

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Мелкомасштабная структура темной материи и микролинзирование

А.В. Гуревич, К.П. Зыбин, В.А. Сирота

Наблюдения микролинзирования выявили, что значительная часть, возможно, более половины темного вещества в гало нашей Галактики состоит из объектов, имеющих спектр масс от 0,05 до 0,8 массы Солнца. Какова природа этих объектов? Имеются две гипотезы. Согласно одной — это планеты типа Юпитера или небольшие звезды (коричневые карлики), состоящие из обычного барионного вещества. Согласно другой гипотезе, это некомпактные объекты — мелкомасштабные образования, возникающие в небарионном темном веществе. В обзоре изложена теория, описывающая возможность существования некомпактных объектов в гало и в Галактике, процесс их образования в небарионном веществе и их структуру. Подробно рассмотрена теория микролинзирования на компактных и некомпактных объектах. Описаны результаты наблюдений микролинзирования и проведено их сопоставление с теорией. Указаны возможные астрофизические проявления наличия мелкомасштабной структуры. Исследования в этой области интенсивно развиваются, они представляют фундаментальный космологический и астрофизический интерес.

PACS numbers: 95.35.+d, 98.35.-a

Содержание

1. Введение (913).
2. Минимальные объекты темной материи (914).
 - 2.1. Обрезание первичного спектра. 2.2. Линейный рост флуктуаций. 2.3. Масса минимальных объектов темной материи. 2.4. Масштаб минимальных объектов.
3. Иерархическая структура (917).
 - 3.1. Кластеризация. 3.2. Время жизни захваченных объектов. 3.3. Разрушение объектов в иерархической структуре. 3.4. Мелкомасштабная структура — основная гипотеза. 3.5. Время жизни мелкомасштабных объектов в Галактике.
4. Структура некомпактных объектов (921).
 - 4.1. Коэффициент нелинейного сжатия. 4.2. Распределение плотности в некомпактных объектах. 4.3. Влияние барионной компоненты на структуру некомпактных объектов. 4.4. Структура некомпактных объектов в гало. 4.5. Некомпактные объекты в Галактическом диске.
5. Теория микролинзирования на некомпактных объектах (924).
 - 5.1. Микролинзирование на компактных телах. 5.2. Микролинзирование на некомпактных объектах. 5.3. Сопоставление кривых блеска, создаваемых некомпактными и компактными

- линзами. 5.4. Влияние барионного ядра на кривую линзирования некомпактного объекта. 5.5. Оптическая толщина.
 6. Микролинзирование — результаты наблюдений и сопоставление с теорией (930).
 - 6.1. Микролинзирование объектов в гало и в центральной части Галактики (балдже). 6.2. Результаты наблюдений в гало. 6.3. Сопоставление данных наблюдений в гало с теорией микролинзирования некомпактных объектов. 6.4. Результаты наблюдений в центральной области Галактики и их сопоставление с теорией.
 7. Нейтральные звезды (934).
 - 7.1. Внегалактическое диффузное гамма-излучение. 7.2. Диффузное гамма-излучение гало Галактики. 7.3. Диффузное гамма-излучение Галактики. 7.4. Дискретные источники гамма-излучения. 7.5. Галактики как распределенные источники гамма-излучения. 7.6. Сравнение теории гамма-излучения нейтральных звезд с наблюдениями. 7.7. Некомпактные объекты как источник гамма-всплесков.
 8. Заключение (941).
- Список литературы (942).

1. Введение

Наблюдения указывают, что большую часть вещества во Вселенной — более 90 % — составляет невидимая (темная) материя [1]. В настоящее время неизвестно, из каких частиц она состоит. Однако из анализа процессов первичного нуклеосинтеза и формирования галактик следует, что частицы темной материи должны иметь небарионную природу и очень слабо взаимодействовать между собой и с барионной материей. Обычно предполагают, что это или гипотетические тяжелые частицы,

А.В. Гуревич, К.П. Зыбин, В.А. Сирота. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
117924 Москва, Ленинский просп. 53, Россия
Тел. (095) 132-64-14, 132-60-50, 132-61-71
E-mail: alex@td.lpi.ac.ru, zybin@td.lpi.ac.ru,
sirota@alex.lpi.ac.ru

Статья поступила 8 апреля 1997 г.

предсказываемые теорией суперсимметрии (их обычно называют нейтрино), или легкие аксионы, или космические струны. Все они могут составлять так называемую холодную темную материю (CDM) [2, 3].

Бездиссипативное темное вещество играет определяющую роль в образовании крупномасштабной структуры Вселенной — галактик, скоплений галактик, сверхскоплений. На нелинейной стадии развития малых начальных возмущений происходит гравитационное сжатие и последующее кинетическое размешивание темного вещества. В результате образуются стационарные самозахваченные объекты, имеющие в центре сингулярное распределение плотности ρ [4, 5]:

$$\rho(r) = Kr^{-\alpha}, \quad \alpha \approx 1,8. \quad (1)$$

Здесь K — постоянная, зависящая от момента формирования объекта. Важно, что вид начального возмущения практически не влияет на параметр скейлинга α .

Диссипативное барионное вещество, составляющее лишь малую долю от общей массы вещества, располагается в центре — в пике плотности, образуя галактики, а бездиссипативное темное вещество, распределенное по закону (1), образует гигантское гало галактик. Эта теория хорошо подтверждается данными наблюдений [6–8].

Благодаря гравитационным силам галактики объединяются в скопления, скопления — в крупные абелевские скопления и сверхскопления, образуя картину иерархического скучивания. Доминирующую роль в этом процессе также играет темное вещество, в котором всегда, независимо от размеров объекта, устанавливается распределение (1). Это свойство иерархического скучивания ярко проявляется в парной корреляционной функции галактик и других объектов (теория [9] хорошо согласуется с данными наблюдений [1, 10, 11]).

Выше речь шла о скучивании крупномасштабных объектов. Что же происходит с объектами меньшего размера, чем галактики, как далеко может тянуться иерархическая структура в темном веществе в сторону малых масштабов? Обычно предполагалось, что минимальными объектами, образующимися из темного вещества, являются гало малых галактик, имеющих массу $(10^7 - 10^8)M_\odot$. В последнее время, однако, произошел принципиальный сдвиг в представлениях о возможных масштабах минимальных объектов. В работах [12, 13] показано, что темная материя может образовывать гравитационно связанные объекты очень малого масштаба. Масса этих объектов определяется структурой спектра начальных флуктуаций. В настоящее время о структуре спектра в области малых масштабов ничего не известно. На основе выдвинутой в [12, 13] гипотезы о характере начального спектра в этой области удалось показать, что в темной материи в мелких масштабах может развиваться иерархическая структура, вполне подобная крупномасштабной структуре и имеющая разнообразные объекты с массами вплоть до массы Солнца.

Однако могут ли существовать подобные объекты темной материи в наше время и в какой форме? Как долго они живут, как распределены в гало Галактики? Анализ этих вопросов показал [13], что время жизни мелкомасштабных объектов много больше возраста Вселенной. Они распределены в гало в соответствии с фундаментальным законом (1). Таким образом, теория

указывает на возможность существования в гало Галактики большого количества мелкомасштабных объектов небарионной природы с достаточно широким спектром масс.

До сих пор темное вещество проявляло себя лишь в больших масштабах в наблюдениях динамики и гравитационного линзирования крупномасштабных структур. Поэтому фундаментальным новым шагом явились эксперименты по микролинзированию, которые выявили в гало нашей Галактики наличие значительного количества невидимых объектов с массой $M \sim (0,05 - 0,8)M_\odot$ [14–16]. Предполагается, что это коричневые или белые карлики или планеты ("юпитеры"), состоящие из обычной барионной материи [15, 17].

Однако количество обнаруженных темных объектов оказалось весьма большим. Детальный анализ, проведенный в последних работах [16], показывает, что наблюдаемые барионные объекты составляют 50 %, а может быть и больше, от всей массы темной материи в гало нашей Галактики. Возникает, таким образом, противоречие с представлениями о небарионной природе темного вещества. Кроме того, при такой интерпретации появляются и трудности в согласовании данных микролинзирования с прямыми оптическими наблюдениями на телескопе Хаббла [18].

В связи с этим в [12] была высказана гипотеза, что при микролинзировании в гало наблюдаются не планеты типа Юпитера и холодные звезды, а объекты мелкомасштабной иерархической структуры темной материи, состоящие из небарионного вещества. Однако эти объекты некомпактны — они имеют размер порядка радиуса Эйнштейна, характеризующего процесс микролинзирования, и даже могут в несколько раз превосходить его. В [19] была поэтому развита теория микролинзирования на некомпактных объектах темной материи (см. также [20]). Детальное сопоставление этой теории с доступными данными наблюдений показало их хорошее согласие [19, 13]. Следует, однако, подчеркнуть, что эти же наблюдательные данные находятся в соответствии и с теорией микролинзирования на компактных объектах; различие в результатах теорий лежит пока в пределах ошибки данных наблюдений. Поэтому в настоящее время вопрос о наличии как некомпактных, так и компактных объектов в гало Галактики остается открытым.

Изложению современного состояния этой проблемы посвящен данный обзор. Подчеркнем, что если при сопоставлении с теорией, в результате улучшения точности наблюдений микролинзирования и обработки данных, некомпактные объекты будут обнаружены, то это будет одновременно означать и прямое обнаружение небарионного холодного темного вещества, так как слабо светящиеся барионные объекты подобной массы и масштаба существовать не могут.

2. Минимальные объекты темной материи

2.1. Обрезание первичного спектра

Объекты темной материи образуются в процессе развития джинсовской неустойчивости: в результате гравитационного притяжения малые начальные возмущения однородно распределенного вещества возрастают. Важ-

ную роль в формировании появляющейся в результате этого структуры играет вид начальных флуктуаций плотности

$$\delta(\mathbf{x}, t) = \frac{\rho(\mathbf{x}, t) - \rho_0(t)}{\rho_0(t)}, \quad (2)$$

где $\rho(\mathbf{x}, t)$ — локальная плотность вещества, а $\rho_0(t)$ — его средняя плотность. Начальные флуктуации $\delta_{i0}(\mathbf{x})$ представляются обычно фурье-спектром $|\delta_i(\mathbf{k})|^2$, где

$$\delta_i(\mathbf{k}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \delta_{i0}(\mathbf{x}) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{x}) d\mathbf{x}. \quad (3)$$

Форма спектра начальных флуктуаций определяется физическими процессами в ранней Вселенной. Обычно используют спектр

$$|\delta_i(\mathbf{k})|^2 \propto k, \quad (4)$$

предложенный Я.Б. Зельдовичем в 1965 г. [21] и подтвержденный в последние годы в области больших масштабов данными наблюдений [22].

Спектр (4) обрезан при малых значениях волнового числа k на масштабах радиуса горизонта R_h^{-1} . При больших значениях волнового числа $k \rightarrow \infty$ обрезание возникает в период "закалки", т.е. выхода частиц, составляющих темную материю, из теплового равновесия. Заметим, что обычно рассматривают горячую и холодную темную материю (либо их комбинацию). Под горячей темной материей (HDM) понимают такие слабовзаимодействующие частицы, которые выходят из термодинамического равновесия, еще будучи релятивистскими (например, легкие нейтрино). К CDM относят достаточно тяжелые частицы с массой $m_\chi \gg 10^2$ эВ, сильное взаимодействие между которыми прекращается при понижении температуры в расширяющейся Вселенной до $T \approx m_\chi c^2$. Концентрация таких частиц может еще некоторое время после этого падать за счет аннигиляции. В обоих случаях изменение спектра происходит в малых масштабах в процессе выделения частиц темного вещества. За счет свободного кинетического разлета этих частиц размываются флуктуации, имеющие масштаб меньше радиуса горизонта в момент t_χ , при температуре

$$T(t_\chi) = m_\chi c^2. \quad (5)$$

Радиус горизонта $R_h^{t_\chi}$ в этот момент и определяет характерный масштаб обрезания [23]:

$$k_{\max} \approx \frac{1}{R_h^{t_\chi}}. \quad (6)$$

При этом в больших масштабах $k \ll k_{\max}$ спектр флуктуаций (3), (4) практически не меняется, в малых же масштабах $k > k_{\max}$ за счет процесса свободного разлета частиц возникает сильное затухание флуктуаций, что приводит к резкому падению спектра в масштабах $l < k_{\max}^{-1}$. Результат расчета изменения спектра (4) вследствие указанного процесса показан на рис. 1 [23]. Положение максимума определяется соотношениями (5), (6). Максимум достаточно широкий:

$$0,5k_{\max} < k < 2k_{\max}. \quad (7)$$

За ним происходит быстрое падение спектра. Наличие максимума в спектре и сильное падение при $k > k_{\max}$ говорят о том, что в конкретной реализации спектра

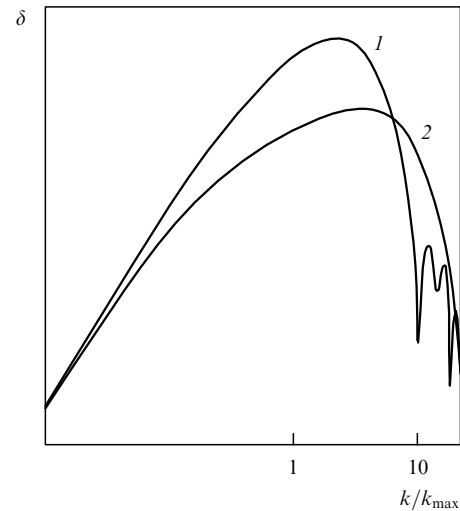


Рис. 1. Преобразование спектра Зельдовича вследствие свободного разлета частиц холодной темной материи [23]: 1 — статистический вес $g = 30$, 2 — $g = 200$ (16).

отсутствуют возмущения с масштабами меньше $l_{\min} \approx (2k_{\max})^{-1}$. Поэтому наименьшими объектами, образующимися из темной материи, будут именно объекты масштаба $l_{\min}$.

2.2. Линейный рост флуктуаций

Мелкомасштабная структура темной материи, как и крупномасштабная, возникает вследствие роста малых флуктуаций при развитии джинсовской неустойчивости. Важная особенность этого процесса в том, что на радиационно доминированной стадии расширения Вселенной флуктуации нарастают медленно. Их сравнительно быстрый рост начинается только после достижения равновесия, когда процесс расширения определяется уже веществом, а не излучением [24].

Обсудим динамику роста флуктуаций темной материи. Будем для простоты считать, что параметр Ω равен единице, т.е. плотность вещества равна критической плотности. В этом случае в масштабах меньше радиуса горизонта при анализе динамики флуктуаций можно пользоваться ньютоновским приближением. Уравнения, описывающие линейный рост флуктуаций плотности $\delta(\mathbf{x}, t)$, принимают простой вид [1]:

$$\frac{d^2 \delta}{dt^2} + \frac{2}{a} \frac{da}{dt} \frac{d\delta}{dt} = \frac{3}{8} \frac{\epsilon}{a^3} \delta, \quad \left(\frac{1}{a} \frac{da}{dt} \right)^2 = \frac{1}{4} \left(\frac{1}{a^4} + \frac{\epsilon}{a^3} \right). \quad (8)$$

Здесь $a(t)$ — масштабный фактор, определяющий расширение Вселенной. Параметр ϵ описывает соотношение плотностей вещества ρ_χ и излучения ρ_γ . До момента равновесия t_{eq} , когда $a < a_{eq}$, где

$$a(t_{eq}) = a_{eq} = \frac{1}{\epsilon}, \quad \epsilon = \frac{\rho_\chi}{\rho_\gamma}, \quad (9)$$

доминируют фотоны (первое слагаемое в уравнении (8) для $a(t)$), а после — при $t > t_{eq}$, нерелятивистские Х-частицы. На радиационно доминированной стадии, т.е. в период преобладания излучения, масштабный фактор $a(t)$ растет как $\sqrt{t}$, а на пылевой стадии, т.е. в период преобладания вещества, — как $t^{2/3}$ [1]. Поскольку плотность вещества $\rho_\chi \propto a^{-3}$, а плотность излучения

$\rho_\gamma \propto a^{-4}$, то $\rho_x/\rho_\gamma \propto a \propto (1+z)^{-1}$. Зная значение ρ_x/ρ_γ в настоящее время, легко найти плотность вещества и красное смещение в момент t_{eq} :

$$\rho_x \approx \rho_\gamma \approx \rho_{\text{eq}} \approx 3 \times 10^{-16} \text{ г см}^{-3},$$

$$t_{\text{eq}} = t(z_{\text{eq}}), \quad z_{\text{eq}} \simeq 3 \times 10^4. \quad (10)$$

В уравнениях (8) нормировка масштабного фактора $a(t)$ выбрана таким образом, что $a = 1$ в момент t_x выхода частиц темной материи из теплового равновесия, задаваемый уравнением (5). Поэтому $\epsilon = \rho_x^0/\rho_\gamma^0$, где ρ_x^0 и ρ_γ^0 — плотности соответственно X-частиц и фотонов в момент t_x . Поскольку температура T в момент равновесия t_{eq} порядка 10^2 эВ, то $t_x \ll t_{\text{eq}}$, если масса частиц $m_x \gg 10^2$ эВ. Это означает, что в холодной темной материи момент t_x относится к радиационно доминированной стадии и $\epsilon \ll 1$.

В уравнении (8) для δ можно избавиться от времени, вводя переменную

$$\mu = \sqrt{1 + a\epsilon}.$$

Действительно, выражая из второго уравнения системы (8) dt через da , получим универсальное уравнение для δ :

$$\frac{d}{d\mu} \left[(1 - \mu^2) \frac{d\delta}{d\mu} \right] + 6\delta = 0. \quad (11)$$

Решением этого уравнения является второй полином Лежандра:

$$\frac{\delta}{\delta_0} = 3\mu^2 - 1 = 3\epsilon a(t) + 2. \quad (12)$$

Подчеркнем, что здесь δ нормировано на малую величину δ_0 — начальное значение флуктуаций в момент t_x . Выражение (12) описывает линейный рост флуктуаций как на радиационно доминированной стадии, так и на пылевой. Мы видим, что на радиационно доминированной стадии флуктуации растут медленно, и к моменту, когда $z = z_{\text{eq}}$, т.е. $a = a_{\text{eq}}$, они вырастают лишь в 2,5 раза. После этого начинается энергичный рост флуктуаций:

$$\frac{\delta}{\delta_0} \propto 3\epsilon a \propto t^{2/3}. \quad (13)$$

2.3. Масса минимальных объектов темной материи

Процесс линейного роста флуктуаций заканчивается, когда величина возмущений становится сравнима со средней плотностью вещества, $\delta \sim 1$. После этого наступает стадия нелинейного гравитационного сжатия и кинетического размешивания, приводящая к формированию устойчивых сферически-симметричных объектов, имеющих в центре сингулярное распределение плотности (1). Детально этот процесс рассмотрен в обзоре [5]. В результате из первичного спектра флуктуаций последовательно развивается иерархическая структура гравитационно связанных объектов.

Важно, что эта структура ограничена снизу массой минимальных объектов M_{min} :

$$M_{\text{min}} \approx \rho_x(t_x) a_x^3. \quad (14)$$

Здесь $\rho_x(t_x)$ — плотность темной материи в момент "закалки", когда выделяются частицы m_x (5), а a_x — масштаб горизонта в тот же момент времени, $a_x = R_h^{t_x}$.

Сам же момент t_x , входящий в (14), зависит от массы частиц темной материи. Поэтому именно масса m_x оказывает определяющее влияние на M_{min} . В случае НДМ при $m_x \ll 10^2$ эВ [23],

$$M_x \approx \frac{m_{\text{pl}}^3}{m_x^2}. \quad (15)$$

Здесь $m_{\text{pl}} = (hc/G)^{1/2}$ — планковская масса. Видно, что в рассматриваемом случае масса M_{min} однозначно связана с массой частиц темной материи и для горячей темной материи она весьма велика. Так, для гипотетических маломассивных нейтрино с $m_x = 10$ эВ, рассматривавшихся в [2], масса $M_x \approx 10^{17} M_\odot$, что соответствует массе больших скоплений.

Для случая CDM при $m_x \gg 10^2$ эВ соотношение (15) меняется [25, 13]:

$$M_{\text{min}} = p \frac{m_{\text{pl}}^3}{m_x^2}, \quad p = \frac{n_x}{n_\gamma} \left(\frac{g}{4} \right)^{2/3}. \quad (16)$$

Здесь n_x и n_γ — соответственно концентрации частиц холодной темной материи и фотонов, g — статистический вес, его величина порядка 2×10^2 . Фактор p в (16) появляется вследствие аннигиляции большей части вещества в период после "закалки". Его можно оценить, исходя из современного отношения плотностей реликтовых фотонов и барионов ($\rho_\gamma/\rho_b \approx 10^{-9}$):

$$p \approx 10^{-8} \frac{m_b}{m_x},$$

где m_b и ρ_b — масса и плотность барионов.

Отсюда видно, что, если темная материя состоит из тяжелых частиц $m_x \geq 1$ ГэВ, то масса минимальных объектов весьма мала:

$$M_x \sim (10^{-6} - 10^{-7}) M_\odot \left(\frac{m_x}{1 \text{ ГэВ}} \right)^{-3}. \quad (17)$$

Подчеркнем, что оценка (6), (17) дает масштаб обрезания спектра и массу возможного минимального объекта в предположении, что как термодинамическая закалка частиц темной материи, так и прекращение их взаимодействия с другими частицами происходит непосредственно в момент t_x (5). Если же процессы закалки и, в особенности, прекращения взаимодействия затягиваются (что имеет место, например, для суперсимметричных частиц — нейтралино), то масштаб обрезания и масса минимального объекта могут существенно возрасти.

Еще одна возможность появления маломассивных небарионных структур связана с аксионами. В [26] исследовались нелинейные эффекты эволюции аксионного поля в ранней Вселенной, которые могут приводить к образованию гравитационно связанных миникластеров. Эти миникластеры имеют характерную массу $M \sim 10^{-12} M_\odot$ и размер $R \sim 10^{10}$ см.

2.4. Масштаб минимальных объектов

Масса минимальных объектов, как мы видели выше, не зависит от спектра начальных возмущений, а определяется лишь массой частиц темной материи. Масштаб минимальных объектов, напротив, определяется как раз амплитудой спектра флуктуаций δ . Действительно, средняя плотность вещества во Вселенной $\rho_0(t)$ убывает со

временем. Поскольку масса объекта фиксирована (см. (15), (16)), то размер его, естественно, определяется плотностью темного вещества в момент его образования t_c . Величина же t_c выделяется условием перехода к нелинейной стадии сжатия в области максимума спектра δ_m , где генерируются минимальные объекты:

$$\delta_m(t_c) \sim 1. \quad (18)$$

Таким образом, масштаб минимального объекта R_x определен как

$$R_{\min} \approx \left[\frac{M_{\min}}{\rho_0(t_c)} \right]^{1/3}, \quad (19)$$

где $\rho_0(t_c)$ — плотность темного вещества в момент его образования t_c .

Флуктуации в период преобладания излучения растут очень медленно (см. раздел 2.2). Поскольку начальные флуктуации δ_0 невелики, то соотношение (18) может быть выполнено лишь при $t_c > t_{eq}$, где t_{eq} — момент перехода от радиационно доминированной стадии к пылевой, определенный условием (9). При этом красное смещение z_c , соответствующее моменту t_c , определяется соотношениями (12), (18). Из них следует, что

$$z_c + 1 = \frac{3}{2} \frac{z_{eq} + 1}{1/\delta_0 - 1}, \quad \delta_0 < 1. \quad (20)$$

Поскольку плотность во Вселенной быстро убывает:

$$\rho = \rho_{eq} \left(\frac{1+z}{1+z_{eq}} \right)^3, \quad (21)$$

где $\rho_{eq} \approx 3 \times 10^{-16}$ г см⁻³ — плотность вещества в момент равновесия, то и масштаб минимальных объектов энергично растет с уменьшением δ_0 :

$$R_m = \kappa_2 \left\{ \frac{M_{\min}}{4\pi/[(3-\alpha)\rho_{eq}]} \right\}^{1/3} \frac{2}{3} \left(\frac{1}{\delta_0} - 1 \right). \quad (22)$$

Здесь приведено уточненное выражение для масштаба R_m — учтен фактор $\kappa_2 \approx 0,1-0,3$ нелинейного сжатия в процессе образования объекта (см. раздел 4.1), а также учтено установившееся распределение плотности в объекте (1).

Например, при $\delta_0 \approx 10^{-3}$ соответствующее красное смещение, при котором образовался объект (21), $z_c \approx 1,5 \times 10^{-3} z_{eq}$, и масштаб объекта массы $M_m = 10^{-6} M_\odot$ равен $R_m \approx 5 \times 10^{15}$ см. Если же $\delta_0 = 0,4$, то $z_c \approx z_{eq}$, и масштаб того же объекта гораздо меньше: $R_m \approx 10^{13}$ см. Отметим также, что масштаб интересующих нас в дальнейшем объектов с характерной массой $M_m = (0,1-0,5) M_\odot$ при $\delta_0 = 10^{-3}$ равен $(0,6-3) \times 10^{18}$ см, а при $\delta_0 = 0,4$ равен

$$R_m \approx (3-15) \times 10^{14} \text{ см}. \quad (23)$$

3. Иерархическая структура

Выше мы говорили лишь о минимальных объектах темной материи. Они возникают первыми. Наличие широкого спектра возмущений приводит к последовательной генерации объектов разных масштабов. При этом крупномасштабные объекты могут захватывать

объекты более мелкого масштаба и сами захватываться еще более крупными объектами. Именно такая иерархическая структура наблюдается в крупномасштабной структуре Вселенной: галактики, скопления галактик, крупные абелевские скопления, сверхскопления и т.д. Вполне естественно ожидать, что аналогичная иерархическая структура возникает и в области мелких масштабов.

Последовательность образования объектов разных масштабов определяется спектром флуктуаций. Переход от фурье-образа обратно к x -пространству соответствует интегрированию по d^3k и, следовательно, эквивалентен умножению спектра флуктуаций на k^3 . Поэтому имеет смысл рассматривать вместо $\delta(k)$ (см. (4)) спектральную функцию

$$F_0(k) = k^3 |\delta_i(k)|^2. \quad (24)$$

Важное преобразование спектра флуктуаций связано с особенностями CDM. Дело в том, что в случае CDM момент "закалки" частиц и момент, когда плотность частиц темной материи начинает доминировать, сильно разнесены по энергиям (и, соответственно, по времени или по красным смещениям z). Как было показано в (8), (12), на радиационно доминированной стадии флуктуации в темном веществе внутри горизонта R_h нарастают очень медленно — фактически они заморожены. Вне горизонта, т.е. при $k \leq k_{eq} = 1/R_h$, флуктуации малы и постепенно нарастают пропорционально времени [1]:

$$\frac{\delta\rho}{\rho} \propto t.$$

Благодаря этому процессу происходит определенное выравнивание флуктуаций в мелких масштабах, и спектральная функция преобразуется следующим образом [1, 2]:

$$F(k) = \frac{F_0(k)}{1 + (k/k_{eq})^4}. \quad (25)$$

Именно функция $F(k)$ определяет последовательность возникновения объектов разных масштабов ($l \sim 1/k$) в иерархической структуре CDM: первыми образуются объекты с максимальным значением $F(k)$, а затем последовательно другие, более крупные объекты.

Вид функции $F(k)$ для случая спектра Зельдовича (4) показан на рис. 2 (кривая 1). Как ясно из (24), (25), при

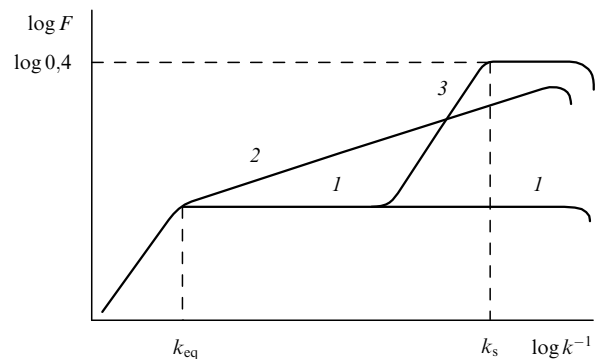


Рис. 2. Вид спектральной функции $F(k)$: 1 — для спектра Зельдовича, 2 — для степенного спектра, 3 — для нестандартного спектра.

$k > k_{\text{eq}}$ она постепенно переходит к плоскому виду. Современные данные наблюдений в области больших масштабов ($l \sim 500 - 1000$ Мпс) в целом подтверждают эту картину [22]. Однако последние измерения температуры в области пика флуктуаций, т.е. в области масштабов $l \sim 30 - 50$ Мпс, а также в области меньших масштабов, указывают на возможное наличие отклонений от спектра Зельдовича, которые в простейшем виде сводятся к изменению показателя спектра [27]:

$$|\delta_i(k)|^2 \propto k^n, \quad n \approx 1,2 - 1,4. \quad (26)$$

Такой степенной спектр также представлен на рис. 2 (кривая 2). Другие существенные отклонения спектра начальных флуктуаций от спектра Зельдовича обнаруживают наблюдения распределения плотности материи в масштабах $30 - 50$ Мпс [3].

Важно, однако, что между областями, где уже проведены измерения спектра $l \geq 10^{25} - 10^{26}$ см, и интересующей нас областью объектов минимальных масштабов $M \sim (10^{-6} - 1)M_{\odot}$, т.е. $l \sim 10^{13} - 10^{15}$ см, лежит огромная область, о состоянии спектра в которой практически ничего не известно. Отметим, что функция $F(k)$ является строго плоской в области $k > k_{\text{eq}}$ только для спектра Зельдовича. Можно, например, предположить, что при достаточно больших k , но до области обрезания $k \ll k_{\text{max}}$, спектральная функция $F(k)$ имеет новую область подъема. Такой нестандартный спектр показан на рис. 2 (кривая 3).

В первой модели, кривая 1 (назовем ее стандартной), практически одновременно возникает очень широкий спектр объектов иерархической структуры от минимальных объектов до галактик. Во второй (назовем ее степенной) модели мелкомасштабные объекты развиваются первыми, а в дальнейшем последовательно появляются структуры гораздо более крупных масштабов. Это различие в характере образования объектов разных масштабов еще более усилено в третьей (нестандартной) модели, где мелкомасштабные структуры развиваются в момент, близкий к t_{eq} , а крупномасштабные — гораздо позже. Важно подчеркнуть, что указанные различия в процессе образования объектов могут весьма сильно сказаться на условиях их дальнейшего существования, что в значительной степени определяет вид мелкомасштабной структуры в наше время.

3.1. Кластеризация

Вероятность захвата мелкомасштабного объекта крупномасштабным при не очень большой разнице в размерах оказывается, вообще говоря, небольшой. В случае степенного спектра она определяется параметром кластеризации ε , т.е. вероятностью того, что объект масштаба R_x оказался внутри какого-то другого объекта размером R_f . Оценка параметра кластеризации ε имеет вид [9]:

$$\varepsilon = 4\pi\beta \ln \frac{R_f}{R_x}, \quad \text{где} \quad \beta < 0,016 \left(\frac{6}{m+5} \right)^{3/2}. \quad (27)$$

Здесь $m = n - 4$ — показатель степени спектральной функции. Этот сдвиг показателя спектра относительно (26) возник из-за преобразования спектральной функции (25). В (27) приведена теоретическая оценка "сверху" для параметра кластеризации [28]. Оценка параметра β ,

полученная из сопоставления с наблюдениями для крупномасштабной структуры, дает [29]:

$$\beta = \beta_0 \left(\frac{6}{m+5} \right)^{3/2}, \quad \beta_0 \approx (3-6) \times 10^{-3}. \quad (28)$$

Последовательный захват меньших объектов, объектами все более крупных масштабов создает картину иерархического сгущивания. Связь между размером и массой в случае иерархического сгущивания задается соотношением [12]:

$$\frac{R_x}{R_f} = \left(\frac{M_x}{M_f} \right)^{(m+5)/6}. \quad (29)$$

Исходя из соотношений (27)–(29), можно определить отношение масс большего M_f и меньшего M_i объектов, при котором больший объект с вероятностью порядка единицы захватит меньший. Полагая в (27) $\varepsilon \approx 1$ и учитывая (28) и (29), найдем

$$\frac{M_f}{M_i} = \exp \left[\frac{(m+5)^{1/2}}{4\pi\beta^{1/2}\beta_0} \right]. \quad (30)$$

Так, для спектра Зельдовича ($n = 1$)

$$\begin{aligned} \frac{M_f}{M_i} &= 1,9 \times 10^3 \quad \text{для} \quad \beta_0 = 6 \times 10^{-3}, \\ \frac{M_f}{M_i} &= 3,6 \times 10^6 \quad \text{для} \quad \beta_0 = 3 \times 10^{-3}. \end{aligned} \quad (31)$$

А для резко нарастающего спектра ($n = 5$)

$$\begin{aligned} \frac{M_f}{M_i} &= 3,7 \times 10^5 \quad \text{для} \quad \beta_0 = 6 \times 10^{-3}, \\ \frac{M_f}{M_i} &= 1,4 \times 10^{11} \quad \text{для} \quad \beta_0 = 3 \times 10^{-3}. \end{aligned}$$

При этом, согласно теории, все захваченные объекты будут распределены внутри большего объекта в соответствии с законом (1):

$$n(r) = \frac{3-\alpha}{4\pi R_f^3} N_f \left(\frac{r}{R_f} \right)^{-\alpha}. \quad (32)$$

Полное число объектов N_f можно оценить из соотношения

$$N_f = f \frac{M_f}{M_i}, \quad (33)$$

где f — доля, которую составляют объекты M_i от полной массы объекта M_f .

3.2. Время жизни захваченных объектов

Отметим прежде всего, что объекты иерархической структуры от момента их образования до момента захвата более крупномасштабными структурами практически не меняются. Действительно, у них очень малые пекулярные скорости, так как относительные скорости в момент образования практически равны нулю, а расстояние между объектами увеличивается за счет общекосмологического расширения. Относительная скорость и возможность соударения этих объектов возникает

лишь в результате захвата полем более крупномасштабных образований. Таким образом, можно говорить лишь о времени жизни объектов, захваченных в более крупномасштабные структуры.

Захваченные объекты могут взаимодействовать между собой. При этом упругие соударения между объектами происходящие без обмена энергии могут изменить лишь распределение (1) вещества в них, разрушение же происходит за счет неупругих процессов. Основной механизм разрушения связан с приливным взаимодействием в процессе пролета объектов на близких расстояниях друг от друга или около звезд. Для случая обычных звезд, где происходит диссипация энергии внутри звезды, важная роль приливных взаимодействий подробно изучена в [30]. И в нашем случае физика процесса разрушения связана прежде всего с работой приливных сил, так как за счет этих сил увеличивается кинетическая энергия частиц внутри объектов, и если эта энергия станет равной энергии связи объекта, произойдет его распад. Исследуем этот процесс подробнее.

Пусть рассматриваемый нами некомпактный объект массы M_x и масштаба R_x взаимодействует с пролетающим мимо него другим объектом или иным массивным телом (звездой) массы M и размера R . Скорость их относительного движения V много больше скорости движения частиц v_x внутри рассматриваемого нами некомпактного объекта ($v_x \sim (GM_x/R_x)^{1/2}$). Частицы, следовательно, могут рассматриваться в первом приближении как покоящиеся.

Вследствие взаимодействия объект M_x приобретает некоторую скорость как целое, что означает упругое рассеяние объектов, и, кроме того, частицы внутри него приобретают дополнительную скорость относительного движения — это и есть приливное взаимодействие. Сила приливного взаимодействия F_t связана с конечным размером некомпактного тела и определяется разностью сил, действующих на его частицы:

$$F_t = \frac{2GMM_x}{R^3} R_x.$$

Смещение частиц под действием этой силы есть

$$\Delta x = \frac{F_t}{2M_x} (\Delta t)^2 = \frac{GM}{R^3} R_x (\Delta t)^2, \quad \Delta t = \frac{R}{V}.$$

Соответственно диссипируемая при одном ударе энергия:

$$\Delta E = F_t \Delta x = \frac{2G^2 M^2 M_x R_x^2}{R^4 V^2}.$$

Время свободного пробега между соударениями $t_f = 1/(\pi R^2 n V)$, где n — плотность числа объектов. Вводя эффективную частоту соударений ν_E и сечение приливного разрушения σ_E согласно соотношениям

$$\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle = \frac{E}{t_f} = \nu_E E, \quad \nu_E = n V \sigma_E \quad (34)$$

(E — абсолютное значение полной энергии), окончательно найдем:

$$\sigma_E = \pi R_x^2 \left(\frac{M}{M_x} \right)^2 \frac{R_x^2}{R^2} \frac{v_x^2}{V^2}, \quad R \geq R_x, \quad (35)$$

где v_x — средняя скорость движения частиц темной материи внутри объекта,

$$\frac{M_x v_x^2}{2} = E = \frac{GM_x^2}{R_x}.$$

Из (35) видно, что максимум сечения достигается при $R \approx R_x$. Учтем теперь, что скорость v_x определяется гравитационным потенциалом рассматриваемого объекта, а скорость V — гравитационным потенциалом гораздо более крупномасштабного образования, которым он захвачен. Следовательно, как указывалось выше, всегда $V^2 \gg v_x^2$. Поэтому сечение приливного разрушения объектов друг на друге всегда значительно меньше их геометрического размера. Соответственно, время жизни объектов много больше времени свободного пробега между их прямыми соударениями.

Как ясно из (34), время жизни объектов массы M_x , захваченных крупномасштабным объектом массы M_f , т.е. время их приливного разрушения t_f , определяется соотношением:

$$t_f = \frac{1}{n(r) \sigma_E V_f}. \quad (36)$$

Здесь концентрация захваченных объектов $n(r)$ в зависимости от расстояния r до центра крупномасштабного объекта задана соотношениями (32), (33), а скорость V_f равна

$$V_f = \sqrt{2G \frac{M_f}{R_f}}. \quad (37)$$

В (35) для сечения можно положить $M = M_x$, $R = R_x$. Из (35)–(37) найдем:

$$t_f = \frac{4R_f^2}{(3-\alpha)R_x f} \sqrt{\frac{R_f}{2GM_f}} \left(\frac{r}{R_f} \right)^\alpha. \quad (38)$$

Здесь f — часть массы крупномасштабного объекта M_f , заключенная в захваченных им мелкомасштабных объектах M_x . Например, полное число захваченных объектов M_x есть $N_x = f M_f / M_x$. Видно, что время жизни захваченных объектов сильно уменьшается с уменьшением r , т.е. при приближении к центру. В среднем же оно увеличивается пропорционально отношению размеров объектов R_f/R_x , а также растет с увеличением характерного времени осцилляций в крупномасштабном объекте и с уменьшением параметра f .

3.3. Разрушение объектов в иерархической структуре

Возникновение иерархической структуры тесно связано с процессом хаббловского расширения Вселенной. Действительно, из-за расширения быстро падает со временем средняя плотность вещества $\rho_0 \propto t^{-2}$. В результате объекты, образовавшиеся раньше, имеют большую плотность. Поэтому их гравитационная связь сильнее, и они могут существовать внутри крупномасштабного объекта. Именно хаббловское расширение и последовательность возникновения объектов — сначала мелкомасштабных, затем все большего масштаба — и определяет возможность образования иерархической структуры. Последовательность возникновения объектов, как было показано выше, определяется видом спектральной

функции $F(k)$ (см. рис. 2): мелкомасштабные объекты возникают раньше крупномасштабных, если функция $F(k)$ монотонно растет с ростом k . Для стандартного спектра Зельдовича это не так — функция $F(k)$ в широкой области масштабов при $k > k_{\text{eq}}$ практически постоянна (кривая 1 на рис. 2). В этом случае объекты всех размеров при $k > k_{\text{eq}}$ возникают практически одновременно. Но тогда меньшие объекты никак не выделены по плотности внутри более крупных. Это и означает, что они не могут образовываться за счет регулярного процесса, а если и выделяются за счет флуктуаций, то плотность в них мало отличается от средней плотности вещества вокруг и они очень быстро разрушаются.

Отсюда вытекает, что в случае стандартного спектра (кривая 1 на рис. 2) иерархическая структура никак не зависит от места обрезания спектра в малых масштабах. Она начинается лишь в области, где начинается отход от плоской спектральной функции $F(k)$, т.е. при $k \leq k_{\text{eq}}$. Масштаб k_{eq}^{-1} приблизительно на порядок меньше радиуса горизонта в момент равновесия. По массе он соответствует малым галактикам. Следовательно, иерархическая структура при стандартном спектре начинается в области мелких галактик и тянется в сторону более крупных масштабов.

Приблизительно такая же картина возникает в случае степенного спектра, отличающегося от спектра Зельдовича ($n = 1,4$, кривая 2 на рис. 2). Хотя здесь иерархическая структура может начать развиваться рано, но вследствие небольшого различия в плотности возможность выживания образующихся мелкомасштабных объектов затруднена. Долго живущая структура возникает в масштабе порядка k_{eq}^{-1} , когда наклон спектральной функции $F(k)$ резко меняется. Это опять-таки приводит, в основном, к возможности появления полной иерархической структуры во Вселенной, начинающейся с малых галактик.

Существенно иная картина наблюдается в случае нестандартной функции $F(k)$, представленной на рис. 2 (кривая 3). В этом случае иерархическая структура начинает развиваться в области мелких масштабов, при $k > k_s$, но при $k \leq k_s$ она резко обрывается. Вновь она появляется лишь в галактических масштабах $k \leq k_{\text{eq}}$. Мелкомасштабные объекты $k \geq k_s$ возникают рано и имеют поэтому очень большую плотность в сравнении с плотностью темной материи в объектах галактического масштаба, возникающих значительно позже. В таких условиях мелкомасштабные объекты темной материи с $k \geq k_s$ оказываются сильно выделенными. Как мы увидим в разделе 3.5, они могут существовать во Вселенной в течение весьма длительного времени.

3.4. Мелкомасштабная структура — основная гипотеза

Достаточно надежные представления о спектре начальных возмущений во Вселенной имеются в настоящее время только для области крупных масштабов $l > 1-10$ Мпс. В области же малых масштабов $l < 1-10$ Мпс фактически ничего не известно. Основная гипотеза, выдвинутая нами в [13], состоит в том, что спектральная функция в области малых масштабов имеет нестандартный характер, аналогичный представленному кривой 3 на рис. 2, и благодаря этому во Вселенной развивается мелкомасштабная структура. Исходя из предположения, что именно эта структура

наблюдается при микролинзировании объектов в гало Галактики, можно заключить, что точке резкого обрезания мелкомасштабного спектра k_s соответствуют объекты массы $0,1-0,5 M_{\odot}$. Кроме того, амплитуда спектральной функции в области плато (или максимума) составляет

$$F_m = \delta_{\text{im}} \approx 0,3-0,4, \quad (39)$$

что более чем на два порядка превосходит значение постоянной F_0 в стандартном спектре.

Исходя из этого, мы получаем, что мелкомасштабная иерархическая структура объектов темной материи охватывает область

$$M_x \sim (0,01-1) M_{\odot}. \quad (40)$$

Поскольку исходная амплитуда (39) велика, то, как это следует из (20), флуктуации достигают нелинейной стадии и образуют гравитационно сжатые объекты в период времени, близкий к моменту равновесия t_{eq} . Масштаб возникающих при этом объектов (22), (23)

$$R_x \sim (10^{14}-10^{15}) \text{ см}. \quad (41)$$

Он увеличивается с ростом массы M_x пропорционально $M_x^{1/3}$ или несколько быстрее в зависимости от наклона спектральной функции.

Подчеркнем, что основная гипотеза о характере спектра начальных возмущений пока не имеет космологического обоснования.

3.5. Время жизни мелкомасштабных объектов в Галактике

Мелкомасштабная структура с характерным спектром масс (40) и масштабов (41) в предположении (39) развивается в период, близкий к моменту равновесия t_{eq} . Флуктуации крупных масштабов имеют в этот момент лишь амплитуду $F_0 \sim 10^{-3}$. Крупномасштабная структура развивается поэтому гораздо позже — при $z < z_0$, где $z_0 \leq 10$. Вследствие этого средняя плотность темного вещества в крупномасштабных структурах, и в том числе в гало нашей Галактики, на много порядков ($\sim 10^{10}$) ниже, чем плотность в мелкомасштабных объектах. Поэтому мелкомасштабные объекты представляют сильно выделенные плотные образования в гало.

Они, естественно, взаимодействуют между собой, а также со звездами и газом Галактики и, в принципе, могут распадаться в результате этого взаимодействия. Определим их время жизни. Для этого прежде всего оценим общее количество мелкомасштабных объектов в гало Галактики

$$N_x M_x = f M_h. \quad (42)$$

Здесь f — доля темного вещества, заключенного в мелкомасштабных структурах, M_h — полная масса темного вещества в гало, M_x — характерная масса объекта. Распределены объекты темной материи согласно фундаментальному закону (1). Поэтому их плотность в гало

$$n_x(r) = \frac{3-\alpha}{4\pi} N_x R_h^{-3} \left(\frac{r}{R_h} \right)^{-\alpha}, \quad (43)$$

где R_h — размер гало.

Время жизни из-за приливного взаимодействия объектов темной материи определяется выражением (38). Подставляя в него (42), (43), получим

$$\tau_0 = \frac{4R_h^2}{(3-\alpha)R_x f} \sqrt{\frac{R_h}{2GM_h}} \left(\frac{r}{R_h}\right)^\alpha. \quad (44)$$

Используя теперь значения параметров [6, 13]

$$M_h \approx 2 \times 10^{12} M_\odot, \quad R_h \approx 200 \text{ кпс}, \\ M_x \approx 0,5 M_\odot, \quad R_x \approx 4 \times 10^{14} \text{ см}, \quad f \approx 0,5,$$

найдем

$$\tau_0 = 7 \times 10^8 t_0 \left(\frac{R_h}{200 \text{ кпс}}\right)^{3/2} \left(\frac{4 \times 10^{14} \text{ см}}{R_x}\right) \times \\ \times \sqrt{\frac{2 \times 10^{12} M_\odot}{M_h}} \left(\frac{r}{200 \text{ кпс}}\right)^{1,8}. \quad (45)$$

Здесь $t_0 \approx 3 \times 10^{17} \text{ с}$ — время жизни Вселенной. Из (45) видно, что время жизни объектов в гало на много порядков больше времени жизни Вселенной. При приближении к центральной части гало τ_0 существенно уменьшается, но и здесь до масштабов порядка 10 кпс оно остается много больше t_0 .

В области Галактики нужно учесть еще взаимодействие со звездами. Используя соотношения (35), (36), приходим к времени жизни

$$\tau_s \approx 4 \times 10^3 t_0 \left(\frac{4 \times 10^{14} \text{ см}}{R_x}\right) \left(\frac{V}{300 \text{ км с}^{-1}}\right) \times \\ \times \left[\frac{1 \text{ пс}^{-3}}{N_s(r)}\right] \left(\frac{M_x}{0,5 M_\odot}\right) \left(\frac{M_\odot}{M_s}\right)^2, \quad (46)$$

где $N_s(r)$ — плотность звезд, а M_s — их характерная масса. Мы видим, что эта величина вне центральной области $r > r_{\text{Гс}}$, где $r_{\text{Гс}} \sim 0,1-1 \text{ кпс}$, остается больше, чем время t_0 .

Таким образом, объекты темной материи могут существовать в наше время не только в гало, но и в большей части Галактики. Лишь в близкой к центру области $r < r_{\text{Гс}}$ они должны уже разрушиться за счет приливного взаимодействия со звездами.

Взаимодействие объектов темной материи с газом может носить разнообразный характер. Прежде всего, поскольку они образуются до рекомбинации, то после рекомбинации и остывания газа до температур

$$T < T_0, \quad T_0 \approx \frac{m_p M_x G}{R_x} \approx 2,6 \times 10^3 \text{ К}, \quad (47)$$

где m_p — масса протона, начинается конденсация газа в объектах темной материи, приводящая к образованию барионных ядер. Этот процесс может продолжаться и в настоящее время. При этом, очевидно, должно возникнуть существенное различие в масштабе, а возможно и в составе и структуре барионных ядер в гало и в Галактике, где плотность газа велика. Барионные тела в Галактике не только могут быть значительно больше, чем в гало, но они могут оказывать и существенное влияние на распределение окружающей ядро темной материи. Подробнее

эти особенности структуры объектов темной материи с барионными ядрами будут обсуждены в разделе 4.

Отметим, что наличие объектов темной материи в Галактике может оказать существенное влияние и на процесс образования звезд, являясь затравочным гравитационным телом, на котором конденсируется газ, образующий звезды. При рождении звезды после ее зажигания частицы темной материи в зависимости от величины их массы m_x могут покинуть звезду или остаться в ней, возможно оказывая заметное влияние на процесс ее горения. Этот вопрос также будет кратко обсужден в разделе 4.

В заключение этого раздела подчеркнем, что рассматриваемые в излагаемой здесь теории объекты мелкомасштабной структуры являются принципиально новыми объектами в структуре вещества во Вселенной. Они образованы невзаимодействующими частицами темной материи. Их связывают лишь гравитационные силы — частицы захвачены созданным ими самими гравитационным полем.

Важная особенность этих объектов в том, что, как следует из (40), (41), их средняя плотность $\rho \propto 10^{-11} - 10^{-13} \text{ г см}^{-3}$. Благодаря этому при одинаковой массе они занимают гораздо больший объем, чем обычные барионные тела — их размер примерно на 4 порядка больше размера соответствующего компактного барионного тела. Поэтому мы и будем в дальнейшем называть их некомпактными объектами (НО). Подчеркнем, что газ в Галактике при одинаковой массе занимает, напротив, гораздо больший объем, чем НО (на 7–9 порядков). Таким образом, можно утверждать, что НО уже по своим общим свойствам — массе, масштабу и светимости — являются особыми объектами небарионной материи. Слабосветящихся барионных объектов, обладающих такой же массой и размером, в природе нет.

4. Структура некомпактных объектов

4.1. Коэффициент нелинейного сжатия

В процессе гравитационного коллапса, приводящего к образованию гравитационно связанных объектов из невзаимодействующих частиц темной материи, происходит нелинейное сжатие. Определим параметры этого сжатия. Гравитационно сжатые объекты образуются в окрестности локальных максимумов начальной плотности. Пусть распределение плотности в начальный момент времени имеет (вблизи данного максимума $r = 0$) вид:

$$\rho = \rho_0 \left(1 - \frac{r^2}{r_0^2}\right), \quad r > r_0. \quad (48)$$

Для простоты мы приняли здесь начальное распределение сферически симметричным (результаты в окрестности трехмерного максимума любого вида вполне аналогичны [5, 31]). Развитие нелинейного процесса гравитационного сжатия начального сгустка (48) приводит к появлению через время порядка джинсовского ($t_1 \approx \pi \sqrt{3/8\rho}$) сингулярной точки в центре с распределением плотности [4]:

$$\rho(r) = Kr^{-12/7}, \quad K = \frac{3}{7} \left(\frac{40}{9\pi}\right)^{6/7} \rho_0 r_0^{12/7}. \quad (49)$$

Будем считать, что распределение (49) ограничено радиусом r_1 . При $r > r_1$ положим $\rho = 0$. Формы распределений (48) и (49) сильно различаются. В таких условиях для того, чтобы определить величину эффективного параметра сжатия, целесообразно привести оба распределения к единой форме. Естественно выбрать в качестве такой формы однородный шар с постоянной плотностью:

$$\rho = \rho_{\text{uni}}. \quad (50)$$

Начальному распределению (48) сопоставим однородный шар той же массы

$$M = \frac{8}{15} \pi \rho_0 r_0^3 = \frac{4}{3} \pi \rho_{\text{uni}}^{(0)} r_0^3 \quad (51)$$

и радиуса r_0 , тогда плотность $\rho_{\text{uni}}^{(0)}$ связана с параметром ρ_0 соотношением

$$\rho_{\text{uni}}^{(0)} = \frac{2}{3} \rho_0. \quad (52)$$

Сингулярному распределению плотности (49) соответствует однородный шар радиуса r_1 и плотности $\rho_{\text{uni}}^{(1)}$. Из (49) получаем:

$$\frac{4}{3} \pi \rho_{\text{uni}}^{(1)} = \frac{28\pi}{9} K r_1^{-12/7}. \quad (53)$$

Кроме того, ввиду сохранения массы, имеем соотношение

$$\rho_{\text{uni}}^{(0)} r_0^3 = \rho_{\text{uni}}^{(1)} r_1^3. \quad (54)$$

Из (49), (52), (53) находим величину коэффициентов сжатия по плотности κ_ρ и по радиусу κ_r :

$$\kappa_\rho = \frac{\rho_{\text{uni}}^{(1)}}{\rho_{\text{uni}}^{(0)}} \simeq \left(\frac{40}{9\pi} \right)^2 \left(\frac{5}{2} \right)^{7/3}, \quad \kappa_r = \frac{r_1}{r_0} = \kappa_\rho^{-1/3}. \quad (55)$$

Отсюда следует, что $\kappa_\rho \simeq 20$, $\kappa_r \simeq 0,3$. Подчеркнем, что коэффициенты сжатия (55) не зависят от конкретного вида единой формы, к которой приводятся оба распределения. Например, тот же результат получится, если привести распределение (49) к форме (48), положив его $\rho(r) = \rho_1 (1 - r^2/r_1^2)$, и определить параметры ρ_1 и r_1 , используя сохранение массы.

Мы видим, что нелинейное гравитационное сжатие уже до первой особенности достаточно велико. Анализ, проведенный в [32], показывает, что в процессе дальнейшего размешивания и установления стационарного состояния оно, вообще говоря, не возрастает. Это справедливо, однако, лишь при сохранении всех частиц в области захвата. Реально же в зависимости от начальных условий часть частиц может покидать область захвата, а этот процесс, вследствие сохранения общей энергии, неизбежно ведет к усилению сжатия объекта.

4.2. Распределение плотности в некомпактных объектах

Распределение плотности в НО зависит, в основном, от развития джинсовской неустойчивости в нелинейной стадии, однако и линейная стадия роста флуктуаций оказывает значительное влияние на его формирование. Так, скейлинговый закон (1), (49) обусловлен сочетанием двух факторов — медленного линейного роста начальных флуктуаций плотности и процесса быстрого сжатия с

последующим кинетическим размешиванием на нелинейной стадии. В случае больших масштабов начальные флуктуации плотности δ_{i0} (2), (3) всегда малы, и поэтому неустойчивая мода нарастает достаточно долго, прежде чем начнется нелинейный режим. За это время устойчивые моды сильно затухают. Однако во время нелинейного коллапса одна из затухающих мод начинает нарастать и нарастает очень быстро, так что в окрестности $r = 0$ она обгоняет растущую моду [33]. В результате в малой окрестности $r = 0$ происходит обрезание закона (1), (49) на масштабе r_c [5], где

$$r_c = \delta_{i0}^3 R_x. \quad (56)$$

Здесь R_x — характерный масштаб объекта. Величина начальных флуктуаций плотности δ_{i0} в случае крупных масштабов весьма мала, $\delta_{i0} \simeq 10^{-3}$. Это означает, что скейлинговый закон (49) выполнен здесь вплоть до очень малых масштабов: из (56) следует, что $r_c \sim 10^{-9} R_x$. Поэтому его реальное обрезание вызывается обычно влиянием других процессов, например действием барионной материи или возникновением гигантской черной дыры [34].

Для мелкомасштабных объектов мы имеем существенно иную ситуацию. Как указывалось выше (см. (39)), начальные флуктуации плотности в малых масштабах, где начинается их эффективный рост, достаточно высоки: $\delta_{i0} \sim 0,3-0,5$ при $t = t_{\text{eq}}$. В этом случае из (56) следует, что распределение (1), (49) обрезается достаточно рано при

$$r_c \sim (0,05-0,1) R_x. \quad (57)$$

В результате плотность частиц холодной темной материи в мелкомасштабном некомпактном объекте можно приближенно представить в следующем виде:

$$\rho = \begin{cases} \rho_0, & 0 < r < r_c; \\ \rho_0 \left(\frac{r}{r_c} \right)^{-\alpha}, & r_c < r < R_x; \\ 0, & r > R_x; \end{cases} \quad (58)$$

где масштаб r_c определен согласно (57), а плотность ρ_0 связана с массой объекта M_x и масштабом R_x соотношением

$$\rho_0 \simeq \frac{3-\alpha}{4\pi} M_x R_x^{\alpha-3} r_c^{-\alpha}. \quad (59)$$

4.3. Влияние барионной компоненты на структуру некомпактных объектов

До сих пор мы пренебрегали влиянием малой барионной компоненты на структуру темной материи в НО. Однако по мере остывания барионов они опускаются на дно потенциальной ямы, созданной темной материей, и конденсируются в центре, образуя компактный барионный объект массы M_b . Он создает дополнительный потенциал

$$\psi_b = -\frac{G M_b}{r}.$$

Масштаб влияния этого потенциала r_b зависит от массы барионного объекта, и его легко оценить, исходя из соотношения:

$$\psi_b(r_b) = \psi_d(r_b), \quad (60)$$

где $\psi_d(r)$ — потенциал, создаваемый небарионной компонентой с распределением плотности $\rho_d(r)$ (58), (59). Он находится решением уравнения Пуассона

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\psi_d}{dr} \right) = 4\pi G \rho_d(r) \quad (61)$$

с граничным условием $\psi_d \rightarrow 0$ при $r \rightarrow \infty$ и имеет вид

$$\psi_d = \begin{cases} \frac{GM_x}{R_x} \left\{ \left[\frac{3-\alpha}{6} \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 + \frac{\alpha(3-\alpha)}{2(2-\alpha)} \right] \times \right. \\ \quad \times \left(\frac{r_c}{R_x} \right)^{2-\alpha} - \frac{3-\alpha}{2-\alpha} \Big\} \times \\ \quad \times \left[1 - \frac{\alpha}{3} \left(\frac{r_c}{R_x} \right)^{3-\alpha} \right]^{-1}, & r < r_c; \\ -\frac{GM_x}{r} + \frac{GM_x}{R_x} \left[\frac{1}{2-\alpha} \left(\frac{r}{R_x} \right)^{2-\alpha} - \right. \\ \quad \left. - \frac{3-\alpha}{2-\alpha} + \frac{R_x}{r} \right] \left[1 - \frac{\alpha}{3} \left(\frac{r_c}{R_x} \right)^{3-\alpha} \right]^{-1}, & r_c \leq r \leq R_x; \\ -\frac{GM_x}{r}, & R_x \leq r; \end{cases} \quad (62)$$

$\alpha = 1,8$.

Из (60), (62) следует, что в случае, когда $M_b \sim 0,05 M_x$, область существенного влияния потенциала барионного тела порядка $r_b \approx (0,05-0,1) R_x$. При меньших значениях M_b область влияния ψ_b еще меньше.

Будем предполагать, что время осцилляций частиц темной материи, захваченных в потенциале (62), существенно меньше характерного времени остывания барионов и формирования барионного тела в центре НО. Для интересующих нас объектов (40), (41) время осцилляций $t_0 \sim 10$ лет, так что это условие всегда хорошо выполнено. В этом случае можно рассматривать изменение функции распределения частиц темной материи под влиянием барионов в адиабатическом приближении. Исходный адиабатический инвариант I_i определяется согласно соотношению:

$$I_i = \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} \sqrt{E - \psi_d(r) - \frac{m^2}{2r^2}} dr, \quad I_i = I_i(E, m). \quad (63)$$

Здесь E — нормированная на массу m_x энергия частицы, движущейся в потенциале ψ_d ; m — ее момент количества движения; $r_{\min}$, $r_{\max}$ — точки отражения, определенные как точки обращения в нуль подынтегрального выражения. Исходная функция распределения:

$$f = f_0(I_i) = f_0(E, m). \quad (64)$$

После образования барионного тела адиабатический инвариант частицы I_b описывается уже следующим выражением:

$$I_b = \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} \sqrt{E - \psi(r) + \frac{GM_b}{r} - \frac{m^2}{2r^2}} dr, \quad (65)$$

где GM_b/r — потенциал барионного тела, а $\psi(r)$ — потенциал, создаваемый небарионной материей. Ввиду сохранения адиабатического инварианта при медленном

процессе $I = \text{const} = I_b$ выполняется соотношение:

$$f(I) = f_0(I_i) \Big|_{I_i=I_b}. \quad (66)$$

Здесь $f_0(I_i)$ — исходная функция распределения, но при этом функция $I_b(E, m)$ (65) уже отлична от $I_i(E, m)$ (63). Выражения (63)–(66) полностью описывают деформацию функции распределения частиц темной материи $f(E, m)$ под влиянием потенциала барионного тела. При этом распределения потенциала и плотности частиц описываются уравнениями:

$$\begin{aligned} \Delta\psi &= 4\pi G \rho, \\ \rho(r) &= \frac{2\pi m_x}{r^2} \int_0^\infty dm^2 \int_{\psi+m^2/(2r^2)}^0 \frac{f(E, m)}{\sqrt{E - \psi - m^2/(2r^2)}} dE. \end{aligned} \quad (67)$$

Для определения структуры НО необходимо решить уравнения (67) совместно с (63)–(66). Подчеркнем, что эти уравнения, определяющие функцию распределения $f(E, m)$, потенциал $\psi(r)$ и распределение плотности темной материи $\rho(r)$, существенно нелинейны. Возмущение потенциала ψ и плотности ρ барионным телом, естественно, зависит от его массы. Мы проанализируем в разделе 4.4 случай маломассивного барионного тела $M_b/M_x \rightarrow 0$, когда возмущением потенциала ψ , создаваемого небарионной материей, можно в первом приближении пренебречь, полагая $\psi \simeq \psi_d(r)$. В разделе 4.5 будет рассмотрено влияние барионного тела произвольной массы.

4.4. Структура некомпактных объектов в гало

Как указывалось выше, в случае, когда масса барионного тела невелика $M_b \ll M_x$, область его влияния $r_b < r_c$ (57). Поэтому при решении уравнений (67) можно ограничиться областью $r \leq r_c$ (58). В этой области функцию распределения естественно выбрать в максвелловском виде:

$$f_0 = \frac{n_0}{(2\pi T)^{3/2}} \exp\left(-\frac{E}{T}\right), \quad T \approx \phi = \frac{2}{3} \pi G n_0 m_x r_c^2. \quad (68)$$

Здесь ϕ — глубина потенциальной ямы на уровне $r = r_c$. После интегрирования выражений (63), (65) получим следующие соотношения для адиабатических инвариантов:

$$I_i = \frac{\pi}{2^{3/2}} \left(\sqrt{\frac{2}{\phi_0}} E - m \right), \quad I_b = \frac{\pi}{2} \left(\frac{2GM_b}{(-E)} - 2^{1/2} m \right). \quad (69)$$

После подстановки (68) в (67) выражение для плотности примет вид

$$\begin{aligned} \rho(r) &= \frac{2\pi m_x}{r^2} \int_0^\infty dm^2 \int_{-GM_b/r+m^2/(2r^2)}^0 \frac{n_0}{(2\pi T)^{3/2}} \times \\ &\quad \times \exp\left(\frac{2\phi_0^{1/2} GM_b}{TE} + \frac{m\phi_0^{1/2}}{2^{1/2} T}\right) \left(E - \psi - \frac{m^2}{2r^2}\right)^{-1/2} dE. \end{aligned} \quad (70)$$

Проанализируем соотношение (70) в окрестности барионного тела, т.е. при $r \rightarrow 0$. В этом случае $E \rightarrow -\infty$, и, принимая во внимание тот факт, что $m^2 \leq 2GM_b/r$,

найдем:

$$\rho(r) = \frac{8}{3\sqrt{2}\pi} \hat{n}_0 m_x \left(\frac{GM_b}{Tr} \right)^{3/2}. \quad (71)$$

Заметим, что, хотя результат (71) получен в предположении (68) о виде исходной функции распределения, асимптотика (71) не зависит от ее формы, а определяется лишь поведением функции распределения при $E \rightarrow -\infty$. От конкретного вида функции распределения зависит лишь величина константы $\hat{n}_0$. Как видно из (71), распределение плотности имеет сингулярность при $r \rightarrow 0$, но эта особенность связана с тем, что при вычислениях барионное тело предполагалось точечным. Поэтому в действительности закон (71) обрежется на масштабе барионного тела r_b . Исходя из этих соображений, а также учитывая, что, как следует из (57), (58),

$$\frac{4}{3} \pi n_0 m_x r_c^3 \approx 0,1 M_x,$$

находим значение плотности частиц темной материи, захваченных в барионном теле:

$$\rho(r_b) \approx 32 n_0 m_x \left(\frac{M_b r_c}{M_x r_b} \right)^{3/2}. \quad (72)$$

Из (72), (57), (40), (41) следует, что адиабатический захват приводит к увеличению плотности частиц темной материи на три-четыре порядка как внутри барионного тела, так и в его окрестности (71). Общая масса захваченных в барионном ядре частиц темной материи при массе NO порядка $0,5 M_\odot$ оказывается равной

$$M_{\text{хн}} \sim 10^{25} - 10^{26} \text{ г}. \quad (73)$$

4.5. Некомпактные объекты в Галактическом диске

Некомпактные объекты в галактическом диске, как уже указывалось выше, являются центрами конденсации межзвездного газа и благодаря этому их барионное ядро может существенно возрасти. Это увеличение барионного ядра сказывается на общем распределении темной материи и может даже изменить масштаб некомпактного объекта.

В условиях, когда доля барионной материи становится значительной, при решении уравнений (67) и вычислении адиабатического инварианта (65) необходимо учитывать как потенциал темной, так и барионной материи во всей области существования решения. Здесь мы ограничимся исследованием коэффициента сжатия темной материи κ_{dm} , который определим согласно соотношению

$$\kappa_{\text{dm}} = \frac{\langle \rho_i \rangle}{\langle \rho_f \rangle}, \quad (74)$$

где $\langle \rho_i \rangle$ — средняя плотность темной материи в NO до образования барионного тела, а $\langle \rho_f \rangle$ — после его образования. Ввиду сохранения массы, аналогично (54), получим связь κ_{dm} с размерами тела:

$$\kappa_{\text{dm}} = \frac{R_i^3}{R_f^3}. \quad (75)$$

Для определения соотношения размеров тела воспользуемся сохранением адиабатического инварианта.

Определим максимальный адиабатический инвариант, положив в (63) $E = -GM_x/R_x$:

$$I^{\text{max}} = I \left(E = -\frac{GM_x}{R_x} \right).$$

Учитывая, что в соответствии с общей теорией [4] момент m мал, из (63) найдем, что в начальном состоянии

$$I_i^{\text{max}} = 0,37 \sqrt{5GM_x R_i}, \quad R_i = R_x. \quad (76)$$

При наличии барионного тела найдем из (65) конечное значение адиабатического инварианта:

$$I_f^{\text{max}} = I \left(E = -\frac{GM_x}{R_f} \right) = \frac{\pi}{2} \frac{M_b}{M_x} \sqrt{\frac{GM_x R_i}{R_i/R_f - 1}}. \quad (77)$$

Приравнявая эти два инварианта друг другу, определяем степень сжатия NO по масштабам:

$$\frac{R_i}{R_f} = 1 + 3,6 \left(\frac{M_b}{M_x} \right)^2. \quad (78)$$

Из (75), (78) видно, что степень сжатия NO сильно зависит от отношения M_b/M_x . Так, при $M_b = 0,3 M_x$ средняя плотность темной материи увеличивается в 2,5 раза, а при $M_b = 0,5 M_x$ — уже в 7 раз. Как мы увидим в дальнейшем (см. раздел 6), такое поджатие NO может существенно повлиять на гамма-излучение этого объекта.

5. Теория микролинзирования на некомпактных объектах

Возможность искривления световых лучей гравитационным полем (линзирования) была впервые показана О. Хвольсоном [35] и рассматривалась в дальнейшем многими авторами [36, 37]. Явление гравитационного линзирования обнаружено впервые при наблюдении излучения квазаров, линзирующими объектами были в этом случае гало галактик [38–40].

Существенный шаг был сделан Б. Пачинским, предложившим наблюдать линзирование света звезд объектами темной материи, принадлежащими гало нашей Галактики (предположительно планеты типа Юпитера) [17]. Эта работа легла в основу экспериментальных исследований [14, 41], приведших к открытию эффекта микролинзирования. Мы опишем сначала теорию микролинзирования на компактных, а затем на некомпактных телах.

5.1. Микролинзирование на компактных телах

Рассмотрим гравитационное линзирование в том случае, когда линзирующий объект является компактным, т.е. когда его размер пренебрежимо мал. Потенциал, создаваемый объектом массы M , записывается при этом в виде

$$\Phi_s(r) = -\frac{GM}{r}. \quad (79)$$

Уравнение траектории светового луча в сферически симметричном гравитационном поле

$$ds^2 = \exp[v(r)] c^2 dt^2 - \exp[\lambda(r)] dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2),$$

где $v(r)$ и $\lambda(r)$ — произвольные функции, имеет вид (см. [42, 43]):

$$\left(\frac{du}{d\phi}\right)^2 + u^2 \exp(-\lambda) - \frac{1}{R^2} \exp(-v - \lambda) = 0, \quad u = r^{-1}. \quad (80)$$

Здесь R — прицельный параметр луча, угол ϕ отсчитывается в плоскости луча (рис. 3).

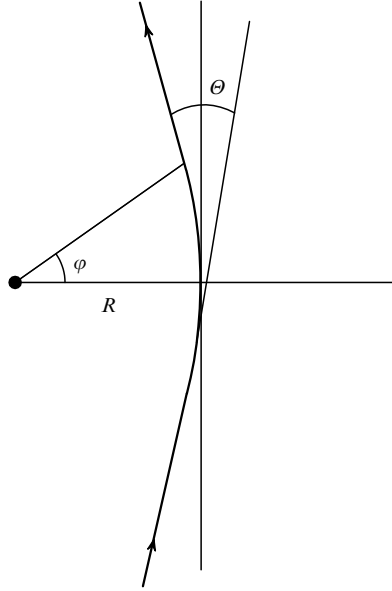


Рис. 3. Траектория светового луча в сферически симметричном гравитационном поле.

В нулевом приближении по v, λ решением уравнения (80) является прямая

$$u^{(0)} = \frac{1}{R} \cos(\phi - \phi_0). \quad (81)$$

Первая поправка дает

$$u^{(1)} = \frac{1}{2R} \left\{ \int^{\phi} \left[\frac{v + \lambda}{\sin^2(\phi' - \phi_0)} - \frac{\lambda \cos^2(\phi' - \phi_0)}{\sin^2(\phi' - \phi_0)} \right] d\phi' + C_1 \right\} \sin(\phi - \phi_0), \quad (82)$$

причем интеграл берется по прямой (81). В ньютоновском приближении

$$v(r) = -\lambda(r) = \frac{2\Phi(r)}{c^2}. \quad (83)$$

Вычисление угла между асимптотами дает полное отклонение луча:

$$\Theta = \int_0^{\pi/2} [\lambda(r') - r' \lambda'_r(r')] d\phi', \quad r'(\phi') = \frac{R}{\cos \phi'}. \quad (84)$$

Подставляя в (84), (83) потенциал (79) и интегрируя, приходим к шварцшильдовскому значению $\Theta = \Theta_s(R)$:

$$\Theta_s(R) = \frac{4GM}{c^2 R}. \quad (85)$$

Итак, мы нашли зависимость $\Theta(R)$ угла отклонения луча от прицельного параметра в заданном потенциале (79).

Обратимся теперь к картине взаимного расположения наблюдателя, линзы и источника света (рис. 4). Пусть θ — угол между направлениями от наблюдателя на линзу D и источник света (звезду) S; L_D и L_S — расстояния до линзы и до звезды соответственно, $L_{SD} = L_S - L_D$. Из-за искривления световых лучей наблюдатель увидит в плоскости ODS вместо точечной звезды два изображения I_1 и I_2 . Обозначим через θ_1 угол между направлениями на линзу D и на изображение. Тогда из геометрических соображений (см. рис. 4 и, например, [44]) с учетом малости углов θ, θ_1, Θ можно получить формулу

$$\theta_1 \pm \theta = \frac{L_{SD}}{L_S} \Theta(R), \quad R = \theta_1 L_D, \quad (86)$$

связывающую углы θ и θ_1 . Знак $\pm$ взят для того, чтобы все углы были положительными.

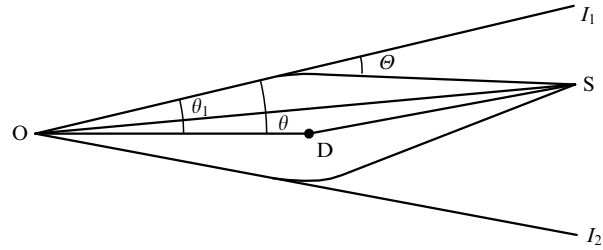


Рис. 4. "Геометрия гравитационной линзы". (Взаимное расположение наблюдателя O, линзы D и источника S.)

При подстановке шварцшильдовской функции (85) в (86) появляется безразмерная величина — угол θ_0 :

$$\theta_0^2 = \frac{4GM}{c^2} \frac{L_{SD}}{L_S L_D} \quad (87)$$

или радиус Эйнштейна:

$$R_E^2 = (L_D \theta_0)^2 = \frac{4GM}{c^2} \frac{L_{SD} L_D}{L_S}. \quad (88)$$

Само соотношение (86) в этом случае переходит в квадратное уравнение

$$\theta_1(\theta_1 \pm \theta) = \theta_0^2, \quad (89)$$

которое всегда имеет два решения $\theta_1(\theta)$.

Радиус Эйнштейна дает характерный масштаб линзы. Линзирующий объект является компактным, если его размер r_b много меньше R_E . Для планет или звезд в масштабах гало Галактики это условие всегда хорошо выполнено.

Зависимость $\theta_1^\pm$ от угла θ представлена на рис. 5. Она отражает изменение углового положения изображений $\theta_1^\pm$ в зависимости от угла θ между направлениями от наблюдателя на линзу и на источник. При $\theta \rightarrow 0$ изображения сливаются. При $\theta \rightarrow \infty$ одно из изображений приближается к звезде, а другое — к линзе. (Как будет видно в дальнейшем, яркость второго изображения при этом стремится к нулю.)

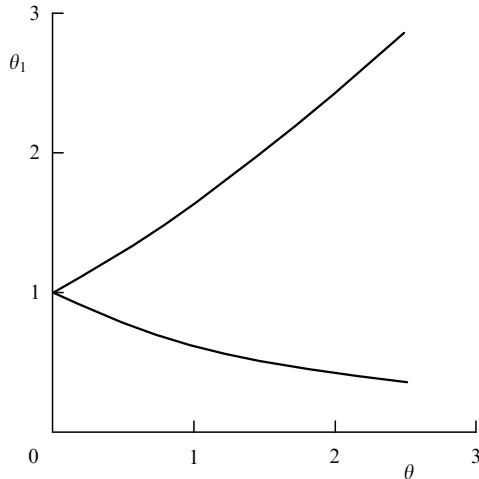


Рис. 5. Положение изображений $\theta_1(\theta)$ в случае точечной линзы. Углы нормированы на эйнштейновский угол θ_0 (87).

Важно, что в реальных условиях экспериментов по микролинзированию характерное расстояние до линзирующего объекта в гало Галактики составляет $L_D \sim 10$ кпс. При массе этого объекта $M \sim 1M_\odot$ угол между изображениями $\theta_1 \sim 0,001''$. Столь малые углы не позволяют разрешить изображения современными средствами. Однако наличие гравитационной фокусировки можно установить и по изменению блеска линзируемой звезды.

Коэффициент увеличения блеска Ω равен отношению суммарной угловой площади изображений к площади источника. Оно выражается через положение источника и изображений следующим образом:

$$\Omega = \sum \frac{\theta_1}{\theta} \left| \left(\frac{d\theta_1}{d\theta} \right)_\theta \right|. \quad (90)$$

Здесь сумма берется по обеим ветвям $\theta_1(\theta)$.

С учетом (89) получаем отсюда

$$\Omega_s = \frac{\theta^2 + 2\theta_0^2}{\theta \sqrt{\theta^2 + 4\theta_0^2}}. \quad (91)$$

Учтем теперь, что картина усиления блеска звезды не стационарна: наблюдатель, линза D и звезда S обладают некоторыми вириальными скоростями. Вследствие этого угол θ изменяется со временем. Поскольку имеет значение только относительная скорость, то можно считать, что наблюдатель и звезда покоятся, а линзирующий объект движется в плоскости, перпендикулярной к лучу зрения, со скоростью $v_\perp$. При этом угол θ между направлениями на источник S и линзу D равен

$$\theta = \sqrt{\theta_{\min}^2 + \left[\frac{v_\perp(t - t_{\min})}{L_D} \right]^2},$$

где $t_{\min}$ — момент максимального сближения, а $\theta_{\min}$ — достигаемое в этот момент угловое расстояние между D и S (прицельный параметр).

Окончательно, используя (91), получаем зависимость коэффициента увеличения яркости звезды от времени [15]:

$$A_s(t) = A_s[u(t)] = \frac{u^2 + 2}{u\sqrt{u^2 + 4}},$$

$$u(t) = \left[u_{\min}^2 + \left(\frac{2(t - t_{\min})}{\hat{t}} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (92)$$

Здесь $u(t) = \theta(t)/\theta_0$, $u_{\min} = \theta_{\min}/\theta_0$, $\hat{t}$ — характерное время линзирования, связанное с $v_\perp$ соотношением

$$\hat{t} = \frac{2R_E}{v_\perp} = \frac{2L_D\theta_0}{v_\perp}.$$

Относительное движение линзы и источника соответствует перемещению точки на графике $\Omega_s(x)$ от $x \rightarrow +\infty$ к $x_{\min}$ и обратно. Поэтому $A_s(t)$ — симметричная "колоколообразная" функция с максимальным значением

$$A_{s,\max} = \Omega_s(\theta_{\min}),$$

не зависящая от частоты света. Именно зависимость $A(t)$ измеряется в наблюдениях.

Итак, в случае компактной линзы форма кривой $A(t)$ полностью определяется двумя параметрами: прицельным параметром $u_{\min}$ (или значением A в максимуме) и продолжительностью события $\hat{t}$. На рисунке 6 приведены графики зависимости $A(t)$ при различных значениях параметров $u_{\min}$ и $\hat{t}$; момент наибольшего сближения $t_{\min}$ предполагается равным нулю.

5.2. Микролинзирование на некомпактных объектах

Изложенная выше теория относится только к компактным телам, масштаб которых r_b много меньше радиуса Эйнштейна

$$r_b \ll R_E.$$

Для некомпактных объектов темной материи обычно выполняется обратное условие:

$$R_x \geq R_E. \quad (93)$$

Действительно, согласно (23) размер R_x объекта массой $M \sim 0,1-1M_\odot$ порядка $10^{14}-10^{15}$ см. Это в 3–10 раз больше радиуса Эйнштейна для тел той же массы, находящихся на характерном для линзирования в гало расстоянии $L_D \sim 10$ кпс. Таким образом, теорию микролинзирования следует обобщить на случай NO с характерными размерами (93). Подчеркнем, что такое обобщение теории микролинзирования представляет интерес только для небарионных объектов: барионные объекты подобного масштаба и массы не могут существовать в Галактике (см. раздел 3.5).

Итак, рассмотрим гравитационное линзирование в случае, когда размером линзы R_x нельзя пренебречь. Примем распределение плотности при $r \leq R_x$ в простейшем виде (1) — обрезание плотности при малых значениях $r \leq r_c$ (58), как будет показано в разделе 5.4, мало существенно. Распределению плотности

$$\rho = \begin{cases} \frac{(3-\alpha)M_x}{R_x^3} \left(\frac{r}{R_x} \right)^{-\alpha}, & \alpha = 1,8, \quad r \leq R_x; \\ 0, & r > R_x \end{cases} \quad (94)$$

соответствует потенциал

$$\Phi(r) = \begin{cases} -\frac{GM_x}{R_x} \left[\frac{3-\alpha}{2-\alpha} - \frac{1}{2-\alpha} \left(\frac{r}{R_x} \right)^{2-\alpha} \right], & r \leq R_x; \\ -\frac{GM_x}{r}, & r > R_x. \end{cases} \quad (95)$$

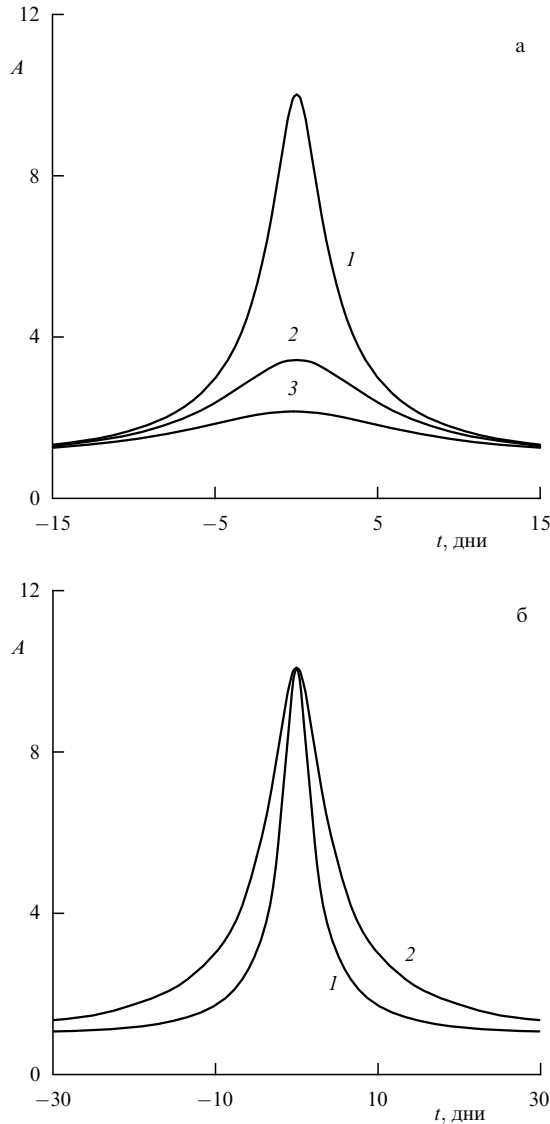


Рис. 6. Зависимость амплитуды увеличения $A(t)$ при разных $u_{\min}$, $\hat{t}$ для случая точечной линзы: (а) $\hat{t} = 30$ дней, $u_{\min}$ равно: 1 — 0,1; 2 — 0,3; 3 — 0,5; (б) $u_{\min} = 0,1$, $\hat{t}$ равно: 1 — 30; 2 — 60 дней.

Искривление траектории светового луча для сферически симметричного потенциала $\Phi(r)$ описывается по-прежнему формулами (80)–(84). Для полного отклонения луча между асимптотами вместо (85) теперь получаем:

$$\Theta(R) = \frac{2GM_x}{c^2 R_x} f\left(\frac{R}{R_x}\right), \quad (96)$$

$$f(\xi) = \begin{cases} \frac{3-\alpha}{2-\alpha} \eta + 2 \frac{1-\sin \eta}{\cos \eta} + \frac{1}{2-\alpha} \sin \eta \cos \eta - \\ - \frac{\alpha}{2-\alpha} \cos^{2-\alpha} \eta \int_0^\eta \cos^\alpha \phi' d\phi', & \xi \leq 1; \\ \frac{2}{\xi}, & \xi > 1; \end{cases} \quad (97)$$

$$\eta = \arccos \xi.$$

При $R > R_x$ выражение для Θ совпадает со шварцшильдовским.

Угол θ_1 между направлениями на линзу D и на изображение по-прежнему связан с положением θ источника S относительно линзы формулой (86),

$$\theta_1 \pm \theta = \frac{L_{SD}}{L_S} \Theta(R_1), \quad R_1 = \theta_1 L_D.$$

Однако величина $\Theta(R)$ вместо (85) определяется теперь выражением (96). Из-за сложного вида функции $\Theta(R)$ удобнее перейти от переменных θ, θ_1 к переменным $x = \theta L_D / R_x$, $x_1 = \theta_1 L_D / R_x$ и ввести вместо эйнштейновского угла θ_0 константу

$$Q = \frac{2GM_x}{c^2} \frac{1}{R_x^2} \frac{L_{SD} L_D}{L_S} = \frac{1}{2} \left(\frac{R_E}{R_x} \right)^2. \quad (98)$$

Уравнение (86) принимает тогда вид

$$x_1 \pm x = Q f(x_1), \quad (99)$$

где функция $f(x_1)$ задана формулой (97).

График зависимости $x_1(x)$ при различных Q приведен на рис. 7. Видно, что, в отличие от случая точечной линзы, при $x > x_{cr} = (\pi/2)Q(3-\alpha)/(2-\alpha)$ второе изображение исчезает. Заметим, что значение $x_1(0)$ может быть как больше, так и меньше единицы.

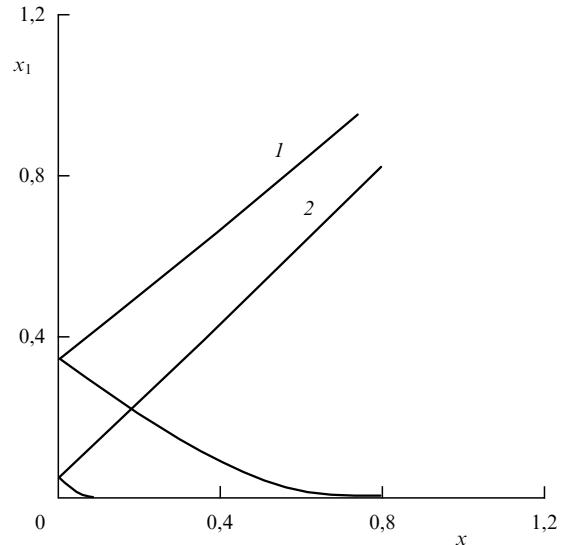


Рис. 7. Положение изображений $x_1(x)$ в случае некомпактной линзы при различных значениях параметра Q : 1 — $Q = 0,1$; 2 — $Q = 0,01$.

Оценим величину Q : если линзируемая звезда S находится в Большом Магеллановом Облаке (LMC) ($L_S = 50$ кпс), а параметры линзы соответствуют указанным в разделе 3.4 значениям $M_x = 0,5 M_\odot$, $R_x = 4 \times 10^{14}$ см, то наибольшее возможное Q (при $L_D = L_S/2$) равно $Q \approx 0,04$, т.е. $R_x/R_E \approx 3,5$.

Увеличение блеска звезды Ω , задаваемое выражением (90), зависит теперь от параметра Q . С учетом (99) получаем для нашего случая

$$\Omega_Q = \sum \frac{x_1}{x} \frac{1}{1 - Q f'(x_1)}. \quad (100)$$

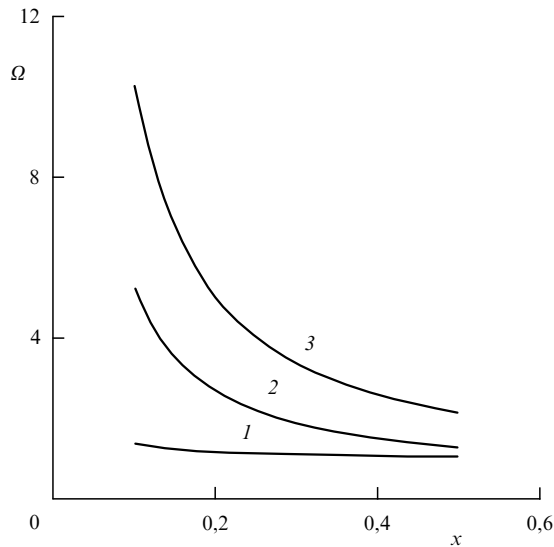


Рис. 8. Зависимость коэффициента увеличения $\Omega(x)$ при различных Q : 1 — $Q = 0,01$; 2 — $Q = 0,1$; 3 — $Q = 0,4$.

Зависимость $\Omega_Q(x)$ при различных значениях Q изображена на рис. 8. Как и в случае точечной линзы, это убывающая функция, обращающаяся в бесконечность при $x \rightarrow 0$.

Изменение со временем параметра x из-за относительного движения линзирующего объекта описывается формулой

$$x = \sqrt{x_{\min}^2 + \left(\frac{v_{\perp} t}{R_x}\right)^2},$$

где $x_{\min} = \theta_{\min} L_D / R_x$, $\theta_{\min}$ — по-прежнему прицельный параметр. По мере движения линзы блеск звезды изменяется:

$$A(t) = \Omega_Q(x(t)).$$

На рисунке 9 приведены графики $A(t)$ (только $t > 0$) при различных значениях константы Q (или R_x/R_E). Масштаб времени соответствует $v_{\perp} = 200$ км с⁻¹, $R_x = 4 \times 10^{14}$ см. Для сравнения даны графики $A(t)$ для случая точечного источника с теми же значениями M , L_D и при тех же прицельных углах $\theta_{\min}$.

Видно, что различие между кривыми при $Q \geq 0,01$ не очень велико. Важно, однако, что в случае некомпактного тела форма кривой блеска определяется не двумя, а тремя параметрами. В качестве таковых могут быть выбраны блеск в максимуме $A_{\max}$, продолжительность линзирования $\hat{t} = 2R_E/v_{\perp}$ и $Q = (R_E/R_x)^2/2$. С увеличением масштаба линзирующего объекта R_x , т.е. с уменьшением Q , расхождение между кривыми блеска, созданными компактной и некомпактной линзами, возрастает. Их подробное сопоставление проведено в следующем разделе.

5.3. Сопоставление кривых блеска, создаваемых некомпактными и компактными линзами

Точный вид кривой блеска компактного объекта определяется следующими параметрами: массой линзирующего

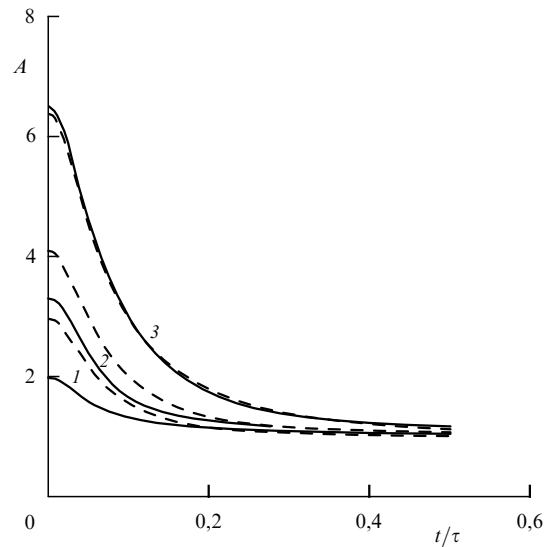


Рис. 9. Кривая блеска $A(t)$ при различных значениях Q (пунктир — точечная линза): 1 — $Q = 0,01$; 2 — $Q = 0,02$; 3 — $Q = 0,05$. Время в единицах $\tau = 2 \times 10^7$ с ($R_x = 4 \times 10^{14}$ см); $x_{\min} = 0,05$.

щего тела M_x , расстоянием до него L_D , относительной скоростью $v_{\perp}$, прицельным параметром $\theta_{\min}$ и расстоянием до линзируемой звезды L_S . Для некомпактного объекта сюда добавляется еще масштаб тела R_x . Если бы все эти величины были известны, то различие между кривыми блеска для компактного и некомпактного тела, показанное на рис. 9, хотя и небольшое, было бы, видимо, достаточным, чтобы заметить его в наблюдениях.

Трудность реальной проблемы в том, что мы не знаем этих параметров. Теоретическая кривая блеска подбирается так, чтобы установилось максимальное соответствие между теорией и наблюдениями. Поэтому, чтобы определить, является ли линзирующее тело компактным или некомпактным, мы должны будем сравнивать наиболее близкие друг к другу кривые линзирования, а не те, которые соответствуют одинаковым значениям параметров. Выясним, как можно охарактеризовать различие между этими кривыми.

Задача формулируется следующим образом. Дана кривая блеска компактного тела $A_c(t)$ с заданной амплитудой A_0 и характерной продолжительностью $\hat{t}_c$. Кривая блеска в случае некомпактной линзы характеризуется тремя параметрами: амплитудой A_{n0} , продолжительностью $\hat{t}_n$ и размером линзирующего тела R_x/R_E (или же параметром Q (98)).

Задача состоит в том, чтобы при заданном отношении R_x/R_E так подобрать амплитуду A_{n0} и ширину $\hat{t}_n$, чтобы различие между компактной $A_c(t)$ и некомпактной $A_{nc}(t)$ кривыми блеска было минимальным.

Составим для этого функционал

$$J = \int [A_{nc}(t) - A_c(t)]^2 \frac{dt}{\hat{t}_c}. \quad (101)$$

Это безразмерная величина, которую мы и выбираем в качестве характеристики различия между некомпактной и компактной кривыми блеска. Произвольно варьируя теперь амплитуду A_{n0} и характерное время $\hat{t}_n$ некомпак-

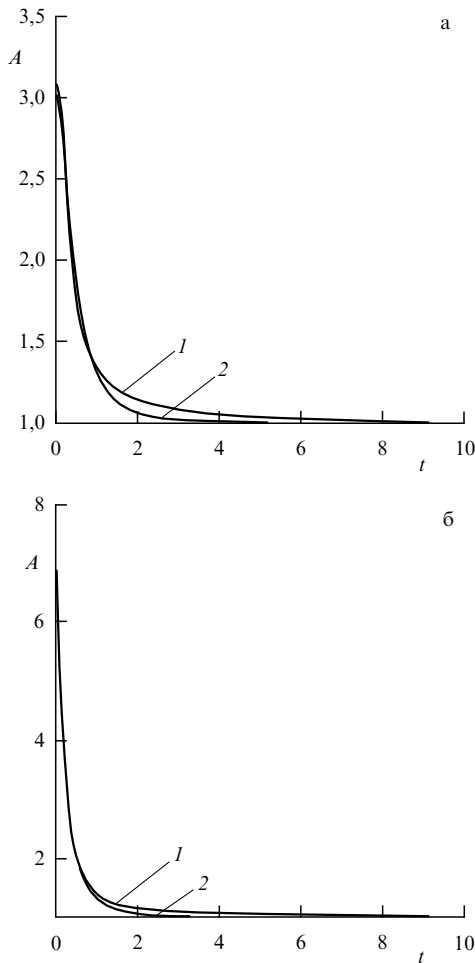


Рис. 10. "Некомпактные" кривые — 1, наиболее близкие к данным "компактным" кривым — 2; $Q = 0,01$; амплитуды "компактных" кривых A_{c0} : (а) 3, (б) 7. Время нормировано на $\hat{t}_c$.

ной кривой блеска, найдем минимум J при данных A_c и Q . Он и опишет тогда различие между наиболее близкими кривыми блеска для некомпактной и компактной линз.

Соответствующие наиболее близкие кривые блеска для разных значений амплитуды A_{c0} показаны на рис. 10 для $Q = 0,01$. Видно, что, хотя размер некомпактного объекта R_x существенно больше радиуса Эйнштейна $R_x/R_E = (2Q)^{-1/2} \simeq 7,14$, отличие в кривых блеска невелико. Интеграл J равен лишь 0,02–0,03; он очень медленно увеличивается с ростом амплитуды сигнала.

С увеличением Q величина расхождения J нарастает, хотя и при $R_x/R_E = 10$ и даже несколько выше она остается еще незначительной и лежит в пределах точности данных современных экспериментов (см. раздел 6).

Подчеркнем, что, как видно из рис. 10, наиболее существенное различие наблюдается на крыльях кривых блеска, в области $|t - t_{\min}| > \hat{t}_c$. Чтобы понять причину этого, рассмотрим асимптотики кривых блеска в этой области. Условие $|t - t_{\min}| \gg \hat{t}_c$ эквивалентно $u(t) = \theta(t)/\theta_0 \gg 1$, или $R \gg R_E$. Для точечной (компактной) линзы из (92) получаем тогда

$$A_c(t) - 1 \simeq \frac{2}{u^4}, \quad u(t) = \frac{R}{R_E} \simeq \frac{|t - t_{\min}|}{\hat{t}_c/2}, \quad R \gg R_E. \quad (102)$$

Для некомпактной линзы на крыльях кривой блеска при $R \gg R_E$ (102) возникает прежде всего область промежуточной асимптотики

$$R_E \ll R \ll R_x. \quad (103)$$

Кривую блеска в этой области можно вычислить, полагая

$$x = \frac{R}{R_x} \ll 1, \quad Q = \frac{1}{2} \left(\frac{R_E}{R_x} \right)^2 \ll 1, \quad \frac{R_E}{R} = \frac{2Q}{x^2} \ll 1. \quad (104)$$

Принимая во внимание, что функция $f(\xi)$ ограничена, находим из (99) положение изображения $x_1^+ = x + Qf(x) + O(Q^2)$, которое является в рассматриваемой области единственным.

Из (100) с учетом асимптотики функции $f(\xi)$ при $\xi \rightarrow 0$ получаем

$$A_{nc}(t) - 1 \simeq \frac{3 - \alpha}{2 - \alpha} \frac{\pi}{2} \frac{Q}{x} + O(Qx^{1-\alpha}) \sim \frac{\sqrt{Q}}{u}. \quad (105)$$

Таким образом, в случае некомпактной линзы мы вместо зависимости $A \sim u^{-4}$ имеем в "переходной" области (103) $A \sim u^{-1}$. Это различие и создает существенно более медленно спадающие крылья кривой блеска, которые видны на рис. 10.

В дальнейшем, однако, соотношение между компактной и некомпактной кривой блеска изменяется. При $R \gg R_x$ у некомпактной линзы, как видно из (97), (99), одно изображение совпадает с изображением от точечной линзы, а второе отсутствует. Как следует из (100), отличие коэффициента увеличения от единицы получается при этом вдвое меньше, чем у компактной линзы:

$$A_{nc}(t) - 1 \simeq \frac{4Q^2}{x^4} = \frac{1}{u^4}, \quad u(t) = \frac{R}{R_E} \gg 1, \quad x = \frac{R}{R_x} \gg 1. \quad (106)$$

Поэтому при $t \rightarrow \infty$ кривая блеска, соответствующая некомпактной линзе, проходит ниже.

5.4. Влияние барионного ядра на кривую линзирования некомпактного объекта

Выше мы рассматривали наиболее простую модель распределения плотности некомпактного объекта, характеризующуюся лишь одним параметром — радиусом тела R_x . Как указывалось в разделе 4.2, для рассматриваемой здесь мелкомасштабной структуры эта модель несколько меняется — появляется еще параметр обрезания r_c (56). Кроме того, заметное влияние на кривую блеска могло бы, в принципе, оказать и барионное тело, находящееся в центре НО. Рассмотрим поэтому модель с распределением плотности небарионной материи (58)

$$\rho = \begin{cases} kR_1^{-\alpha}, & r < R_1; \\ kr^{-\alpha}, & R_1 < r < R_x; \\ 0, & R_x < r; \end{cases} \quad (107)$$

и учтем еще наличие в центре барионного тела, которое можно считать точечным. Гравитационный потенциал

$\Phi(r)$ в этом случае принимает вид

$$\Phi(r) = -\frac{GM}{R_x} \begin{cases} \frac{3-\alpha}{2-\alpha} + \frac{\lambda}{\beta} \left[\frac{R_1}{r} - \frac{3-\alpha}{2\alpha} \left(\frac{r}{R_1} \right)^2 - \frac{3}{2} \frac{3-\alpha}{2-\alpha} \right], & r < R_1; \\ \frac{3-\alpha}{2-\alpha} - \frac{1}{2-\alpha} \left(\frac{r}{R_x} \right)^{2-\alpha}, & R_1 < r < R_x; \\ \frac{R_x}{r}, & R_x < r. \end{cases}$$

Здесь M — полная масса объекта, λ — доля барионной массы. Отношение $\beta = R_1/R_x$, определяющее радиус обрезания R_1 , выберем так, чтобы коэффициент k в (107) оставался таким же, как в (94), т.е. чтобы "дефицит" массы небарионного вещества в центре был равен массе барионного ядра. Тогда $\lambda = (\alpha/3)\beta^{3-\alpha}$. Дальнейшие вычисления полностью аналогичны (96)–(100), с той только разницей, что здесь, как и в случае точечной (шварцшильдовской) линзы, всегда присутствуют два изображения.

Соответствующие кривые блеска, наиболее близкие к шварцшильдовской кривой данной амплитуды, приведены на рис. 11. Значение параметра λ выбрано равным 5%, при этом радиус обрезания соответствует (57). Видно, что кривые блеска с учетом барионного ядра и без него практически совпадают. Заметное отличие от случая компактного тела по-прежнему возникает лишь на крыльях кривой блеска.

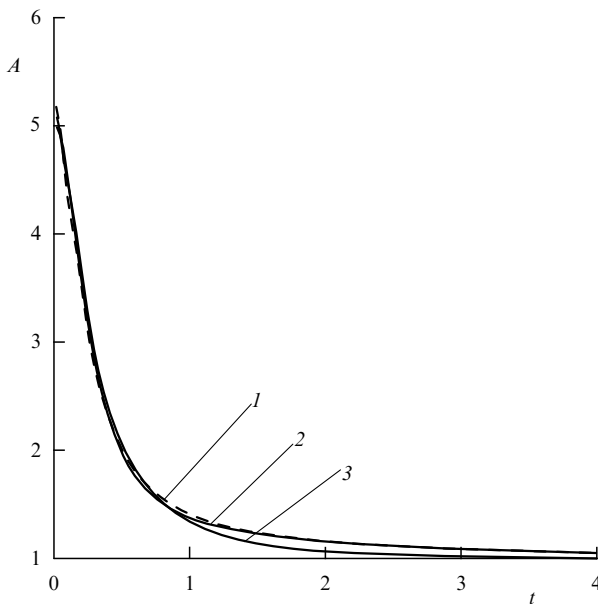


Рис. 11. Кривые блеска, создаваемые некомпактной линзой с барионным ядром и без него, наиболее близкие к данной шварцшильдовской кривой: 1 — NO с барионным ядром (пунктир), 2 — NO без барионного ядра, 3 — компактный объект.

5.5. Оптическая толщина

Выше были рассмотрены индивидуальные характеристики кривых микролинзирования. Важную роль играют и статистические характеристики, в первую очередь вероятность наблюдения эффекта микролинзирования.

Ее характеризуют обычно "оптической толщиной" τ .

Величина τ характеризует вероятность того, что свет данной звезды в данный момент времени претерпевает линзирование. Она определяется соотношением

$$\tau = \int_0^{L_S} \sum_M n_M(l) \sigma_{MI} dl. \quad (108)$$

Здесь $n_M(l)$ — концентрация линзирующих тел массы M в пространстве, σ_{MI} — эффективное сечение микролинзирования, L_S — расстояние до линзируемой звезды. Естественно положить $\sigma_{MI} = \pi R_E^2$, где R_E — радиус Эйнштейна (88). Тогда [17]

$$\tau = \frac{4\pi G}{c^2} \int_0^{L_S} \frac{l(L_S - l)}{L_S} \sum_M M n_M(l) dl. \quad (109)$$

Отсюда видно, что оптическая толщина фактически не зависит от массы объектов M , а определяется лишь распределением полной плотности темной материи $\rho_d(l) = \sum_M M n_M(l)$, заключенной в этих объектах, в пространстве между наблюдателем и линзируемой звездой.

6. Микролинзирование — результаты наблюдений и сопоставление с теорией

6.1. Микролинзирование объектов в гало и в центральной части Галактики (балдже)

Вероятность наблюдения эффекта микролинзирования звезды, описываемая оптической толщиной τ , в реальных условиях Галактики очень мала. Легко дать оценку величины τ . Действительно, как следует из (109),

$$\tau \sim \frac{G \rho L_S^2}{c^2} \sim \frac{v^2}{c^2} \sim 5 \times 10^{-7}. \quad (110)$$

Здесь ρ — средняя плотность темного вещества в области с характерным масштабом L_S , а v — характерная скорость движения темного вещества в этой области. В Галактике, как известно, скорость $v \sim 200 \text{ км с}^{-1}$, отсюда и следует оценка (110).

Характерное время линзирования $\hat{t} \sim R_E/v$ объектом массы $(0,1-1)M_\odot$, находящимся на расстоянии $L_D \simeq 10 \text{ кпс}$, составляет величину порядка месяца или года. Поэтому эффект микролинзирования звезды, находящейся в гало Галактики, с достаточно высокой вероятностью $p \sim 1$ можно увидеть лишь один раз за время $\hat{t}/\tau$, т.е. за время порядка миллиона лет. Отсюда ясно, что наблюдение микролинзирования звезд может быть реально осуществлено только при одновременном слежении за изменением интенсивности излучения не менее миллиона звезд. Такая возможность и была реализована с помощью специальной современной техники — больших CCD матриц, содержащих 2048×2048 ячеек. Эти исследования начаты группами MACHO [14], EROS [41], OGLE [45].

При исследовании гало источниками линзируемого света являются звезды Большого и Малого Магеллановых Облаков, а также галактики M31 (Андромеда). До сих пор удалось наблюдать лишь микролинзирование звезд LMC. Для этого группой MACHO на телескопе диаметром 127 см на горе Стромло в Австралии ведутся

постоянные наблюдения интенсивности 8,5 миллионов звезд.

Наблюдения в центральной части Галактики ведутся в свободной от поглощения пылью области — так называемом "окне Бааде" (в галактических координатах $l = 2,5^\circ$, $b = -3,6^\circ$). При этом в группе МАСНО наблюдают 12,6 миллионов звезд, и примерно столько же — в группе OGLE.

Следует особо отметить, что одновременное слежение за интенсивностью свечения такого огромного количества звезд проводится впервые, и сам по себе этот процесс должен принести неоценимый материал для изучения переменности звезд. Однако столь большой объем данных ведет и к значительным сложностям для обнаружения случаев микролинзирования. Действительно, как ясно из (110), существенное изменение интенсивности свечения вследствие микролинзирования испытывает лишь одна звезда из нескольких миллионов. В то же время просто звезд, обладающих нестационарным излучением, на три порядка больше. Поэтому авторами экспериментальных исследований [14, 41] были разработаны специальные методы обработки данных наблюдений и выработаны критерии, которые позволили выявить случаи микролинзирования. Важную роль среди этих критериев играет ахроматичность процесса гравитационного линзирования. Поэтому наблюдения ведутся одновременно в двух цветовых диапазонах — синем ($\lambda \approx 4500 \text{ \AA} - 6000 \text{ \AA}$) и красном ($\lambda \approx 6300 \text{ \AA} - 7300 \text{ \AA}$). Другие существенные критерии отбора связаны с требованием согласования данных наблюдений с теоретической кривой (92) (см. рис. 6), описывающей изменение во времени интенсивности излучения. Естественно, при этом всегда предполагается, что микролинзирование определяется лишь действием компактных невидимых объектов (об этом говорит само название группы МАСНО — *massive compact halo objects*).

Отметим, что форма теоретической кривой линзирования компактных объектов, как мы видели выше (92), однозначно задается двумя параметрами (например, амплитудой и продолжительностью), в то время как неизвестных величин, определяющих эти параметры и, следовательно, влияющих на форму кривой, значительно больше. Поэтому для оценки массы линзирующего объекта обычно делают определенные предположения о значении других параметров. Так, при наблюдениях в гало обычно берут наиболее вероятные величины $v_\perp = 200 \text{ км с}^{-1}$, $L_D = 10 \text{ кпс}$, что и позволяет определить из результатов наблюдений значения массы объекта M и характерного масштаба R_E .

6.2. Результаты наблюдений в гало

Микролинзирование объектов в гало производится, главным образом, группой МАСНО [15, 16] (группа EROS наблюдала в 1993 г. два объекта [41]). Примеры наблюдений МАСНО показаны на рис. 12. Всего за два года исследований обнаружено 8 случаев микролинзирования. Из рисунка 12 видно, что выбираются лишь наблюдения, результаты которых достаточно хорошо согласуются с теоретической кривой линзирования компактным телом (92). Это согласие, однако, не является настолько точным, чтобы можно было говорить, что в наблюдениях обнаруживается наличие именно компактных объектов (см. раздел 6.3).

Характерное время линзирования $\hat{t}$ для наблюдаемых объектов различается пока не очень сильно и лежит в пределах между 34 и 145 днями. Это соответствует достаточно большой массе объектов M_x . Массы наблюдаемых объектов по величине почти достигают массы Солнца $M_\odot$. Количество их также весьма велико. Например, как показывает расчет, если бы микролинзирование производилось только на известной звездной компоненте Галактики, это привело бы к гораздо меньшему количеству событий (более чем на порядок). То же относится и к звездам LMC. Таким образом, данные наблюдений вполне определенно указывают, что микролинзирование осуществляется объектами, принадлежащими гало.

Характерное значение оптической толщи τ , определенное на основании данных наблюдений, оказалось равным

$$\tau = (2,9_{-0,9}^{+1,4}) \times 10^{-7}. \quad (111)$$

Статистическая обработка результатов наблюдений представлена на рис. 13. Здесь M_x — масса линзируемых объектов, а f — их доля в гало в сравнении с полной массой темной материи, определенной по кривой вращения. Видно, что средняя масса наблюдаемых объектов весьма значительна и, что еще более важно, они составляют более половины всей темной материи в гало.

Следует особо подчеркнуть, что выделение в данных наблюдений объектов большого масштаба требует очень большого времени. Не удивительно поэтому, что не только число, но и средняя масса обнаруженных группой МАСНО объектов постепенно нарастает с увеличением времени наблюдений (ср. [15] и [16]). Не исключено, что этот процесс будет продолжаться и далее. Поэтому, если полагать вслед за авторами экспериментальных работ, что наблюдаемые при микролинзировании объекты — обычные звезды (коричневые и белые карлики), то нельзя не заметить, что результаты наблюдений ведут к нарастанию определенных противоречий с общепринятым мнением о небарионной природе темной материи, основанном на данных о нуклеосинтезе и происхождении галактик (см. введение и [46]). Кроме того, появляются трудности и в согласовании интерпретации данных микролинзирования с наблюдениями в гало звезд типа коричневых или белых карликов с результатами прямых оптических наблюдений на телескопе Хаббла [18].

Нельзя не отметить, что критериям точного согласия с теорией микролинзирования компактных объектов данные наблюдений не удовлетворяют. Ошибка χ^2 , описывающая отклонение результатов наблюдений от теоретической кривой, в 3–5, а иногда 10–20 раз превышает статистически допустимую σ . Авторы [16] объясняют это расхождение наличием различного вида ошибок в данных наблюдений, микролинзированием звезд-гигантов и др. Однако несомненным остается факт: *точного экспериментального доказательства того, что объекты в гало, наблюдаемые при микролинзировании, являются компактными телами, пока не существует.*

В связи с этим особенно интересно выяснить, к чему приводит сопоставление данных наблюдений с теорией микролинзирования некомпактных (небарионных) объектов.

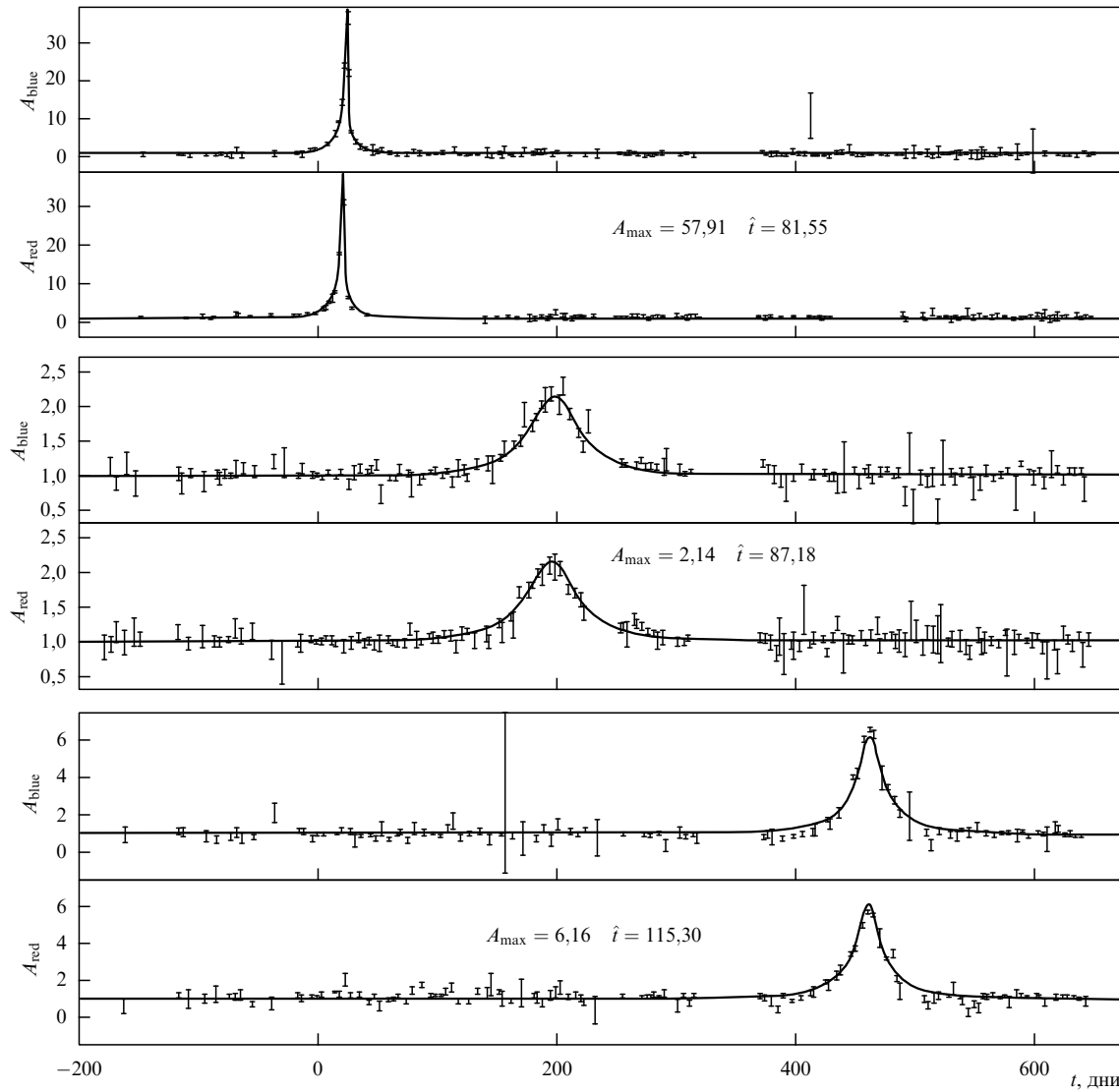


Рис. 12. Примеры кривых микролинзирования, наблюдаемых МАСНО. Для каждого события приведены данные наблюдений в двух цветах (красный и голубой). Точки — результаты наблюдений, кривая — теоретическая интерпретация.

6.3. Сопоставление данных наблюдений в гало с теорией микролинзирования некомпактных объектов

Как уже показал проведенный ранее анализ (раздел 5.3), кривые микролинзирования при не слишком больших размерах некомпактного тела R_x

$$\frac{R_x}{R_E} \leq 10 \quad (112)$$

внешне достаточно сходны с кривыми компактных тел. Различие может поэтому установить лишь детальное сопоставление с наблюдениями. Подробные данные об одном, наиболее полно исследованном, событии опубликованы группой МАСНО в [47] (рис. 14). Именно эти доступные для нас данные мы и использовали для сопоставления результатов наблюдений с теорией [13, 19, 48].

Сопоставление проводится с использованием χ^2 критерия:

$$\chi^2 = \sum_i \frac{[A(t_i) - A_{\text{obs},i}]^2}{\sigma_{\text{obs},i}^2}. \quad (113)$$

Здесь t_i — момент времени, когда произведено наблюдение, $A_{\text{obs},i}$ и $\sigma_{\text{obs},i}$ — наблюдаемая амплитуда и ошибка измерения, $A(t)$ — теоретическая кривая. Последняя зависит от нескольких параметров. В случае компактного тела — это положение максимума t_{min} , амплитуда в максимуме A_0 и характерное время $\hat{t}$ (см. раздел 5.1). Очень важное значение имеет также достаточно точное определение величины постоянного уровня интенсивности свечения звезды задолго до или намного после времени ее линзирования, так как именно на этот уровень нормируются данные наблюдений.

В случае NO возникает как минимум еще один параметр, характеризующий размеры тела R_x ; естественно использовать его в безразмерной форме R_x/R_E или Q (98).

Параметры подбираются таким образом, чтобы функционал χ^2 достигал минимума. При этом используется полный объем наблюдательных данных. В [13, 48] определены следующие значения параметров:

1) для компактного тела:

$$t_0 = 433,604, \quad A_0 = 7,51, \quad \hat{t} = 35,5, \quad \chi_{\text{min}}^2 \approx 309; \quad (114)$$

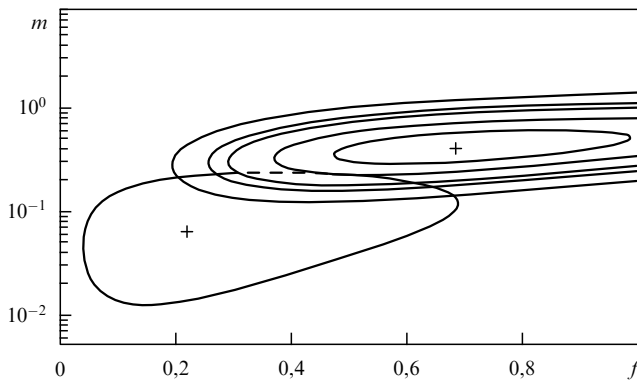


Рис. 13. Статистическая обработка результатов наблюдений МАСНО: f — доля полной массы гало, заключенной в объектах; m — масса объектов в единицах массы Солнца $M_{\odot}$. Наиболее вероятная величина обозначена +, контуры соответствуют вероятностям 34 %, 68 %, 90 %, 95 %, 99 %. Отдельно показаны результаты наблюдений до 1995 г. [15].

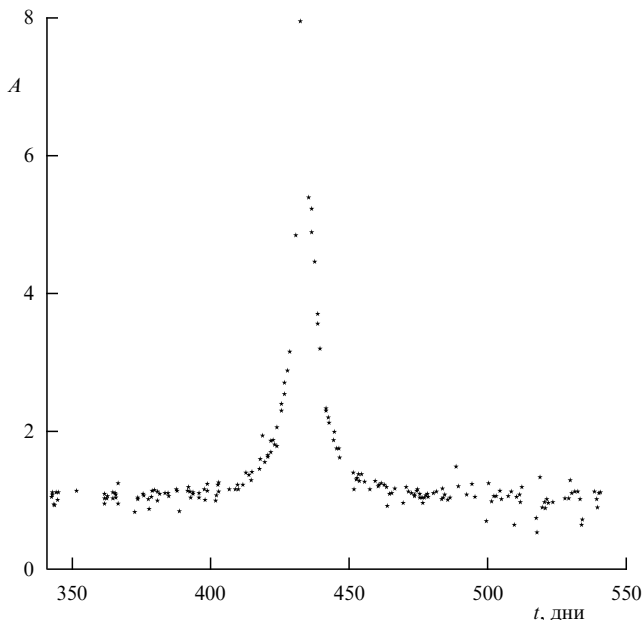


Рис. 14. Данные наблюдений [47].

2) для некомпактного тела:

$$t_0 = 433,73, \quad A_0 = 7,72, \quad \hat{t} = 35,3, \quad \chi_{\min}^2 \approx 304. \quad (115)$$

Отметим, что в последнем случае минимум χ^2 при $Q = 0,03$, т.е. $R_x/R_E = 4,22$, вполне ярко выражен. В расчете использованы данные 253 точек наблюдения t_i (в синем цвете). Поэтому ошибка $\sigma = \sqrt{2N} \approx 23$, и, следовательно, значение $\chi_{\min}^2$ в пределах $240 \leq \chi_{\min}^2 \leq 286$, т.е. в пределах 1σ , означало бы совпадение теоретической кривой с наблюдениями. Расхождение, как мы видим из (114) и (115), хотя и существует, но не велико: для компактного тела оно равно $1,91\sigma$, а для некомпактного — $1,78\sigma$. Видно, что хотя NO немного предпочтительней, уверенного заключения о наблюдении некомпактного или компактного объекта сделать на основании этих данных невозможно. Следует еще раз

подчеркнуть особо важную роль определения величины постоянного уровня интенсивности свечения $\hat{I}$ — хотя нами использованы для этого данные почти двух лет наблюдений (при эффективной длительности линзирования $\hat{t} \sim 35$ дней), ошибка в измерении $\hat{I}$ оставалась достаточно большой, чтобы оказать заметное влияние на определение величины $\chi_{\min}^2$.

Сопоставление теоретических кривых при найденных значениях параметров (114), (115) с результатами наблюдений показано на рис. 15. Видно их в целом хорошее согласие. Существенное отличие кривых для некомпактного и компактного объектов, возникающее на крыльях (рис. 15), лежит в нашем случае в пределах ошибки наблюдений. Определенная в [13, 48] масса линзирующего объекта для рассматриваемого случая равна $M_x \approx 0,05 M_{\odot}$. Из (114), (115) следует тогда, что его размер

$$R_x \approx 4,22 R_E \approx 1,3 \times 10^{14} \text{ см}. \quad (116)$$

Эта величина находится в соответствии с теоретическими оценками (41).

Проведенное сопоставление показало, таким образом, что рассмотренные данные не дают возможности утверждать, что наблюдаемый в гало объект является некомпактным и, следовательно, небарионным. В то же время нет оснований считать его и компактным барионным объектом. Поставленный вопрос требует дальнейшего исследования.

6.4. Результаты наблюдений в центральной области Галактики и их сопоставление с теорией

Наблюдения в центральной области Галактики показывают гораздо большую вероятность микролинзирования: только за один год измерений группой МАСНО наблюдалось 45 событий [49] и такое же число — группой OGLE [50]. На рисунке 16 приведены примеры результатов наблюдений. Важная особенность микролинзирования в балдже в том, что оно осуществлялось как для обычных звезд, так и для подгруппы гигантских звезд ($\sim 1,3$ миллиона). Расстояния до них и их светимости хорошо известны. Это позволило более точно определить из наблюдений величину оптической толщи τ , которая оказалась весьма значительной:

$$\tau = (3,9_{-1,2}^{+1,8}) \times 10^{-6},$$

заметно выше, чем дают расчеты, использующие стандартные теоретические модели распределения звезд в балдже. Можно, таким образом, надеяться, что использование микролинзирования даст возможность существенно уточнить наше представление о структуре центра Галактики.

При микролинзировании гигантских звезд возникают отклонения кривой блеска от кривой линзирования обычных "точечных" звезд (раздел 6.1). Эти отклонения обнаружены недавно в данных наблюдений [51].

Отметим, что в центральной части Галактики масса барионной компоненты в центре NO может быть существенно выше, чем в гало (см. раздел 4.5).

Разумеется, в центральной области Галактики микролинзирование, осуществляемое невидимыми звездами (т.е. барионными объектами) гораздо более вероятно, чем в гало. Однако и здесь возможно сущест-

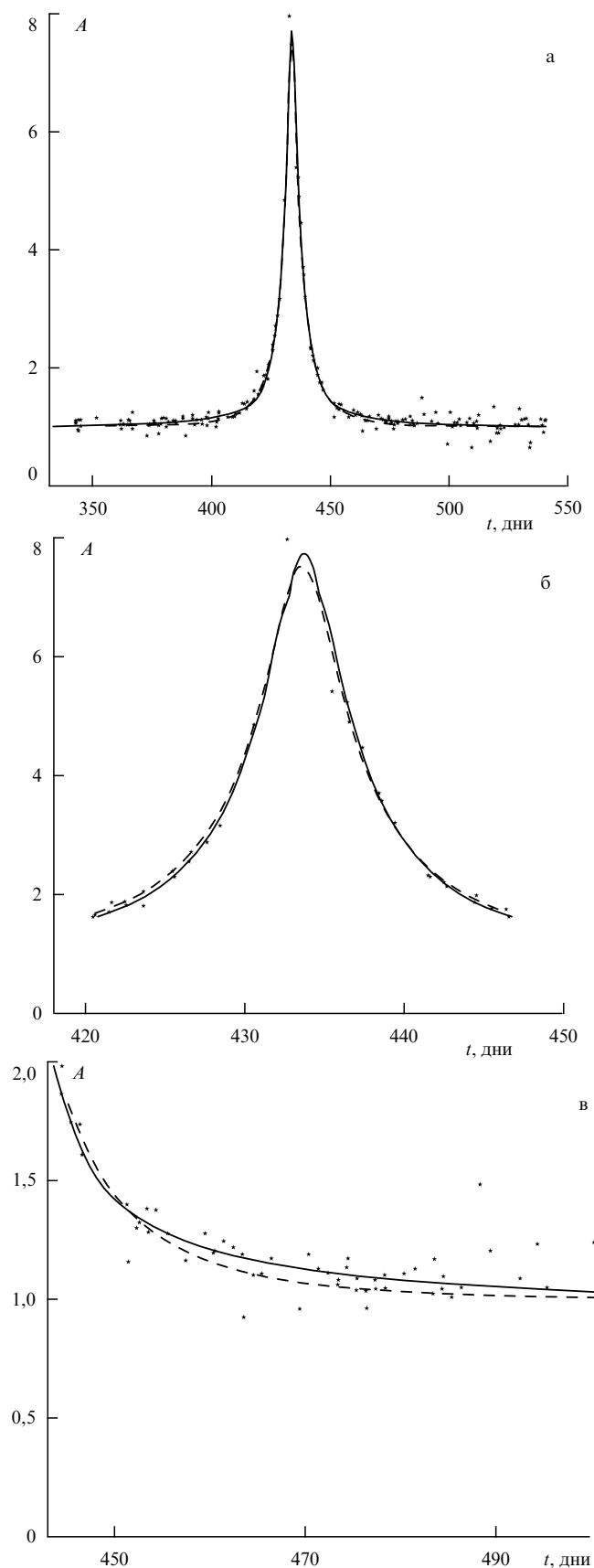


Рис. 15. Сопоставление теоретической кривой (результата обработки) с наблюдениями. Сплошная кривая соответствует некомпактной, пунктир — точечной линзе; (а) вся кривая, (б) центральная часть, (в) правое крыло.

ование некомпактных небарионных объектов — их время жизни, как показано в разделе 3.5, больше времени жизни Вселенной (46). Поэтому и здесь большой интерес представляет сопоставление наблюдательных данных с теорией микролинзирования на NO. Такое сопоставление проведено в [52], где исследовались данные микролинзирования, полученные группой OGLE. Из шести проанализированных кривых в трех случаях данные микролинзирования оказались существенно ближе к теории компактного тела. Однако в одном случае, представленном на рис. 17, картина обратная: теория микролинзирования на NO здесь существенно лучше описывает данные наблюдений. Для NO ошибка $\Delta = \chi^2_{\min} - N$ (где N — число степеней свободы) равна

$$\Delta \approx 2,1\sigma, \quad \sigma = \sqrt{2N}, \quad (117)$$

в то время как для компактного объекта

$$\Delta \approx 6,2\sigma.$$

Мы видим, таким образом, что сопоставление теории с данными наблюдений в центральной части Галактики также дает указания на возможное существование NO.

7. Нейтральные звезды

Рассмотренные до сих пор свойства NO не зависели от природы частиц темной материи. На сегодняшний день неизвестно, из каких частиц состоит темная материя. Существует несколько гипотетических кандидатов: нейтралино, тяжелые нейтрино, аксионы, струны. Нейтралино и тяжелые нейтрино являются майорановскими частицами, поэтому основной процесс взаимодействия этих частиц — аннигиляция. Если NO состоят из таких частиц, то благодаря аннигиляции они частично диссипируют. Такие объекты будем называть нейтральными звездами (NeS) [12], а составляющие их частицы — нейтралино. Подчеркнем, что здесь нейтралино употребляется как общее название, обозначающее частицы холодной темной материи, аннигилирующие при соударениях друг с другом.

Аннигиляция нейтралино приводит к интенсивному излучению гамма-квантов, нагреву барионного тела и т.д. Следует подчеркнуть, что энергия, высвобождающаяся в этих процессах, была заложена в CDM в период закладки частиц темной материи. Возможность обнаружения этих частиц по процессам их аннигиляции неоднократно обсуждалась ранее (см. [53, 34]). В этих работах всегда предполагалось, однако, гладкое распределение плотности частиц CDM или плавное нарастающее к центру Галактики. Возможность существования NeS приводит к совершенно новой ситуации, связанной с существенно неоднородным распределением плотности нейтралино в гало и Галактике, их сильным сжатием в NeS, и служит поэтому причиной значительного усиления аннигиляционных процессов. Это, с одной стороны, открывает новые возможности для наблюдения некомпактных объектов темной материи (в данном случае NeS), а с другой стороны, может служить источником важной информации о частицах CDM [54].

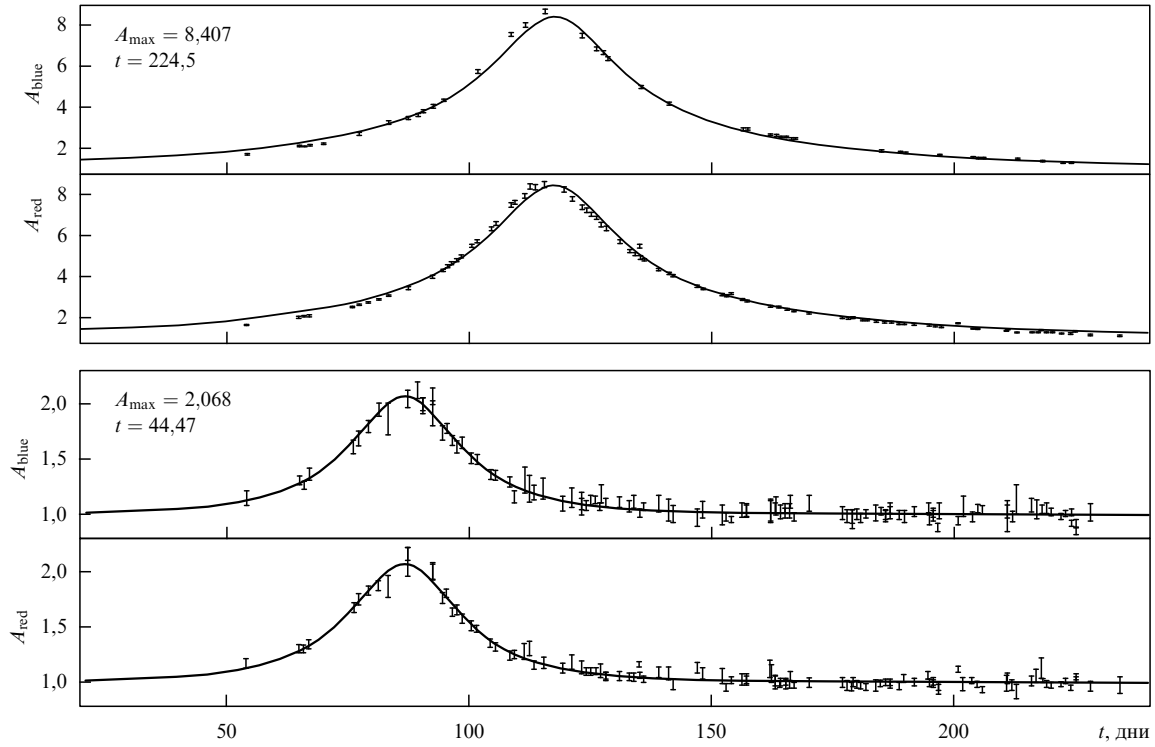


Рис. 16. Примеры результатов наблюдений МАСНО в центральной области Галактики [49].

7.1. Внегалактическое диффузное гамма-излучение

Рассмотрим потоки гамма-излучения, обусловленные аннигиляцией нейтрино в NeS. Поток диффузного гамма-излучения I_γ определяется двумя источниками: внегалактическое гамма-излучение, приходящее от NeS удаленных галактик $I_{1\gamma}$, и поток излучения от NeS, находящихся в гало нашей Галактики $I_{2\gamma}$:

$$I_\gamma = I_{1\gamma} + I_{2\gamma}. \quad (118)$$

Внегалактическое излучение определяется полными потерями энергии во Вселенной на аннигиляцию в NeS:

$$I_{1\gamma} = \frac{c}{4\pi\sqrt{3}} t_0 \dot{\epsilon}_h \alpha_\gamma \text{ (см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ стер}^{-1}\text{)}. \quad (119)$$

Здесь $I_{1\gamma}$ — число гамма-квантов через 1 см^2 в секунду, в один стерадиан; $c/\sqrt{3}$ — усредненная по углам скорость фотонов, $\dot{\epsilon}_h$ — средние потери энергии на аннигиляцию в секунду в 1 см^3 ; α_γ — коэффициент трансформации энергии аннигиляции в число гамма-квантов, t_0 — время жизни Вселенной до красного смещения $z \approx 1$ (обрезание при $z \approx 1$ возникает вследствие красного смещения при достаточно быстром спадаении спектра гамма-излучения с ростом энергии).

Потеря энергии задается соотношением:

$$\dot{\epsilon}_h = c^2 \rho_c \Omega f \tau^{-1}, \quad (120)$$

где ρ_c — критическая плотность вещества во Вселенной

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G}, \quad (121)$$

H — постоянная Хаббла, Ω — отношение средней плотности вещества к критической, f — доля темной материи Вселенной, содержащаяся в NeS, τ — время жизни нейтрино в NeS:

$$\tau = \frac{N_x}{|\dot{N}_x|}. \quad (122)$$

Здесь N_x — полное число нейтрино в NeS

$$N_x = \frac{M_x}{m_x},$$

M_x — масса NeS, m_x — масса нейтрино, $\dot{N}_x$ — скорость аннигиляции нейтрино:

$$\dot{N}_x = -4\pi \langle \sigma v \rangle \int n_x^2(r) r^2 dr, \quad (123)$$

$n_x(r)$ — плотность нейтрино в NeS:

$$n_x(r) = \frac{\rho}{m_x} \quad (124)$$

и $\langle \sigma v \rangle$ — усредненное произведение сечения аннигиляции σ на скорость частиц v . Из (123), (124), (58) следует, что

$$|\dot{N}_x| = \frac{(3-\alpha)^2}{4\pi(2\alpha-3)} \left(\frac{M_x}{m_x} \right)^2 \frac{\langle \sigma v \rangle}{R_x^3} \left[\left(\frac{R_x}{r_c} \right)^{2\alpha-3} - 1 \right] \quad (125)$$

и

$$\tau = \frac{4\pi(2\alpha-3)}{(3-\alpha)^2} \frac{m_x}{M_x} \frac{R_x^3}{\langle \sigma v \rangle} \left[\left(\frac{R_x}{r_c} \right)^{2\alpha-3} - 1 \right]^{-1}. \quad (126)$$

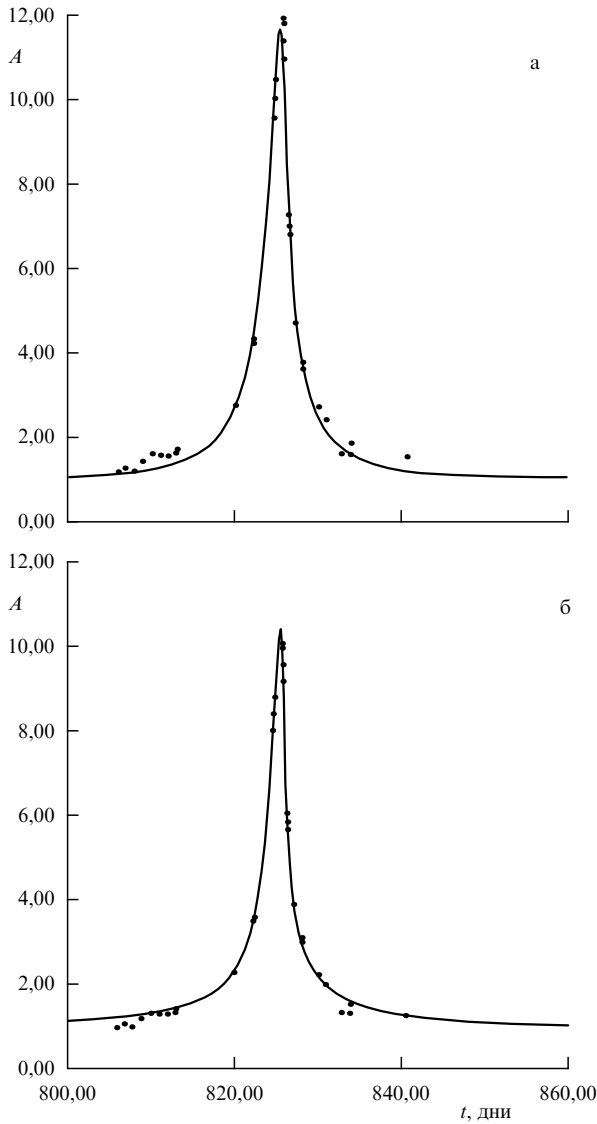


Рис. 17. Обработка наблюдений OGLE: "некомпактный" случай [52]. Теоретические кривые: (а) точечная линза, (б) некомпактная линза.

Для плотности $\rho(r)$ мы использовали здесь выражения (58), (59). Исходя из (119)–(122), находим поток внегалактического гамма-излучения:

$$I_{1\gamma} = \frac{\sqrt{3}}{32\pi^2} \frac{\alpha_\gamma f \Omega c^3 H^2 t_0}{G\tau}. \quad (127)$$

7.2. Диффузное гамма-излучение гало Галактики

Детектируемый поток гамма-излучения NeS, образующегося в нашей Галактике, зависит от направления наблюдения:

$$I_{2\gamma}^h(\theta, \phi) = \frac{1}{4\pi} \dot{N}_\gamma \int_0^{R_h} n(\mathbf{r}) dr. \quad (128)$$

Здесь $\dot{N}_\gamma$ — число гамма-фотонов, излучаемых в секунду одной NeS, и $n(\mathbf{r})$ — плотность NeS в гало и в Галактике. Согласно (43), плотность NeS в гало

$$n(\mathbf{r}) = \frac{3-\alpha}{4\pi} \frac{N_s}{R_h^3} \left(\frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_\odot|}{R_h} \right)^{-\alpha}, \quad \alpha \approx 1,8, \quad (129)$$

где $\mathbf{r}_\odot$ — координата Солнца, N_s — полное число NeS в гало (42):

$$N_s = f_h \frac{M_{dh}}{M_x}, \quad (130)$$

M_{dh} — полная масса темной материи в гало, R_h — размер гало, f_h — доля темной материи гало, содержащейся в NeS.

Выбирая систему координат вдоль вектора $\mathbf{r}_\odot$, получим, что поток $I_{2\gamma}$ не зависит от угла ϕ . Зависимость от угла $\theta = \arccos(\mathbf{r}\mathbf{r}_\odot / rr_\odot)$ описывается интегралом

$$J = \int_0^{R_h} R_h^\alpha (r^2 + r_\odot^2 - 2rr_\odot \cos \theta)^{-\alpha} dr \approx \frac{R_h^\alpha}{r_\odot^{\alpha-1}} F(\theta), \quad (131)$$

$$F(\theta) = \int_0^\infty (x^2 - 2x \cos \theta + 1)^{-\alpha} dx. \quad (132)$$

В последнем интеграле было принято во внимание, что $R_h/r_\odot \gg 1$. Простое приближение для интеграла (132) может быть получено, если принять $\alpha = 2$:

$$F(\theta) = \frac{\pi - \theta}{\sin \theta}. \quad (133)$$

Численное интегрирование в (132) показывает, что приближенное выражение (133) совпадает со (132) с точностью до нескольких процентов.

Принимая во внимание, что

$$\dot{N}_\gamma = \alpha_\gamma m_x c^2 |\dot{N}_x|, \quad (134)$$

из (125)–(132) получим

$$I_{2\gamma} = I_{2\gamma}^0 F(\theta), \quad (135)$$

где $I_{2\gamma}^0$ — поток $I_{2\gamma}^h$ в направлении антицентра $\theta = \pi$:

$$I_{2\gamma}^0 = \frac{3-\alpha}{16\pi^2} \alpha_\gamma f \frac{M_{dh} c^2}{R_h^2 \tau} \left(\frac{R_h}{r_\odot} \right)^{\alpha-1}. \quad (136)$$

Представляет значительный интерес соотношение p_γ между галактическим $I_{2\gamma}$ и внегалактическим $I_{1\gamma}$ диффузными потоками. Из (127), (136) следует

$$p_\gamma = \frac{I_{2\gamma}^0}{I_{1\gamma}} = \frac{\sqrt{3}(3-\alpha)}{4\pi} \left(\frac{f_h}{f} \right) \frac{M_{dh}}{\Omega \rho_c R_h^2 c t_0} \left(\frac{R_h}{r_\odot} \right)^{\alpha-1}. \quad (137)$$

7.3. Диффузное гамма-излучение Галактики

NO, как уже указывалось ранее, являются центрами конденсации межзвездного газа, и поэтому масса их барионного ядра M_b может существенно возрасти. При этом, как показано в разделе 4.5, благодаря гравитационному воздействию барионного ядра NeS сжимается (78), и плотность нейтралов увеличивается (74), (75).

Это приводит к усилению гамма-излучения. Действительно, как следует из (123), гамма-излучение NeS пропорционально квадрату плотности нейтралов, поэтому с учетом выражений (75), (78) для коэффициента сжатия, получим:

$$I_{NeS}^G \approx p I_{NeS}^h, \quad p = \kappa_{dm}^2 = \left[1 + 3,6 \left(\frac{M_b}{M_x} \right)^2 \right]^6, \quad (138)$$

где I_{NeS}^G — поток излучения нейтральной звезды в Галактике, I_{NeS}^h — поток излучения NeS в гало, M_b — масса барионного ядра. Мы видим, таким образом, что в Галактике благодаря наличию барионных тел с массой $M_b \geq 0,3 M_x$ гамма-излучение NeS может возрасти в несколько раз и даже на порядок. Это ведет и к существенному увеличению диффузного излучения Галактики $I_{2\gamma}^G$. При этом диффузное гамма-излучение $I_{2\gamma}^G$ определяется, аналогично (128), соотношением:

$$I_{2\gamma}^G(\theta, \phi) = \frac{1}{4\pi} \int_G \frac{n_G(\mathbf{r})}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_\odot|^2} dV. \quad (139)$$

Здесь $n_G(\mathbf{r})$ — распределение галактических NeS, интегрирование в (139) ведется по объему Галактики G.

7.4. Дискретные источники гамма-излучения

NeS может давать вклад не только в диффузное излучение, но и являться дискретным источником гамма-излучения. Определим интенсивность такого источника. Формулы (134), (125) дают полное число фотонов, излучаемых в одну секунду одной NeS. Из (134) следует, что интенсивность гамма-излучения от одной NeS на расстоянии r_x от источника равна:

$$I_\gamma = \frac{1}{4\pi} \alpha_\gamma m_x c^2 |\dot{N}_x| r_x^{-2}. \quad (140)$$

Поскольку плотность NeS в окрестности Солнца в соответствии с (43) равна

$$n_s = \frac{3 - \alpha}{4\pi} \frac{N_s}{R_h^3} \left(\frac{R_h}{r_\odot} \right)^\alpha, \quad (141)$$

то с вероятностью порядка единицы можно наблюдать несколько NeS в качестве источников гамма-излучения на характерном расстоянии

$$r_x \simeq r_0 = \left(\frac{3}{4\pi n_s} \right)^{1/3} \quad (142)$$

с интенсивностями

$$I_{\gamma c} = \frac{(1 - \alpha/3)^{2/3}}{4\pi} \alpha_\gamma f_h^{2/3} c^2 \frac{M_{\text{dh}}^{2/3} M_x^{1/3}}{\tau R_h^2} \left(\frac{R_h}{r_\odot} \right)^{2\alpha/3} p. \quad (143)$$

Здесь p есть параметр усиления излучения NeS за счет массивного барионного ядра (138). Величина $I_{\gamma c}$ дает, таким образом, характерные потоки от ближайших NeS, которые могут быть, в принципе, обнаружены в наблюдениях.

7.5. Галактики как распределенные источники гамма-излучения

При вычислении интенсивности гамма-излучения от ближайшей галактики M31 (Андромеда) можно воспользоваться уравнениями (128), (129), если заменить $r_\odot$ на $r_{\odot a}$ — координату Солнца в системе отсчета, связанной с центром Андромеды. Кроме того, при интегрировании по dr следует помнить, что плотность NeS в Андромеде описывается соотношением:

$$n_a(\mathbf{r}) = \frac{3 - \alpha}{4\pi} \frac{N_s}{R_{\text{ha}}^3} \left(\frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\odot a}|}{R_{\text{ha}}} \right)^{-\alpha} \Theta \left(1 - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\odot a}|}{R_{\text{ha}}} \right). \quad (144)$$

Здесь R_{ha} — размер гало темной материи, Θ — функция Хевисайда. Наличие Θ -функции меняет пределы в инте-

грале (128). Учитывая, что размер гало Андромеды R_{ha} меньше, чем $r_{\odot a}$, из (128), (144) получим

$$I_\gamma^A = \frac{2(3 - \alpha)^3}{(4\pi)^3 (2\alpha - 3)} \frac{\alpha_\gamma f c^2 M_{\text{dh}}^A M_x r_{\odot a}^{1-\alpha}}{m_x R_{\text{ha}}^{3-\alpha}} \frac{\langle \sigma v \rangle}{R_x^3} \times \\ \times \left[\left(\frac{R_x}{r_c} \right)^{2\alpha-3} - 1 \right] K(\theta), \quad (145)$$

$$K(\theta) \approx \frac{1}{|\sin \theta|^{\alpha-1}} \arctan \sqrt{\frac{R_{\text{ha}}^2}{r_{\odot a}^2 \sin^2 \theta} - 1},$$

где θ — угол, отсчитываемый от направления на центр Андромеды. Из (145) следует, что гамма-излучение от Андромеды распределено в характерных углах $\theta \approx R_{\text{ha}}/r_{\odot a} \sim 20^\circ$. Проинтегрировав выражение (145) по углам ϕ и θ , получим полный поток гамма-излучения I^A от гало M31:

$$I^A \approx \frac{1}{16\pi^2} \alpha_\gamma f \frac{M_{\text{dh}}^A M_x c^2}{m_x r_{\odot a}^2} \frac{\langle \sigma v \rangle}{R_x^3} \left[\left(\frac{R_x}{r_c} \right)^{2\alpha-3} - 1 \right]. \quad (146)$$

Оценки показывают [54], что галактические NeS не вносят заметного вклада в суммарное излучение от Андромеды (146).

Аналогичную оценку потока гамма-излучения можно получить и для LMC. Однако характер кривых вращения в случае LMC указывает, что оно потеряло большую часть гало темной материи из-за взаимодействия с нашей Галактикой. Поэтому в качестве оценки можно считать, что масса темной материи LMC того же порядка, что и масса барионной

$$M_d^{\text{LMC}} \leq M_b^{\text{LMC}}.$$

В этих условиях распределение (129), (144) не зависит от темной материи LMC. Таким образом, LMC должно наблюдаться как распределенный источник гамма-излучения и описываться соотношением (145) при замене $r_{\odot a}$, M_{dh}^A , R_{ha} на соответствующие параметры LMC.

Гамма-излучение других ближайших галактик описывается теми же соотношениями, что и для Андромеды (145), (146). Удаленные галактики являются точечными источниками, и их излучение дается формулой (146).

7.6. Сравнение теории

гамма-излучения NeS с наблюдениями

7.6.1. Диффузное гамма-излучение. При сравнении теории с данными наблюдений естественно предполагать, что NeS являются теми NO, которые наблюдаются при микролинзировании. Поэтому будут использоваться следующие параметры (см. разделы 6.2, 2.4):

$$M_x = 0,5 M_\odot, \quad R_x \approx 4 \times 10^{14} \text{ см}, \\ m_x = 10 \text{ ГэВ}, \quad H \approx 70 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпс}. \quad (147)$$

Процесс аннигиляции нейтралино можно описать следующим простым выражением [19]:

$$\langle \sigma v \rangle = \langle \sigma v \rangle_0 \times \frac{r_g}{R_x} \times \left(\frac{m_x}{10 \text{ ГэВ}} \right)^2, \\ \langle \sigma v \rangle_0 \approx (10^{-26} - 10^{-27}) \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}, \quad (148)$$

где $r_g = 2GM_x c^{-2}$ — гравитационный радиус NeS.

Исходя из соотношений (127), (126), (147), определим диффузное внегалактическое излучение [54]:

$$I_{1\gamma} = 1,4 \times 10^{-4} \alpha_\gamma \Omega \left(\frac{f}{0,5} \right) \left(\frac{t_0}{2 \times 10^{17} \text{ с}} \right) \left(\frac{m_x}{10 \text{ ГэВ}} \right) \times \\ \times \left(\frac{\rho_c}{10^{-29} \text{ г см}^{-3}} \right) \left(\frac{4 \times 10^{14} \text{ см}}{R_x} \right)^4 \times \\ \times \left(\frac{M_x}{10^{33} \text{ г}} \right)^2 \left(\frac{\langle \sigma v \rangle_0}{10^{-27}} \right) \frac{\text{фотонов}}{\text{см}^2 \text{ с стер}}. \quad (149)$$

Относительно диффузного гамма-излучения гало Галактики заметим, что оно зависит от полной массы темной материи M_{dh} и размера гало R_h . При вычислениях мы примем, как обычно [6]:

$$M_{\text{dh}} = 2 \times 10^{12} M_\odot, \quad R_h = 200 \text{ кпс}, \quad r_\odot = 8,5 \text{ кпс}. \quad (150)$$

При этом для соотношения компонент получим

$$p_\gamma = \frac{I_{2\gamma}^0}{I_{1\gamma}} = \frac{0,36}{\Omega} \left(\frac{f_h}{f} \right) \left(\frac{M_{\text{dh}}}{2 \times 10^{12} M_\odot} \right) \left(\frac{200 \text{ кпс}}{R_h} \right)^{2-\alpha} \times \\ \times \left(\frac{10^{-29}}{\rho_c} \right) \left(\frac{2 \times 10^{17} \text{ с}}{t_0} \right). \quad (151)$$

Для минимального диффузионного потока гало имеем

$$I_{2\gamma}^0 = 6,1 \times 10^{-5} \alpha_\gamma \left(\frac{f_h}{0,5} \right) \left(\frac{M_{\text{dh}}}{2 \times 10^{12} M_\odot} \right) \left(\frac{200 \text{ кпс}}{R_h} \right)^{2-\alpha} \times \\ \times \left(\frac{m_x}{10 \text{ ГэВ}} \right) \left(\frac{4 \times 10^{14} \text{ см}}{R_x} \right)^4 \times \\ \times \left(\frac{M_x}{10^{33} \text{ г}} \right)^2 \left(\frac{\langle \sigma v \rangle_0}{10^{-27}} \right) \frac{\text{фотонов}}{\text{см}^2 \text{ с стер}}. \quad (152)$$

Поскольку в направлении, перпендикулярном к плоскости Галактики — в направлении полюса — диффузионный поток Галактики заведомо мал, то гамма-фон $I_{b\gamma}$, т.е. минимальный поток, который можно наблюдать в окрестности Солнца, задается выражением

$$I_{b\gamma} = I_{1\gamma} + \frac{\pi}{2} I_{2\gamma}^0 = I_{1\gamma} \left(1 + \frac{\pi}{2} p_\gamma \right). \quad (153)$$

Здесь фактор $\pi/2$ учитывает различие между гамма-излучением гало в направлениях на полюс и на антицентр (133). Полный поток диффузного гамма-излучения в любом направлении θ, ϕ равен

$$I_\gamma = I_{1\gamma} + I_{2\gamma}^0 F_\theta + I_{2\gamma}^G(\theta, \phi), \quad (154)$$

где функция $F(\theta)$ задается формулами (132), (133), а поток $I_{2\gamma}^G$ — соотношением (139).

Сопоставим теперь результаты теории с данными наблюдений. Для аннигиляции нейтралино естественно рассматривать потоки гамма-излучения, вызванные распадом π^0 -мезонов [55], т.е. потоки с энергиями $E > 100$ МэВ. Для этих энергий наблюдаемый гамма-фон, согласно [56, 57], равен

$$I_{b\gamma} \approx 1,5 \times 10^{-5} \frac{\text{фотонов}}{\text{см}^2 \text{ с стер}}. \quad (155)$$

Это значение согласуется с теорией (153), (149), (152), если параметр

$$q = \alpha_\gamma \left(\frac{f}{0,5} \right) \Omega \left(\frac{m_x}{10 \text{ ГэВ}} \right) \left(\frac{4 \times 10^{14} \text{ см}}{R_x} \right)^4 \times \\ \times \left(\frac{M_x}{10^{33} \text{ г}} \right)^2 \left(\frac{\langle \sigma v \rangle_0}{10^{-27}} \right) \left(\frac{t_0}{2 \times 10^{17} \text{ с}} \right) \approx 0,1. \quad (156)$$

Здесь коэффициент α_γ описывает число фотонов с энергией $E > 100$ МэВ, образовавшихся вследствие аннигиляции 1 ГэВ энергии нейтралино. Для тех же параметров $q = 0,1$ и $p_\gamma = 0,25$ зависимость по широте и долготе полного потока I_γ (154) представлена на рис. 18, 19. Видно, что теория согласуется с данными наблюдений.

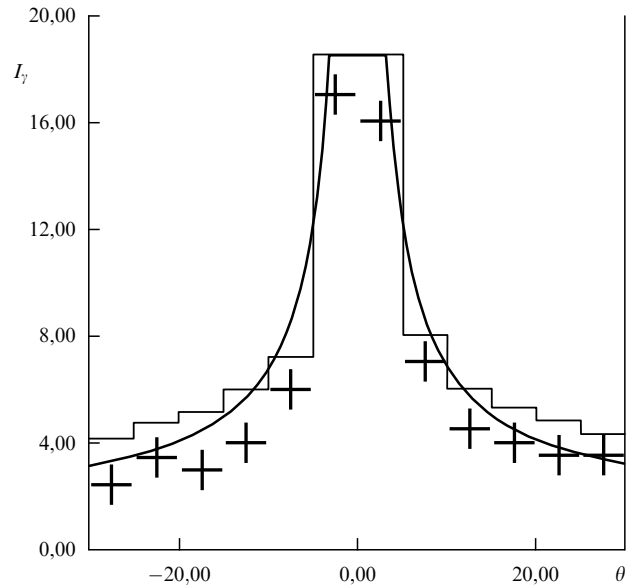


Рис. 18. Широтная зависимость $I_\gamma(\theta)$ при $p_\gamma = 0,25$, $q = 0,1$. Сплошная кривая — теория (154). Данные наблюдений из [57].

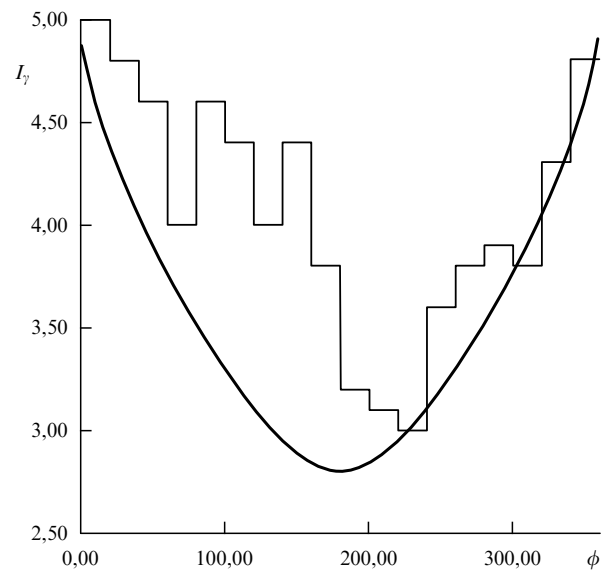


Рис. 19. Зависимость $I_\gamma(\phi)$ по долготе при $p_\gamma = 0,25$, $q = 0,1$.

Важно подчеркнуть, что формула (148) для $\langle\sigma v\rangle$ получена в предположении, что процесс аннигиляции нейтралино носит p -волновой характер [58, 59]. Обычно (см. [53]) рассматриваются нейтралино, имеющие s -волновой канал аннигиляции. Существование такого процесса приводит в нашем случае к существенно большим значениям $\langle\sigma v\rangle$ (на два-три порядка величины). В этих условиях гамма-поток оказывается чрезмерно большим. Поэтому такие частицы не могут рассматриваться в качестве кандидатов для NeS [19, 54, 55].

Таким образом, мы видим, что сопоставление теории с данными наблюдений диффузного гамма-излучения дает существенное ограничение на тип нейтралино в NeS: в сечении аннигиляции должен доминировать p -волновой процесс. Частицы, обладающие подобными свойствами — легкие фотино — были недавно рассмотрены в [58, 59]. Если темная материя состоит из частиц такого типа, то теория NeS не противоречит наблюдениям диффузионного потока.

Подчеркнем, что проведенное здесь краткое сопоставление с наблюдениями как галактической, так и метagalктической компонент диффузного гамма-излучения ни в коей мере не противоречит традиционным объяснениям генерации этого излучения космическими лучами [57] и активными галактическими ядрами [60, 61]. Приведенные оценки позволили лишь установить ограничение (156) на свойства аннигилирующих частиц и продемонстрировать качественное соответствие предложенной модели с данными наблюдений. Если в дальнейшем окажется, что нейтралинные звезды действительно существуют, то вопрос об относительном вкладе различных механизмов генерации излучения, несомненно, потребует детального количественного анализа, который выходит за рамки настоящей работы.

7.6.2. Дискретные источники гамма-излучения. Дискретные источники гамма-излучения с энергиями $E \geq 100$ МэВ частично отождествляются с галактическими ядрами, пульсарами и другими активными объек-

тами. Однако существует и значительное количество неидентифицированных источников. Впервые они были обнаружены на спутнике COS B [62]. В настоящее время эти источники наиболее интенсивно изучаются прибором EGRET в обсерватории COMPTON.

Недавно был опубликован расширенный второй каталог EGRET [63], содержащий 95 неидентифицированных источников. Наблюдаемые источники были разделены на три группы в зависимости от их морфологии: *em* — протяженные или множественные источники, *C* — сомнительные и растянутые источники и *P* — определенно точечные источники в пределах диаграммы EGRET (1°).

В качестве возможных кандидатов для наблюдаемого излучения NeS, естественно, может быть рассмотрена только последняя группа. В настоящее время в соответствии с расширенным каталогом EGRET в ней имеется 40 источников [64]. Местоположение *P*-источников на небе в галактических координатах l и b показано на рис. 20. Как видно из рисунка, они достаточно равномерно распределены по небу, небольшие асимметрии могут быть связаны с неравномерным распределением фона и времени наблюдения (см. рис. 1 в [63]).

На рисунке 21 представлена $\log N - \log S$ диаграмма для этих источников. Она также хорошо подтверждает однородное и изотропное распределение источников: все отклонения от закона $(-3/2)$ лежат в пределах ошибок. Изотропия и $\log N - \log S$ кривая находятся в полном соответствии с предположением о том, что *P*-источники гамма-излучения (или их большая часть) представляют собой прямое наблюдение NeS. По $\log N - \log S$ кривой можно определить интенсивность источников в окрестности Солнца на характерном расстоянии (142). Эта интенсивность равна

$$I_0 \approx 5 \times 10^{-7} \frac{\text{фотонов}}{\text{см}^2 \text{с}}. \quad (157)$$

Из (143), принимая во внимание значения параметра $\alpha_\gamma m_\chi \langle\sigma v\rangle_0$ из (156), можно определить предсказываемое

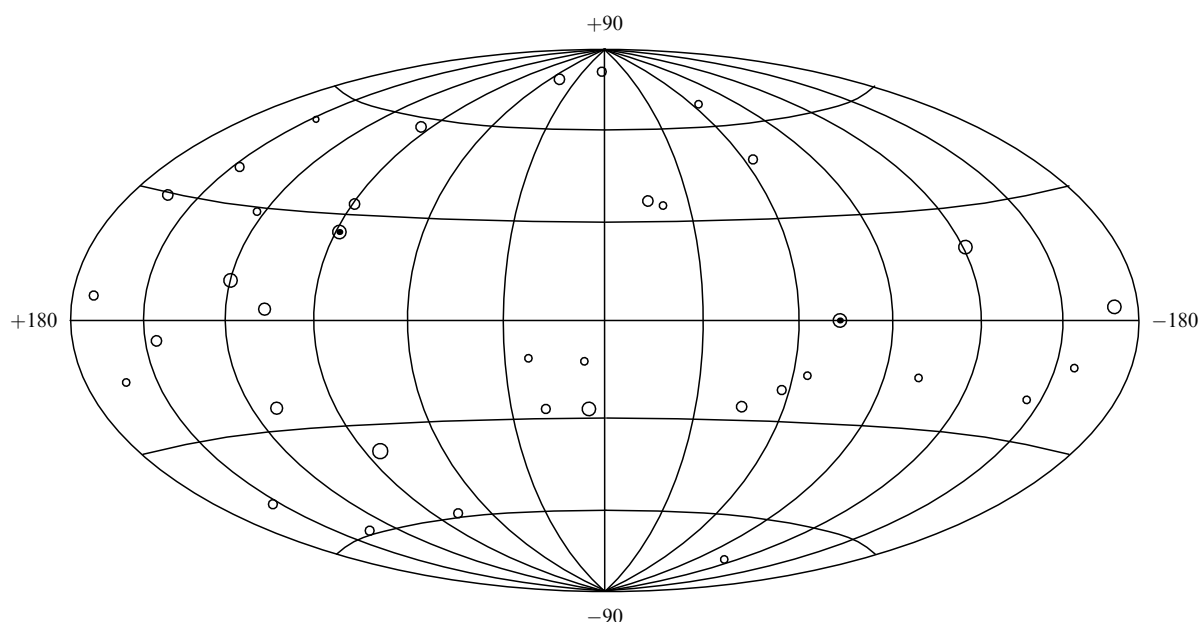


Рис. 20. Положение *P*-источников на небе в галактических координатах l, b по данным EGRET [64].

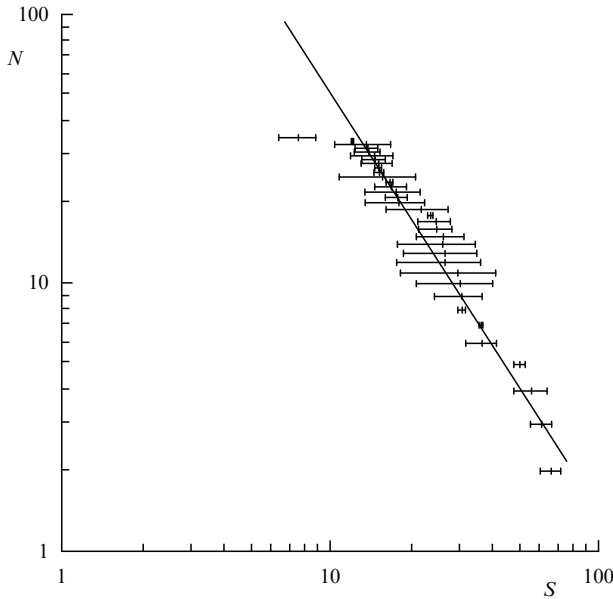


Рис. 21. $\log N - \log S$ диаграмма для P -источников по данным EGRET [64].

теорией значение того же потока I_0 :

$$I_0 = \frac{5 \times 10^{-7}}{\Omega} \left(\frac{f}{0,5} \right)^{-1/3} \left(\frac{2 \times 10^{17} \text{ с}}{t_0} \right) \left(\frac{M_x}{10^{33} \text{ г}} \right)^{1/3} \times \\ \times \left(\frac{M_{\text{dh}}}{2 \times 10^{12} M_{\odot}} \right)^{2/3} \left(\frac{200 \text{ кпс}}{R_h} \right)^{0,8} \left(\frac{p}{50} \right) \frac{\text{фотонов}}{\text{см}^2 \text{ с}}. \quad (158)$$

Отсюда видно, что предсказываемый теорией поток находится в согласии с наблюдаемым значением (157), в предположении, что $p \sim 50$, т.е. что галактические NeS в среднем имеют значительное барионное ядро (138) массы $M_b \geq 0,3 M_x$. Подчеркнем, что выражение для дискретного потока (158) согласовано и с наблюдаемым диффузионным потоком (155), так как при его выводе использовалось соотношение (156).

Отметим, что заслуживает внимания и другое предположение, согласно которому неидентифицированные P -источники являются активными галактическими ядрами. В пользу этой гипотезы говорят наблюдаемые спектры гамма-излучения [61], а также возможная нестабильность потока. Однако идентифицированные источники высокоэнергичного гамма-излучения всегда отождествлялись ранее с активными галактическими ядрами типа блазаров, обладающими мощным радиоизлучением. В нашем случае такого излучения нет, поэтому речь может идти лишь о новом типе объектов.

7.6.3. Распределенное гамма-излучение от галактики M31. При определении гамма-излучения от туманности Андромеды мы будем использовать следующие параметры:

$$M_{\text{dh}}^A = 3 \times 10^{12} M_{\odot}, \quad R_{\text{ha}} = 250 \text{ кпс}, \quad r_{\odot \text{a}} = 600 \text{ кпс}.$$

Тогда, в соответствии со (145), поток от туманности Андромеды

$$I_{\gamma}^A \approx 1,1 \times 10^{-5} K(\theta) \alpha_{\gamma} \left(\frac{f}{0,5} \right) \left(\frac{M_{\text{dh}}^A}{3 \times 10^{12} M_{\odot}} \right) \times$$

$$\times \left(\frac{M_x}{10^{33} \text{ г}} \right)^2 \left(\frac{4 \times 10^{14} \text{ см}}{R_x} \right)^4 \left(\frac{250 \text{ кпс}}{R_{\text{ha}}} \right)^2 \times \\ \times \left(\frac{m_x}{10 \text{ ГэВ}} \right) \left(\frac{\langle \sigma v \rangle_0}{10^{-27}} \right) \frac{\text{фотонов}}{\text{см}^2 \text{ с стер}},$$

$$K(\theta) = \frac{1}{|\sin \theta|^{z-1}} \arctan \sqrt{\left(\frac{0,416}{\sin \theta} \right)^2 - 1}.$$

Это означает, что EGRET (при его разрешающей способности 1°) может принимать поток I_{γ} от центра Андромеды порядка

$$I_{0\gamma}^A \approx 1,3 \times 10^{-8} \frac{\text{фотонов}}{\text{см}^2 \text{ с}}.$$

Здесь мы опять использовали соотношение (156). При движении от центра галактики в гало ($\theta > 1^\circ$) поток гамма-излучения, как следует из (145), уменьшается

$$I_{\gamma}^A(\theta) = I_{0\gamma}^A \times \left(\frac{1^\circ}{\theta} \right)^{0,8}$$

и полностью исчезает при $\theta \approx 20^\circ$. Полный интегральный поток от гало Андромеды, согласно (146), (156), равен

$$I_{\gamma}^A \approx 2 \times 10^{-7} \frac{\text{фотонов}}{\text{с}}.$$

Такой поток, в принципе, мог бы быть обнаружен EGRET. Однако он создается протяженным источником с угловым масштабом порядка 20° . Излучение фона (155) в этом масштабе существенно выше, и поэтому вопрос о возможности выделения сигнала остается открытым.

7.7. Некомпактные объекты как источник гамма-всплесков

Одной из наиболее интригующих проблем в астрофизике последних десятилетий является проблема гамма-всплесков. Несмотря на значительные усилия как наблюдателей, так и теоретиков, на сегодня не известно не только как генерируются гамма-всплески, но и откуда они приходят. Обсуждаются две основные модели — космологическая и модель гигантского гало [65]. Согласно космологической модели, источники гамма-всплесков находятся на космологическом расстоянии; модель гигантского гало предполагает, что источники расположены в гало Галактики.

Модель гигантского гало темной материи (GDMH) была предложена в [66]. В качестве источника гамма-всплесков в ней рассматриваются реликтовые нейтронные звезды. Эти звезды должны иметь то же распределение плотности, что и темная материя в гало Галактики, это и определило название модели. Размер гало, согласно (150), составляет $R_h \approx 200$ кпс. Эта модель позволяет объяснить основные статистические свойства гамма-всплесков: их сферическую симметрию и значительную конденсацию к центру, которая проявляется в виде $\log N - \log S$ кривой [67]. Кроме того, модель GDMH хорошо описывает слабую среднюю анизотропию в распределении гамма-всплесков [68] и локальную анизотропию [69], наблюдавшуюся группой BATSE на обсерватории COMPTON [70] в первый год измерений. Согласно этой модели, характерная энергия, выделяемая

источником гамма-излучения при одном гамма-всплеске, составляет $E_\gamma \sim 10^{41}$ эрг.

Слабое место этой модели состоит в предположении, что источниками гамма-всплесков являются нейтронные звезды. Дело в том, что из анализа первичной металличности в Галактике следует ограничение на полное число таких звезд $N \leq 10^7$. Это означает, что каждая реликтовая нейтронная звезда должна произвести $10^5 - 10^6$ гамма-всплесков, так как их полное число за время жизни Вселенной, как следует из наблюдаемой частоты всплесков, должно быть порядка 3×10^{12} . Такое большое количество гамма-всплесков, производимых одной нейтронной звездой, и с энергетической точки зрения, и с точки зрения механизма процесса объяснить крайне трудно. С аналогичными трудностями встречаются модели, которые рассматривают в качестве кандидатов для источников гамма-всплесков высокоскоростные нейтронные звезды [71]. Эти звезды приобретают большие скорости при несимметричном взрыве сверхновых и вылетают из Галактики. Число таких звезд также лишь порядка 10^7 , и возникают те же проблемы, вызванные требованием многократного повторения всплесков. Эти трудности для модели нейтронных звезд как источников гамма-всплесков подчеркивались во многих работах (см., например, [71, 72]).

Указанные трудности отсутствуют при рассмотрении NO как возможных источников гамма-всплесков в GDMH модели [73]. Прежде всего распределение NO совпадает с распределением темной материи. Это приводит к тому же согласию с основными наблюдаемыми статистическими свойствами гамма-всплесков, что и в GDMH модели. Кроме того, общее количество NO в гало Галактики ($\sim 10^{12} - 10^{13}$) примерно соответствует предполагаемому числу гамма-всплесков, так что повторений всплесков здесь не требуется. В качестве конкретного механизма гамма-всплесков в [73] рассматривается процесс, который можно определить как взрыв центрального барионного тела NO.

Укажем здесь основные параметры модели [73] и опишем кратко основные процессы, которые могут привести к "взрыву". Как показано выше (см. (72)), в обычных стационарных условиях масса темной материи, захваченной в барионном теле M_n , составляет

$$M_n \sim 10^{25} - 10^{26} \text{ г}.$$

Для генерации гамма-всплеска достаточно аннигиляции лишь доли процента этой массы. Однако сечение аннигиляции мало (148), так что процесс аннигиляции протекает, вообще говоря, плавно. При этом характерное время аннигиляции нейтралينو оказывается порядка времени жизни Вселенной t_0 .

Выделяющаяся в процессе плавной аннигиляции энергия приводит к нагреву центральной области барионного тела. Температура его поверхности T_s , определяемая балансом выделяемой энергии и излучения, оказывается равной $T_s \approx 500 - 1000$ К. Таким образом, барионное тело нагрето и может служить источником инфракрасного излучения, $\lambda \sim (3-8)$ мкм, с интенсивностью $P \sim 10^{28} - 10^{29}$ эрг с^{-1} .

Полная гравитационная энергия барионного тела составляет

$$E = 3 \times 10^{45} \left(\frac{M_b}{5 \times 10^{31} \text{ г}} \right)^2 \text{ эрг}.$$

В случае потери устойчивости барионного тела, приводящей к его "взрыву", этой энергии (и даже ее доли) вполне достаточно для создания гамма-всплеска. В [73] предложены три основных механизма, способных привести к "взрыву":

1. Перегрев центральной части барионного тела. Рассмотренное выше стационарное состояние барионного тела предполагает, что во всем теле установился баланс, позволяющий обеспечить требуемый поток тепла к поверхности. Однако при достаточно большом количестве нейтралино $M_n \geq 10^{26}$ г возможен сильный перегрев центральной части (особенно для больших масс нейтралино m_χ), что может в конечном итоге привести к нарушению баланса давления и разрушению барионного объекта.

2. Термоядерный нагрев. Аннигиляция нейтралино внутри звезды приводит к генерации высокоэнергичных протонов и гамма-фотонов. Эти энергичные частицы, вступая в реакции с барионами, производят D_2^+ и другие легкие элементы. В результате число D_2 и других частиц постоянно возрастает в центре барионного тела. Согласно [73], за время жизни Вселенной их может накопиться значительное количество:

$$N_{D_2} = \gamma_{D_2} \frac{Q_{n0}}{m_\chi c^2} t_0;$$

$$N_{D_2} = 1,6 \times 10^{18} \gamma_{D_2} \left(\frac{M_n}{10^{25} \text{ г}} \right)^2 \left(\frac{10^6 \text{ К}}{T^*} \right)^{-1/2} \times \\ \times \left(\frac{m_\chi}{10 \text{ ГэВ}} \right)^{-1/2} \left(\frac{\rho_0}{1 \text{ г см}^{-3}} \right)^2 \left(\frac{\langle \sigma v \rangle_0}{3 \times 10^{-27}} \right) \text{ см}^{-3}.$$

Здесь γ_{D_2} — коэффициент трансформации протонов с энергией 1 ГэВ в D_2 ионы. Столь значительное количество D_2 при температуре в центре $T_c \sim 10^6$ К может привести к термоядерной реакции, сопровождающейся быстрым разогревом и взрывом звезды.

3. Самозахват нейтралино. Обычно плотность нейтралино ρ_0 в центральной части тела мала по сравнению с плотностью барионов ρ_b . Это условие может нарушиться, если нейтралино начнет концентрироваться в центральной части кора

$$r_n \leq 3 \times 10^8 \left(\frac{M_n}{10^{26} \text{ г}} \right) \text{ см}. \quad (159)$$

Такой процесс становится возможным, если температура нейтралино мала $T^* < 10^3 - 10^4$ К или масса m_χ велика, так что плотность сильно пикирована к центру. Если условие (159) выполнено, то $\rho_n > \rho_b$ и нейтралино захватываются своим собственным гравитационным полем. Состояние равновесия в центре при этом полностью изменяется, и может начаться саморазогрев нейтралино вследствие аннигиляции и рассеяния на барионах. Замечательное свойство гравитационного самозахвата состоит в том, что при разогреве сжатие усиливается. В результате процесс приобретает взрывной характер.

Более детально возможность осуществления указанных процессов обсуждена в [73].

8. Заключение

Наблюдения микролинзирования и изложенная здесь теория мелкомасштабной структуры темной материи ставят принципиальный вопрос о природе основной

массы темного вещества. Если правильна интерпретация [16, 17], то темное вещество окажется состоящим, в основном, из барионной материи. Это приведет к необходимости пересмотра выводов теории нуклеосинтеза, поставит новые вопросы в проблеме образования галактик, формирования их структуры и т.д.

Если же подтвердится гипотеза мелкомасштабной небарионной структуры темного вещества, то это означает наличие принципиально нового вида структур — гравитационно связанных кинетических образований с характерными массами меньше или порядка массы Солнца и масштабами порядка Солнечной системы. В этих объектах заключена значительная или даже основная часть массы вещества во Вселенной. Они возникают еще до рекомбинации и должны оказать существенное влияние на процесс образования звезд и формирования структуры Галактики.

Если при этом окажется, что небарионная темная материя состоит из аннигилирующих частиц (нейтрально, тяжелое нейтрино), то NO, называемые в этом случае нейтральными звездами — NeS, должны наблюдаться еще и в виде мощных источников гамма-излучения, существенно влияющих на уровень гамма-фона и, возможно, даже являющихся источником таинственных гамма-всплесков. С другой стороны, данные наблюдений приводят при этом к существенным ограничениям на возможный вид частиц темной материи. Поэтому исследование рассмотренных здесь проблем представляет фундаментальный интерес для космологии.

Отметим некоторые наблюдательные следствия представленной теории.

I. Микролинзирование

1. Отличие теоретических кривых блеска при микролинзировании компактными и некомпактными телами, хотя и невелико, но, по-видимому, вполне доступно экспериментальной проверке (раздел 6). Особо следует отметить в этой связи возможность значительного уточнения результатов наблюдений при использовании телескопов, установленных на космических аппаратах. В частности, измерения с помощью космического телескопа Хаббла представляются в настоящее время наиболее перспективными.

2. Выше рассматривалось микролинзирование на сферических объектах. Отклонение от сферической симметрии в случае двойных звезд для NO весьма значительно, и оно может приводить к уверенно наблюдаемым эффектам [74]. Аналогичные наблюдаемые отклонения от сферической симметрии возникают и при достаточно близком пролете объектов.

3. Наличие сильно вытянутых крыльев у кривых блеска (раздел 5.3) говорит о том, что NO имеют значительно большее сечение линзирования при малых амплитудах. Следует ожидать поэтому, что они гораздо сильнее проявляют себя в генерации флуктуаций интенсивности, при прохождении излучения квазаров через гало галактик. Подчеркнем, что особенность микролинзирования состоит в том, что оно обеспечивает одинаковые флуктуации в оптическом и радиодиапазонах.

4. Важно подчеркнуть, что обнаружение при микролинзировании хотя бы одного NO может уже служить доказательством существования небарионной материи и небарионной мелкомасштабной структуры, так как барионные тела (или облака газа) подобной массы и размера существовать не могут (раздел 3.5).

II. Гамма-излучение

При обсуждении в разделе 7.6 обнаруженных на установке EGRET неидентифицированных точечных источников высокоэнергичного гамма-излучения (*P*-источников) были высказаны две гипотезы о природе этих источников: активные галактические ядра нового неизвестного ранее вида или NeS. Если окажется, что значительная часть указанных источников является NeS, то в этом случае теория предсказывает, что

1. Вновь открываемые неидентифицированные *P*-источники гамма-излучения должны быть распределены изотропно и подчиняться закону $(-3/2)$ для $\log N - \log S$ кривой.

2. Существует распределенный источник большого масштаба ($\sim 20^\circ$) с вполне определенными свойствами вокруг галактики M31. Открытие и детальное исследование структуры этого источника означало бы обнаружение того, что гало состоит из NeS.

3. Благодаря наличию барионного ядра *P*-источники гамма-излучения должны иметь в качестве сопровождающей компоненты тепловое инфракрасное излучение в диапазоне $\lambda \sim (3-8)$ мкм с температурой излучения $T \sim 500-1000^\circ$ и интенсивностью $\tilde{I} \sim 10^{28}-10^{29}$ эрг с^{-1} [73]. Обнаружение тепловых инфракрасных источников и идентификация их с гамма-источниками означало бы, фактически, открытие NeS и подтвердило бы наличие в нем барионного тела.

Другие возможности, связанные с прямым определением расстояния до *P*-источников путем наблюдения их движения на небесной сфере и наблюдением эффектов микролинзирования и гамма-излучения для одного и того же источника, указаны в [54].

Следует вместе с тем подчеркнуть, что сопоставление с данными наблюдений гамма-излучения уже сейчас позволяет сделать некоторые важные выводы о составе частиц темной материи. Соотношение (156), связывающее массу частиц m_χ , сечение аннигиляции (148) и коэффициент генерации гамма-излучения, не удовлетворяется в современной стандартной модели нейтрально (53). Поэтому, если в дальнейшем будет доказано, что микролинзирование осуществляется некомпактными объектами темной материи, то это либо потребует специального видоизменения стандартной модели как, например, рассматриваемые в [58, 59], либо будет означать, что темная материя состоит из частиц другого вида.

Дальнейшие теоретические и экспериментальные исследования рассмотренной здесь проблемы представляют фундаментальный интерес.

Благодарности. Авторы благодарны В.Л. Гинзбургу за ценные обсуждения и постоянный интерес к работе, И. Аксфорду и М.В. Сажину за обсуждение и замечания.

Настоящая работа частично финансировалась Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 96-02-18217). Один из авторов (В.С.) благодарит Фонд Ландау (Julich, Germany) и фонд Сороса за финансовую поддержку.

Список литературы

1. Пиблс Ф Дж Э *Структура Вселенной в больших масштабах* (М.: Мир, 1983)

2. Шандарин С Ф, Дорошкевич А Г, Зельдович Я Б *УФН* **24** 46 (1983)
3. Ostriker J P, in *Ann. Rev. of Astron. Astrophys.* (New York: Pergamon Press, 1992) p. 689
4. Гуревич А В, Зыбин К П *ЖЭТФ* **94** (1) 3 (1988)
5. Гуревич А В, Зыбин К П *УФН* **165** (7) 723 (1995)
6. Gurevich A V, Sirota V A, Zybin K P *Phys. Lett. A* **207** 333 (1995)
7. Burstein D, Rubin V C *Astrophys. J.* **297** 423 (1985)
8. Persic M, Salucci P *Astrophys. J. Suppl.* **99** 501 (1995)
9. Гуревич А В, Зельников М И, Зыбин К П *ЖЭТФ* **107** (5) 1377 (1995)
10. Bahcall N A, Soneira R M *Astrophys. J.* **270** 20 (1983)
11. Bahcall N A, West M J *Astrophys. J.* **392** 419 (1992)
12. Gurevich A V, Zybin K P *Phys. Lett. A* **208** 276 (1995)
13. Гуревич А В, Зыбин К П, Сирота В А, в сб. *Труды Сахаровской конференции* (1996); *Proc. of the Second Int. A D Sakharov Conf. on Phys. Moscow, 20–24 May, 1996* (Singapore: World Scientific, 1997) p. 127
14. Alcock C et al. *Nature* (London) **365** 621 (1993)
15. Alcock C et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 2867 (1995)
16. Alcock C et al. "1996 the MACHO project LMC microlensing results from the first two years and the nature of the galactic dark halo" *Astrophys. J.* (in press); <http://darkstar.astro.washington.edu>
17. Paczynski B *Astrophys. J.* **304** 1 (1986)
18. Flynn C, Gould A, Bahcall J *Astrophys. J. Lett.* **466** L55 (1996)
19. Gurevich A V, Zybin K P, Sirota V A *Phys. Lett. A* **214** 232 (1996)
20. Захаров А Ф, Сажин М В *Письма в ЖЭТФ* **63** (12) 894 (1996)
21. Zel'dovich Ya B *Adv. Astron. Astrophys.* **3** 241 (1965)
22. Gorshi K M et al. *Astrophys. J. Lett.* **430** L89 (1994); Bunn F, White M *Astrophys. J.* **480** 6 (1997)
23. Durrer R *Astron. Astrophys.* **208** 1 (1988)
24. Вейнберг С *Гравитация и космология* (М.: Мир, 1975)
25. Полнарев А Г, Хлопов М Ю *Астрон. журн.* **58** (4) 706 (1981)
26. Kolb E W, Tkachev I I *Astrophys. J. Lett.* **460** L25 (1996)
27. Melchiorri A, Sazhin M, Shulga V, Vittorio N (to be published); de Bernardis P et al. *Astrophys. J.* **480** 1 (1997)
28. Bardeen J M et al. *Astrophys. J.* **304** 15 (1986)
29. Bahcall N A *Cen. R. Astrophys. J.* **407** L49 (1993)
30. Press W H, Teukolsky S A *Astrophys. J.* **213** 183 (1977)
31. Гуревич А В, Зыбин К П *ЖЭТФ* **97** (1) 20 (1990)
32. Сирота В А, Препринт ФИАН (в печати)
33. Гуревич А В, Зыбин К П *ЖЭТФ* **94** (10) 5 (1988)
34. Berezinsky V S, Gurevich A V, Zybin K P *Phys. Lett. B* **294** 221 (1992)
35. Chwolson O *Astr. Nachrichten* **3221** S329 (1924)
36. Бялко А В *Астрон. журн.* **46** 998 (1969)
37. Сажин М В *Астрон. цирк.* № 1500 (1987)
38. Walsh D, Carswell R F, Weymann R J *Nature* (London) **279** 381 (1979)
39. Swings J P *Classical and Quantum Gravity* **11** A183 (1994)
40. Gladishev S A et al. *Astron. and Astrophys. Transactions* **8** 7 (1995)
41. Aubourg E et al. *Nature* (London) **365** 623 (1993)
42. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Теория поля* (М.: Наука, 1988)
43. Зельманов А Л, Агаков В Г *Элементы общей теории относительности* (М.: Наука, 1989)
44. Сажин М В, Черепашук А М *Письма в Астрон. журн.* **20** (9) 613 (1994)
45. Udalski A et al. *Acta Astron.* **44** 165 (1994)
46. Walker T et al. *Astrophys. J.* **376** 54 (1991)
47. Alcock C et al. *AAS Meeting 187. San Antonio Texas, 1996*
48. Гуревич А В, Зыбин К П, Сирота В А *VIII Rencontres de Blois; Neutrinos, Dark Matter and the Universe. Blois, France, June 8–12, 1996* (Frontieres, 1996) p. 349
49. Alcock C et al., Preprint MACHO Collaboration (January 3, 1996)
50. Udalski A et al. *Astrophys. J. Lett.* **435** L113 (1994)
51. Alcock C et al., <http://xxx.itp.ru/abs/astro-ph/9702199>
52. Sazhin M V, Yagola A G, Yakubov A V *Phys. Lett. A* **219** 199 (1996)
53. Bottino A et al. *Astroparticle Phys.* **2** 67 (1994)
54. Gurevich A V, Zybin K P *Phys. Lett. A* **225** 213 (1997)
55. Berezinsky V, Bottino A, Mignola G, Preprint CERN-TH/96-283 (1996)
56. Kniffen D A et al. *Astron. and Astrophys. Suppl.* **120** 615 (1996)
57. *Астрофизика космических лучей* (Под ред. В Л Гинзбурга) (М.: Наука, 1990)
58. Farrar G R, Kolb E W *Phys. Rev. D* **53** 2990 (1996)
59. Kolb E W, Riotto A, <http://xxx.itp.ru/abs/astro-ph/9601096>; *Phys. Rev. D* (1996) (submitted)
60. Erlykin A D et al. *Astron. and Astrophys. Suppl.* **120** 623 (1996)
61. Comsatri A et al. *Astron. and Astrophys. Suppl.* **120** 627 (1996); Merck M et al. *Astron. and Astrophys. Suppl.* **120** 465 (1996)
62. Bignami G F, Hermesen W *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **21** 67 (1983)
63. Thompson D J et al. *Astrophys. J. Suppl.* **101** 259 (1995)
64. Thompson D J et al. *Astrophys. J. Suppl.* (1997) (in press)
65. Fishman G J et al. *Astrophys. J.* **461** 84 (1996)
66. Gurevich A V et al., in *Proc. IVth Int. Conf. on Plasma Physics and Cont. Nucl. Fusion* (Tokio ESA-SP-351, 1992)
67. Гуревич А В и др. *ЖЭТФ* **103** 1873 (1993)
68. Gurevich A V et al. *Phys. Lett. A* **181** 289 (1993)
69. Gurevich A V et al. *Phys. Lett. A* **192** 305 (1994)
70. Meegan C A et al. *Nature* (London) **355** 143 (1992)
71. Bulik K, Lamb D Q, in *Proc. AIP Conf. on High Velocity Neutron Stars* (Ed. R Rothschild) (in press)
72. Hartmann D H, Narayan R *Astrophys. J.* **464** 226 (1996)
73. Gurevich A V, Zybin K P *Phys. Lett. A* **226** (1997) (in press)
74. Черепашук А М, Сажин М В, Трифеленков И А Частное сообщение

Small-scale structure of dark matter and microlensing

A.V. Gurevich, K.P. Zybin, V.A. Sirota

P.N. Lebedev Physics Institute, Russian Academy of Sciences,

Leninskiĭ prosp. 53, 117924 Moscow, Russia

Tel. (7-095) 132-64 14, 132-60 50, 132-61 71

E-mail: alex@td.lpi.ac.ru, zybin@td.lpi.ac.ru, sirota@alex.lpi.ac.ru

It has been revealed, using microlensing, that a considerable part, possibly more than half of the dark matter in the halo of our Galaxy consists of objects with mass spectrum ranging from 0.05 to 0.8 of the Sun mass. What is the nature of these objects? There exist two hypotheses. According to one of them these are the Jupiter type planets or small stars (brown and white dwarfs) that consist of usual baryonic matter. According to the other hypothesis, these are noncompact objects, i.e., small-scale formations occurring in non-baryonic dark matter. Proposed here is a theory that describes the possibility of the existence of noncompact objects in the halo of our Galaxy, their structure and formation in non-baryonic matter. The theory of microlensing on compact and noncompact objects is considered in detail. The results of microlensing observations are described and compared with the theory. Possible astrophysical manifestations of the presence of small-scale structure are pointed out. The field is being extensively studied and is of fundamental interest for cosmology and astrophysics.

PACS numbers: **95.35.+d, 98.35.-a**

Bibliography — 74 references

Received 8 April 1997