

5/x-70

Б-942
ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

P2-5260



А.П. Бухвостов , В.А. Вартамян ,
З. Озевич , Н.П. Попов , Р.А. Эрамжян

АСИММЕТРИЯ ЯДЕР ОТДАЧИ
ПРИ ЗАХВАТЕ μ -МЕЗОНОВ ЯДРОМ ^{11}B

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1970

P2-5260

А.П. Бухвостов * , В.А. Вартамян **,
З. Озевяч ***, Н.П. Попов * , Р.А. Эрамбян

АСИММЕТРИЯ ЯДЕР ОТДАЧИ
ПРИ ЗАХВАТЕ μ -МЕЗОНОВ ЯДРОМ ^{11}B

Направлено в ЯФ

* Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе АН СССР

** Ереванский государственный университет

*** Институт теоретической физики, Вроцлавский университет, Польша



8480/2
из

Изучение элементарного акта захвата μ^- -мезона протоном не дает исчерпывающей информации о константах мюон-нуклонного взаимодействия. В связи с этим возникает необходимость получения дополнительной информации из опытов по захвату μ^- -мезонов сложными ядрами. В последнее время экспериментаторы проявляют большой интерес к парциальному переходу^{/1,2/}



в котором возбуждается уровень $J^\pi = 1/2^-$ ($E^* = 320$ кэв) ядра ${}^{11}\text{Be}$. Интерес к нему обусловлен тем фактом, что состояние $1/2^-$ является единственным связанным в ядре ${}^{11}\text{Be}$, и поэтому такой переход легко выделить. Однако прежде чем извлекать из результатов такого эксперимента информацию о мюон-нуклонном взаимодействии, необходимо проанализировать возможности теоретического описания указанного перехода. Этому вопросу и посвящена настоящая работа.

Спин основного состояния ядра ${}^{11}\text{B}$ равен $J_i = 3/2$. Поэтому мезоатомы ${}^{11}\text{B}$ находятся в одном из двух состояний сверхтонкой структуры: $F_{\pm} = J_i \pm 1/2$. Первоначальное заселение уровней нарушается из-за конверсии внутри сверхтонкого дублета.

При исследовании указанного перехода представляют интерес следующие характеристики:

А. Вероятность парциального перехода $W(t)$

$$W(t) = W_+ p^0 \exp(-Rt) + W_- (1 - p^0 \exp(-Rt)), \quad (2)$$

где R - скорость конверсии внутри сверхтонкого дублета, а p^0 - первоначальное заселение состояния F_+ . При $p^0 = \frac{J_1 + 1}{2J_1 + 1} = 5/8$ и $R = 0$ имеем статистическое заселение

$$W_{\text{стат.}} = \frac{5}{8} W_+ + \frac{3}{8} W_- \quad (3)$$

Б. Отношение вероятности захвата W_+ из состояния F_+ к вероятности захвата W_- из состояния F_- :

$$\eta = W_+ / W_- \quad (4)$$

В. Асимметрия ядра отдачи относительно вектора поляризации μ -мезонов

$$W(\theta) \sim 1 + C(t) \cos \theta, \quad (5)$$

где θ есть угол между импульсом ядра отдачи и направлением спина μ -мезона. Если циркулярная поляризация γ -квантов, испускаемых ядром ^{11}Be , не регистрируется, то указанная корреляция^{/3/} является единственно возможной в этом переходе. Коэффициент асимметрии ядра отдачи имеет вид

$$C(t) W(t) = \frac{8}{25} p^0 \lambda_+ \exp(-Rt) D + 4 \left[\frac{1}{3} (1 - p^0) \lambda_- + \frac{1}{5} p^0 \lambda_+ (1 - \exp(-Rt)) \right] E,$$

где λ_{\pm} - параметры, определяющие поляризацию мезоатома в состояниях сверхтонкой структуры. Величины D , E , W_+ и W_- выражаются через комбинации констант взаимодействия и ядерных матричных элементов через величины $\mu_u(k)$:

$$D = \frac{1}{10} \{ 3\sqrt{5} \mu_1(2) - \sqrt{3} \mu_2(2) - 4\sqrt{2} \mu_2(-3) \}^2 F \quad (6)$$

$$E = \frac{1}{6} \{ 4\sqrt{2} \mu_1(-1) + \mu_1(2) + \sqrt{15} \mu_2(2) \}^2 F$$

$$W_+ = \frac{1}{10} \{ 15 \mu_1^2(2) + \mu_2^2(2) + 16 \mu_2^2(-3) - 2\sqrt{15} \mu_1(2) \mu_2(2) \} F$$

$$W_- = \frac{1}{6} \{ 16 \mu_1^2(-1) + \mu_1^2(2) + 15 \mu_2^2(2) + 2\sqrt{15} \mu_1(2) \mu_2(2) \} F, \quad (7)$$

где

$$F = 2(aZm_{\mu})^3 q^2 \left(\frac{Z}{Z} \text{эф} \right)^4 \quad (8)$$

Величины $\mu_u(k)$ являются функциями констант взаимодействия и ядерных матричных элементов и определены в работе^{/4/}. Если пренебречь всеми поправочными матричными элементами (см. классификацию, например, в работе^{/4/}), тогда

$$\mu_1(2) = -\frac{2\sqrt{3}}{9} G_P [101],$$

$$\mu_1(-1) = \sqrt{\frac{2}{3}} \left(\frac{1}{3} G_P - G_A \right) [101]. \quad (9)$$

Здесь [101] - гамов-теллеровский матричный элемент, а G_P и G_A - комбинации констант мюон-нуклонного взаимодействия. Остальные $\mu_u(k)$ в этом приближении равны нулю. Вклад отброшенных матричных элементов порядка 10% от основного [101]. Поэтому в этом случае, когда необходимо извлекать информацию о константах мюон-нуклонного взаимодействия с большой точностью, их вкладом пренебрегать нельзя.

Для расчёта ядерных матричных элементов использовалась модель оболочек^{/5/}. Вычисления проведены для двух случаев - в промежуточ-

ной связи и в предельном случае $j-j$ связи для иллюстрации чувствительности результатов к параметрам используемой модели.

Результаты расчётов вероятности переходов из состояний сверхтонкой структуры при статистическом заселении и временной зависимости вероятности приведены на рис. 1 и в таблице 1. Под приближением [101] понимается приближение, когда оставлен только этот матричный элемент, причём сам он рассчитан в модели промежуточной связи.

Как следует из приведенных данных, вероятности переходов довольно критичны к параметрам модели. Однако при оптимальных значениях параметров модели промежуточной связи полученные значения $W_{\text{стат.}}$ хорошо согласуются с экспериментальным ^{/1/}

$$W_{\text{эксп.}} = 1000 \pm 100 \text{ сек.}^{-1} \quad (10)$$

В этой связи важно провести сравнение теоретического и экспериментального значения величины $B(M1; 1/2^-, 3/2^- \rightarrow 3/2^-, 1/2^-)$ в ядре ^{11}B . Расчёт ^{/5/} даёт для нее значение 3,66, эксперимент ^{/6/} $11,81 \pm 30\%$. По-видимому, для однозначного вывода желательно провести измерение с большей точностью.

Рассмотрим теперь величину W_+ / W_- . В приближении [101] она вообще не зависит от матричных элементов. Однако поправочные матричные элементы здесь очень важны, т.к. в W_+ главный матричный элемент подавлен из-за малой величины константы взаимодействия ^{/4/}, что и видно при сравнении столбцов 10 и 14 табл. 1.

При изучении асимметрии ядер отдачи, как следует из формулы (4), необходимо знание параметров λ_{\pm} , характеризующих поляризацию мезоатома (или остаточную поляризацию μ -мезона на К-орбите). Эти величины были рассчитаны в работе ^{/7/} в рамках каскадного механизма деполяризации μ -мезона, принимая во внимание сверхтонкое расщепление возбужденных уровней мезоатома. Однако, как следует

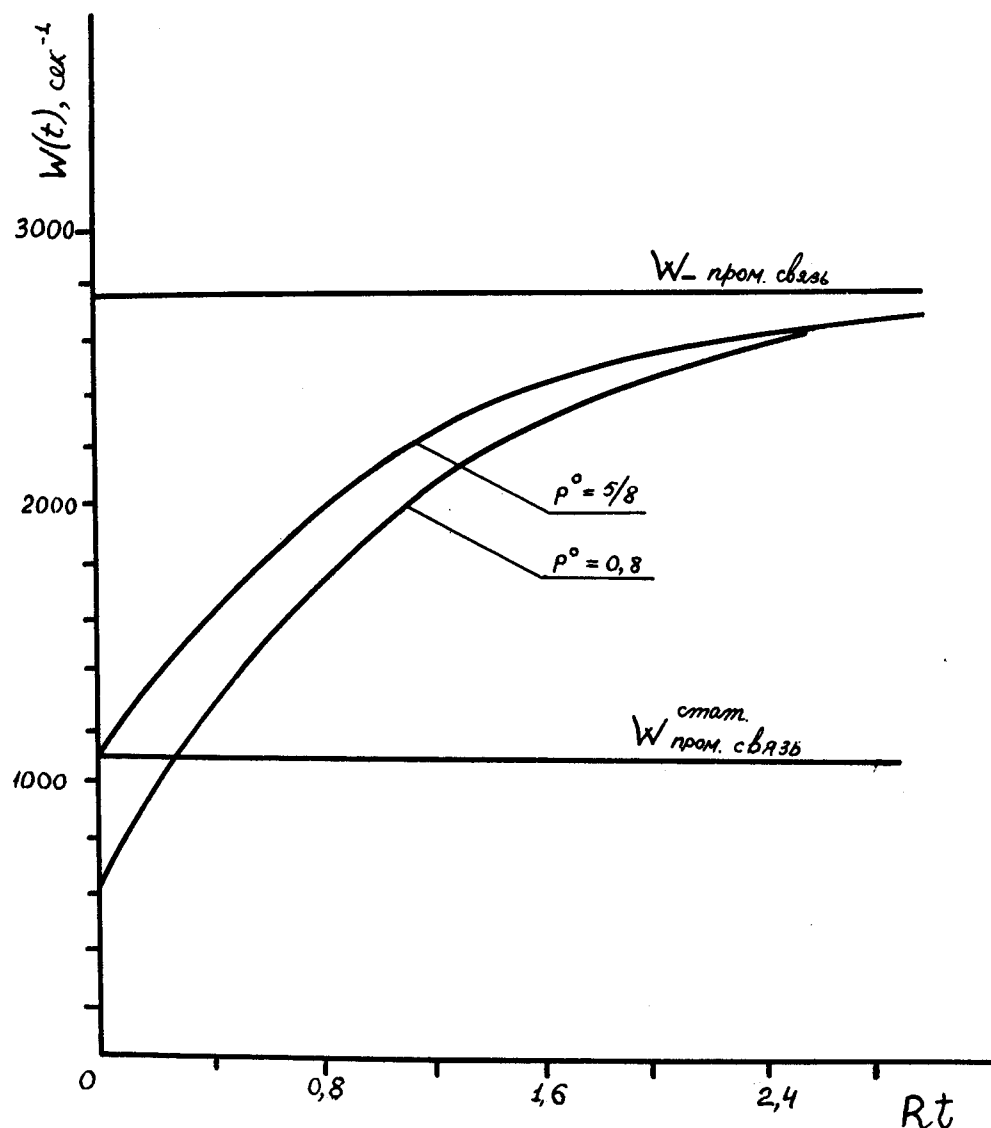


Рис. 1. Вероятность захвата $W(t)$, рассчитанная по формуле (2) в модели промежуточной связи.

Таблица I

(g_1/g_2)	g_1/g_2	d -связь			Промежуточная связь			Приближение /10/					
		W_+	W_-	$W_{связь}$	W_+/W_-	W_+	W_-	$W_{связь}$	W_+/W_-	W_+	W_-	$W_{связь}$	W_+/W_-
0	0	58	8832	3348	0,0066	2,3	3325	1248	0,0007	6,0	3219	1211	0,0018
	4	175	7926	3082	0,0221	25	2992	1137	0,0082	35	2860	1094	0,0123
0	7	306	7289	2924	0,0420	57	2758	1070	0,0206	73	2607	1023	0,0280
	8	357	7084	2880	0,0505	71	2683	1050	0,0263	89	2525	1002	0,0351
	12	604	6308	2743	0,0958	140	2398	987	0,0585	166	2215	935	0,0751
4	4	487	6642	2795	0,0734	107	2521	1012	0,0423	129	2349	961	0,0550
	7	711	6038	2709	0,1178	172	2298	969	0,0748	201	2107	916	0,0955
	12	978	5476	2665	0,1785	253	2092	942	0,1207	289	1881	886	0,1537

из /7/, на величины λ_{\pm} сильно влияет распределение по орбитально-му моменту уровня посадки μ -мезона. Поэтому наиболее надежным было бы использование экспериментальных значений λ_{\pm} . Величины λ_{\pm} связаны с остаточной поляризацией μ -мезона на К-орбите (P_{\pm}) в состояниях F_{\pm} следующим образом:

$$\lambda_{+} = \frac{J_1 + 1}{2J_1 + 1} P_{+} = \frac{5}{8} P_{+},$$

$$\lambda_{-} = -\frac{J_1}{2J_1 + 1} P_{-} = -\frac{3}{4} P_{-}, \quad (11)$$

Используя экспериментальные значения P_{\pm} , приведенные в /2/, получим

$$\lambda_{+}^{\text{эксп.}} = 0,04 \pm 0,004,$$

$$\lambda_{-}^{\text{эксп.}} = 0,006 \pm 0,007. \quad (12)$$

Экспериментальные ошибки $\lambda_{\pm}^{\text{эксп.}}$ вносят значительную неопределенность в расчётные значения $C(t)$. В табл. 2 даны значения $C(t=0)$ и $C(t=7 \text{ мксек})$, рассчитанные при $p^0 = 5/8$, $R = 3,1 \cdot 10^5 \text{ сек}^{-1}$ и $\lambda_{+} = 0,04$, $\lambda_{-} = 0,006$. Как видно, и в начальный момент времени ($t=0$) и после завершения конверсии на К-орбите (практически при $t=7 \text{ мксек}$) коэффициент асимметрии весьма слабо зависит от констант мюон-нуклонного взаимодействия и параметров ядерной модели. Так что на рис.2 мы приведем кривые $C(t)$, рассчитанные лишь при некоторых значе-

$\lambda_{\pm}^{\text{эксп.}}$ даны P_{\pm}/P_0 , где P_0 - поляризация μ -мезона на К-орбите бесспинового ядра ^{12}C . Величина $P_0 = 3a = 0,168$, где a - коэффициент асимметрии электронов от распада μ -мезонов.

Таблица 2

Коэффициент корреляции $C(t)$ при $p^0 = 5/8$, $R = 3,1 \cdot 10^5 \text{ сек}^{-1}$, $\lambda_- = 0,04$
и $\lambda_+ = 0,006$.

$\frac{g_p}{g_A} \left(\frac{g_T}{g_M} \right)$	$C(t=0)$				$C(t = 7 \text{ мсек})$			
	j-j - связь		Промежуточная связь		j-j - связь		Промежуточная связь	
	[101]		[101]		[101]		[101]	
0	0.01968	0.01973	0.01639	0.05396	0.05497	0.04552	0.04552	
4	0.02082	0.02049	0.01726	0.05552	0.05651	0.04691	0.04691	
7	0.02189	0.02125	0.01818	0.05674	0.05771	0.04846	0.04846	
12	0.02403	0.02288	0.02026	0.05882	0.05973	0.05010	0.05010	
	0.02323	0.02226	0.01945	0.05808	0.05902	0.04935	0.04935	
7	0.02473	0.02345	0.02100	0.05999	0.06032	0.05075	0.05075	
12	0.02635	0.02478	0.02279	0.06076	0.06160	0.05225	0.05225	

10

ниях констант взаимодействия и в рамках модели оболочек с промежуточной связью. Кривые рис. 2 иллюстрируют влияние, оказываемое на коэффициент $C(t)$ изменением параметров $\lambda_- p^0$ и g_p . Параметр λ_+ положен равным 0,04; при фиксированном значении λ_-/λ_+ , как видно из (6), $C(t) \sim \lambda_+$. Интервал изменения λ_-/λ_+ выбран в соответствии со значениями (11) и с результатом работы [7]. Рис. 2 показывает, что асимметрия, помимо значений параметров, довольно сильно зависит от исходного заселения уровней сверхтонкой структуры p^0 . Поэтому при детальном изучении асимметрии ядер отдачи желательно более точное определение этих величин на опыте. Значения величин D и E приведены в табл. 3.

Вместе с тем следует обратить внимание на то, что асимметрия сохраняет знак почти при всех допустимых значениях определяющих ее параметров. Из формул (6) и (7) видно, что отрицательная асимметрия возможна лишь при $\lambda_- < 0$ в течение короткого промежутка времени $Rt \leq -\lambda_-/\lambda_+$. Согласно оценкам [7], последнее отношение вряд ли может превосходить 0,1. Отсюда при $R = 3 \cdot 10^5 \text{ сек}^{-1}$ имеем $t \leq 0,3 \text{ мсек}$. При этом максимальное отрицательное значение $C(t)$, достигаемое при $t = 0$, составляет всего около 1%.

Заметим, что положительная определенность асимметрии, которая пропорциональна спиральности нейтрино, следует в предположении испускания левого нейтрино в реакции μ -захвата.

Проведенный анализ перехода показал, что рассмотренный переход может дать дополнительную информацию в случае измерения величин W_+/W_- или $C(t)$. Однако малость обеих величин потребует более тщательного их измерения.

В заключение авторы выражают благодарность Ю. Салганику за помощь в численных расчётах, а также Л. Гренаксу за сообщение предварительных результатов измерений.

Литература

1. J.P. Deutsch, L. Grenacs, J. Lehmann, P. Lipnik, P.C. Macq. Phys.Lett., 28B, 178 (1968).
2. L. Grenacs et al. Progress report on SC16 experiment, CERN, 1969.
3. А.П. Бухвостов, Н.П. Попов. Nucl.Phys., A147, 385 (1970).
4. В.В. Балашов, Р.А. Эрамжян. Atomic Energy Review 5, 3 (1967).
5. В.А. Варганиян, Т.А. Дмитриева, Г.-У. Егер, Г.Р. Киссенер, Р.А. Эрамжян. ЯФ 11, 528 (1970).
6. R.D. Edge, G.A. Peterson. Phys.Rev., 128, 2750 (1962).
7. А.П. Бухвостов. ЯФ 9, 107 (1969).

Рукопись поступила в издательский отдел
15 июля 1970 года.

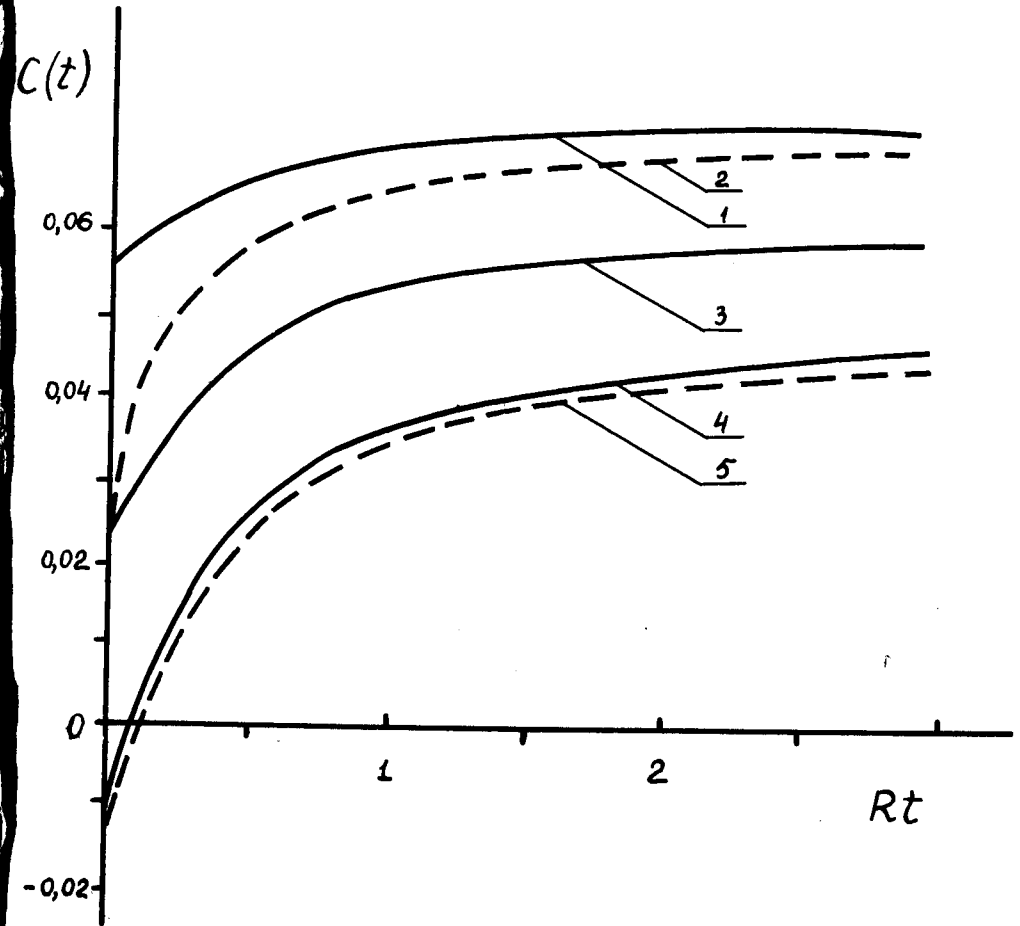


Рис. 2. Коэффициент корреляции $C(t)$, рассчитанный в модели промежуточной связи при $\lambda_+ = -0.04$.

- | | |
|-----------------------------|---------------------------------|
| 1. $p^0 = 5/8, g_p/g_A = 7$ | $\lambda_-/\lambda_+ = 0,40$ |
| 2. $p^0 = 0,8, g_p/g_A = 7$ | $\lambda_-/\lambda_+ = 0,15$ |
| 3. $p^0 = 5/8, g_p/g_A = 7$ | $\lambda_-/\lambda_+ = 0,15$ |
| 4. $p^0 = 5/8, g_p/g_A = 7$ | $\lambda_-/\lambda_+ = -0,10$ |
| 5. $p^0 = 5/8, g_p/g_A = 0$ | $\lambda_-/\lambda_+ = -0,10$. |

Таблица 3

Значения величин D и E как функция констант взаимодействия
и модели ядра

g_p/g_A	(g_7/g_m)	D		E	
		1	2	1	2
0	0	5,740	17,87	8193	6567
4		69, 82	105,4	7581	6014
7		164,5	218,9	7139	5615
12		411,1	499,1	6430	4981
	4	311,5	387,3	6676	5201
7	8	505,0	603,4	6229	4802

1 - промежуточная связь

2 - приближение [101]