Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

А. Струмиа, Интерпретация избытков $e^{\pm}$ в космических лучах с помощью темной материи, *ТМФ*, 2012, том 170, номер 2, 248–257

DOI: <https://doi.org/10.4213/tmf6763>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением <http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 54.89.56.158

26 апреля 2023 г., 14:09:21

© 2012 г.

А. Струмиа*

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ИЗБЫТКОВ $e^\pm$ В КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ С ПОМОЩЬЮ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ

Избыток в космических лучах позитронной доли, наблюдаемый в экспериментах PAMELA, а также доли $e^- + e^+$ в экспериментах FERMI и HESS можно объяснить с помощью аннигиляции или распада темной материи. Суммированы основные возможные объяснения этого эффекта и предлагаются тесты для них.

Ключевые слова: космические лучи, темная материя, позитрон.

1. ВВЕДЕНИЕ

Недавно проведенные эксперименты PAMELA зарегистрировали неожиданное повышение отношения $e^+/(e^+ + e^-)$ в космических лучах с увеличением энергии [1], что наводит на мысль о существовании новой астрофизической компоненты. Резкое повышение этого отношения говорит о том, что новая компонента может быть видна в спектре $e^- + e^+$: хотя пик, указанный данными предыдущих экспериментов ATIC [2], не был подтвержден, наблюдения FERMI [3] и HESS [4] все же демонстрируют отклонение от стандартного степенного спектра, указывая на избыток потоков космических лучей в околосреднем пространстве по сравнению с предсказаниями обычного фона. Избыток может быть обусловлен существованием новой астрофизической компоненты, такой как близлежащий пульсар. В настоящей работе мы сосредоточимся на наиболее интересном предположении: избыток может служить не новой основой для поиска темной материи (ТМ), а первым ее проявлением.

На рис. 1 показаны данные PAMELA (рис. 1а) и FERMI и HESS (рис. 1б) вместе с возможной подгонкой данных по ТМ.

2. ИЗБЫТОК e^+ В ДАННЫХ PAMELA

Поскольку из-за воздействия галактического магнитного поля направление распространения заряженных космических лучей становится случайным, вся информация сосредоточена в энергетическом спектре. ТМ могла бы проявиться в виде избытка более редких позитронов или антипротонов. До сих пор наблюдения проводились только ниже 100 ГэВ: экспериментальная трудность связана с проблемой

*Dipartimento di Fisica, Università di Pisa, Pisa, Italy. E-mail: astrumia@cern.ch

ТМ с $M = 3$ ТэВ, аннигилирующие в 4μ с $\sigma\nu = 7.7 \cdot 10^{-23}$ см/с

Рис. 1. Образец подгонки данных по ТМ. Рассматривается аннигиляция ТМ в $\tau^+\tau^-$ с использованием средней диффузии [5] и изотермического профиля ТМ. а – Сравнение позитронной фракции с избытком, полученным в экспериментах PAMELA. б – Сравнение потока $e^+ + e^-$ с данными FERMI и HESS. в – Вклад от ТМ в энергетические спектры диффузных фотонов, порождаемые тормозным излучением (ТИ) и обратным комптоновским рассеянием (ОКР); отдельно показаны три компоненты обратного комптоновского излучения: от звездного света, от космического микроволнового фона (КМФ) и от пыли.

выноса за пределы атмосферы достаточно большого калориметра вместе со спектрометром, способным различать знаки заряда. Более того, потоки космических лучей резко уменьшаются с увеличением энергии по закону E^{-3} .

Наблюдения ниже ~ 10 ГэВ подвержены влиянию солнечной активности, и поэтому по существу не дают информации, относящейся к основам физики частиц.

Согласно общепринятым астрофизическим моделям отношение потоков позитронов и электронов с энергией выше 10 ГэВ должно уменьшаться с ростом энергии, тогда как эксперименты PAMELA обнаружили резкое увеличение этого отношения (см. рис. 1а), сигнализирующее о присутствии новой компоненты. Поскольку существенными являются нерелятивистские аннигиляции ТМ в пары частиц СМ, для любого заданного канала энергетический спектр конечных стабильных частиц e^+ , $\bar{p}$ можно рассчитать независимым от модели способом (даже с учетом возможных поляризаций основных продуктов аннигиляции [6]).

Для данных PAMELA предлагаются два класса интерпретаций избытка с использованием ТМ: а) ТМ аннигилирует в пары заряженных лептонов W или Z при любой массе частиц ТМ свыше 100 ГэВ; б) ТМ аннигилирует в пары кварков или бозонов Хиггса, но только в том случае, если частицы ТМ тяжелее нескольких ТэВ, поскольку такие каналы дают мягкий спектр e^+ . Результат слабо зависит от неизвестного профиля плотности ТМ в нашей Галактике $\rho(r)$, от типичной скорости ТМ в галактике ($v \sim 10^{-3}$, что сравнимо со скоростью вылета из Млечного Пути), от модели распространения $e^\pm$ в галактическом турбулентном магнитном поле. Нужно, чтобы значение σv при $v \approx 10^{-3}$ соответствовало росту избытка, обнаруженного лабораторией PAMELA, с увеличением массы частиц ТМ, равной M , что обычно на несколько порядков больше, чем значение $\sigma v = 3 \cdot 10^{-26} \text{ см}^3/\text{с}$ при $v \approx 0.2$, так что термическое вымораживание ТМ в стандартной космологии воспроизводит наблюдаемый космологический избыток ТМ. Над нерелятивистской аннигиляцией ТМ должны доминировать s -волны, так что величина σv остается постоянной, а данные PAMELA не совместны со стандартной космологией.

Предлагались различные выходы из этой ситуации, такие как нестандартная космология. Возможным способом примирения данных PAMELA со стандартной космологией, основанным на физике частиц, является s -канал аннигиляции ТМ с образованием узкой промежуточной частицы с массой, очень близкой к $2M$, такой, что астрофизические аннигиляции ($v \sim 10^{-3}$) могут быть резонансно усилены значительно сильнее, чем космологические ($v \sim 0.2$) [6], [7]. Более интересен случай, когда ТМ заполнено векторными частицами с массой m , намного меньшей, чем масса частиц ТМ, так что результирующая дальнodelействующая сила притяжения между парами частиц ТМ увеличивает поперечное сечение аннигиляции: величина σv росла бы как $1/v$ для малых скоростей вплоть до $v \gtrsim m/M$, приводя к совместности данных PAMELA со стандартной космологией [6]. Это явление полностью аналогично усилению Зоммерфельда в квантовой электродинамике в процессах типа $\mu^+\mu^- \rightarrow e^+e^-$ и аналогично классическому усилению вероятности попадания на Солнце ввиду его дальнodelействующей силы гравитационного притяжения. Что касается ТМ, то более легкой векторной частицей мог бы быть лептон W [8], если только частицы ТМ имеют массу несколько ТэВ: в таком случае канал ТМ $\text{ТМ} \rightarrow W^+W^-$ должен быть одним из основных каналов аннигиляции [9]. В противном случае можно добавить специальную легкую векторную частицу V , после

чего канал $TM \rightarrow VV$ становится одним из основных [6]. Если $m < m_p$, то V может распадаться только в более легкие лептоны e , μ и, возможно, π : этот сценарий хорошо объясняет, почему TM может аннигилировать только в лептоны [10].

3. НАБЛЮДЕНИЯ ПОТОКОВ $\bar{p}$ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ PAMELA

Если к набору данных добавить наблюдения PAMELA [11] отношения $\bar{p}/p$, которые согласуются с астрофизическим фоном, то область возможных интерпретаций избытка e^+ с помощью TM будет ограничена, что предоставит еще один аргумент в пользу “лептофильных” частиц TM . В самом деле, аннигиляция TM в лептоны e , μ , τ не приводит к какому-либо избытку $\bar{p}$, поскольку лептоны не распадаются в протоны. Наоборот, все остальные каналы, использующие TM , существенно ограничены: при использовании доступных астрофизических моделей распространения и фона $\bar{p}$ ¹⁾ эти каналы будут совместны с данными PAMELA по потоку $\bar{p}$ только в том случае, если $M \gtrsim 10$ ТэВ [6], [12]. В самом деле, рассмотрим, например, канал $TM \rightarrow W^+W^-$. Покоящийся лептон W порождает (анти)протоны с $E_p > m_p$, а W с энергией, совпадающей с массой частиц TM , равной M , порождает протоны с $E_p > m_p M/M_W$, что превосходит диапазон энергий, наблюдаемый в экспериментах PAMELA, если масса M достаточно велика (излучение в конечном состоянии порождает некоторое количество протонов с меньшей энергией).

Таким образом, учет TM оставляет возможность того, что избыток e^+ будет сопровождаться избытком $\bar{p}$, но только при энергиях выше 100 ГэВ. Этот сценарий тяжелых частиц TM согласуется с усилением Зоммерфельда благодаря электрослабым эффектам в Стандартной модели, он был предложен в работе [9] (до наблюдений PAMELA) с помощью минимальной теории TM , согласно которой частица TM является нейтральной компонентой пятерки электрослабых фермионов (выделенной, поскольку автоматически она является стабильной и более легкой, чем остальные заряженные компоненты) с массой $M \approx 9.6$ ТэВ, чтобы воспроизвести избыток TM в космологии с учетом усиления Зоммерфельда. Поскольку это единственная теория TM , делающая однозначные предсказания, она может противоречить новым экспериментальным результатам, полученным в единственном случае.

4. НАБЛЮДЕНИЯ FERMI И HESS ПОТОКА $e^+ + e^-$

Поскольку растущий избыток доли позитронов, замеченный в экспериментах PAMELA в области ниже 100 ГэВ, мог бы достичь единицы при энергиях порядка ТэВ, то интересно рассмотреть измерения спектра частиц $e^+ + e^-$ в космических лучах с помощью калориметра, не различающего заряды (напомним, что частицы $e^\pm$ проходят в веществе по экспоненциальной траектории, так что калориметры становятся более точными и легко достигают более высоких энергий, при которых спектрометры видят все треки почти прямыми, из-за чего теряют свою точность и в конечном итоге становятся бесполезными). Год назад аэростат ATIC произвел лучшее измерение, при этом полученные данные показали пик при энергии около 700 ГэВ. Этот пик не соответствовал предсказаниям минимальной теории TM

¹⁾Фон $\bar{p}$ предсказан с приемлемой точностью $\pm 20\%$. Избыток $\bar{p}$ в TM можно подавить, если зона диффузии мала, например если она простирается от плоскости Галактики всего на 1 кпк, что имеет место в так называемой теории минимальной возможности (теория слабой диффузии).

и мог бы быть объяснен только аннигиляцией ТМ на ТэВ-ном масштабе в лептоны e или μ [6].

Теперь эксперимент FERMI впервые предоставил измерения спектра $e^+ + e^-$ на основе большой статистики, которые не подтверждают пик, полученный АТЭС, но все-таки указывают на избыток частиц $e^+ + e^-$. В самом деле, спектр $e^+ + e^-$ оказался более жестким, чем ожидалось, и данные указывают на две его спектральные особенности, которые позволяют предположить, что избыток появляется при энергии около 100 ГэВ и заканчивается при энергии около 1 ТэВ. Эти особенности, безусловно, больше, чем статистические ошибки, и кажется маловероятным то, что они появились из-за систематических ошибок, хотя только коллаборация FERMI может ответить на решающий вопрос: действительно ли эти особенности там присутствуют? Независимо от этого наблюдения HESS при энергиях около 1 ТэВ и выше указывают на исчезновение избытка.

Если обе особенности реальны, аннигиляция ТМ в $\tau^+\tau^-$ и $\mu^+\mu^-$ может соответствовать данным экспериментов PAMELA, FERMI и HESS [13]. Модели, в которых ТМ аннигилирует в легкие векторные частицы, распадающиеся в лептоны с рождением четырех лептонов с гладким энергетическим спектром, могут не противоречить всем данным [13]. Предсказание минимальной теории ТМ в этом случае отвергается. Модели, в которых частицы ТМ легче ~ 1 ТэВ, не могут объяснить избыток, наблюдаемый в экспериментах PAMELA, поскольку он исчезает при энергии ниже 1 ТэВ, где данные FERMI демонстрируют гладкий спектр²⁾. Таким образом, модель ТМ предсказывает, что рост избытка, обнаруженный PAMELA, будет оставаться таким же, как на рис. 1.

5. γ -НАБЛЮДЕНИЯ

Если объяснять избыток $e^\pm$ аннигиляцией ТМ $TM \rightarrow \ell^+\ell^-$, мы получим соответствующие избытки в потоках γ и ν . В самом деле, γ -кванты неизбежно генерируются тремя различными процессами.

1. *Тормозное излучение от $\ell^\pm$* . Этот процесс порождает γ -лучи с наибольшей энергией $E_\gamma \sim M$, исследованные коллаборацией HESS. Однако энергетический спектр γ -лучей существенно зависит от канала аннигиляции ТМ: канал, включающий частицу τ (которая распадается $\tau \rightarrow \pi^0 \rightarrow 2\gamma$), дает наибольший выход γ -лучей, тогда как модели, использующие нейтральные легкие векторные частицы, дают наименьший выход γ -лучей.

2. *Обратное комптоновское рассеяние*: рассеяние $e^\pm$ на окружающем галактику свете (КМФ и звездный свет, частично перерассеянный пылью) вызывает процесс $e^\pm\gamma \rightarrow e'^\pm\gamma'$ с энергией $E_{\gamma'} \sim E_\gamma(E_e/m_e)^2 \sim 10$ ГэВ, который исследовался коллаборацией FERMI. Результирующая потеря энергии $e^\pm$ пропорциональна плотности энергии u_γ в γ -лучах.

3. *Синхротронное излучение*: частицы $e^\pm$ диффундируют в галактическом магнитном поле, излучая γ -лучи на радиочастотах, $E_\gamma \sim 10^{-6}$ эВ, которые исследовались в радионаблюдениях коллаборациями Davies и WMAP. Результирующая потеря энергии лептонами $e^\pm$ пропорциональна плотности энергии $u_B = B^2/2$ магнитного поля.

²⁾Если только невидимое снижение вклада от ТМ при $E \lesssim M$ не компенсируется новой растущей астрофизической компонентой.

Рис. 2. Ограничения на аннигиляцию ТМ в лептонных каналах. Ограничения FERMI обозначены FSR- γ (сплошные линии) и IC- γ (штриховые линии для $L = 1, 2, 4$ кпк (сверху вниз)). Остальные ограничения описаны в тексте; их метки поставлены вдоль соответствующих линий только в том случае, если эти ограничения достаточно важны на данном графике. Космологическое вымораживание дает значение $\sigma v \approx 3 \cdot 10^{-26} \text{ см}^3/\text{с}$ (нижние горизонтальные полосы), а связь с проблемой иерархий предлагает $M \sim 10\text{--}1000$ ГэВ. Область, которую можно поставить в соответствие избытку $e^\pm$, сохраняется только в том случае, если ТМ аннигилирует в лептоны e или μ , а профиль ТМ изотермический. Все границы показаны при 3σ ; данные PAMELA (при 3σ для одной степени свободы), а данные PAMELA, FERMI и HESS (при 3σ и 5σ для двух степеней свободы).

Поскольку предполагается, что величина u_γ примерно на один порядок больше, чем u_B , обратное комптоновское рассеяние является доминирующим механизмом потери энергии, причем потери могут быть достоверно посчитаны, поскольку, по существу, вся энергия $e^\pm$ переходит в обратное комптоновское рассеяние, независимо от точного значения величины u_γ . Мы используем первые полные карты в γ -лучах, полученные коллаборацией FERMI, на которых все небо делится на множество областей, что детально объясняется в работе [14].

Мы должны рассматривать квазипостоянный изотермический профиль плотности ТМ, потому что в противном случае, если мы будем рассматривать профили Einasto или NFW, выбираемые при моделировании ТМ методами задачи N тел, плотность ТМ вокруг галактического центра будет настолько велика, что разрушатся различные ограничения. Таким образом, если расчеты методами задачи N тел достоверно предсказывают профиль плотности ТМ, то интерпретация избытка $e^\pm$ с помощью аннигиляции ТМ $\text{ТМ} \rightarrow \ell^+ \ell^-$ исключается. Но даже и с изотермическим профилем, только несколько каналов аннигиляции ТМ удовлетворяют всем ограничениям (рис. 2). Например, теперь исключаются решения, использующие аннигиляцию ТМ в τ -частицы, потому что процесс $\tau \rightarrow \pi^0 \rightarrow \gamma$ порождает слишком много γ -лучей. По той же причине исключаются нелептонные каналы.

Среди всех аннигиляций частиц ТМ в две частицы Стандартной модели выживает только канал $\mu^+ \mu^-$. Модели, в которых частица ТМ аннигилирует в две легкие векторные частицы, распадающиеся на пары лептонов (порождая состояния $4e$ или 4μ), менее ограничены: поток γ -лучей от излучения в конечном состоянии (FSR) грубо уменьшен множителем $\ln(m/m_\ell)/\ln(M/m_\ell)$. Несмотря на это снова требуется более постоянный профиль плотности ТМ, чем предлагаемый методами моделирования задачи N тел. Если легкие векторные частицы имеют большое время жизни в кпк-масштабе, последующее сглаживание ($e^\pm, \gamma, \nu$)-накачки от аннигиляции ТМ фактически эквивалентно более гладкому профилю плотности ТМ, который предполагается ограничениями по γ -излучению [15].

Обратное комптоновское рассеяние обеспечивает доминирующее ограничение для тех лептонных каналов, которые подавляют излучение в конечном состоянии. Поскольку теперь энергетический спектр избытка $e^\pm$ сильно ограничен наблюдениями FERMI, HESS и PAMELA, поток γ -лучей от обратного комптоновского рассеяния может быть достоверно вычислен, причем он совпадает с потоком, изображенным на рис. 1в: все модели ТМ, которые хорошо согласуются с наблюдаемым избытком $e^\pm$, предсказывают, грубо говоря, один и тот же поток от обратного комптоновского рассеяния.

Наконец, разные авторы заметили, что скорость аннигиляции ТМ, будучи пропорциональна квадрату плотности ТМ, в ранней Вселенной усиливается благодаря большей плотности ТМ. Результирующие ограничения на интерпретацию избытка $e^\pm$ с помощью ТМ получаются значительными [16] (линии, помеченные “КМФ”, на наших рисунках).

6. РАСПАД ТМ

Альтернативная интерпретация избытка $e^\pm$ с помощью распада ТМ преодолевает три трудности, с которыми сталкивается теория аннигиляции ТМ. Во-первых, скорость распада не связана с космологическим вымораживанием, так что нет необходимости вводить усиление Зоммерфельда или какое-либо другое. Во-вторых, космологические ограничения не существенны, поскольку время жизни ТМ не увеличивается в ранней Вселенной. В-третьих, скорость распада пропорциональна ρ , а не ρ^2 :

Рис. 3. То же, что на рис. 2, но для NFW-профиля ТМ.

в связи с этим член, соответствующий излучению $e^\pm$, γ , увеличивается слабее вблизи галактического центра, где ρ больше. На рис. 3 показано, что интерпретация избытка $e^\pm$ с помощью распада ТМ согласуется с ограничениями по γ и ν даже для NFW-профиля плотности ТМ. И в этом случае решение проблемы избытка $e^\pm$, совместное с ограничениями по γ -излучению, обеспечивают только модели с $\mu^+\mu^-$, 4μ и $4e$.

Мы видим, что требуемые масса и время жизни частиц ТМ таковы: $M \sim 3$ ТэВ и $\tau \sim 10^{26}$ с. Распад ТМ с использованием 6-мерного оператора, запрещенного теорией Великого объединения, естественным образом дает нужную величину $\tau \sim M_{\text{GUT}}^4/M^5$ [17], [18]. Более того, если ТМ представляет собой частицы типа протонов, состоящие из киральных фермионов, с асимметрией, удерживаемой в тепловом равновесии сферонами вплоть до масштаба разрушения электрослабой сим-

метрии при $T \sim 100 \text{ ГэВ}$, то естественным образом получается космологический избыток ТМ, поскольку $\Omega_{\text{DM}}/\Omega_b \sim e^{-M/T} M/m_p$ для масс M порядка нескольких ТэВ [19]. ТМ может быть не единственной частицей, находящейся под воздействием новых сильных взаимодействий: как хорошо известно, несколько масштабов порядка ТэВ независимо появляются в решениях задачи об иерархии массы Хиггса, где из-за сильного взаимодействия $\lambda \sim 4\pi$ киральные фермионы преобретают массу $M \sim 4\pi v$.

7. ВЫВОДЫ

Избытки $e^\pm$ в космических лучах, измеренные коллаборациями FERMI, PAMELA и HESS, могут быть объяснены аннигиляцией или распадом ТМ в конечные лептонные состояния. Имеются следующие решения этой проблемы.

1. Аннигиляции или распады в $\mu^+\mu^-$, 4μ и $4e$.
2. Аннигиляции позволены только в том случае, если профиль плотности галактической ТМ является квазипостоянным, например изотермическим. Это не удовлетворяется при расчетах методами задачи N тел.
3. Распады позволены даже для профилей типа NFW или Einasto, которые подходят для расчетов методами задачи N тел.

Следующий шаг – использование данных FERMI для того, чтобы смоделировать и вычесть астрофизический фон. Если это можно сделать достаточно точно, то такая чувствительность к γ -излучению от ТМ становится фактором, достаточно сильным для того, чтобы протестировать даже указанные оставшиеся модели [19].

Список литературы

- [1] O. Adriani et al. (PAMELA Collab.), *Nature*, **458** (2009), 607–609, arXiv:0810.4995.
- [2] J. Chang et al. (ATIC Collab.), *Nature*, **456** (2008), 362–365.
- [3] A. A. Abdo et al. (FERMI/LAT Collab.), *Phys. Rev. Lett.*, **102** (2009), 181101, 6 pp., arXiv:0905.0025.
- [4] F. Aharonian et al. (H.E.S.S. Collab.), *Phys. Rev. Lett.*, **101**:26 (2008), 261104, 5 pp., arXiv:0811.3894; *Astron. Astrophys.*, **508**:2 (2009), 561–564, arXiv:0905.0105.
- [5] F. Donato, N. Fornengo, D. Maurin, P. Salati, R. Taillet, *Phys. Rev. D*, **69**:6 (2004), 063501, 19 pp., arXiv:astro-ph/0306207.
- [6] M. Cirelli, M. Kadastik, M. Raidal, A. Strumia, *Nucl. Phys. B*, **813**:1–2 (2009), 1–21, arXiv:0809.2409.
- [7] M. Ibe, H. Murayama, T. T. Yanagida, *Phys. Rev. D*, **79**:9 (2009), 095009, 5 pp., arXiv:0812.0072; W.-L. Guo, Y.-L. Wu, *Phys. Rev. D*, **79**:5 (2009), 055012, 5 pp.; arXiv:0901.1450.
- [8] A. Sommerfeld, *Ann. Phys.*, **403**:3 (1931), 257–330; J. Hisano, S. Matsumoto, M. M. Nojiri, *Phys. Rev. Lett.*, **92**:3 (2004), 031303, 4 pp., arXiv:hep-ph/0307216; M. Cirelli, A. Strumia, M. Tamburini, *Nucl. Phys. B*, **787**:1–2 (2007), 152–157, arXiv:0706.4071.
- [9] M. Cirelli, R. Franceschini, A. Strumia, *Nucl. Phys. B*, **800**:1–2 (2008), 204–220, arXiv:0802.3378.
- [10] N. Arkani-Hamed, D. P. Finkbeiner, T. Slatyer, N. Weiner, *Phys. Rev. D*, **79**:1 (2009), 015014, 16 pp., arXiv:0810.0713.
- [11] O. Adriani et al. (PAMELA Collab.), *Phys. Rev. Lett.*, **102**:5 (2009), 051101, 5 pp., arXiv:0810.4994.
- [12] T. Delahaye, R. Lineros, F. Donato, N. Fornengo, P. Salati, *Phys. Rev. D*, **77**:6 (2008), 063527, 19 pp., arXiv:0712.2312.

- [13] P. Meade, M. Papucci, A. Strumia, T. Volansky, *Nucl. Phys. B*, **831**:1–2 (2010), 178–203, arXiv:0905.0480.
- [14] M. Papucci, A. Strumia, *JCAP*, **03** (2010), 014, 17 pp., arXiv:0912.0742.
- [15] I. Z. Rothstein, T. Schwetz, J. Zupan, *JCAP*, **07** (2009), 018, 23 pp., arXiv:0903.3116.
- [16] J. Hisano, M. Kawasaki, K. Kohri, T. Moroi, K. Nakayama, *Phys. Rev. D*, **79**:8 (2009), 083522, 10 pp., arXiv:0901.3582; Erratum, **80**:2, 029905, 2 pp.; A. V. Belikov, D. Hooper, *Phys. Rev. D*, **80**:3 (2009), 035007, 9 pp., arXiv:0904.1210.
- [17] E. Nardi, F. Sannino, A. Strumia, *JCAP*, **01** (2009), 043, 20 pp., arXiv:0811.4153.
- [18] A. Arvanitaki, S. Dimopoulos, S. Dubovsky, P. W. Graham, R. Harnik, S. Rajendran, *Phys. Rev. D*, **79**:10 (2009), 105022, 35 pp., arXiv:0812.2075.
- [19] A. C. Vincent, W. Xue, J. M. Cline, *Phys. Rev. D*, **82**:12 (2010), 123519, 17 pp., arXiv:1009.5383.