Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

В. С. Березинский, В. И. Докучаев, Ю. Н. Ерошенко,
М. Кахелрис, М. О. Сольберг, Сверхплотные сгустки
темной материи из сверхтяжелых частиц, *ТМФ*, 2012,
том 170, номер 1, 102–109

DOI: <https://doi.org/10.4213/tmf6748>

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: 54.157.27.8

26 апреля 2023 г., 17:49:12

© 2012 г. В. С. Березинский*, В. И. Докучаев[†],
Ю. Н. Ерошенко[†], М. Кахелрис[‡], М. О. Сольберг[‡]

СВЕРХПЛОТНЫЕ СГУСТКИ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ ИЗ СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЧАСТИЦ

Описываются некоторые достаточно специальные, но при этом допустимые условия формирования сверхплотных сгустков (или минигало) темной материи. Такие сгустки могут возникать за счет нескольких механизмов, прежде всего из пиков в спектре возмущений плотности. Возникая очень рано, в эпоху преобладания излучения, эти сгустки эволюционируют как изолированные объекты. В течение длительного времени после своего появления они не принадлежат к иерархическим структурам и поэтому не разрушаются приливными взаимодействиями во время формирования более крупных структур. Если эти сгустки состоят из сверхтяжелых частиц темной материи, то эволюция их центральной части может привести к “гравитермической катастрофе”, в результате которой возрастает центральная плотность и значительно увеличивается аннигиляционный сигнал. Вследствие этого аннигиляция сверхтяжелых нейтрино в плотных сгустках может привести к наблюдаемым потокам продуктов аннигиляции в виде частиц сверхвысокой энергии.

Ключевые слова: темная материя, нейтрино, космология, космические лучи.

1. СВЕРХТЯЖЕЛЫЕ ЧАСТИЦЫ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ

Начнем со сверхтяжелых частиц. Массы частиц, родившихся в ранние космологические эпохи за счет теплового механизма, ограничены величиной $m_\chi \sim 100$ ТэВ [1]. Однако допущение о том, что частица темной материи (ТМ) находилась в состоянии химического равновесия, для достаточно тяжелых частиц не является необходимым и не выполняется. Сверхтяжелые частицы могут возникнуть в конце инфляции, при этом они могут играть роль частиц ТМ [2], [3]. Гравитационное рождение в нестационарном гравитационном поле обеспечивает естественный механизм для рождения сверхтяжелой ТМ (СТТМ) [4]. В результате распада сверхтяжелых частиц может возникать гамма-излучение сверхвысокой энергии [2], [3], однако этот сценарий в настоящее время сильно ограничен.

*The Gran Sasso National Laboratory, Center for Astroparticle Physics at LNGS, Assergi, Italy

[†]Институт ядерных исследований РАН, Москва, Россия. E-mail: eroshenko@ms2.inr.ac.ru

[‡]Department of Physics, Norwegian University of Science and Technology NTNU, Trondheim, Norway

В качестве кандидатов на роль сверхтяжелых частиц ТМ мы будем рассматривать нейтралино с массой 10^{11} ГэВ в модели сверхтяжелой суперсимметрии, как это было предложено в работе [5].

Возможность непрямого наблюдения стабильной СТТМ зависит от темпа аннигиляции частиц, который можно грубо оценить как $\dot{N}_{\text{ann}} \propto m_{\chi}^{-4}$. Поскольку такой фон, как космические лучи от астрофизических источников или поток диффузных фотонов, убывает лишь пропорционально $1/E^{\alpha}$ при $\alpha \leq 3$, не прямое наблюдение ТМ представляется все более и более трудным при возрастании массы ТМ. Возможность преодоления этой проблемы состоит в аннигиляции частиц в центральной сверхплотной области сгустков ТМ [6], однако здесь требуется реалистичный сценарий для случая очень высокой плотности ТМ. Вторая возможность заключается в формировании сверхплотных сгустков [7], [8] с очень высокой средней плотностью.

Цель настоящей работы состоит в изучении возможностей детектирования стабильных сверхтяжелых частиц через их аннигиляцию в сверхплотных сгустках.

2. КИНЕТИЧЕСКОЕ ОТЩЕПЛЕНИЕ СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЧАСТИЦ ТМ

Спектр масс сгустков ТМ обрезан при низком значении массы M_{min} вследствие вылета частиц из сгустка. Это значение массы сильно зависит от модели. Спектр масс сгустков ТМ, образованных стандартными нейтралино ~ 100 ГэВ обрезан вблизи массы Земли. Обрезание можно значительно уменьшить в случае сверхтяжелых частиц.

Кинетическое отщепление бино и хиггсина происходит при температурах ($M_{\text{SUSY}} = 10^{12}$ ГэВ)

$$T_d \simeq \begin{cases} 2 \cdot 10^{11} \text{ ГэВ,} & \text{бино} \\ 2 \text{ ГэВ,} & \text{хиггсина,} \end{cases} \quad (1)$$

а масса ТМ внутри горизонта в этих случаях

$$M_d \simeq \begin{cases} 6 \cdot 10^{-12} \text{ Г,} & \text{бино,} \\ 6 \cdot 10^{21} \text{ Г,} & \text{хиггсина.} \end{cases} \quad (2)$$

Масса M_d соответствует возможному обрезанию массового спектра. Для бино масса M_d лишь в 34 раза больше массы частицы $m_{\chi} \sim 10^{11} \text{ ГэВ} = 1.78 \cdot 10^{-13} \text{ Г}$. В случае бино масса, определяемая эффектом свободного разлета, задает второе обрезание. Формально массы всех сгустков могут начинаться со значения $M_{\text{fs}} \simeq 260 m_{\chi}$. В случае хиггсина масса, определяемая эффектом свободного разлета, пренебрежимо мала, и свободное течение не играет роли в эволюции возмущений.

3. НЕСТАНДАРТНЫЙ СПЕКТР ВЫСОКИХ ПИКОВ ВОЗМУЩЕНИЙ ПЛОТНОСТИ

Средняя флуктуация нормированного степенного спектра реликтового излучения на масштабе горизонта на стадии преобладания излучения выражается как

$$\sigma_{\text{H}}(M) \simeq 9.5 \cdot 10^{-5} \left(\frac{M}{10^{56} \text{ Г}} \right)^{(1-n_p)/4}. \quad (3)$$

Простейшие инфляционные модели дают примерно масштабно-инвариантный спектр. Согласно данным WMAP за 7 лет $n_p = 0.963 \pm 0.014$, и имеется явное предпочтение в пользу $n_s < 1$. В соответствии с этими наблюдениями дисперсия $\sigma_H(M)$ слишком мала для формирования сгустков на стадии преобладания излучения. Такие сгустки могут эффективно возникнуть только из нестандартного спектра, содержащего пики.

Острый пик появляется в спектре флуктуаций, если инфляционный потенциал $V(\phi)$ имеет плоский участок, поскольку производная $V' = dV(\phi)/d\phi \rightarrow 0$. На соответствующем масштабе в спектре возмущений появляется пик. Аналогичный эффект может возникать в инфляционных моделях с несколькими скалярными полями [9], [10]. В моделях обоих типов спектр вне пика может иметь обычную форму. В частности, он может приближенно представлять собой спектр Харрисона–Зельдовича и порождать галактики, скопления и сверхскопления согласно стандартному сценарию.

Сгустки ТМ формируются в широком диапазоне по массам, если спектр первичных возмущений плотности имеет степенной вид. Если, наоборот, спектр имеет пик на некотором масштабе, то сгустки формируются в основном в узком диапазоне масс вблизи пика.

4. ФОРМИРОВАНИЕ СВЕРХПЛОТНЫХ СГУСТКОВ ТМ В ЭПОХУ ПРЕОБЛАДАНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

Рассмотрим формирование сверхплотных сгустков. В сферической модели эволюция возмущений после пересечения горизонта описывается уравнением [7]

$$y(y+1) \frac{d^2 b}{dy^2} + \left[1 + \frac{3}{2}y\right] \frac{db}{dy} + \frac{1}{2} \left[\frac{1+\Phi}{b^2} - b \right] = 0. \quad (4)$$

Это уравнение применимо для эволюции как энтропийных, так и адиабатических возмущений, но его следует использовать с различными начальными условиями.

Формирование сгустков из энтропийных возмущений было рассмотрено в работе [7]. В этом случае начальная скорость сферических оболочек в сопутствующем пространстве равна нулю. Сформированный объект имеет плотность

$$\rho \simeq 140\Phi^3(\Phi+1)\rho_{\text{eq}}, \quad (5)$$

которая зависит от значения возмущений Φ . Возможный пример таких сгустков представляют собой аксионные миникластеры.

Рассмотрим далее эволюцию адиабатических возмущений в эпоху преобладания излучения. Для адиабатических возмущений $\Phi = 0$, однако начальная скорость db/dt отлична от нуля и определяется известным аналитическим решением для линейной стадии [11]:

$$\delta = \frac{3A_{\text{in}}}{2} \left[\ln \left(\frac{x}{\sqrt{3}} \right) + \gamma_E - \frac{1}{2} \right], \quad (6)$$

где переменная x связана с сопутствующим волновым вектором k . Удобно спит аналитическое решение линейной теории с численным решением нелинейного уравнения в момент, соответствующий “переходному” значению $\delta = 0.2$.

Рис. 1. Средняя плотность ρ (в г/см³) сгустков как функция возмущения δ_H в плотности излучения на масштабе горизонта. Сплошные линии соответствуют (сверху вниз) сгусткам массы $M = 10^{-10}, 10^{-5}, \dots, 10^{35}$ г. Штриховой линией показана граница плотности сгустков, обусловленная перепроизводством первичных черных дыр с порогом $\delta_c = 0.7$. Время гравитационной двухчастичной релаксации внутри ядер сгустков меньше возраста Вселенной для сгустков ниже пунктирной линии для частиц ТМ массы $m_\chi = 10^{11}$ ГэВ. Звездочкой отмечены предпочтительные параметры для аннигиляции, а крестиком – типичный пример, рассмотренный для сравнения.

После отщепления от космологического расширения объект сжимается в два раза и вириализуется. В рамках описанного выше формализма находим плотность сгустка $\rho = \rho(M, \delta_H)$ как функцию его массы M и значения возмущения излучения на масштабе горизонта δ_H . Плотности сгустков приведены на рис. 1 для нескольких значений масс сгустков. Наблюдается сходимость кривых к $\rho \sim \rho_{eq} \sim 10^{-19}$ г/см³, т.е. для сгустков, образованных вблизи момента равенства вещества и излучения, как это и должно быть.

Заметим, что сверхплотные сгустки из пиков в спектре не разрушаются приливными силами и их функция масс локализована вблизи определенной массы. Поэтому доля ТМ в форме таких сгустков составляет порядка единицы. Половина ТМ приходится на сверхплотные сгустки, а оставшаяся масса – в пустотах.

Ограничения на спектр адиабатических возмущений следуют из ограничений на первичные черные дыры, которые могут образовываться из того же спектра возмущений. В случае возмущений энтропии первичные черные дыры не образуются. Соответствующие ограничения показаны на рис. 1 штриховой линией. Локальный минимум на кривой соответствует хокинговскому испарению первичных черных дыр. Разрешенная область параметров лежит ниже штриховой линии.

5. РЕЛАКСАЦИЯ В СГУСТКАХ И “ГРАВИТЕРМИЧЕСКАЯ КАТАСТРОФА”

Первая стадия эволюции сгустков представляет собой обыкновенное гравитационное сжатие. На второй стадии могут оказаться важными другие процессы: гравитационное рассеяние двух тел и некий ограничивающий эффект типа вырождения Ферми или интенсивная аннигиляция частиц. Как может быть, что гравитационное рассеяние двух тел становится преобладающим процессом для элементарных частиц? Это возможно для сверхтяжелых частиц, потому что гравитационное рассеяние пропорционально m^2 , в то время как электрослабое рассеяние этих частиц обратно пропорционально m^2 .

Большие массы частиц и очень высокая плотность сгустков приводят к тому, что время релаксации

$$t_{\text{rel,gr}} \simeq \frac{1}{4\pi} \frac{v^3}{G^2 m_\chi^2 n \ln(0.4N)} \quad (7)$$

меньше возраста Вселенной t_0 . Это порождает “гравитермическую катастрофу”, которая приводит к изотермическому профилю плотности $\rho(r) \propto r^{-2}$. Эти параметры показаны пунктирной линией на рис. 1. В таком режиме испарение частиц из ядра становится главным процессом, отвечающим за эволюцию сгустков.

Существуют ли какие-нибудь физические процессы, которые предотвращали бы крайне высокие плотности в центрах сгустков? Во-первых, это электрослабое упругое рассеяние частиц или самодействие. Вычисления показывают, что самодействия не могут остановить гравитационный коллапс, поскольку ядро остается прозрачным для сверхтяжелых нейтрально вплоть до крайне малого радиуса. Другой эффект – аннигиляция частиц. Этот эффект исследовался в работах [12], [13]. Радиус ядра находится из баланса аннигиляции и гидродинамического потока. Соответствующий безразмерный радиус ядра $x_c \equiv R_c/R$ имеет вид

$$x_c^2 \simeq \frac{\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle \rho^{1/2}}{G^{1/2} m}. \quad (8)$$

Если сверхтяжелые частицы ТМ являются фермионами, как в случае нейтрально, то имеет место другой эффект, который останавливает сжатие ядра при гораздо большем радиусе. Этот эффект – давление вырожденного ферми-газа. Максимальную плотность ядра можно вывести из равенства ферми-импульса и вириального импульса частиц:

$$p_F = (3\pi^2)^{1/3} \left(\frac{\rho_c}{m_\chi} \right)^{1/3} = m_\chi V_c. \quad (9)$$

Получаем соответствующий относительный радиус ядра

$$x_c^2 = \pi^2 \frac{\bar{\rho}}{m_\chi^4} \left(\frac{GM}{R} \right)^{-3/2}. \quad (10)$$

Таким образом, гравитационно-тепловая неустойчивость ограничена вырождением Ферми в центральном ядре.

Рис. 2. Максимальные потоки $I_i(E)$ фотонов, нуклонов и нейтронов при аннигиляциях нейтралино в галактическом гало и экспериментальные данные для нейтралино при массах частиц 10^{11} ГэВ.

6. АННИГИЛЯЦИОННЫЕ СИГНАЛЫ

Сверхплотные сгустки не могут состоять из стандартных нейтралино по 100 ГэВ, поскольку после их аннигиляции должно возникнуть чрезмерное диффузное гамма-излучение. Рассмотрим сверхтяжелые нейтралино. Вычислим константу аннигиляции в отдельном сгустке и получающийся поток различных частиц:

$$I_i(E) = \frac{1}{2} \dot{N}_{\text{ann}} F \frac{1}{m_\chi} \frac{dN_i}{dx}, \quad (11)$$

где F – астрофизический множитель, содержащий информацию о распределении ТМ в галактическом гало. В качестве распределений будем использовать профиль плотности Наварро–Френка–Уайта. Возьмем спектры и фрагментационные функции из работы [14]. В случае хиггсино аннигиляционный сигнал дополнительно усилен эффектом Зоммерфельда.

Максимальные потоки фотонов, нуклонов и нейтронов, доступные в данных по космическим лучам, показаны на рис. 2. Там же приведены верхние пределы, полученные из различных экспериментов. В настоящий момент аннигиляции сверхтяжелых частиц главным образом ограничены экспериментальными ограничениями на долю фотонов, однако в будущем может стать значимым поиск нейтрино при более низких энергиях с помощью нейтринного телескопа IceCube размером км³. При оптимистичных параметрах сгустков и для сверхтяжелых бино в качестве частиц

ТМ поток следует перемасштабировать, при этом он оказывается на несколько порядков выше, чем верхние пределы. При пессимистичном выборе параметров поток на несколько порядков ниже. Поэтому поток аннигиляции стабильных сверхтяжелых нейтралов может оказаться достаточно большим, чтобы быть доступным для наблюдений, если первичные возмущения плотности являются пикообразными.

7. ПОИСК СГУСТКОВ С ПОМОЩЬЮ ДЕТЕКТОРОВ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН

Ранее было указано, что интерферометрические детекторы гравитационных волн такие, как LISA, способны детектировать малейшие изменения гравитационного поля, если компактный объект проходит вблизи детектора. Это было отмечено для первичных черных дыр [15], астероидов [16] или компактных объектов из ТМ неизвестной природы [17]. В этот список можно включить и сверхплотные сгустки. Наблюдаемый сигнал связан с гравитационной приливной силой, изменяющей длину плеча интерферометра, что создает соответствующий сдвиг фазы.

Детектор LISA будет способен искать компактные объекты в интервалах масс $10^{16} \text{ г} \leq M \leq 10^{20} \text{ г}$ согласно работе [15] и $10^{14} \text{ г} \leq M \leq 10^{20} \text{ г}$ согласно работе [17]. Сигнал будет иметь вид отдельных импульсов с характеристической частотой на нижнем конце ожидаемой кривой чувствительности LISA и скоростью счета порядка нескольких за десятилетие, если объекты составляют большую часть ТМ.

Сгустки, образованные из стандартного степенного спектра, имеют довольно небольшую плотность, а радиусы этих сгустков, как правило, превышают длину плеча интерферометра в детекторе LISA, равную $L \simeq 5 \cdot 10^{11} \text{ см}$. Таким образом, обнаружение обычных сгустков с помощью детектора LISA не представляется возможным. Сверхплотные сгустки могут легко удовлетворить условию компактности для указанных выше интервалов масс, и поэтому в принципе их можно наблюдать с помощью детектора LISA.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сверхплотные сгустки могут возникать из изотермических возмущений в модели, предложенной в работе [7], или из пиков в спектре адиабатических возмущений. Сгустки возникают в очень ранней Вселенной в эпоху преобладания излучения. В принципе спектр возмущений может включать как масштабнo-инвариантную степенную компоненту, так и пики. Сверхплотные сгустки ограничены первичными черными дырами, которые возникли из того же спектра возмущений. Для сверхмассивных составляющих частиц в сверхплотных сгустках может произойти “гравитермическая катастрофа”. Большое начальное ядро может преобразоваться в очень плотное новое ядро, ограниченное вырождением Ферми. Гамма-излучение из сверхплотных сгустков можно наблюдать даже в случае сверхтяжелых частиц ТМ. Эти сгустки можно наблюдать с помощью будущих детекторов гравитационных волн таких, как космический интерферометр LISA. Подробности можно найти в работе [18].

Благодарности. Настоящая работа выполнена в рамках Программы поддержки ведущих научных школ (грант НШ-3517.2010.2).

Список литературы

- [1] K. Griest, M. Kamionkowski, *Phys. Rev. Lett.*, **64**:6 (1990), 615–618; L. Hui, *Phys. Rev. Lett.*, **86**:16 (2001), 3467–3470.
- [2] V. Berezhinsky, M. Kachelrieß, A. Vilenkin, *Phys. Rev. Lett.*, **79**:22 (1997), 4302–4305, arXiv:astro-ph/9708217.
- [3] В. А. Кузьмин, В. А. Рубаков, *ЯФ*, **61** (1998), 1122.
- [4] D. J. H. Chung, E. W. Kolb, A. Riotto, *Phys. Rev. D*, **59**:2 (1999), 023501, 8 pp.; V. Kuzmin, I. Tkachev, *JETP Lett.*, **68**:4 (1998), 271–275, arXiv:hep-ph/9802304; D. H. Lyth, D. Roberts, *Phys. Rev. D*, **57**:12 (1998), 7120–7129, arXiv:hep-ph/9609441.
- [5] V. Berezhinsky, M. Kachelrieß, M. Aa. Solberg, *Phys. Rev. D*, **78**:12 (2008), 123535, 10 pp., arXiv:0810.3012.
- [6] P. Blasi, R. Dick, E. W. Kolb, *Astropart. Phys.*, **18**:1 (2002), 57–66, arXiv:astro-ph/0105232.
- [7] E. W. Kolb, I. I. Tkachev, *Phys. Rev. D*, **50**:2 (1994), 769–773, arXiv:astro-ph/9403011.
- [8] P. Scott, S. Sivertsson, *Phys. Rev. Lett.*, **103**:21 (2009), 211301, 4 pp., arXiv:0908.4082.
- [9] J. Yokoyama, *Astron. Astrophys.*, **318**:3 (1997), 673–679.
- [10] J. Garcia-Bellido, A. D. Linde, D. Wands, *Phys. Rev. D*, **54**:10 (1996), 6040–6058, arXiv:astro-ph/9605094.
- [11] C. Schmid, D. J. Schwarz, P. Widerin, *Phys. Rev. D*, **59**:4 (1999), 043517, 20 pp.
- [12] V. S. Berezhinsky, A. V. Gurevich, K. P. Zybin, *Phys. Lett. B*, **294**:2 (1992), 221–228.
- [13] V. Berezhinsky, A. Bottino, G. Mignola, *Phys. Lett. B*, **391**:3–4 (1997), 355–359.
- [14] R. Aloisio, V. Berezhinsky, M. Kachelrieß, *Phys. Rev. D*, **69**:9 (2004), 094023, 16 pp.
- [15] N. Seto, A. Cooray, *Phys. Rev. D*, **70**:6 (2004), 063512, 5 pp., arXiv:astro-ph/0405216.
- [16] P. Tricarico, *Class. Quant. Grav.*, **26**:8 (2009), 085003, 9 pp.
- [17] A. W. Adams, J. S. Bloom, *Direct detection of dark matter with space-based laser interferometers*, arXiv:astro-ph/0405266v2.
- [18] V. Berezhinsky, V. Dokuchaev, Yu. Eroshenko, M. Kachelrieß, M. Aa. Solberg, *Phys. Rev. D*, **81** (2010), 103529, 9 pp., arXiv:1002.3444; *Phys. Rev. D*, **81** (2010), 103530, 9 pp., arXiv:1002.3445.