких как трехчастичные силы или же чисто немассовые силы, которые бы исчезли на массовой поверхности, а также примеси состояния с изоспином $T = 3/2$ в основное состояние трехнуклонной системы.

Основные результаты, вошедшие в диссертацию, опубликованы в работах ^{12-16/}, неоднократно излагались на семинарах ЛТФ ОИЯИ, на всесоюзных конференциях и совещаниях.

Л и т е р а т у р а

1. Л.Д. Фаддеев. ЖЭТФ, 32, 1459. (1960). Труды МИАН, 69 (1963).
2. C. Lovelace. Phys.Rev., 135, B1225 (1964).
3. S. Weinberg. Phys.Rev., 133, B232 (1964).
4. J.W. Humberston, R.L. Hall and T.A. Osborn. Phys.Lett., 27B, 195 (1968).
5. R. van Wageningen and L.P. Kok. Nucl.Phys., A98, 365 (1967), L.P. Kok et al., Nucl.Phys., A122, 684 (1968).

6. S. Weinberg. Phys.Rev., 131, 440 (1963).
J.S. Ball, D.Y. Wong. Phys.Rev., 169, 1362 (1968).
I.R. Fulko, D.Y. Wong. Phys. Rev., 172, 1062 (1968).
А.Г. Ситенко, В.Ф. Харченко. Препринт ИТФ-69-72, Киев (1969).
В.И. Смирнов. Курс высшей математики. т. 4, Москва (1958).
7. А.Г. Ситенко, В.Ф. Харченко. Препринт ИТФ-68-11 Киев (1968).
8. G. Darewych and A.E.C. Green. Phys.Rev., 164, 1324 (1967).
9. R.A. Malfliet and I.A. Tjon. Nucl.Phys. A127, 161 (1969).
10. R.C. Salgo and H.H. Staub. Nucl. A138, 417 (1960).
11. H. Bateman. Proc. Roy. Soc., A100, 441 (1922).
И.С. Березин, Н.П. Жидков, Методы вычислений, т. 11, Москва, 1962. В.Б. Беляев, Е. Вжеционко. Препринт ОИЯИ Р4-4144, Дубна, 1968.
12. Б. Ахмадходжаев, В.Б. Беляев, Е. Вжеционко. Письма в ЖЭТФ, 9, 692 (1969).
13. Б. Ахмадходжаев, В.Б. Беляев, Е. Вжеционко. Препринт ИТФ-69-49, Киев (1969).
14. Б. Ахмадходжаев, В.Б. Беляев, Е. Вжеционко. Письма в ЖЭТФ, 10, 557 (1969).
15. Б. Ахмадходжаев, В.Б. Беляев, Е. Вжеционко. ЯФ, 11, №5 (1970).
16. Б. Ахмадходжаев, В.Б. Беляев, Е. Вжеционко. Препринт ОИЯИ Р -4986, Дубна, 1970.

Рукопись поступила в издательский отдел

13 мая 1970 года.