

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова
Физический факультет
Кафедра физики частиц и космологии

Зеркальная материя и распад ортопозитрония

Курсовая работа
студентки 4 курса
Токаревой А.А.
Научный руководитель:
кандидат физ.-мат. наук Горбунов Д.С.,
кандидат физ.-мат. наук Демидов С.В.

Зав. кафедрой
физики частиц и космологии
Рубаков В.А.

Москва-2011

1 Введение

Как известно, астрономические наблюдения дают очень весомые аргументы в пользу существования темной материи [2]. К тому же, данные некоторых наземных экспериментов (DAMA/LIBRA [3], DAMA/NaI [4]), возможно, свидетельствуют о существовании небарионной материи в гало нашей галактики. Очень важная задача современной физики и космологии – выяснение природы темной материи. Наиболее популярный кандидат – слабовзаимодействующие частицы WIMP (суперсимметричные частицы, аксион и т.п.). Но прямой поиск таких частиц в настоящее время может оказаться технически невозможным [5].

Одно из возможных расширений Стандартной модели основано на калибровочной группе $G \times G'$, где $G = SU(3) \times SU(2)_L \times U(1)$, $G' = SU(3)' \times SU(2)'_R \times U(1)'$. Это означает введение в лагранжиан новых, "зеркальных" полей (еще одной копии Стандартной модели), почти не взаимодействующих с полями Стандартной модели. Теоретическая мотивация такого расширения - восстановление зеркальной симметрии слабых взаимодействий: при P-преобразовании левые частицы переходят в правые зеркальные [6]. Если эта симметрия не нарушена, то каждой частице Стандартной модели соответствует зеркальный партнер с такими же массой, временем жизни, но заряженный по другой калибровочной группе.

Если зеркальные частицы существуют, то они в любом случае взаимодействуют с нашим миром гравитационно. Другие возможности построить перенормируемые взаимодействия двух секторов сильно ограничены. Это смешивание калибровочных бозонов $L_{int} = \epsilon F^{\mu\nu} F'_{\mu\nu}$, взаимодействие бозонов Хиггса: $L_{int} = \eta(H^+ H)(H'^+ H')$ [13] и смешивание нейтрино [8]. Заметим, что константы всех этих возможных взаимодействий должны быть малы.

Зеркальная материя может проявлять себя на космологических и астрономических масштабах как темная материя. Космологическая эволюция Вселенной с зеркальной темной материей рассмотрена, например, в [21], [22]. Даже в случае точной зеркальной симметрии макроскопическое поведение зеркальной и обычной материи должно быть различным: начальная температура невидимого сектора, а также температура в эпохи нуклеосинтеза, рекомбинации, образования крупномасштабной структуры должна быть меньше, чем в видимом. Это предположение, из которого следует значительное различие в химическом составе (больше зеркальных тяжелых элементов) позволяет объяснить различия в астрофизическом поведении барионной и темной материи ([7]). Часть зеркальной материи может присутствовать в виде звезд (возможные свойства и эволюция таких объектов описаны в [9]), что может объяснить обнаруженные в гало по микролинзированию объекты МАСНО. Ограничения на сечение рассеяния частиц темной материи на себе из наблюдений сталкивающихся скоплений могут быть обойдены в предположении от том, что зеркальная материя распределена неравномерно [10].

Наиболее чувствительный путь поиска свидетельств существования зеркальной материи в лабораторных экспериментах – осцилляции обычного ортопозитрония в зеркальный, которые возникают в теории при условии наличия смешивания обычного и зеркального фотонов. Новый эксперимент по поиску таких явлений [13] может дать

ограничение на параметр смешивания на уровне $\epsilon \sim 10^{-9}$, что сопоставимо с космологическими ограничениями и со значениями, необходимыми для объяснения сигнала DAMA рассеянием зеркальной материи в детекторе. В данной работе проведен расчет вероятности осцилляции ортопозитрония в зеркальный в условиях реального эксперимента с учетом наличия внешнего поля, столкновений с газом и стенками.

2 Осцилляции в вакууме

Будем рассатривать такую модель зеркальной материи, что симметрия между нашим миром и зеркальным точная, то есть массы и константы взаимодействия обычных и зеркальных частиц совпадают. Пусть лагранжиан включает кинетическое смешивание между фотоном и парафотоном:

$$L_{int} = \epsilon F_{\mu\nu} F'^{\mu\nu} \quad (1)$$

Здесь $F_{\mu\nu}$ – тензор напряженности обычного электромагнитного поля, а $F'_{\mu\nu}$ – зеркального. Тогда возможен переход нашего ортопозитрония в зеркальный, причем матричный элемент равен

$$\langle Ops | L_{int} | Ops' \rangle = 2\pi\epsilon f \equiv \frac{\delta}{2}, \quad (2)$$

где

$$f = 8.7 \cdot 10^4 \text{ MHz} \quad (3)$$

- вклад однофотонной аннигиляционной диаграммы для ортопозитрония.

Обзор ограничений на параметр смешивания есть, например, в работе [21]. Прямые экспериментальные ограничения на величину ϵ из того факта, что распад $o - Ps \rightarrow invisible$ не был обнаружен, дают [20]

$$\epsilon < 1.55 \cdot 10^{-7} \quad (4)$$

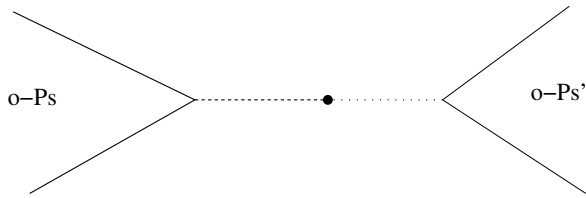
Космологические ограничения из первичного нуклеосинтеза, реликтового фона и образования структур сильнее и дают для симметричной модели [21], [22]

$$\epsilon < 3 \cdot 10^{-9} \quad (5)$$

Эти ограничения берутся, в частности, из тех соображений, что структуры в зеркальном секторе начали образовываться раньше, чем в видимом. Так будет, если предположить, что температура зеркальной материи на всех ключевых стадиях космологической эволюции была меньше и термодинамического равновесия между нашим миром и зеркальным никогда не было – это и приводит к ограничениям на взаимодействие. Тогда нуклеосинтез и рекомбинация там произошли раньше и раньше началось образование крупномасштабных структур.

Для объяснения результатов прямых экспериментов по поиску темной материи (сигнал DAMA/NaI [23], отсутствие сигнала CDMS [25], XENON10 [26]) рассеянием зеркального кислорода нужно [24]

$$\epsilon \sim 10^{-9} \quad (6)$$



В такой модели темную материю видит только DAMA, так как этот эксперимент чувствителен к более низким энергиям отдачи ядер, а зависимость сечения от энергии отдачи $\sigma \sim 1/E^2$ (резерфордовское рассеяние).

Для предполагаемого значения смешивания $\epsilon = 10^{-9}$

$$\delta = 1093 \text{ c}^{-1} \quad (7)$$

Константа распада ортопозитрония [15]

$$\lambda = 7,04 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1} \quad (8)$$

Пусть $\Psi = (\psi, \psi')^T$ – волновая функция системы $oPs - oPs'$. Тогда

$$i \frac{d\Psi}{dt} = H\Psi \quad (9)$$

где

$$H = \begin{pmatrix} -i\lambda/2 & \delta/2 \\ \delta/2 & -i\lambda/2 \end{pmatrix} \quad (10)$$

Решая систему уравнений (9), получим вероятность перехода ортопозитрония в зеркальный

$$P(oPs \rightarrow oPs') = \int dx |\psi_2(x, t)|^2 = \sin^2\left(\frac{\delta t}{2}\right) e^{-\lambda t} \quad (11)$$

Вероятность осцилляции за время жизни ортопозитрония ([13], $\delta = 2\pi\epsilon f$)

$$Br = \lambda \int_0^\infty P(oPs \rightarrow oPs') dt = \frac{\delta^2}{2} \frac{1}{\lambda^2 + \delta^2} \approx \frac{\delta^2}{2\lambda} \quad (12)$$

3 Влияние столкновений с газом

Для учета столкновений с газом удобно использовать формализм матрицы плотности. Если $\psi(x, t)$ – волновая функция обычного ортопозитрония, а $\psi'(x, t)$ – зеркального, ($\Psi = (\psi, \psi')^T$) то матрица плотности

$$\rho(t) = \int d^3x \Psi \Psi^\dagger = \int d^3x \begin{pmatrix} \psi\psi^* & \psi^*\psi' \\ \psi\psi'^* & \psi'\psi'^* \end{pmatrix} \quad (13)$$

Эволюция матрицы плотности описывается уравнением ([11]):

$$\frac{d\rho}{dt} = A\rho + \rho A^\dagger + nv \int F(\theta)\rho F^\dagger(\theta) d\Omega \quad (14)$$

где

$$A = \begin{pmatrix} \frac{2\pi}{k} inv f(0) - iE - \lambda/2 & -i\delta/2 \\ -i\delta/2 & -iE' - \lambda/2 \end{pmatrix} \quad (15)$$

- эффективный гамильтониан системы $Ops - Ops'$, k - импульс ортопозитрония.

$$F(\theta) = \begin{pmatrix} f(\theta) & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$$

- амплитуда рассеяния Ops на молекулах газа, $f(0)$ - амплитуда рассеяния вперед. Такая матрица для амплитуды соответствует тому, что зеркальный ортопозитроний не рассеивается.

Пусть в начальный момент времени система находилась в чистом состоянии - был только обычный ортопозитроний. Этому соответствует матрица плотности

$$\rho(0) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$$

В произвольный момент времени

$$\rho = \begin{pmatrix} \rho_1 & x + iy \\ x - iy & \rho_2 \end{pmatrix} \quad (16)$$

Для предполагаемого значения смешивания $\epsilon = 10^{-9}$

$$\delta = 1093 \text{ c}^{-1} \quad (17)$$

Константа распада ортопозитрония ([15])

$$\lambda = 7,04 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1} \quad (18)$$

В реальном эксперименте [13] будет использоваться термализованный ортопозитроний при температуре порядка комнатной и ниже.

По оптической теореме частота столкновений напрямую выражается через мнимую часть амплитуды рассеяния

$$w = \sigma n v = \frac{4\pi}{k} n v \text{Im} f(0) \quad (19)$$

где входящая в предыдущую формулу скорость $v = \sqrt{\frac{3T_{oPs}}{m}}$ Сечение рассеяния ортопозитрония на молекулах азота приведено в работе [16]:

$$\sigma_m \equiv \int (1 - \cos \theta) \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = (35 \pm 8) \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2 \quad (20)$$

Нетрудно проверить условие медленных столкновений $kR \ll 1$, при котором амплитуда рассеяния не зависит от угла $f(\theta) \approx \text{const}$ и $\sigma_m = \sigma$. Сечение связано с амплитудой рассеяния как $\sigma = 4\pi |f(0)|^2$. Из этих формул можно выразить действительную и мнимую части амплитуды рассеяния.

$$|\text{Re} f(0)| \approx \sqrt{\sigma/4\pi} \quad (21)$$

Знак действительной части амплитуды рассеяния определим, оценив ее в борновском приближении:

$$f \approx -2m \int_0^\infty U(r) r^2 dr > 0, \quad (22)$$

так как на больших расстояниях преобладают силы притяжения и $U(r) < 0$. Обозначим за w_{Re} величину $\frac{4\pi}{k} n v \text{Re} f(0)$ и найдем нужное в дальнейшем отношение

$$\frac{w_{Re}}{w} = \eta = \sqrt{\frac{4\pi}{3mT\sigma}} \quad (23)$$

Для температуры 300 K $\eta \approx 3$.

Уравнение (14) на матрицу плотности дает 4 уравнения на ее элементы:

$$\frac{d\rho_1}{dt} = -\lambda\rho_1 - \delta y \quad (24)$$

$$\frac{d\rho_2}{dt} = \delta y - \lambda\rho_2 \quad (25)$$

$$\frac{dy}{dt} = \frac{\delta}{2}(\rho_1 - \rho_2) + \left(\frac{\omega_{Re}}{2} - \Delta\right)x - \left(\lambda + \frac{w}{2}\right)y \quad (26)$$

$$\frac{dx}{dt} = -\left(\lambda + \frac{w}{2}\right)x + \left(\Delta - \frac{\omega_{Re}}{2}\right)y \quad (27)$$

Здесь $\Delta = E' - E$, $w_{Re} = \eta w$.

Интересующая нас величина - вероятность перехода ортопозитрония в зеркальный за время жизни:

$$Br = \frac{\int_0^\infty \rho_2 dt}{\int_0^\infty \rho_1 dt + \int_0^\infty \rho_2 dt} \quad (28)$$

Проинтегрируем выписанную систему дифференциальных уравнений по времени от 0 до ∞ с учетом начальных условий ($\rho_1 = 1$, $\rho_2 = x = y = 0$ при $t = 0$). Получим систему линейных уравнений на проинтегрированные по времени элементы матрицы плотности, которые и входят в величину Br :

$$-\lambda P_1 - \delta Y = -1 \quad (29)$$

$$\delta Y - \lambda P_2 = 0 \quad (30)$$

$$\frac{\delta}{2}(P_1 - P_2) + \left(\frac{\omega_{Re}}{2} - \Delta\right)X - \left(\lambda + \frac{w}{2}\right)Y = 0 \quad (31)$$

$$-\left(\lambda + \frac{w}{2}\right)X + \left(\Delta - \frac{\omega_{Re}}{2}\right)Y = 0 \quad (32)$$

Решая эту систему, получим явное аналитическое выражение для вероятности перехода за время жизни:

$$Br = \lambda P_2 = \frac{\delta^2 \Gamma}{2 \lambda \Gamma^2 + \Delta_{Re}^2 + \delta^2 \frac{\Gamma}{\lambda}} \approx \frac{\delta^2 \Gamma}{2 \lambda \Gamma^2 + \Delta_{Re}^2} \quad (33)$$

, где $\Gamma = \lambda + w/2$ и $\Delta_{Re} = \Delta - \omega_{Re}/2$. Здесь величина Δ - разность энергий обычного и зеркального ортопозитрония. В отсутствие внешних полей она равна 0, так как нет причин предпоалгать наличие значительного зеркального электромагнитного поля.

4 Учет столкновений со стенками

Чтобы понять влияние столкновений со стенками, рассмотрим упрощенную модель стабильного ортопозитрония в замкнутом объеме. Взаимодействие со стенками - упругое столкновение, время этого взаимодействия пренебрежимо мало. Между столкновениями осцилляции происходят так же, как в вакууме, но в момент столкновения матрица плотности изменяется: диагональные элементы сохраняются (из-за непрерывности вероятности), а недиагональные обращаются в 0. Последнее условие следует из того, что волновые пакеты обычного и зеркального ортопозитрония разделяются в пространстве

и их корреляция становится равной 0: обычный позитроний отражается, а зеркальный продолжает лететь в том же направлении.

Элементы матрицы плотности между столкновениями эволюционируют по уравнениям

$$\frac{d\rho_1}{dt} = -\delta y \quad (34)$$

$$\frac{d\rho_2}{dt} = \delta y \quad (35)$$

$$\frac{dy}{dt} = \frac{\delta}{2}(\rho_1 - \rho_2) \quad (36)$$

Введем переменную $s = \rho_1 - \rho_2$. Пусть $\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_n$ - интервалы времени между столкновениями. До первого столкновения

$$t < \tau_1, \quad s = \cos(\delta t) \quad (37)$$

После первого столкновения нужно решить уравнения со следующими начальными условиями:

$$\tau_1 < t < \tau_1 + \tau_2, \quad s(\tau_1) = \cos(\delta \tau_1), \quad y(\tau_1) = \left. \frac{ds}{dt} \right|_{t=\tau} = 0 \quad (38)$$

Решение имеет вид

$$s = \cos(\delta \tau_1) \cos(\delta(t - \tau_1)) \quad (39)$$

Ясно, что после n столкновений мы получим

$$s = \prod_{k=1}^n \cos(\delta \tau_k) \quad (40)$$

Точное решение для s или ρ_1, ρ_2 - кусочно гладкая функция времени, которую хотелось бы, пользуясь малостью величины δ , приблизить экспонентой. Число столкновений за время t

$$n \approx \frac{t}{\langle \tau \rangle} \quad (41)$$

В пределе $\delta \langle \tau \rangle \ll 1$

$$s \approx \exp\left(\sum_{k=1}^n \ln\left(1 - \frac{(\delta \tau_k)^2}{2}\right)\right) = \exp\left(-\frac{\delta^2 n}{2} \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n \tau_k^2\right) = \exp\left(-\frac{\delta^2 \langle \tau^2 \rangle}{2 \langle \tau \rangle} t\right) \quad (42)$$

Видно, что результат столкновений со стенками - экспоненциальное подавление осцилляций. Добавим в уравнения для матрицы плотности дополнительное затухание так, чтобы это подавление следовало из уравнений.

$$\frac{dy}{dt} = \frac{\delta}{2}s - wy \quad (43)$$

Для малых δ/w

$$s = \exp\left(-\frac{\delta^2 t}{w}\right) \quad (44)$$

Коэффициент w , описывающий влияние столкновений со стенками, определим из сравнения этого решения с (42):

$$w = \frac{2\langle\tau\rangle}{\langle\tau^2\rangle} \quad (45)$$

Рассмотрим следующий предельный случай. Если промежутки времени между столкновениями одинаковы (что должно быть верно для вакуума и низких температур; этот случай рассмотрен для нейтронов в работе [17]), то $w = 2\gamma_{coll}$ и для малых времен t $\rho_2 = \delta^2 t / 4\gamma_{col}$, что согласуется с вышеупомянутой работой.

В общем случае это распределение, а с ним и коэффициент при w , зависят от геометрии стенок, наличия или отсутствия газа, способа получения ортопозитрония.

Можно оценить точность приближения в формуле (42) и добавления релаксационного члена в уравнения вместо аккуратного учета столкновений. Нас интересует величина $I = \int_0^\tau \rho_2(t) dt$. В случае столкновений через равные промежутки времени

$$\frac{\Delta I}{I} = \frac{5}{24}(\delta\tau)^4 \quad (46)$$

Учет конечного времени жизни ортопозитрония, столкновений с газом приведет к добавлению других релаксационных членов в уравнения. Это не повлияет на относительную точность учета стенок (числитель и знаменатель формулы (46) уменьшатся примерно в одинаковое число раз).

5 Учет внешнего поля: эффекты Зеемана и Штарка

Энергия взаимодействия ортопозитрония с внешним магнитным полем [13]

$$\Delta = -A/2 + \sqrt{(A/2)^2 + g^2 B^2} \quad (47)$$

где

$$A = 4,92 \cdot 10^{25} \text{ eV}^{-1} \text{ s}^{-2}, \quad (48)$$

$$g = 2,81 \cdot 10^{10} \text{ Tl}^{-1} \text{ s}^{-1} \quad (49)$$

– гиромагнитное отношение.

Состояния ортопозитрония с проекцией момента $m = 1, -1$ не взаимодействуют с магнитным полем, так как электрон и позитрон имеют противоположные по знаку магнитные моменты, в сумме дающие 0. Поэтому вероятность осцилляции нужно усреднить по трем состояниям с разными m :

$$Br = \frac{\int_0^\infty \rho_2(m=0) dt + 2 \int_0^\infty \rho_2(m=1) dt}{\int_0^\infty (\rho_1(m=0) + 2\rho_1(m=1) + \rho_2(m=0) + 2\rho_2(m=1)) dt} \quad (50)$$

$$Br = \frac{\delta^2}{6} \frac{\Gamma}{\lambda} \left(\frac{1}{\Gamma^2 + \Delta_{Re}^2} + \frac{2}{\Gamma^2} \right) \quad (51)$$

Здесь, как и в (33), $\Gamma = \lambda + w/2$ и $\Delta_{Re} = \Delta - \omega_{Re}/2$. Для вакуума имеем

$$Br = \frac{\delta^2}{6} \left(\frac{1}{\lambda^2 + \Delta^2} + \frac{2}{\lambda^2} \right) \quad (52)$$

С электрическим полем все состояния ортопозитрония взаимодействуют одинаково. Энергия взаимодействия определяется квадратичным по полю эффектом Штарка [13]:

$$\Delta = -\frac{1}{2} \alpha_0 \epsilon_0 E^2 \quad (53)$$

$\pi a_0^3 = 4,54 \alpha_0$ – поляризуемость ортопозитрония, $a_0 = 0,1$ nm – боровский радиус, ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума.

Вероятность осцилляции дается формулой (33). Для вакуума

$$Br = \frac{\delta^2}{2} \frac{1}{\lambda^2 + \Delta^2} \quad (54)$$

В эксперименте [13] есть возможность создавать электрическое и магнитное поля до 10 Тл и до 10 кВ/см, что дает максимально $\Delta_{Zeeman} \sim 10^{-4}$ eV $\Delta_{Shtark} \sim 10^{-7}$ eV. При этом ширина распада ортопозитрония $\lambda = 4 \cdot 10^{-9}$ eV.

Из формул видно, что добавление внешних полей уменьшает вероятность осцилляции. Но отметим, что если зеркальная симметрия нарушена, и электрон и его зеркальный партнер имеют разные массы, то разница их масс складывается с величиной Δ . Если масса зеркальной частицы немного больше, то добавлением внешнего поля можно значительно увеличить вероятность исчезновения.

6 Ридберговский ортопозитроний

В эксперименте AEGIS, окончательная цель которого – получение макроскопических количеств антивещества [12], будет получен ортопозитроний не только в основном состоянии, но и на высоковозбужденных уровнях. Проанализируем поведение таких состояний.

Для ортопозитрония на энергетическом уровне n с $l = 0$ вероятность трехфотонной аннигиляции ([18],[19])

$$\Gamma_{3\gamma} = \frac{4}{3} |\psi(0)|^2 v \sigma_{3\gamma} = \lambda \frac{n+1}{2n^3} \quad (55)$$

$$\Gamma_{3\gamma} = 7,04 \cdot 10^6 s^{-1} \cdot \frac{n+1}{2n^3} \quad (56)$$

$$|\psi(0)|^2 = \frac{n+1}{\pi n^3} \left(\frac{m\alpha}{2} \right)^3 \quad ([19]) \quad (57)$$

Сравним ее с вероятностью перехода на более низкий уровень. Максимальной будет вероятность перехода на уровень $2p$:

$$\Gamma_{ns \rightarrow 2p} = \frac{4}{3} \left(\frac{m\alpha^2}{4} \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{n^2} \right) \right)^3 |d|^2 \quad (58)$$

, где α - постоянная тонкой структуры, d - матричный элемент дипольного момента, m - масса электрона.

$$|d|^2 = \frac{4}{m^2\alpha} \frac{2^{15}n^9(n-2)^{2n-6}}{3(n+2)^{2n+6}}, \quad ([18]) \quad (59)$$

Для больших n

$$|d|^2 \approx \frac{4}{m^2\alpha} \frac{2^{15} \exp(-8)}{3n^3} \quad (60)$$

$$\Gamma_{ns \rightarrow 2p} = \frac{128}{9 \cdot \exp(8)} \frac{\alpha^5 m}{n^3} \quad (61)$$

Подставляя числа, получим

$$\Gamma_{ns \rightarrow 2p} = 1,4 \cdot 10^{13} \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{n^2} \right)^3 \cdot \frac{n^9(n-2)^{2n-6}}{(n+2)^{2n+6}} c^{-1} \approx 7,5 \cdot 10^7 \cdot \frac{1}{n^3} c^{-1} \quad (62)$$

Сравнение вероятностей перехода и аннигиляции приводит к выводу о том, что для $n < 20$ Орп сначала произойдет падение на уровень $2p$. После этого произойдет быстрый ($\Gamma = 3,1 \cdot 10^8 c^{-1}$) переход на $1s$ и аннигиляция. В этом случае полное обратное время жизни

$$\Gamma_{ns \rightarrow 3\gamma} = \frac{\lambda \Gamma_{ns \rightarrow 2p}}{\lambda + \Gamma_{ns \rightarrow 2p}} \quad (63)$$

Матричный элемент перехода δ вычисляется из однофотонной аннигиляционной диаграммы, поэтому зависит от n как $|\psi(0)|^4$ ([18], по аналогии со случаем 3γ -аннигиляции). Четвертая степень соответствует тому, что диаграмма содержит 2 вершины.

$$\delta = \delta_0 \left(\frac{n+1}{n^3} \right)^2 \quad (64)$$

Для осцилляций в вакууме

$$Br = \frac{\delta^2}{2\lambda^2} \quad (65)$$

Подставляя числа, нетрудно убедиться, что использование возбужденных уровней ортопозитрония приводит к уменьшению вероятности осцилляции.

Но последний вывод относится к случаю точной зеркальной симметрии. Если же последняя нарушена, причем разница масс порядка разницы энергии между уровнями позитрония, то возможны осцилляции, при которых обычный и зеркальный ортопозитроний находятся на разных уровнях, причем вероятность исчезновения в таком случае может быть больше, чем для основного состояния.

Список литературы

- [1] Zurab Berezhiani [arXiv:hep-ph/061237]
- [2] G. Bertone, D. Hooper and J. Silk, Phys. Rept. 405, 279 (2005) [arXiv:hep-ph/0404175]
- [3] R. Bernabei et al. [DAMA Collaboration], Eur. Phys. J. C 56, 333 (2008) [arXiv:0804.2741 [astro-ph]]
- [4] R. Bernabei et al. (DAMA Collaboration), Riv. Nuovo Cimento 26, 1 (2003); astro-ph/0307403 and references there-in
- [5] J.L. Feng, arXiv:1003.0904 [astro-ph.CO]
- [6] R. Foot, H. Lew and R. R. Volkas, Phys. Lett. B 272 (1991) 67
- [7] R. Foot and R. R. Volkas, Phys. Rev. D 70, 123508 (2004) [astro-ph/0407522]
- [8] Z.G. Berezhiani and R.N. Mohapatra, Phys. Rev. D 52, 6607 (1995)
- [9] Zurab Berezhiani, Paolo Ciarcelluti, Santi Cassisi, Adriano Pietrinferni, [arXiv:astro-ph/0507153]
- [10] Sergei I. Blinnikov, (2009), [arXiv:0904.3609[astro-ph.CO]]
- [11] G. Feinberg and S. Weinberg, Phys. Rev. **123** (1961) 1439.
- [12] <http://aegis.web.cern.ch/>
- [13] P. Crivelli, A. Belov, U. Gendotti, S. Gninenko and A. Rubbia, arXiv:1005.4802 [hep-ex].
- [14] R. A. Harris and L. Stodolsky, Phys. Lett. B **116** (1982) 464.
- [15] B. A. Kniehl, A. V. Kotikov and O. L. Veretin, arXiv:0909.1431 [hep-ph].
- [16] F. Saito, Y. Nagashima and T. Hyodo, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **36** (2003) 4191.
- [17] B. Kerbikov and O. Lychkovskiy, Phys. Rev. C **77** (2008) 065504.
- [18] L. D. Landau, E. M. Lifshits, 'Theoretical physics. Vol. 4. Quantum electrodynamics' (2002), p.388-393, p.223-229, p.420
- [19] L. D. Landau, E. M. Lifshits, 'Theoretical physics. Vol. 3. Quantum mechanics. Non-relativistic theory' (2002), p.158
- [20] A. Badertcher et al., Phys. Rev. D 75, (2007) 032004 [arXiv:hep-ex/0609059]
- [21] Zurab Berezhiani, Angela Lepidi [arXiv:hep-ph/0810.1317v2]
- [22] P. Ciarcelluti, (2011) [arXiv:astro-ph/1102.5530v1]

- [23] R. Bernabei et al. (DAMA Collaboration), (2008) [arXiv:hep-ex/0804.2741]
- [24] R. Foot, (2008) [arXiv:hep-ph/0804.4518]
- [25] Z. Ahmed et al. (CDMS Collaboration), (2008) [arXiv:hep-ex/0802.3530]
- [26] J. Angle et al.(XENON Collaboration), Phys. Rev. Lett. 100, 021303, (2008) [arXiv:hep-ex/0706.0039]