

4986

ЭКЗ. ЧИТ. ЗА

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

P4 - 4986



Б.Ахмадходжаев, В.Б. Беляев, Е. Вжеционко

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ
И СЛАБЫЕ ФАРМФАКТОРЫ ${}^3\text{He}$ И ${}^3\text{H}$

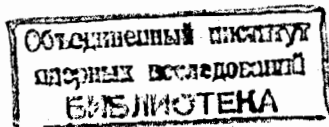
1970

P4 - 4986

Б.Ахмадходжаев *, В.Б. Беляев, Е. Вжеционко **

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ
И СЛАБЫЕ ФАРМФАКТОРЫ ^3He И ^3H

Направлено в "Acta Physica Polonica"



* ИЯФ АН УзССР, Ташкент.

** ИЯИ, Варшава.

Как известно, информация, извлекаемая из опытов по нуклон-нуклонному рассеянию, не полностью характеризует взаимодействие между нуклонами. Это обстоятельство связано с тем, что в экспериментах измеряются фазы рассеяния и параметры смешивания, т.е. величины, связанные с амплитудой рассеяния на массовой поверхности. Эффекты немассовости могут проявиться только в системах, состоящих из числа частиц $n \geq 3$. Простейшим процессом такого рода является тормозное излучение в рассеянии нуклонов нуклонами. Однако из-за малости сечения и сложности анализа в настоящее время отсутствуют надежные сведения об амплитуде этого процесса, поэтому для изучения немассового поведения 2-нуклонной амплитуды мы с необходимостью приходим к исследованию свойств 3-нуклонных систем.

Одной из возможных постановок задачи изучения эффектов немассовости является следующая: рассматривается совокупность "реалистических" нуклон-нуклонных потенциалов, по которым строятся 2-частичные t - матрицы вне массовой поверхности. С этими t - матрицами решаются уравнения Фаддеева и вычисляются наблюдаемые характеристики 3-нуклонных систем.

В данной работе проводился расчёт электромагнитных и слабых формфакторов ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{H}$ с двумя "реалистическими" потенциалами. Двухчастичная t -матрица вне массовой поверхности строилась в соответствии с процедурой, описанной в работах^{/1/}. Кроме электромагнитных и слабых формфакторов, вычислялась примесь состояния смешанной симметрии P_S , а также энергия связи ${}^3\text{H}$ в потенциале (2).

Расчёт формфакторов с потенциалом (2) проводился в 2-вариантах: с учётом и без учёта кулоновского взаимодействия в ${}^3\text{He}$. Учёт кулоновского взаимодействия осуществлялся следующим приближенным^{x/} способом: так как протоны в ${}^3\text{He}$ взаимодействуют в синглетном состоянии, то кулоновское отталкивание должно привести к уменьшению глубины синглетного потенциала (2). Выбиралось такое изменение глубины синглетного потенциала, чтобы воспроизводилось экспериментальное значение кулоновской энергии, равное 0,76 Мэв.

Первый "реалистический" потенциал - это потенциал Морзе^{/2/}, описывающий 3S_1 - и 1S_0 - фазы нуклон-нуклонного рассеяния в интервале 0 - 400 Мэв:

$$V_I^{s,t} = V_0^{s,t} \left[e^{-2 \frac{r-r_0^{s,t}}{a_0^{s,t}}} - 2e^{-\frac{r-r_0^{s,t}}{a_0^{s,t}}} \right]. \quad (1)$$

Таблица параметров потенциала (1)

	V_0 (MeV)	r_0 (fm)	a_0 (fm)	a (fm)	ρ_- (fm)
Синглет	61,99	0,9365	0,3957	-23,678±0,028	2,44±0,11
Триплет	119,49	0,8668	0,3408	5,397±0,011	1,727±0,013

a и ρ_- - длина рассеяния и эффективный радиус.

^{x/} Математически корректная постановка задачи учёта кулоновского взаимодействия в задаче 3 тел дана в работе^{/4/}.

С потенциалом (1) в работе [1^c] вычислялась энергия связи ядра ${}^3\text{H}$, оказавшаяся равной 9,12 Мэв.

Второй "реалистический" потенциал^{/3/} описывает 3S_1 - и 1S_0 - фазы рассеяния в интервале 0 - 300 Мэв:

$$V_{II}^{s,t} = \lambda_1^{s,t} \frac{e^{-\mu_1^{s,t} r}}{r} + \lambda_2^{s,t} \frac{e^{-\mu_2^{s,t} r}}{r}, \quad (2)$$

Таблица параметров потенциала (2)

	λ_1	λ_2	μ_1 (fm ⁻¹)	μ_2 (fm ⁻¹)	a (fm)	ρ (fm)
Синглет	-2,64	7,39	1,55	3,11	-23,3	2,8
Триплет	-3,22	7,39	1,55	3,11	5,45	1,8

Энергия связи ядра ${}^3\text{H}$, рассчитанная с потенциалом (2), оказалась равной 8,56 Мэв.

Ниже приводится таблица рассчитанных с потенциалами (1) и (2) "body" - формфакторов $F_{OC}(q^2)$ и $F_{LC}(q^2)$ в варианте без учёта кулоновского взаимодействия. (Определение величин $F_{OC}(q^2)$ и $F_{LC}(q^2)$ можно найти, например, в работе^{/5/}).

Из таблицы видно, что при $q^2 > 2$ формфакторы, рассчитанные с потенциалом V_I , идут заметно выше экспериментальных значений. Тенденция к завышенным значениям формфакторов была обнаружена также в расчётах с потенциалом прямоугольной ямы в работе^{/7/}. Так как потенциал V_I , тем не менее, описывает экспериментальные величины на массовой поверхности до 400 Мэв, необходимо сделать заключение о некорректном поведении потенциала $V_I(k, k')$ вне массовой поверхности при больших значениях k и k' .

Таблица 1

$q^2 (fm^{-2})$	Теория				Эксперимент /6/	
	V_I		V_{II}		F_{OC}	F_{LC}
	F_{OC}	F_{LC}	F_{OC}	F_{LC}		
1	0,7573	0,7104	0,6964	0,6483	0,731±0,237	0,649±0,077
1,5	0,6746	0,6229	0,5901	0,5346	0,479±0,098	0,481±0,026
2	0,6043	0,5473	0,5036	0,4456	0,422±0,054	0,396±0,016
3	0,5440	0,4487	0,3738	0,3180	0,380±0,064	0,293±0,026
4	0,4018	0,3179	0,2829	0,2324	0,314±0,059	0,219±0,028
5	0,3139	0,2353	0,2173	0,1729	0,145±0,031	0,134±0,015
6	0,2752	0,1975	0,1690	0,1305		
7	0,2238	0,1524				
8	0,1850	0,1208				
9	0,1534	0,0957	0,0843	0,0593		
10	0,1278	0,0765	0,0678	0,0461		

Таким образом, видно, что сравнение рассчитанных формфакторов с экспериментально полученными может быть дополнительным критерием, сужающим класс используемых "реалистических" потенциалов.

В табл. 2 приведены рассчитанные и экспериментальные значения среднеквадратичных радиусов ядер 3H и 3He , вес состояния смешанной симметрии $P_{S'} = \int (\psi'^2 + \psi''^2) dV$, аксиальный матричный элемент $|\int \sigma|^2$ для β -распада ${}^3H \rightarrow {}^3He + e^- + \bar{\nu}$ и энергия связи 3H .

Таблица 2

	Теория		Эксперимент
	V_I	V_{II}	
$\Delta (fm^2)$	10,24	11,24	11,10±0,58
$R_m {}^3He (fm)$	1,48	1,70	1,74±0,05
$R_m {}^3H (fm)$	1,52	1,71	1,7±0,05
$P_{S'}$	4,7%	2%	
$ \int \vec{\sigma} ^2$	2,63	2,83	2,84±0,06
$E_{{}^3H} (Mev)$	9,12	8,56	8,48

Здесь величина $\Delta = 4R_{LC}^2 - R_{OC}^2 + 3r_{PC}^2 = 4R_{C {}^3He}^2 - R_{C {}^3H}^2$ введена для того, чтобы исключить из выражений для зарядовых радиусов 3He и 3H

$$R_{C {}^3He}^2 = R_{LC}^2 + r_{PC}^2 + \frac{1}{2} r_{NC}^2,$$

$$R_{C {}^3H}^2 = R_{OC}^2 + r_{PC}^2 + 2r_{NC}^2.$$

зарядовый радиус нейтрона r_{NC} , который плохо определяется из эксперимента; $r_{PC}^2 = 0,672 \text{ fm}^2$ - зарядовый радиус протона^{/8/}.

Итак, решение уравнений Фаддеева с потенциалом V_{II} позволяет найти волновую функцию связанного состояния 3-нуклонной системы, наиболее полно описывающую характеристики ядер ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{H}$.

Как уже отмечалось выше, один вариант расчёта электрического формфактора ядра ${}^3\text{He}$ (с потенциалом V_{II}) проводился с приближенным учётом кулоновского взаимодействия. На рисунке дается отношение зарядовых формфакторов F_C^{3H} / F_C^{3He} в предположении, что зарядовый формфактор нейтрона равен нулю, в этом случае

$$F_C^{3H} / F_C^{3He} = F_{OC} / F_{LC}.$$

Из рисунка видно, что учёт кулоновского взаимодействия улучшает согласие с экспериментальными данными.

Рассмотрим теперь реакции β -распада и μ -захвата $\mu^- + {}^3\text{He} \rightarrow {}^3\text{H} + \nu$. Как известно, вероятности этих процессов определяются значениями фермиевского $|\int I|^2$ и гамов-теллеровского $|\int \vec{\sigma}|^2$ матричных элементов и величинами констант слабого взаимодействия g_A , g_V , g_P . В β -распаде трития выполняется условие $q^2 \approx 0$, поэтому $|\int I|^2 = 1$. Кроме того, из-за условия $q^2 \approx 0$ вероятность β -распада практически не зависит от константы наведенного псевдоскалярного взаимодействия g_P . Комбинируя данные по β -распадам ${}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He}$, $n \rightarrow p$ и ${}^{14}\text{O} \rightarrow {}^{14}\text{N}$, авторы работы^{/9/} нашли для матричного элемента $|\int \vec{\sigma}|^2$ в β -распаде ${}^3\text{H}$ значение, равное $2,84 \pm 0,06$. При этом значения для констант g_A и g_V оказались следующими:

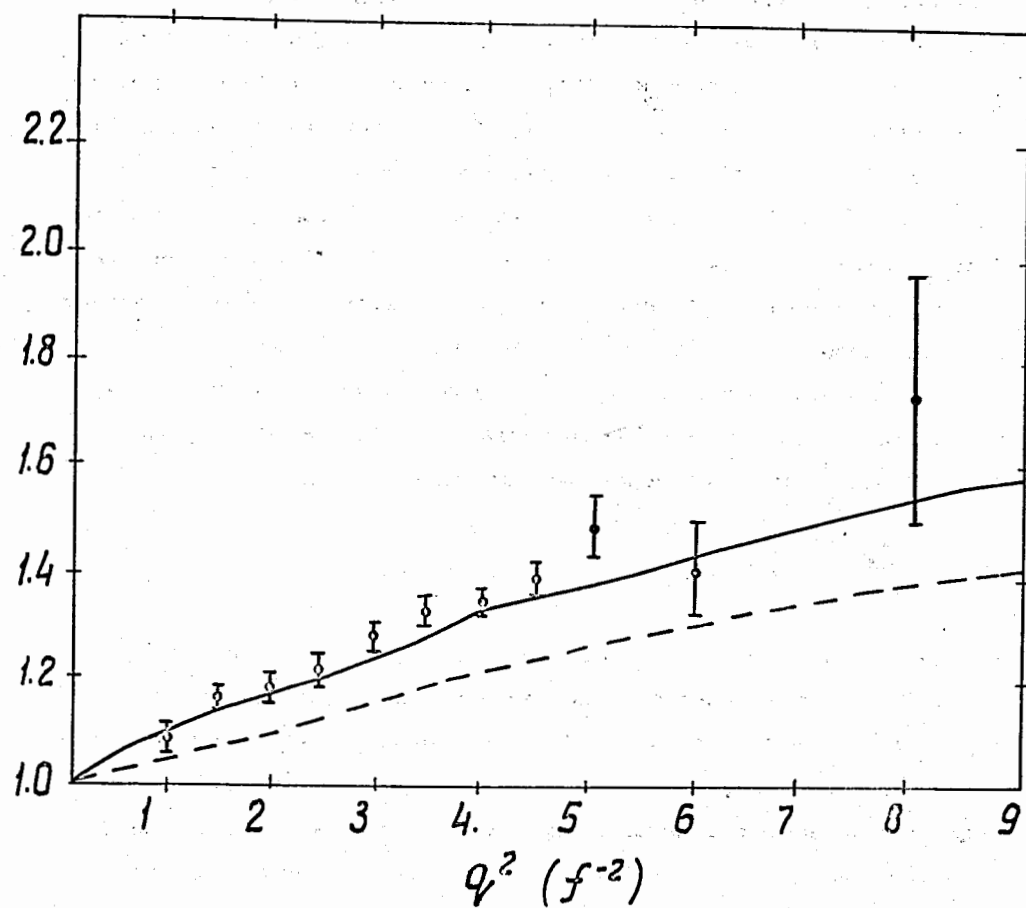


Рис. 1

Сплошная кривая - отношение формфакторов $F_{3H}(q^2)/F_{3He}(q^2)$ с учётом кулоновского взаимодействия, пунктирная кривая - то же отношение без учёта кулоновского взаимодействия.

$$g_V = (1,404 \pm 0,004) \cdot 10^{-49} \text{ эрг.см}^3,$$

$$(g_A \cdot |g_V|)^2 = 1,545 \pm 0,028.$$

Как видно из табл. 2, расчёт матричного элемента $|\int \vec{\sigma}|^2$ с использованием потенциала V_1 приводит к значению 2,63, расчёт с потенциалом (2) даёт значение 2,83, что находится в хорошем согласии с экспериментальным значением. Исходя из этого обстоятельства, а также из того факта, что электромагнитные формфакторы при малых q^2 являются гладкими функциями q^2 , естественно предположить, что значения аксиального и векторного матричных элементов при $q^2 = 0,273 \text{ fm}^{-2}$ также хорошо будут вычисляться, если пользоваться потенциалом (2). Это означает, что с большой надёжностью мы можем извлечь из эксперимента по μ -захвату на ${}^3\text{He}$ величину псевдоскалярной константы g_P слабого взаимодействия.

Воспользовавшись средним экспериментальным значением вероятности μ -захвата на ${}^3\text{He}$ в канале $\mu^- + {}^3\text{He} \rightarrow {}^3\text{H} + \nu$, равном $1468 \pm 40 \text{ сек}^{-1}$, для псевдоскалярной константы найдем:

$$\frac{g_P}{g_A} = 5,33,$$

что находится в соответствии с результатами расчёта работы /10/ в варианте, в котором использовалась вариационная волновая функция гауссовского типа, а примесь S' -состояния принималась равной 2%.

Таким образом, расчёты с локальным потенциалом (2) позволяют последовательно и без дополнительных предположений описать многие свойства 3-нуклонных систем. Следует отметить также, что триплетный потенциал (2) является эффективным потенциалом в том смысле, что он эффективно учитывает смешивание (из-за тензорного взаимодействия) триплетной S - и D -волн. Это означает, что эффектив-

ное описание примесей высших конфигураций при расчёте рассмотренных выше эффектов является достаточным (чего могло бы не быть при рассмотрении, например, парциальных сечений фоторасщепления ${}^3\text{He}$).

Авторы выражают благодарность В.Н. Ефимову, Ю.А. Симонову и А.М. Бадалян за интерес к работе и полезное обсуждение результатов.

Л и т е р а т у р а

1. а) В.Б. Беляев, Е. Вжеионко. Препринт ОИЯИ, Р4-4144, Дубна, 1968.
- б) Б. Ахмадходжаев, В.Б. Беляев, Е. Вжеионко. ЖЭТФ (Письма), т. 9, 692 (1969).
- с) Б. Ахмадходжаев, В.Б. Беляев, Е. Вжеионко. ЯФ, 11, в. 5 (1970).
2. G. Darewich, A.E.S. Green. Phys.Rev., 164, 1324 (1967).
3. R.A. Malfliet and J.A. Tjon. Nucl.Phys., A127, 161 (1969).
4. A.M. Veselova. Preprint ITF, 69-85, Kiev, 1969.
5. L.I. Schiff. Phys.Rev., 133, B802 (1964).
6. L.I. Schiff, H. Collard, R. Hofstadter, A. Johansson and M.R. Yearian. Phys.Rev.Lett., 11, N. 8 (1963).
7. А.М. Бадалян. ЯФ, 8, в. 6, 1128 (1968).
8. E. Lohrman. DESY 69/21, July 1969.
9. R.C. Salgo and H.H. Staub. Nucl.Phys., A138, N.2 (1969).
10. R. Pascuale and P. Pascual. Nuovo Cim., XIV, N. 2, p. 434 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел

16 марта 1970 года.