КОНВЕРСИЯ МЮОНИЯ В АНТИМЮОНИЙ

В.А.Гордеев

Введение

Стандартная модель на сегодня является общепринятой теорией электрослабого взаимодействия и хорошо описывает практически все существующие экспериментальные данные. Однако, несмотря на свою "устойчивость", она еще далека до своего полного завершения, и существует ряд свойств электрослабого взаимодействия, на которые она не дает ответа. Назовем четыре из них:

Природа киральной асимметрии слабого взаимодействия. В Стандартной модели на основании только экспериментальных данных заложено, что все фундаментальные фермионы являются лево-спиральными частицами (антифермионы – право-спиральные античастицы), симметрия их взаимодействия есть $SU_L(2) \times U(1)$, а переносчиком слабого взаимодействия является левый W_L-бозон. В действительности может оказаться (и с теоретической точки зрения, это более разумно), что киральная асимметрия слабого взаимодействия есть результат спонтанного нарушения глобальной $SU_L(2) \times SU_R(2) \times U(1)$-симметрии, возникающей вследствие большой разности масс правого W_R- и левого W_L-бозонов (эксперимент на сегодня дает ограничение на массу W_R: $W_R > 406$ ГэВ/с^2.)

Свойства хиггсовских частиц. Как известно, в Стандартной модели все фундаментальные фермионы являются безмассовыми частицами, а наблюдаемая масса лептонов и кварков возникает через механизм Хиггса благодаря их взаимодействию в присутствии скалярного поля Хиггса. Механизм Хиггса требует наличия в природе скалярных хиггсовских бозонов. Экспериментальное наблюдение хиггсовских бозонов (прямое или косвенное), определение их заряда, массы и др. свойств являются одной из самых важных задач современной физики элементарных частиц.

Свойства нейтрино. Является ли нейтрино частицей дираковского типа (нейтрино и антинейтрино разные частицы) или майорановского типа (нейтрино и антинейтрино тождественные частицы)? Существует ли смешивание между нейтрино разных поколений? Какова масса нейтрино?

Вид закона сохранения лептонного числа. Разрешенные распады мюона $\mu \to e\nu\tilde{\nu}$, $\mu \to e\nu\tilde{\nu}\gamma$ допускают различные законы сохранения лептонного числа:

- **Аддитивный закон**. Вводится два лептонных числа – электронное (L_e) и мюонное (L_μ): $L_e = +1$ для e^- ν_e, $L_e = -1$ для e^+ $\tilde{\nu}_e$, $L_e = 0$ для остальных частиц; $L_\mu = +1$ для μ^- ν_μ, $L_\mu = -1$ для μ^+ $\tilde{\nu}_\mu$, $L_\mu = 0$ для остальных частиц. Требуется сохранение $\sum L_i = const$ для каждого поколения лептонов. Закон легко распространяется и на другие поколения лептонов.
- **Мультипликативный закон**. Вводится одно лептонное число (L) и лептонная четность (L_P): $L = +1$ для e^- μ^- ν_e ν_μ, $L = -1$ для e^+ μ^+ $\tilde{\nu}_e$ $\tilde{\nu}_\mu$, $L = 0$ для

остальных частиц; $L_P = -1$ для μ^- μ^+ $\nu\mu$ $\tilde{\nu}_\mu$, $L_P = +1$ для остальных частиц. Требуется выполнение условий $\sum L = const$, $\prod L_P = (-1)^{k_\mu} = const$, где k_μ – число частиц второго поколения.

Расширение этой схемы на τ-лептон приводит к требованию: $\sum(L_\mu + L_e + L_\tau) = const$, $\prod L_P = (-1)^{k_\mu + k_e}$ либо $\prod L_P = (-1)^{k_\mu + k_\tau} = const$.

- **Схема Конопинского – Махмуда – Зельдовича**. Вводится одно лептонное число(L^*): $L^* = +1$ для e^- μ^+ ν_e $\tilde{\nu}_\mu$, $L^* = -1$ для e^+ μ^- $\tilde{\nu}_e$ ν_μ, $L^* = 0$ для остальных частиц. Требуется выполнение условия: $\sum L^* = const$.

Все эти четыре свойства слабого взаимодействия получают естественное объяснение, если в природе существует процесс конверсии мюония ($M = \mu^+ e^-$) в антимюоний ($\bar{M} = \mu^- e^+$).

Гамильтониан процесса, отвечающий за переход мюония в антимюоний, имеет вид:

$$\mathcal{H}_{M\bar{M}} = \frac{G_{M\bar{M}}}{\sqrt{2}} \bar{\psi}_\mu \gamma_\alpha (1+\gamma_5) \psi_e \bar{\psi}_\mu \gamma_\alpha (1+\gamma_5) \psi_e \; + \; H.C. \tag{1}$$

Если предположить существование взаимодействия $\mathcal{H}_{M\bar{M}}$, переводящего M в $\bar{M}$, то состояниями с определенными массами становятся линейные комбинации M и $\bar{M}$: $M_{1,2} = -(M \pm \bar{M})/\sqrt{2}$.. При этом, если в момент $t = 0$ система представляет собой чистый мюоний, то к моменту t она переходит в

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \left[M_1 e^{-im_1 t - \Gamma_\mu t/2} + M_2 e^{-im_2 t - \Gamma_\mu t/2} \right], \tag{2}$$

где Γ_μ – вероятность распада мюона, $m_{1,2}$ – масса частиц $M_{1,2}$, причем: $m_1 - m_2 = < M|\mathcal{H}|\bar{M} > + < \bar{M}|\mathcal{H}|M >$.

Таким образом, в системе происходят осцилляции $M \to \bar{M}$ с периодом $T = 2\pi/|\delta|$, $\delta = 2 < \bar{M}|\mathcal{H}|M >= 2 \cdot 10^{-12} G_{M\bar{M}}/G_F$ эВ, G_F – фермиевская константа слабого влаимодействия.

Впервые на возможность существования перехода $M \to \bar{M}$ указал Б.Понтекорво (1957). Детальный анализ процесса провели G.Feinberg and S.Weinberg (1961).

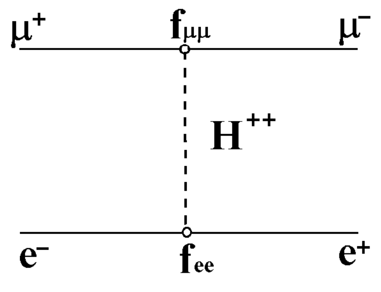

Рис.1. Переход $M \to \bar{M}$ в модели с майорановским нейтрино.

Наиболее реалистическая модель, допускающая переход $M \to \bar{M}$, возникает, если нейтрино является майорановской частицей, т.е. совпадает со своей античастицей. В $SU(2)$-симметричных моделях с майорановскими нейтрино неизбежно возникают дважды заряженные хиггсовские бозоны. Обмен такими бозонами приводит к процессу, изображенному на рис.1, и к величине $G_{M\bar{M}}/G_F$, равной:

$$\frac{G_{M\bar{M}}}{G_F} = \frac{f_{ee} f_{\mu\mu}}{g^2} \left(\frac{M_W}{M_{++}}\right)^2, \tag{3}$$

где f_{ee}, $f_{\mu\mu}$ – константы связи; $g^2 = 8G_F M_W^2/\sqrt{2}$ – безразмерная константа слабого взаимодействия; M_W – масса W-бозона; M_{++} – масса дважды заряженного хиггсовского бозона.

Экспериментальная ситуация исследования конверсии $M \to \bar{M}$ по состоянию на 1995 г. представлена в табл.1.

Таблица 1

Результаты экспериментального исследования
перехода $M \to \bar{M}$ (публикации 90-х годов)

Эксперимент		Метод исследования	$G_{M\bar{M}}$
TRIUMF	1990	$\beta + \gamma$ от реакции $\mu^- + {}^{184}\mathrm{W} \to {}^{184}\mathrm{Ta} \to {}^{184}\mathrm{W}$	$< 0.29\ G_F$
LAMPF	1991	e^- от распада μ^- и атомный e^+	$< 0.16\ G_F$
ПИЯФ–ОИЯИ [1]	1992	e^- от распада μ^- $44 \le E_e \le 53$ МэВ	$< 0.38\ G_F$
ПИЯФ–ОИЯИ [2]	1993 *)	e^- от распада μ^- $46{,}5 \le E_e \le 53$ МэВ	$< 0.13\ G_F$
LAMPF	1993	L_α и K_α X-лучи мезоатома Bi	$< 6.9\ G_F$
ПИЯФ–ОИЯИ [3]	1994 **)	e^- от распада μ^- $46.5 \le E_e \le 53$ МэВ	$\le 0.14\ G_F$

*) – предварительные результаты; **) – наблюдено 1 событие.

Как видно из табл.1, лучшие на сегодня экспериментальные результаты по поиску перехода $M \to \bar{M}$ получены в эксперименте ПИЯФ-ОИЯИ, выполненном на пучке "поверхностных" мюонов фазотрона ЛЯП ОИЯИ [1–3].

Эксперимент ПИЯФ-ОИЯИ

В ПИЯФ предложен и реализован новый прямой и независимый метод исследования конверсии мюония в антимюоний ($M \to \bar{M}$) и создана необходимая аппаратура для проведения эксперимента [4,5]. В 1989–1990 гг. на мюонном канале синхроциклотрона ПИЯФ проведена настройка новой аппаратуры, выполнены исследования фоновых условий в предлагаемой постановке эксперимента.

Постановка эксперимента по поиску конверсии $M \to \bar{M}$ и измерение вероятности этого процесса проведены объединенной группой ПИЯФ–ОИЯИ на пучке "поверхностных" мюонов фазотрона ЛЯП ОИЯИ.

Первый цикл физических исследований на фазотроне ЛЯП ОИЯИ был проведен в мае – июне 1991 г. Были проведены следующие измерения: 1) исследованы параметры пучка "поверхностных" мюонов; 2) изучен вклад фоновых процессов в реальных условиях эксперимента; 3) исследована вероятность выхода мюония из порошка SiO_2 в вакуум; 4) проведена первая серия физических измерений процесса конверсии и получена первая оценка на величи́ны $W_{M\bar{M}}$ и $G_{M\bar{M}}$ [1]: $W_{M\bar{M}} < 3.6 \cdot 10^{-6}, \quad G_{M\bar{M}} < 0.38 G_F \quad (90\%\ CL)$.

Результаты этих исследований показали, что, несмотря на то, что полученный физический результат для вероятности процесса конверсии сравним с результатами, полученными ранее на мезонных фабриках, существовавшая тогда интенсивность пучка "поверхностных" мюонов ($\sim 1.8 \cdot 10^5$ с$^{-1}$ при токе протонов 2 мкА), геометрические и временны́е параметры аппаратуры были явно недостаточны для получения экспериментальных данных, превышающих мировой уровень.

К концу 1991 г. в ПИЯФ и ОИЯИ были завершены работы по модернизации существующей аппаратуры и тракта пучка поверхностных мюонов. Были увеличены угол захвата спектрометра и быстродействие системы считывания информации с пропорциональных камер. Почти в три раза увеличена интенсивность пучка "поверхностных" мюонов за счет замены квадрупольных линз канала на соленоидальные линзы, разработанные и изготовленные в ЛЯП ОИЯИ специально для настоящего эксперимента. Основные параметры пучка: импульс 21.5 МэВ/с; $\Delta P/P \simeq 7.7\%$; интенсивность (при токе протонов 2.0 мкА) $I_\mu = 4.8 \cdot 10^5\ c^{-1}$; содержание позитронов в пучке $N_{e^+}/N_{\mu^+} \simeq 2$; размер пучка (ширина на полувысоте) 7×8 см^2; скважность пучка 75%.

В 1991–1992 гг. на фазотроне ЛЯП ОИЯИ были проведены две новые серии физических измерений конверсии $M \to \bar{M}$. Результаты этих исследований и их сравнение с данными, полученными ранее другими авторами, представлены в табл.1.

Схема экспериментальной установки, экспериментальные спектры и способ анализа экспериментальных данных приведены в работах [2,3]. Зарегистрировано одно событие, удовлетворяющее критериям отбора для случая процесса конверсии $M \to \bar{M}$.

Напомним, что используемая в эксперименте ПИЯФ–ОИЯИ методика исследования процесса конверсии основана на регистрации высокоэнергичных электронов от распада мюона антимюония с помощью широкоугольного магнитного спектрометра, а для разделения физических и фоновых событий используется сравнительный анализ всех доступных для измерения параметров (пространственных, амплитудных, временны́х) "полезных" событий при регистрации спектрометром позитронов от распада мюония и электронов от распада антимюония, а также параметров, получаемых при последующей обработке событий . Когда спектрометр настроен на регистрацию e^+ от распада μ^+, регистрируемые события в подавляющем числе физические, что дает возможность определить основные параметры упомянутых выше распределений (средние значения и дисперсии). Полученные значения этих параметров и коридор их изменений используются в дальнейшем для режекции "нефизических" событий при регистрации e^- от распада μ^-, когда основная часть регистрируемых событий фоновая.

Полный перечень параметров и коридоры их возможных значений даны в табл.2. В ней представлены также значения параметров для зарегистрированного в эксперименте события, которое можно отнести к конверсии мюония в антимюоний.

Таблица 2

Параметры, используемые для отбора физических событий

Тип	Параметр	мин	макс	Событие	Параметр	мин	макс	Событие
I	X1	210	1130	516	Z1	240	850	796
	X2	40	1520	476	Z2	20	1100	884
	X3	60	1130	700	Z3	180	1320	988
	X4	30	1340	972	Z4	40	1380	996
	$\Delta T1$	110	500	190	$\Delta T2$	140	500	220
	$\Delta T3$	180	400	260				
	A1	25	120	41	A2	25	150	69
	A3	50	550	511	A4	50	550	349
II	Угол X-12	-13	18	3	Угол Z-12	-5	8	3
	Угол T-12	-16	20	3	Угол N-12	-13	10	-1
	Угол X-34	131	177	161	Угол Z-34	-13	11	-1
	Угол R	80	150	104				
	Мишень X	-85	65	5	Мишень Z	-35	32	31
	Мишень T	-90	80	-7	Мишень N	-20	42	31
	Радиус F	0	80	36	Радиус S	0	68	47
III	Качество	1	2	1	Энергия	46.5	53	48.6
	ΔXY	-34	45	11	ΔZ	-60	45	9
	Нормаль	85	95	90	$\Delta\beta_z$	-8	9	2
	Расчет-X	-80	66	9	Расчет-Z	-35	32	31
	Расчет-T	-85	79	-3	Расчет-N	-60	60	33
	Расчет-F	0	80	36	Расчет-S	0	68	47
	Центр	-30	22	-7	Сектор	114	130	125
	Длина	103	154	115	Полюс Z	0	125	67

I – параметры, измеряемые в процессе эксперимента: X1–X4, Z1–Z4 — координаты в 8 плоскостях ПК (коды ПВК); $\Delta T1 - \Delta T3$ — разности времен прихода строб-сигналов сцинтилляционного счетчика и катодов трех ПК (коды ПВК); A1–A2 — амплитуды сигналов сцинтилляционных счетчиков спектрометра (коды ПЗК); A3–A4 — амплитуды сигналов с катодных предусилителей ПК (коды ПЗК); ПК – пропорциональные камеры, ПВК – преобразователь время–код; ПЗК – преобразователь заряд–код.

II – параметры, вычисляемые в процессе эксперимента (режим on-line): Угол X-12 – Угол Z-34 — угловые характеристики события (градусы); Угол R – угол отклонения частицы в спектрометре (градусы); Мишень X – Мишень N — характеристика точки, где произошел распад мюона (мм); Радиус F – Радиус S — расположение трактории электрона относительно центра внешних коллиматоров установки (мм).

III – параметры, вычисляемые в процессе последующей обработки событий (режим off-line): Качество — характеристика события (1 - траектория электрона в спектрометре находится вдали от его полюсов, 2 - вблизи от полюсов), Энергия — энергия электрона (МэВ); ΔXY, ΔZ, Нормаль, $\Delta\beta_z$ — параметры обработки (подробнее см. [3]); Расчет-X – Расчет-S — параметры начальной траектории события при инверсной обработке (расчетная траектория в обратном направлении); Центр – Полюс Z — характер расположения траектории электрона относительно геометрии спектрометра.

В табл.3 суммируются результаты всех серий измерений эксперимента ПИЯФ–ОИЯИ.

Таблица 3

Результаты экспериментального исследования процесса конверсии $M \to \bar{M}$ в эксперименте ПИЯФ–ОИЯИ

Серия	N_μ	$W(\Delta E)$	W_M	$N_{M\bar{M}}$	$W_{M\bar{M}}$	$G_{M\bar{M}}$
I [1]	$4.5 \cdot 10^{10}$	$1.05 \cdot 10^{-3}$	0.027	0	$< 3.6 \cdot 10^{-6}$	$< 0.38 G_F$
II+III [3]	$3.44 \cdot 10^{11}$	$1.51 \cdot 10^{-3}$	0.029	1	$\leq 5.1 \cdot 10^{-7}$	$\leq 0.14 G_F$
I+II+III	$3.89 \cdot 10^{11}$			1	$\leq 4.7 \cdot 10^{-7}$	$\leq 0.14 G_F$

N_μ – полное число мюонов, прошедших через мишень; $W(\Delta E)$ – вероятность регистрации электрона с энергией в интервале ΔE спектрометром [5]; W_M – используемое значение для вероятности выхода мюония из порошка SiO_2 в вакуум [5]; $N_{M\bar{M}}$ – число зарегистрированных событий; $W_{M\bar{M}}$ – измеренное значение вероятности процесса конверсии $M \to \bar{M}$; $G_{M\bar{M}}$ – измеренная верхняя граница константы связи в этом процессе.

Из экспериментальных данных, полученных в этих исследованиях, и выражения (3), следующего из теоретической модели перехода $M \to \bar{M}$ с майорановским нейтрино, полагая, что константы f_{ee} и $f*_{\mu\mu}$ того же порядка, что и g_w, можно получить оценку на массу дважды заряженного хиггсовского бозона H^{++}, ответственного за процесс конверсии $M \to \bar{M}$: $M_{++} \geq 210$ ГэВ/с^2.

Перспективы дальнейших исследований

Одной из трудностей изучения перехода $M \to \bar{M}$ является малая вероятность нахождения связанного электрона и мюона в одной точке $|\psi(0)|^2$, где $\psi(0) = (\eta^3/\pi)^{1/2}$ – нерелятивистская кулоновская волновая функция в нуле координатного пространства ($\eta = m\alpha$, m–масса электрона, $\alpha = 1/137$). Гипотетическое взаимодействие $\mathcal{H}_{M\bar{M}}$, переводящее систему $(\mu^+ e^-)$ в $(\mu^- e^+)$, заведомо происходит на расстояниях, много меньших, чем боровский радиус, поэтому: $< \bar{M}|\mathcal{H}_{M\bar{M}}|M >= |\psi(0)|^2 < \mu^-, e^+|\mathcal{H}_{M\bar{M}}|\mu^+, e^- >$, где последний матричный элемент берется между состояниями свободных покоящихся частиц.

Фактически это означает, что бо́льшую часть времени жизни атом мюония физически не готов к переходу $M \to \bar{M}$, даже если предположить, что в природе нет никаких запретов для такого процесса. Переход возможен только в короткие интервалы времени, когда происходит пересечение волновых функций мюона и электрона. Легко оценить продолжительность Δt этого момента встречи, а именно:

$$\Delta t = \Delta r_w / v_e \simeq 5 \cdot 10^{-21} \text{ с}, \tag{4}$$

где $\Delta r_w \simeq 10^{-15}$ м – характерный радиус слабого взаимодействия; $v_e = \alpha c \simeq 2 \cdot 10^6$ м/с – орбитальная скорость электрона в атоме мюония.

Интервал времени Δt, определяемый выражением (4), бесконечно мал по сравнению, например, с характерным временем сверхтонких осцилляций в атоме мюония $\Delta t_{hf} = 1/\omega_0 \simeq 4 \cdot 10^{-11}$ с, но много больше времени Δt_w – характерного времени слабого взаимодействия, в течение которого происходит динамический переход между двумя состояниями: начальным (в нашем случае M) и конечным ($\bar{M}$).

Действительно, если полагать, что для перехода $M \to \bar{M}$ справедлива модель с майорановским нейтрино , то в квантовой теории поля переход $M \to \bar{M}$ описывается диаграммой с обменом дважды заряженным хиггсовским бозоном (рис.1) за время $\Delta t_w \simeq \hbar/(M_{++}c^2)$. Используя значение $M_{++} = 210$ ГэВ, полученное в эксперименте ПИЯФ–ОИЯИ, имеем: $\Delta t_w \simeq 3 \cdot 10^{-27}$ с.

Таким образом, времени, в течение которого электрон и мюон атома мюония могут находится в области действия сил слабого взаимодействия, более чем достаточно для совершения осцилляций $M \to \bar{M}$.

При квантово-механическом описании процесса конверсии $M \to \bar{M}$ важно учитывать и то обстоятельство, что при экспериментальном исследовании процесса мы имеем дело с поляризованными мюонами, что приводит к тому, что в начальный момент времени заселенность уровней сверхтонкой структуры мюония различна (зависит от вида и степени поляризации пучка мюонов). Учет направления поляризации пучка мюонов приводит к тому, что при рассмотрении временной зависимости волновой функции мюония не для всех спиновых состояний атома мюония можно использовать стационарные решения уравнения Шредингера [6].

При остановке поляризованных мюонов в веществе первоначально образуются два состояния атома мюония: $|++>$ и $|+->$ [1]. Состояние $|++>$ является чистым квантовым состоянием системы μ^+e^- и со временем не изменяется. Состояние $|-+>$ не является чистым квантовым состоянием и со временем может перейти в состояние $|+->$ за счет контактного сверхтонкого взаимодействия в атоме мюония. При этом, как показано в [6], вероятность того, что мюоний окажется в том же состоянии $|+->$ в какой-то поздний момент времени t, равна:

$$P_1 = \cos^2(At/2\hbar). \tag{5}$$

Вероятность того, что мюоний окажется в состоянии $|-+>$, дается выражением:

$$P_2 = \sin^2(At/2\hbar). \tag{6}$$

Таким образом, в атоме мюония происходят осцилляции между состояниями $|+->$ и $|-+>$. Период осцилляций: $T = A\pi/2h \cong 4.4 \cdot 10^{-11}$ с.

Переход $M \to \bar{M}$ переводит состояние $|++>(|-+>, |+->)$ мюония в состояние $|++>(|-+>, |+->)$ антимюония (слабое взаимодействие не меняет спинового состояния взаимодействующих частиц). Но так как магнитные моменты мюония и антимюония противоположны по знаку, то в магнитном поле B энергия состояний до и после перехода $M \to \bar{M}$ будет отличаться на величину $|\Delta| \approx eB/2m_e$.

К аналогичным выводам можно придти, рассматривая в качестве базиса стационарные решения уравнения Шредингера. При этом, как будет показано ниже, можно оценить энергию перехода $M \to \bar{M}$.

Для смешанных состояний системы существуют следующие стационарные решения (предполагаем $B \leq 1$ Гс, что выполняется для всех приведенных в табл. 1. экспериментов):

$$|3>= a|+-> +b|-+>, \quad |\psi_3>= |3> e^{-(i/\hbar)E_3 t}, \quad E_3 \approx A/4,$$

[1]Любое состояние атома мюония в каждый момент времени можно представить в виде линейной комбинации базисных состояний: $|\psi| = C_1|++> +C_2|+-> +C_3|-+> +C_4|-->$. Если направить ось квантования по направлению пучка мюонов, то знак "$+$" означает, что спин мюона (электрона) направлен вперед, а знак "$-$", что соответствующий спин направлен назад, причем в выражениях $|++>$, $|+->$, $|-+>$, $|-->$ первый знак относится к мюону, второй – к электрону.

$$|4>=b|+->-a|-+>, \quad |\psi_4>=|4>e^{-(i/\hbar)E_4 t}, \quad E_4 \approx -3A/4, \tag{7}$$

где $a=(1+\alpha/2)/\sqrt{2}$, $\quad b=(1-\alpha/2)/\sqrt{2}$, $\quad a^2+b^2=1$, $\quad \alpha=2\mu' B/A$ [2].

Как уже отмечалось выше, в нашем случае первоначально равновероятно образование двух спиновых состояний атома мюония: $|+->$ и $|++>$ Состояние $|++>$ является чистым квантовым состоянием с энергией $E_1 = A/4+\mu B$. Т.к. у антимюония μ другого знака, то переход $M \to \bar{M}$ из состояния ψ_1 происходит с увеличением энергии на $\Delta = 2\mu B$ эВ (для $B=1$ Гс $\quad \Delta = 1.2 \cdot 10^{-8}$ эВ), что приводит к сильному подавлению процесса конверсии $M \to \bar{M}$.

Для смешанного состояния в начальный момент времени $t=0: |\psi(0)>=|+->$. Разложим это состояние по стационарным состояниям. Т.к. состояние $|+->$ входит и в ψ_3, и в ψ_4, находим:

$$|\psi(0)>=|+->=a|3>+b|4>,$$
$$|\psi(t)>=a|\psi_3>+b|\psi_4>=a|3>e^{-(i/\hbar)E_3 t}+b|4>e^{-(i/\hbar)E_4 t}. \tag{8}$$

Энергия мюония $E(M)$ в состоянии $\psi(t)$:

$$E(M)=<\psi(t)|i\hbar\frac{\partial}{\partial t}|\psi(t)>=<a\psi_3+b\psi_4|E_3 a\psi_3+E_4 b\psi_4>=$$

$$=a^2E_3+b^2E_4=\frac{A}{8}(1+\alpha)-\frac{3A}{8}(1-\alpha)=-\frac{A}{4}(1-2\alpha). \tag{9}$$

При переходе к антимюонию коэффициенты a и b в выражениях (7) меняются следующим образом: $a \to b$, $b \to a$. Тогда волновая функция антимюония $\phi(t)$ имеет вид:

$$|\phi(t)>=b|\phi_3>+a|\phi_4>, \tag{10}$$

$$|\phi_3>=(b|+->+a|-+>)e^{-(i/\hbar)E_3 t}, \quad |\phi_4>=(a|+->-b|-+>)e^{-(i/\hbar)E_4 t}.$$

Состояние $\psi(t)$ с энергией $E(M)$, определяемой выражением (8), при конверсии переходит в $\phi(t)$ с энергией $E(\bar{M})$:

$$E(\bar{M})=<\phi(t)|i\hbar\frac{\partial}{\partial t}|\phi(t)>=<b\phi_3+a\phi_4|E_3 b\phi_3+E_4 a\phi_4>=$$
$$=b^2E_3+a^2E_4=\frac{A}{8}(1-\alpha)-\frac{3A}{8}(1+\alpha)=-\frac{A}{4}(1+2\alpha). \tag{11}$$

Выражения (9) и (11) отличаются знаком перед α, как и должно быть при переходе $M \to \bar{M}$. Отсюда получаем:

$$\Delta = E(M)-E(\bar{M}) = -A/4+A\alpha/2+A/4+A\alpha/2 = A\alpha = 2\mu' B. \tag{12}$$

Из приведенных выше выкладок и выражения (12) следует, что переход $M \to \bar{M}$ из состояния $\psi(t)$, которое развилось из состояния $\psi(0)=|+->$, связан с изменением энергии, как и в случае перехода из состояния $\psi(0)=|++>$, на величину $\Delta = 2\mu' B$, и вследствие этого при проведении эксперимента в магнитном поле переход $M \to \bar{M}$ будет подавлен во всех спиновых состояниях атома мюония.

[2]Здесь и ниже используем следующие обозначения: $\mu=-(\mu_e+\mu_\mu)$, $\mu'=-(\mu_e-\mu_\mu)$, μ_e и μ_μ, соответственно, магнитный момент электрона и мюона.

Ранее предполагалось (используя стационарные решения уравнения Шредингера для мюония), что переход $M \to \bar{M}$ из состояния мюония $|+- >$ $(|-+>)$ не требует дополнительной энергии, т.к. в стационарном случае состояния $|+- >$ и $|-+>$ всегда перемешаны. Как показано выше, такое приближение несправедливо в реальных условиях исследования конверсии $M \to \bar{M}$, и в этих состояниях также имеет место сильное подавление вероятности процесса конверсии в присутствии внешнего магнитного поля.

Из-за наличия у мюония квадрупольного момента [7] аналогичное действие будет оказывать наличие в области взаимодействия сильных неоднородных электрических полей.

Из сказанного следует,что крайне важно при планировании дальнейших исследований принимать меры по компенсации внешних электрических и магнитных полей в области пространства, где наблюдается в эксперименте этот процесс.

В настоящее время в ПИЯФ и ОИЯИ проходит подготовка к новой серии измерений процесса конверсии $M \to \bar{M}$. Эксперимент будет проводиться в условиях отсутствия в области мишени внешних магнитных и электрических полей. Будут существенно улучшены геометрические и временны́е параметры установки. Планируется улучшить существующий предел на вероятность конверсии $M \to \bar{M}$, как минимум, на порядок.

Список литературы

[1] *Н.П.Алешин, В.М.Абазов, В.А.Баранов, А.Н.Брагин, В.А.Гордеев, С.А.Густов, Е.Г.Друкарев, А.Ю.Киселев, Е.Н.Комаров, Д.В.Козяйкин, Н.П.Кравчук, О.В.Миклухо, Т.Н.Мамедов, И.В.Мирохин, Ю.Г.Нарышкин, В.А.Скнарь, В.В.Сулимов, О.В.Савченко.* // Основные результаты научных исследований ЛИЯФ 1990–1991, С-Петербург. 1992. С.43.

[2] *В.А.Гордеев, О.В.Савченко, В.М.Абазов, Н.П.Алешин, В.А.Баранов, А.Н.Брагин, С.А.Густов, А.Ю.Киселев, Е.Н.Комаров, Н.П.Кравчук, О.В.Миклухо, Т.Н.Мамедов, И.В.Мирохин, Ю.Г.Нарышкин, В.А.Скнарь, В.В.Сулимов, А.П.Фурсов.* // ЖЭТФ, 1993. Т.57. С.262.

[3] *В.А.Гордеев, А.Ю.Киселев, В.М.Абазов, Н.П.Алешин, В.А.Баранов, А.Н.Брагин, С.А.Густов, Е.Н.Комаров, Н.П.Кравчук, Т.Н.Мамедов, О.В.Миклухо, И.В.Мирохин, Ю.Г.Нарышкин, О.В.Савченко, В.А.Скнарь, В.В.Сулимов, И.И.Ткач, А.П.Фурсов.* // Письма в ЖЭТФ, 1994. Т.59. С.565.

[4] *E.G.Drukarev, V.A.Gordeev, A.I.Mikhailov.* Preprint LNPI–1317, Leningrad. 1987. 22p.

[5] *В.А.Гордеев, Е.Г.Друкарев, А.Ю.Киселев, Е.Н.Комаров, А.И.Михайлов, О.В.Миклухо, Ю.Г.Нарышкин.* Препринт ПИЯФ–1970, Гатчина. 1994. 41с.

[6] *В.А.Гордеев.* // Материалы 29 Зимней Школы ПИЯФ, Физика атомного ядра и элементарных частиц, Гатчина. 1995. С.55.

[7] *S.G.Barsov, A.L.Getalov, V.A.Gordeev, S.P.Kruglov, L.A.Kuz'min, S.M.Mikirtychyants, G.V.Shcherbakov, V.G.Baryshevskii, S.A.Kuten, V.I.Rapoport.* // Phys.Lett., 1985. V.110A. P.225.