



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

В.В. Балашов, В.Б. Беляев, Р.А. Эрамбян

P-887

УЧЕТ ДВУНУКЛОННЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ В ТЕОРИИ μ^- -ЗАХВАТА ЛЕГКИМИ ЯДРАМИ

Дубна 1962 год

В.В. Балашов, В.Б. Беляев, Р.А. Эрамжян

P-887

УЧЕТ ДВУНУКЛОННЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ
В ТЕОРИИ μ^- -ЗАХВАТА
ЛЕГКИМИ ЯДРАМИ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

- x) Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ.
xx) Работа доложена на III Всесоюзной конференции по теории поля и элементарных частиц в Ужгороде в октябре 1961 г.

1349 / 1 138.

Вопрос о взаимодействии μ^- -мезонов с ядрами подвергается в настоящее время интенсивному исследованию /1/. Изучение элементарного акта захвата μ^- -мезонов протоном, который может быть рассчитан наиболее точно, сопряжено со специфическими экспериментальными трудностями и не дает исчерпывающей информации о свойствах μ^- -мезонных констант слабого взаимодействия. Задача состоит в определении этих констант из опытов по захвату μ^- -мезонов сложными ядрами. Однако, в отличие от задачи μ^- -захвата протоном, положение здесь значительно усложняется незнанием точных значений так называемых "ядерных матричных элементов", связанных со структурой ядра. В настоящее время эти значения вычисляются в рамках тех или иных ядерных моделей. Возникает вопрос: позволяют ли используемые в теории μ^- -захвата предположения о структуре ядра рассчитать ядерные матричные элементы, а, следовательно, и определить константы с требуемой степенью точности?

Целью настоящей работы является исследование влияния двунуклонных корреляций в ядре на вероятности парциальных переходов при μ^- -захвате. Известно, что в ряде задач ядерной физики можно пренебречь этими корреляциями: спины основных состояний, магнитные моменты и ряд других характеристик ядер подчас успешно объясняются в рамках одночастичной модели (схема $j-j$ связи). Использование же модели $j-j$ связи в теории μ^- -захвата сразустораживает. Дело в том, что вероятность μ^- -захвата определяется соотношением различных ядерных матричных элементов, включающих разные радиальные интегралы. Эти соотношения, вообще говоря, должны существенно меняться при учете смешивания оболочечных конфигураций, обусловленного парными остаточными взаимодействиями между нуклонами (корреляционными). В этом отношении ситуация сходна с описанием смешанных электромагнитных переходов в ядрах, вероятности которых очень чувствительны к смешиванию конфигураций.

Ниже излагаются результаты расчета вероятности парциальных переходов в реакции



с учетом остаточных взаимодействий между нуклонами (модель промежуточной связи). 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 корреляций в этом экстремальном случае даст, образно говоря, 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.

Захват μ^- -мезонов кислородом по схеме (1) приводит к основному и трем возбужденным состояниям ядра N^{16} , лежащим ниже нейтронного порога (см. рис.1). Переход на уровень 3^- характеризуется более высоким порядком запрета, чем переходы на уровни 2^- , 0^- и 1^- , и его вероятностью можно пренебречь. Специфическим достоинством задачи μ^- захвата ядром O^{16} является то, что изучение переходов на различные уровни позволяет выделить эффекты, обусловленные различными членами слабого взаимодействия. Так, вероятность захвата на уровень 0^- очень чувствительна к величине эффективной псевдоскалярной константы C_p и не зависит от константы слабого магнетизма; наоборот вероятность перехода на уровень 1^- не зависит от C_p , но изменяется при учете или неучете слабого магнетизма.

В схеме $j-j$ -связи указанные состояния ядра N^{16} характеризуются следующими конфигурациями типа "дырка-частица";

$$\begin{array}{ll} 2^- & p_{\frac{1}{2}}^{-1} d_{\frac{3}{2}} \\ 3^- & p_{\frac{1}{2}}^{-1} d_{\frac{3}{2}} \\ 0^- & p_{\frac{1}{2}}^{-1} 2s_{\frac{1}{2}} \\ 1^- & p_{\frac{1}{2}}^{-1} 2s_{\frac{1}{2}} \end{array} \quad (2)$$

Взаимодействие частицы и дырки, обусловленное остаточным взаимодействием между нуклонами, недиагонально по конфигурациям $j-j$ связи - возникает смешивание конфигураций. Для уровня 2^- , например, волновая функция представляет собой суперпозицию членов:

$$\begin{aligned} \psi(2^-) = & a_1 |p_{\frac{1}{2}}^{-1} d_{\frac{3}{2}}\rangle + a_2 |p_{\frac{3}{2}}^{-1} d_{\frac{3}{2}}\rangle + a_3 |p_{\frac{3}{2}}^{-1} 2s_{\frac{1}{2}}\rangle + \\ & + a_4 |p_{\frac{3}{2}}^{-1} d_{\frac{3}{2}}\rangle + a_5 |p_{\frac{1}{2}}^{-1} d_{\frac{3}{2}}\rangle; \end{aligned} \quad (3)$$

аналогичны выражения для $\psi(0^-)$ и $\psi(1^-)$. Коэффициенты смешивания определяются соотношением спин-орбитальных сил.

$$V_{sl} = -\sum_i a_i (\vec{\ell}_i \cdot \vec{s}_i), \quad (4)$$

ответственных за расщепление одночастичных уровней по j , и сил парного остаточного взаимодействия между нуклонами:

$$V_{ij} = [W + MP_x + BP_\sigma + NP_x P_\sigma] V(r_{ij}). \quad (5)$$

Здесь W, M, B, N - коэффициенты, характеризующие вклад сил Вигнера, Майораны, Бартлета, Гайзенберга, в эффективном двуноуклонном потенциале; радиальная часть $V(r_{ij})$ выбирается в виде потенциала Гаусса $V(r) = -V_0 r^{1/2}$ или Юкавы $V(r) = -V_0 \frac{e^{-r/a}}{r/a}$.

Анализ электромагнитных переходов между интересующими нас уровнями ядра N^{16} 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 уровнями 1^- и 2^- - переход типа $E2$. Поэтому радиационный распад уровня 1^- в основное состояние был бы пренебрежимо мал по сравнению с распадом на уровень 0^- . В действительности, интенсивности этих двух переходов - одного порядка $\frac{w(1^- \rightarrow 2^-)}{w(1^- \rightarrow 0^-)} = 1/3$. Это обстоятельство естественно объясняется смешиванием конфигураций ^{13/}.

В нашем расчете волновые функции состояний 2^- , 0^- , 1^- были получены путем диагонализации соответствующих энергетических матриц. Параметры потенциалов (4) и (5) были взяты согласно работе Эллиотта и Флауэра ^{13/}, где они получены на основании расчета различных характеристик ядер N^{15} , N^{16} , O^{16} и C^{17} (спектр уровней, вероятности β и γ -переходов и др.). Результаты диагонализации приведены в таблице 1. $V_0 = 0$ соответствует пренебрежению корреляциями $j-j$ -связь; оптимальное значение амплитуды парных сил $V_0 = 40-45$ Мэв ^{13/}.

С этими функциями были рассчитаны вероятности парциальных переходов на уровни 2^- , 0^- , 1^- в зависимости от амплитуды корреляций V_0 . В рамках $V-A$ варианта исследована зависимость вероятностей от эффективной псевдоскалярной константы и константы слабого магнетизма. Результаты расчетов приведены в таблице 2 и на рис. 2-4.

Из приведенных данных видно, что учет двуноуклонных корреляций в ядре меняет рассчитанные вероятности парциальных переходов в 1,5-2 раза по сравнению с одночастичной моделью. Таким образом, ошибка в определении μ^- -мезонных

констант на основании одночастичных расчетов вероятностей составит 50-100%. Следует думать, что в ядрах с незаполненными оболочками влияние корреляций более существенно.

При подготовке к печати данной работы нами был получен препринт статьи П. Эриксона и Дж. Сенса, в которой обсуждается μ -захват в O^{16} . Авторы интересуются только отношением вероятностей парциальных переходов $0^+ \rightarrow 0^-$ и $0^+ \rightarrow 1^-$. Давая несколько отличную от нашей оценку радиальных интегралов, входящих в скоростные члены, они приходят к тому же выводу, что и мы относительно роли смешивания конфигураций: учет остаточных взаимодействий между нуклонами меняет абсолютное значение указанного отношения в 1,5-2 раза.

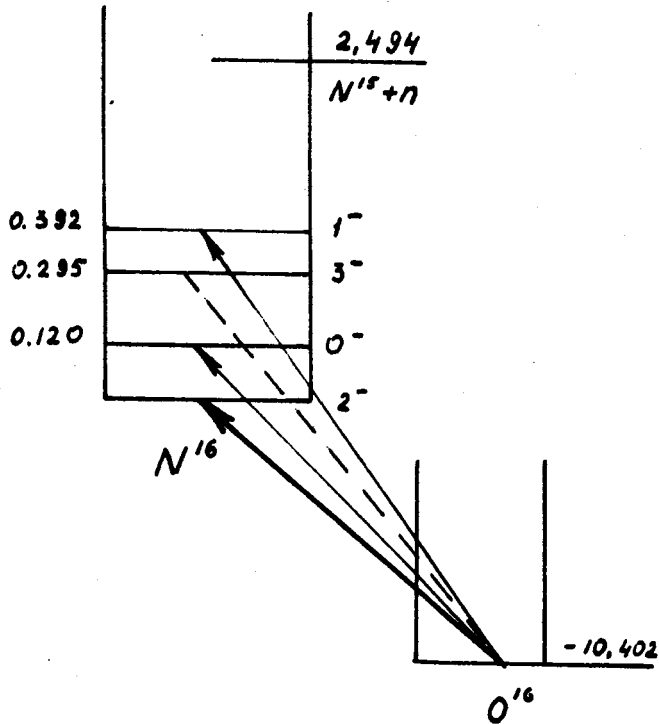
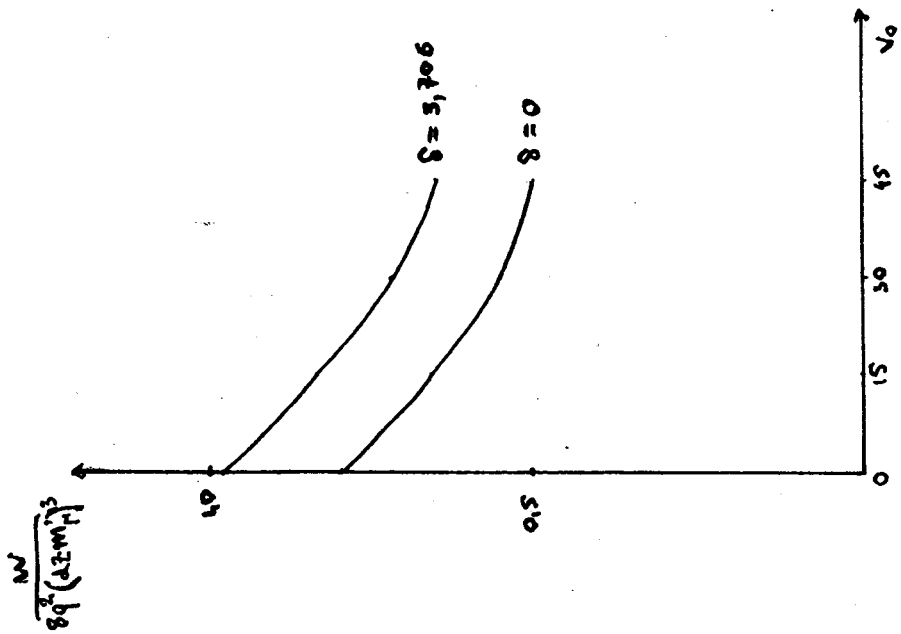
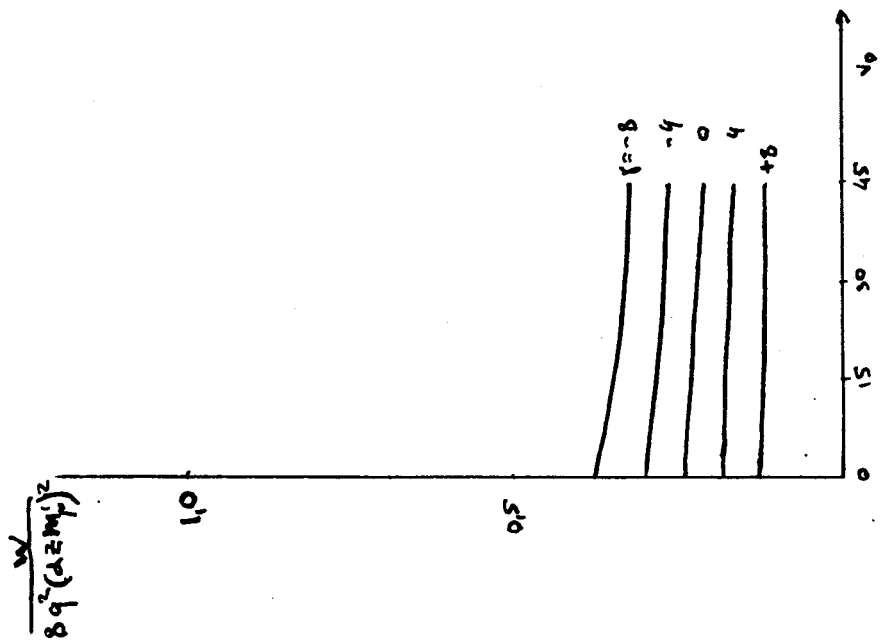


Рис. 1 .



$J = \bar{I}$



$J = 0$

FIG. 2.

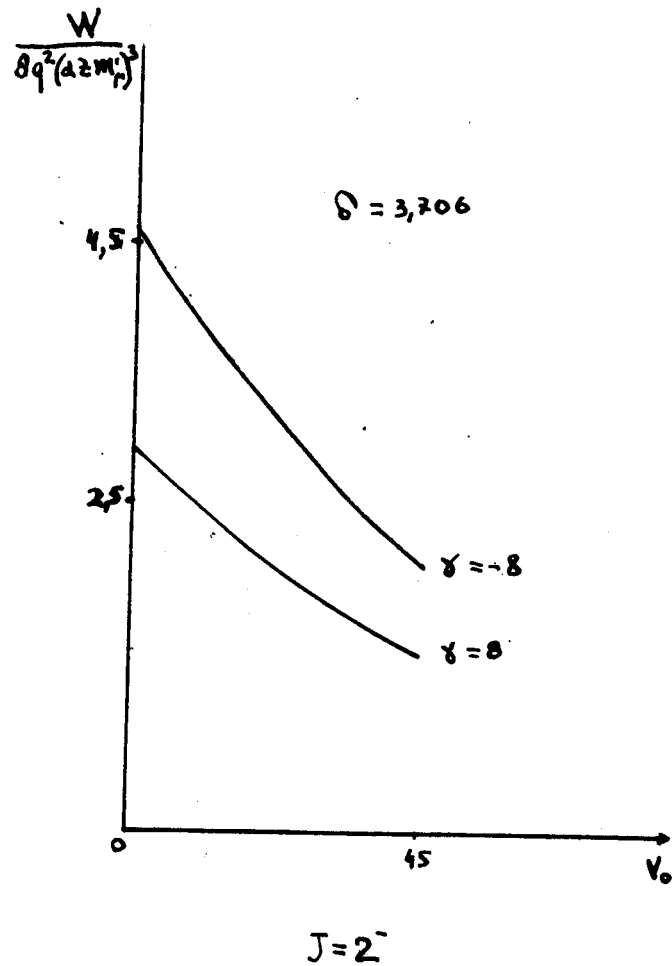
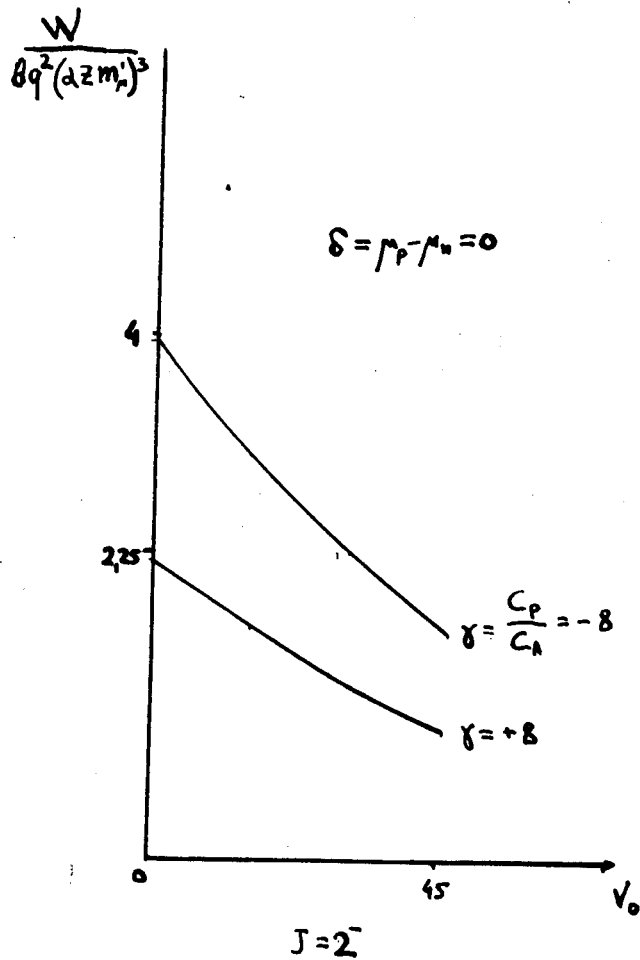


Рис. 3.

Таблица I

Волновые функции состояний ядра N^{16} $J = 2^-$

V_0	$\bar{p}'2s: {}^{33}P$	$\bar{p}'d: {}^{33}P$	$\bar{p}'d: {}^{33}D$	$\bar{p}'d: {}^{33}F$	$\bar{p}'d: {}^{31}D$
0	0	0,702	-0,592	0,181	-0,350
45	-0,077	0,502	-0,730	0,300	-0,341

 $J = 0^-$

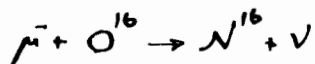
V_0	$\bar{p}'2s: {}^{33}P$	$\bar{p}'d: {}^{33}P$
0	1	0
45	0,998	-0,057

 $J = 1^-$

V_0	$\bar{p}'2s: {}^{31}P$	$\bar{p}'2s: {}^{33}P$	$\bar{p}'d: {}^{31}P$	$\bar{p}'d: {}^{33}P$	$\bar{p}'d: {}^{33}D$
0	0,577	0,816	0	0	0
45	0,398	0,913	-0,053	-0,074	0,022

ТАБЛИЦА 2

Вероятности парциальных переходов в реакции



в зависимости от амплитуды корреляций для различных значений эффективной псевдоскалярной константы и константы слабого магнетизма (в единицах $\frac{W}{8g^2(\alpha Z m_\mu)^3}$).

J	γ	$\delta = 0$		$\delta = 3,706$	
		$V_0 = 0$	$V_0 = 45$	$V_0 = 0$	$V_0 = 45$
2^-	-8	$0,39 \cdot 10^{-2}$	$0,18 \cdot 10^{-2}$	$0,44 \cdot 10^{-2}$	$0,20 \cdot 10^{-2}$
	0	$0,29 \cdot 10^{-2}$	$0,13 \cdot 10^{-2}$	$0,34 \cdot 10^{-2}$	$0,16 \cdot 10^{-2}$
	+8	$0,22 \cdot 10^{-2}$	$0,10 \cdot 10^{-2}$	$0,27 \cdot 10^{-2}$	$0,13 \cdot 10^{-2}$
0^-	-8	$0,38 \cdot 10^{-2}$	$0,33 \cdot 10^{-2}$		
	0	$0,24 \cdot 10^{-2}$	$0,22 \cdot 10^{-2}$		
	+8	$0,13 \cdot 10^{-2}$	$0,12 \cdot 10^{-2}$		
1^-	-	$0,08 \cdot 10^{-2}$	$0,05 \cdot 10^{-2}$	$0,10 \cdot 10^{-2}$	$0,07 \cdot 10^{-2}$

$$\delta = \mu_p - \mu_n$$

$$\gamma = \frac{C_p}{C_n}$$

Л и т е р а т у р а

1. H.Primakoff . Rev. Modern Phys. 31, 802 (1959).
A.Fujii, H.Primakoff. Nuovo Cim. 12, 327 (1959).
M.Morita, A.Fujii. Phys. Rev. 118, 606 (1960).
H.Uberall. Phys. Rev. 116, 218 (1959).
И.С. Шапиро, Л.Д. Блохинцев. ЖЭТФ, 39, 1112 (1960).
2. F.Ajzenberg-Selove, T.Lauritsen. Nucl.Phys. 11,1 (1959).
3. J.P.Elliott, B.M.Flowers. Proc. Roy. Soc. A 242, 57 (1957).

Рукопись поступила в издательский отдел
9 января 1962 года.