

Мы живем во Вселенной Дирака-Милна?

А. Бенуа-Леви (benoit@csnsm.in2p3.fr),
Г. Шардэн (chardin@csnsm.in2p3.fr), Франция

Перевод М.Х. Шульмана (shulman@dol.ru)

arXiv:0903.2446v1 [astro-ph.CO] 13 Mar 2009

Do we live in a “Dirac-Milne” Universe?

Aurélien Benoit-Lévy^{1,2,*} and Gabriel Chardin^{2,†}

¹CEA/IRFU/SPP, 91191 Gif-sur-Yvette, France

²Université Paris-Sud & CNRS/IN2P3/CSNSM, 91405 Orsay, France

(16 марта 2009 г.)

Стандартная модель Λ -CDM, хотя и блестяще соответствующая численным данным современной космологии, подразумевает существование двух еще не наблюдаемых компонент: Темной Материи и Темной Энергии (более чем 95% Вселенной), а также высокую степень тонкой настройки [числового параметра]. Столкнувшись с этой неудовлетворительной ситуацией, мы исследуем нестандартную космологию, Вселенную Дирака-Милна, симметричную по отношению к материи и антиматерии, в которой антиматерия предполагается представленной в виде отрицательной активной гравитационной массы. Мы показываем, что такая Вселенная замечательно удовлетворяет космологическому тесту для возраста Вселенной, нуклеосинтезу при Большом взрыве и данным по Сверхновым типа Ia. Наиболее неожиданно, что она также дает правильное угловое положение для первого акустического пика космологического микроволнового излучения. Эта простая модель не требует ни подбираемого параметра, ни Темной Материи или Темной Энергии, и мы можем рассматривать ее как простейшую и более мотивированную космологическую модель, чем нынешняя стандартная Λ -CDM модель¹.

PACS: 95.36.+d, 98.80.Es, 98.80.Ft

Согласованная Λ -CDM модель Вселенной представляет собой впечатляющий результат соответствия современным космологическим данным, но также и теоретический вызов, поскольку это соответствие связано с тонкой подгонкой. Сталкиваясь с этой некомфортной ситуацией, мы исследуем нестандартную космологию симметричной Вселенной, т.е. содержащей равные количества материи и антиматерии, где антиматерия, как предполагается, представляет собой отрицательную активную гравитационную массу. На больших расстояниях сравнительно с толщиной слоя материи-антиматерии эта Вселенная ведет себя так, как будто она в гравитационном отношении пуста и не ускоряется и не замедляется. Она, следовательно, характеризуется масштабным фактором, линейно зависящим

¹ Я обращаю внимание читателя, что авторы приходят, хотя и из совершенно иных физических предпосылок, к *линейной* зависимости возраста Вселенной от ее размера, - идее, которую я развиваю в своих работах с 1998 года. – М.Х. Шульман

от времени. При космологических масштабах эта космология адекватно описывается в виде Вселенной Милна (иногда называемой “прибрежной (coasting)” вселенной), и в дальнейшем мы будем ссылаться на нее как на Вселенную Дирака - Милна, по аналогии с морем Дирака, где фигурируют состояния с положительной и отрицательной энергией. Для целей настоящей статьи мы будем в основном использовать свойство линейной зависимости от времени масштабного фактора. После краткого суммирования наших мотивов, мы покажем, как такая Вселенная подразумевает сценарий формирования излучения ядер во время нуклеосинтеза при Большом Взрыве, и как диаграмма Хаббла для Сверхновых (SN) типа Ia может быть естественным образом объяснена с помощью линейной эволюции. В заключение мы рассчитываем положение первого акустического пика космического микроволнового фонового излучения (СМВ).

Возможно, главным мотивом рассматривать антиматерию в качестве отрицательной активной гравитационной энергии является наблюдение эффективной отталкивающей гравитации, впервые - в 1998 [1, 2], подтвержденное другими независимыми методами [3, 4]. Другой важный мотив для такой симметричной космологии содержится в работе Картера (Carter) [5] по геометрии Керра-Ньюмена (Kerr-Newman), отвечающей заряженной вращающейся черной дыре. Как первым указал Картер, геометрия Керра-Ньюмена с массой, зарядом и спином элементарной частицы типа электрона, обладает некоторыми свойствами, ожидаемыми от реальной соответствующей частицы. В частности, “электрон” Керра-Ньюменана не имеет горизонта, автоматически характеризуется гиромангнитным отношением $g = 2$ и имеет кольцевую структуру с радиусом, равным половине комптоновского радиуса электрона. Кроме того, эта геометрия обладает обратимой симметрией заряда и массы/энергии, которые строго влекут CP и T симметрии применительно к материи-антиматерии [6, 7]: в сечении несингулярной внутренней части кольца обнаруживается второе пространство $\mathbb{R}^4$, где заряд и масса меняют знак [5].

Следовательно, исходя из существования электрона с отрицательным зарядом и положительной массой, наблюдаемого в первом пространстве $\mathbb{R}^4$, мы приходим во втором пространстве к “позитрону” с положительным зарядом и отрицательной массой. Соотношение между геометрией Керра-Ньюмена и уравнением Дирака и, следовательно, антиматерией, было отмечено различными авторами [8, 9].

При масштабах, намного превышающих масштаб области материя – антиматерия (оценка ее размера будет дана ниже), метрика Вселенной Дирака-Милна адекватно описывается уравнением (см., например, [10]):

$$ds^2 = c^2 dt^2 - c^2 t^2 \left(\frac{dr^2}{1+r^2} + r^2 d\Omega^2 \right), \quad (1)$$

т.е. соответствует обычной метрике Фридмана-Леметра-Уокера (FRLW) с параметром $k = -1$ пространственной кривизны и линейно изменяющимся масштабным фактором $a(t) = ct$. Пространство-время в такой Вселенной является плоским, 4-мерный тензор Римана для ее метрики тождественно обращается в ноль. В то время, как в космологии принято рассматривать плоское *пространство* и положительно искривленное *пространство-время*, Вселенная Дирака-Милна с ее плоским *пространством-временем* и незамкнутым пространством оказывается естественной геометрией другого типа.

В такой Вселенной температура эволюционирует как $T \propto t^{-1}$ вместо $T \propto t^{-1/2}$ в стандартной модели. Это приводит к совершенно иным масштабам времени при высоких температурах, как показано в табл. I. Теперешний возраст Вселенной Дирака-Милна просто равен $t_0 = 1/H_0 = 13.9$ млрд. лет при стандартном значении $H_0 = 70$ км/с/Мпк, что примерно равно возрасту Вселенной в Λ -CDM модели. Это значение элегантно решает проблему возраста Вселенной, не требуя никакой Темной Энергии и, следовательно, является еще одним доводом в пользу Вселенной Дирака-Милна.

Таблица I.

Возраст Вселенной при ключевых температурах для Вселенной Милна и для Λ -CDM модели.

	Milne	Λ -CDM
1 MeV	9×10^7 s	0.7 s
80 keV	1.3×10^9 s	200 s
1 keV	1×10^{11} s	1.3×10^6 s

Космология Милна с одной стороны и интерполяция между сильным замедлением первичной Вселенной и современным этапом ускорения с другой стороны, как было отмечено некоторыми авторами (см. [11] и ссылки там), превосходно согласуются между собой. Однако в этой космологии возникают также и значительные проблемы: во-первых, дейтерий сильно исчерпывается при “выкипании” во время нуклеосинтеза [12], во-вторых, сразу сложно понять, почему [первый акустический пик] CMB появляется при угле порядка 1 градуса.

Первичный нуклеосинтез представляет собой один из наиболее важных космологических тестов, предоставляя для наблюдения окно в прошлое при температуре ≈ 100 кэВ. В то время, как существует разрыв между предсказаниями Стандартной Модели и наблюдаемым избытком ${}^7\text{Li}$ [13], общее согласие обычно связано с тем, что нет удовлетворительной альтернативы для разумного объяснения наблюдаемого избытка ${}^4\text{He}$, ${}^7\text{Li}$ и D. Некоторые авторы [12, 14] отметили с другой стороны, что Вселенная Милна, несмотря на продолжительность эпохи первичного нуклеосинтеза около 30 лет вместо 3 минут в Стандартной Модели, дает адекватные избытки для ${}^4\text{He}$ и ${}^7\text{Li}$ при условии, что отношение барионов к фотонам $\eta = n_B/n_\gamma$ имеет величину $\eta \approx 8 \times 10^{-9}$, на порядок амплитуды больше, чем стандартное значение ($\eta \approx 6 \times 10^{-10}$).

В итоге формирование при “выкипании” ${}^4\text{He}$ and ${}^7\text{Li}$ до реально наблюдаемых уровней становится возможным вследствие позднего отделения слабого взаимодействия при гораздо более низких температурах (≈ 80 кэВ), тогда как стандартная температура отделения ≈ 1 MeV. Используя последние обзоры данных по темпам ядерных реакций [15, 16], мы получаем кривые избытка для Вселенной Милна, показанные на рис. 1. Однако, как можно видеть на этом рисунке и как отмечено в [14], D и ${}^3\text{He}$ оказываются практически распавшимися и снижаются во Вселенной Милна до неизмеряемых уровней. В знаменитой работе [17] Эпштейн показал, что дейтерий, будучи очень неустойчивым, может быть изначально сформирован при наблюдаемых уровнях D/H менее 10^{-5} . Таким образом, исчезновение дейтерия во Вселенной Милна оказывается неизбежным [14].

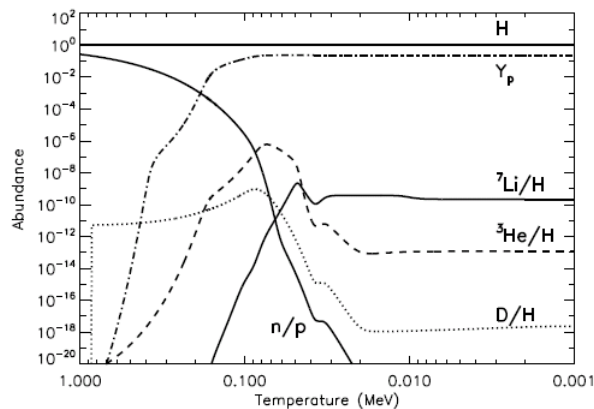


РИСУНОК 1:

Избыток элементов, формируемых при однородном нуклеосинтезе в симметричной модели Вселенной Милна при $\eta \approx 8 \times 10^{-9}$.

Как отметил Эпштейн [17], только возможность формирования дейтерия за счет расщепления без перепроизводства других элементов и, в частности, ${}^6\text{Li}$, должна приводить к почти моноэнергетическому потоку энергии ≈ 400 МэВ, что кажется почти случайным (*ad hoc*). Но аннигиляция антинуклона с ядром ${}^4\text{He}$ практически в точности предопределяет это, с типовыми пятью пионами при средней энергии 400 МэВ. Аннигиляция при взаимодействии слоя материя – антиматерия, следовательно, предусматривает производство дейтерия при наблюдаемых уровнях ядерного распада, т.е. вследствие аннигиляции между антипротоном и ядром ${}^4\text{He}$. Механизм формирования излучения ядер при ядерном распаде в процессе нуклеосинтеза антиматерии при Большом Взрыве был активно исследован в рамках стандартной эволюции масштабного фактора (см., например, [18, 19] и ссылки там). Остаточная аннигиляция в пограничной зоне регулируется диффузией нуклонов. В основном различие между сценарием Дирака-Милна и сценариями материя – антиматерия в общепринятой космологии вытекает лишь из чрезвычайно больших доступных масштабов времени, что приводит к диффузионной длине с на порядки большей амплитудой.

Можно ограничить размер слоя материя-антиматерия, если заметить, что дейтерий в основном производится вследствие распада ядер при аннигиляции $\bar{p}{}^4\text{He}$. Во Вселенной Дирака-Милна, как мы показываем в [20], аннигиляция полностью останавливается при температуре около 3 эВ, т.е. при красном смещении $z \approx 10^4$, когда материя начинает доминировать. До этой эпохи в основном весь формируемый дейтерий последовательно распадается, поскольку градиент давления в расширяющейся Вселенной возвращает излучение ядер, формируемое при ядерном распаде, в зону аннигиляции. Освобождающая дейтерий аннигиляция, следовательно, сформирована во время последнего времени Хаббла предшествующего равенства излучения и материи при $z \approx 10^4$. Во Вселенной Дирака-Милна время Хаббла при таком красном смещении равно $\approx 5 \times 10^{13}$ с. В эту эпоху рост коэффициента диффузии приводит к приблизительно постоянной скорости аннигиляции, соответствующей ≈ 7 м/с, сопутствующей $z = 3 \times 10^4$. Следовательно, производство дейтерия (и антидейтерия) на наблюдаемом уровне $\approx 3 \times 10^{-5}$ приводит к ограничению на характерный размер слоя материя -

антиматерия порядка 10^{17} м, сдвигующегося при $z = 3 \times 10^4$, который может затем эволюционировать в структурах при масштабах Мпк. Заметим, что формирование неоднородного дейтерия приводит к неустранимой дисперсии наблюдаемого отношения D/H в QSO измерениях с множителем ~ 2 .

В силу высокой барионной плотности и большего времени Хаббла, когда аннигиляция останавливается, можно проверить, что излучательные процессы могут термализовать энергию, инжектируемую в CMB с помощью поздней аннигиляции, до красного смещения $z \approx 10^4$. При этих красных смещениях искажения планковского спектра характеризуются безразмерным химическим потенциалом $\mu = 1.4\Delta U/U$, где ΔU – энергия, инжектированная в энергию излучения с плотностью U . Можно проверить, что из эксперимента FIRAS [21] вытекает ограничение на μ : $\mu < 9 \times 10^{-5}$ и, таким образом, поздняя аннигиляция не должна приводить к видимым искажениям в тепловом спектре CMB.

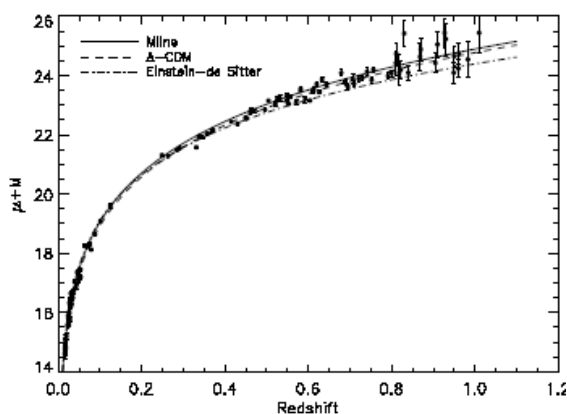


РИСУНОК 2:

Диаграмма Хаббла для моделей Дирака-Милна, Λ -CDM и Эйнштейна-де Ситтера. В то время, как Вселенная Эйнштейна-де Ситтера явно исключается, различие между вселенными Милна и Λ -CDM гораздо меньше.

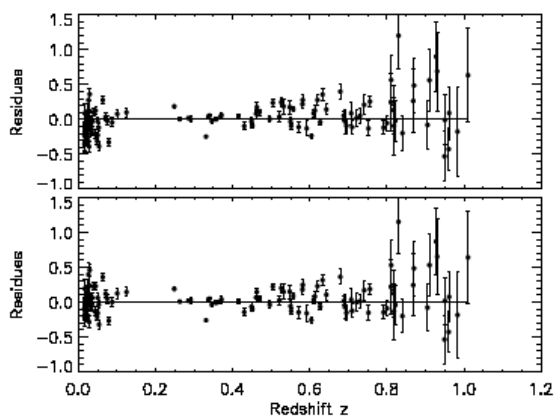


РИСУНОК 3:

Разностные поправки для моделей Дирака-Милна (вверху) и Λ -CDM (внизу) по данным первого года SNLS. На первой диаграмме построен график разности без включения параметра внутренней дисперсии, выбранного командой SNLS. Из этой диаграммы следует, что разность между двумя моделями пренебрежима в сравнении с систематическими ошибками.

Другим ключевым тестом являются Суперновые (SN) типа Ia, с помощью которых в 1998 г. [1, 2] было найдено решающее указание на то, что диаграмма Хаббла для нашей Вселенной несовместима со Вселенной Эйнштейна-де Ситтера. Хотя эти наблюдения обычно интерпретируются в пользу ускорения расширения в современную эпоху, важно заметить, что Вселенная Дирака-Милна соответствует наилучшим аппроксимациям данных без использования каких-либо свободных параметров. Диаграмма Хаббла для моделей Дирака-Милна, Λ -CDM и Эйнштейна-де Ситтера, представленная на рис. 2, показывает, что в то время, как геометрию Эйнштейна-де Ситтера явно следует исключить, различие между моделями Λ -CDM и Милна гораздо меньше. Чтобы далее проиллюстрировать наш аргумент, мы использовали данные первого года работы проекта SNLS [4] и адаптированные

данные для Вселенной Милна, чтобы получить соответствующее значение абсолютной магнитуды SN типа Ia, которая отличается от соответствующей величины для Λ -CDM на ≈ 0.12 магнитуды.

Результирующая диаграмма Хаббла и соответствующие разности для моделей Λ -CDM и Дирака-Милна представлены на рис. 2 и рис. 3. Значение параметра “хи-квадрат” для SN Ia подбирается с использованием Сверхновых из проекта SNLS при $z > 0.15$ и оказывается для модели Дирака-Милна даже меньше, причем без какого-либо свободного параметра. Мотивировка для такого анализа исходит из относительно больших неопределенностей по магнитуде для SN Ia кандидатов с низким z и того факта, что эта выборка данных не обусловлена спецификой SNLS, но является однородной.

Следовательно, Вселенная Дирака-Милна предсказывает, что абсолютная светимость SN является более низкой на ≈ 0.12 магнитуды в сравнении с магнитудой, подобранной с помощью Λ -CDM космологической модели. Будущее определение этого решающего параметра на основании большей выборки SN в рамках проекта SNLS и, возможно, за счет снижения систематических ошибок для SN Ia при $0.05 < z < 0.15$, позволит надежно провести различие между этими двумя моделями.

Главным результатом в экспериментах с CMB стало точное измерение положения первого акустического пика на угловой шкале, которое, видимо, требует, чтобы пространственная кривизна была близкой к нулю. В открытой пространственной геометрии Вселенной Дирака-Милна на первый взгляд можно было ожидать, что этот пик отвечает гораздо меньшему углу, поскольку физические объекты при красном смещении $z = 1000$ в модели Λ -CDM должны наблюдаться при угле 1 градус, т.е. в ~ 170 раз меньше чем во Вселенной Дирака-Милна. Покажем, что это наивное ожидание неверно. Угловое положение первого пика определяется углом, при котором звуковой горизонт виден в эпоху рекомбинации: $\theta = r_s(z_*)/d_A(z_*)$, где $r_s(z_*)$ - звуковой горизонт при красном смещении z_* на момент рекомбинации, $d_A(z_*)$ - угловое расстояние между настоящей эпохой и эпохой рекомбинации.

Этот механизм звуковой генерации при расчете звукового горизонта во Вселенной Дирака-Милна сравнительно с радикально отличной моделью Λ -CDM требует известной осторожности. В отличие от генерации звуковых волн в Стандартной Модели, где неоднородности формируются в эпоху инфляции, звуковые волны во Вселенной Дирака-Милна формируются при аннигиляции на границах материя - антиматерия. Акустические волны распространяются в плазме до тех пор, пока продолжается контакт материи и антиматерии, т.е. до $z \approx 10^4$, когда добавление барионов приводит к полному прекращению аннигиляции. После этой эпохи звуковой горизонт просто следует за расширением Вселенной. Выражение для углового положения первого акустического пика оказывается следующим:

$$\theta = \frac{180}{\pi} \left(\int_{z_{\text{stop}}}^{z_i} \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{dz}{1+z} \right) \times \left(\frac{1}{\sinh \ln(1+z_*)} \right), \quad (2)$$

где $z_i \approx 2 \times 10^{11}$ - красное смещение, при котором аннигиляция начинает формировать когерентные звуковые волны (около $T \sim 40$ МэВ), $z_{\text{stop}} \approx 10^4$ - красное смещение, при котором аннигиляция в основном прекращается и когда материя

становится доминирующей, z_* - красное смещение, отвечающее разделению излучения и вещества. Вследствие высокой плотности барионов во Вселенной Дирака-Милна и модифицированной скорости эволюции [параметра] Хаббла, красное смещение при рекомбинации оказывается $z_{*}^{\text{Dirac-Milne}} \approx 1030$, в то время в стандартной модели $z_{*}^{\Lambda\text{CDM}} \approx 1090$.

Вычисляя положение первого акустического пика на основании выражения (2), найдем $\theta_{\text{Dirac-Milne}} \sim 1^\circ$. Это замечательное соответствие является совершенно неожиданным и представляет собой вдохновляющее основание для более детального изучения Вселенной Дирака-Милна.

Подытоживая, отметим, что основываясь на выявлении в нашей Вселенной эффективной отталкивающей гравитации, обычно связываемой с Темной Энергией, и на симметрии заряда и массы в общерелятивистском решении Керра-Ньюмена, мы исследовали космологические свойства Вселенной Дирака-Милна, симметричной Вселенной с материей и антиматерией. Мы установили, что эта модель Вселенной приводит к неожиданно подходящим ограничениям для основных космологических тестов (SN типа Ia, нуклеосинтез, возраст Вселенной и CMB), не требуя при этом Темной Материи и Темной Энергии. Кроме этого, такая Вселенная не приводит к проблеме горизонта, делая инфляцию не обязательным этапом эволюции. Это первое исследование дает достаточно оснований для более детального расчета спектра CMB с использованием механизма звуковых волн, формируемых при аннигиляции на границе слоя материя - антиматерия. Важно отметить, что во Вселенной Дирака-Милна нельзя ожидать увидеть Барионные Акустические колебания (Baryon Acoustic Oscillation - BAO) при указанных углах, как это допускается при низкой статистической значимости SDSS [22]. В будущем это может быть решающим тестом для Вселенной Дирака-Милна.

В отдельной статье [20] мы показываем, что именно эта модель Вселенной дает применительно к теоремам запрета на симметричные космологии с материей и антиматерией, исследуемые в [23], и более детально рассматриваем каждый из этих космологических тестов.

Нам очень приятно поблагодарить за плодотворные дискуссии J. Andrea, E. Armengaud, B. Carter, N. Fourmanoit, J. Frick, K. Jedamzik, E. Keihanen, R. Pain, J. Rich и участников проекта SNLS. Особые благодарности выражаем А. Сос за разрешение адаптировать его данные по ядерным процессам. Разумеется, все эти лица не несут ответственности за возможные ошибки в этой, возможно провокативной, но, как мы надеемся, интересной статье.

Ссылки

- [1] A. G. Riess et al., *Astron. J.* 116, 1009 (1998), [astroph/9805201](#).
- [2] S. Perlmutter et al., *Astrophys. J.* 517, 565 (1999), [astroph/9812133](#).
- [3] D. N. Spergel et al., *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 148, 175 (2003), [arXiv:astro-ph/0302209](#).
- [4] P. Astier et al., *Astron. Astrophys.* 447, 31 (2006), [astroph/0510447](#).
- [5] B. Carter, *Phys. Rev.* 174, 1559 (1968).
- [6] G. Chardin, *Hyperfine Interactions* 109, 83 (1997).
- [7] G. Chardin and J.-M. Rax, *Phys. Lett. B* 282, 256 (1992).
- [8] H. I. Arcos and J. G. Pereira, *Gen. Relativ. Gravit.* 36, 2441 (2004), [hep-th/0210103](#).
- [9] A. Burinskii, *Gravitation and Cosmology* 14, 109 (2008).
- [10] P. J. E. Peebles, *Principles of physical cosmology*, Princeton University Press, 1993.

- [11] G. Sethi, A. Dev, and D. Jain, Phys. Lett. B 624, 135 (2005), arXiv:astro-ph/0506255.
- [12] M. Sethi, A. Batra, and D. Lohiya, Phys. Rev. D 60 108301 (1999).
- [13] A. Coc, E. Vangioni-Flam, P. Descouvemont, A. Adahchour, and C. Angulo, Astrophys. J. 600, 544 (2004), arXiv:astro-ph/0309480.
- [14] M. Kaplinghat, G. Steigman, and T. P. Walker, Phys. Rev. D 61, 103507 (2000), arXiv:astro-ph/9911066.
- [15] C. Angulo et al., Nucl. Phys. A 656, 3 (1999).
- [16] P. Descouvemont et al., At. Data Nucl. Data Tables 88, 203 (2004), arXiv:astro-ph/0407101.
- [17] R. I. Epstein, Nature 263, 198 (1976).
- [18] H. Kurki-Suonio and E. Sihvola, Phys. Rev. D 62, 103508 (2000).
- [19] J. B. Rehm and K. Jedamzik, Phys. Rev. D 63, 043509 (2001).
- [20] A. Benoit-L'evy and G. Chardin, in prep. (2009).
- [21] D. J. Fixsen et al., Astrophys. J. 473, 576 (1996), arXiv:astro-ph/9605054.
- [22] D. J. Eisenstein et al., Astrophys. J. 633, 560 (2005), astro-ph/0501171.
- [23] A. G. Cohen, A. de Rujula, and S. L. Glashow, Astrophys. J. 495, 539 (1998), arXiv:astro-ph/9707087.