

О ЕДИНОМ ПРОИСХОЖДЕНИИ НЕЙТРАЛИННЫХ ЗВЕЗД И СВЕРХМАССИВНЫХ ЧЕРНЫХ ДЫР

В. И. Докучаев, Ю. Н. Ерошенко***

*Институт ядерных исследований Российской академии наук
117312, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 20 июля 2001 г.

Для объяснения наблюдаемых в гало Галактики событий микролинзирования в работах Гуревича, Зыбина и Сироты была предложена модель гравитационно связанных некомпактных объектов с массой $\sim (0.01-1)M_{\odot}$, образующихся в расширяющейся Вселенной из адиабатических возмущений плотности и состоящих из слабо взаимодействующих частиц темной материи, например нейтралино. При этом предполагалось, что спектр возмущений на некотором малом масштабе имеет хорошо выраженный максимум. Мы покажем, что существование этого максимума неизбежно привело бы к формированию на радиационной стадии эволюции Вселенной большого количества первичных черных дыр с массой $\sim 10^5 M_{\odot}$. Из ограничений на концентрацию первичных черных дыр получены ограничения на коэффициент нелинейного сжатия и параметр компактности некомпактных объектов. Показано, что некомпактные объекты могут служить гравитационными линзами лишь при большой величине порога формирования первичных черных дыр $\delta_c > 0.5$ либо в случае образования некомпактных объектов из энтропийных возмущений плотности.

PACS: 95.35.+d, 97.60.Lf, 98.80.-k

1. ВВЕДЕНИЕ

При наблюдениях событий микролинзирования звезд Большого Магелланова облака в гало Галактики обнаружены темные объекты с массой $\sim (0.01-1)M_{\odot}$. В качестве возможных барионных кандидатов были предложены коричневые и белые карлики, а также планеты типа Юпитера. Согласно последним данным [1], темные объекты должны составлять около 20% скрытой массы в гало. Однако теория первичного нуклеосинтеза дает значительно более жесткие ограничения на число барионных объектов подобного типа. Среди небарионных кандидатов рассматривались гравитационно-связанные некомпактные объекты, называемые также «нейтралинными звездами», которые способны объяснить некоторые события микролинзирования с признаками некомпактности гравитационных линз [2, 3]. Гипотетические некомпактные объекты представляют собой объекты наименьших масс в иерархической крупномасштабной структуре Вселенной. В моде-

ли [3] они формируются сразу после перехода Вселенной к пылевидной стадии.

Для согласования параметров некомпактных объектов с данными наблюдаемых событий микролинзирования Гуревич и др. [3] предполагали, что на некотором малом масштабе спектр космологических возмущений плотности резко возрастает со среднеквадратичной величиной флуктуаций в максимуме порядка 1. В случае адиабатических возмущений этим флуктуациям на стадии радиационного доминирования в масштабе космологического горизонта соответствуют среднеквадратичные флуктуации величиной порядка 0.05. Как показано в работах [4, 5], флуктуации с такой среднеквадратичной величиной ведут к формированию на радиационной стадии эволюции Вселенной первичных черных дыр. Причем, как мы увидим ниже, масса образующихся первичных черных дыр на несколько порядков превышает массу некомпактных объектов. Сильное различие в массах некомпактных объектов и первичных черных дыр обусловлено тем, что в фиксированном сопутствующем объеме на радиационной стадии содержится значительно большая масса излучения,

*E-mail: dokuchaev@inr.npd.ac.ru

**E-mail: erosh@ns.ufn.ru

чем масса холодной темной материи в том же объеме на пылевидной стадии.

Если спектр мощности первичных космологических возмущений степенной с показателем $n \geq 1$, то первичные черные дыры образуются в широком диапазоне масс. Если же на некотором масштабе спектр имеет максимум, то образование происходит преимущественно в узком интервале масс — вблизи массы, соответствующей этому максимуму. Резкий максимум в спектре флуктуаций возникает при наличии у инфляционного потенциала $V(\phi)$ плоского участка [6, 7]. Действительно, если при некотором значении скалярного поля производная

$$V' = dV(\phi)/d\phi \rightarrow 0,$$

то на соответствующем масштабе в спектре возмущений возникнет максимум, поскольку средняя величина возмущения плотности в масштабе горизонта

$$\delta_H \sim M_{Pl}^{-3} V^{3/2} / V',$$

где M_{Pl} — планковская масса. Аналогичный эффект достигается в инфляционных моделях с несколькими скалярными полями [8, 9]. При этом вне максимума спектр может иметь обычный вид, например быть спектром Гэрисона–Зельдовича, и приводить к формированию галактик, их скоплений и сверхскоплений по стандартным сценариям.

Определенные указания на отклонение начального спектра возмущений от простой степенной формы, а именно, на излом спектра вблизи больших масштабов $k \approx (0.06-0.6)h \text{ Мпк}^{-1}$ получены в подсчете галактик АРМ и в измерениях анизотропии реликтового излучения на установках *Boomerang* и *Maxima* [10]. Поэтому есть основания предположить, что и на малых масштабах спектр может иметь особенности.

В данной работе мы показываем, что при наличии в спектре возмущений максимума между массами некомпактных объектов и первичных черных дыр существует однозначная связь, причем массе некомпактного объекта порядка $0.1 M_{\odot}$ соответствует масса первичной черной дыры порядка $10^5 M_{\odot}$. Для того чтобы некомпактные объекты могли служить гравитационными линзами, они должны происходить из флуктуаций плотности темной материи достаточно большой величины. На стадии радиационного доминирования эти флуктуации логарифмически растут со временем и становятся нелинейными уже на стадии радиационного доминирования. Для исследования эволюции флуктуаций на радиационной стадии мы используем нелинейную модель,

предложенную в работе Колба и Ткачева [11], а начальные данные для этой модели задаем согласно линейной теории.

На основе известных астрофизических ограничений на концентрацию первичных черных дыр во Вселенной получены ограничения на среднеквадратичную величину флуктуаций в максимуме. Ограничения на величину флуктуаций дают, в свою очередь, ограничения на радиус некомпактного объекта. Как показано в [3], некомпактный объект может служить гравитационной линзой и обеспечивать наблюдаемые события микролинзирования лишь в том случае, если его радиус не более чем в 10 раз превосходит радиус Эйнштейна для данного объекта. Из этого условия следуют достаточно жесткие ограничения на коэффициент нелинейного сжатия некомпактных объектов.

Найденная нами связь некомпактных объектов и первичных черных дыр имеет место только в случае космологических возмущений плотности адиабатического типа. Если возмущения плотности энтропийные, то даже при наличии большой флуктуации в пылевидной компоненте плотность излучения в масштабе горизонта остается почти однородной и первичные черные дыры не формируются.

Подчеркнем, что когда мы говорим о едином происхождении некомпактных объектов и первичных черных дыр, мы имеем в виду не связь индивидуальных некомпактных объектов и первичных черных дыр, а общность спектра флуктуаций, из которых происходит вся совокупность некомпактных объектов и вся совокупность первичных черных дыр. Если в некоторой точке пространства возникла первичная черная дыра, то в этой точке уже не может возникнуть некомпактный объект. Наоборот, если имеется некомпактный объект, то ранее, на радиационной стадии, в этой точке формирования первичной черной дыры не произошло.

2. ФОРМИРОВАНИЕ ПЕРВИЧНЫХ ЧЕРНЫХ ДЫР

Критерий формирования первичной черной дыры был получен аналитическим путем в работе [5] и подтвержден численными расчетами [12, 13]. Область пространства с плотностью

$$\rho > \rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G}$$

можно приближенно считать частью замкнутой Вселенной. Гравитационный коллапс такой области и образование первичной черной дыры происходит в

том случае, если относительная величина флуктуаций плотности излучения

$$\delta_H = \frac{\rho - \rho_c}{\rho_c}$$

в момент входа черной дыры под горизонт удовлетворяет условиям

$$\delta_c \leq \delta_H \leq 1, \quad (1)$$

где $\delta_c = 1/3$. Левое неравенство означает, что радиус возмущенной области в момент остановки ее расширения t превышает джинсовский радиус $ct/\sqrt{3}$, а правое неравенство соответствует образованию черной дыры, а не обособленной вселенной. Масса образующейся первичной черной дыры в данной модели равна

$$M_{BH} = \frac{M_H}{3^{3/2}}, \quad (2)$$

где M_H — масса внутри горизонта.

В последние годы в численных экспериментах было обнаружено явление так называемого критического гравитационного коллапса, при котором масса образующейся первичной черной дыры составляет [14, 15]

$$M_{BH} = AM_H(\delta_H - \delta_c)^\gamma, \quad (3)$$

где $A \sim 3$, $\gamma \approx 0.36$, $\delta_c \approx 0.65-0.7$. Масса (3) может быть много меньше M_H , однако в [16] показано, что в случае критического коллапса распределение первичных черных дыр по массам сконцентрировано вблизи $M_{BH} \sim M_H$, а вклад малых масс в космологическую плотность первичных черных дыр невелик. В данной работе мы рассматриваем различные варианты, когда δ_c лежит в интервале $1/3 \leq \delta_c \leq 0.7$.

Следуя [6–8], предположим, что на некотором фиксированном в сопутствующих координатах масштабе $\xi = r/a(t)$ в спектре флуктуаций имеется достаточно резкий максимум. В связи с большой величиной порога образования первичной черной дыры $\delta_H > 1/3$, большинство флуктуаций масштаба ξ не коллапсируют в первичную черную дыру, а сохраняются до перехода к пылевидной стадии, если длина свободного разлета частиц темной материи не очень велика [3]. Расчет массы внутри горизонта M_H в зависимости от массы пылевидной компоненты M_x во флуктуации того же сопутствующего масштаба можно провести с использованием известных решений уравнений Фридмана. Некомпактные объекты формируются при временах $t \leq t_{eq}$, где t_{eq} — момент равенства плотности вещества и излучения. В

эту эпоху хорошим приближением служит плоская космологическая модель:

$$a(\eta) = a_{eq} \left[2 \frac{\eta}{\eta_*} + \left(\frac{\eta}{\eta_*} \right)^2 \right], \quad (4)$$

$$ct = a_{eq} \eta_* \left[\left(\frac{\eta}{\eta_*} \right)^2 + \frac{1}{3} \left(\frac{\eta}{\eta_*} \right)^3 \right],$$

где

$$\eta_*^{-2} = 2\pi G \rho_{eq} a_{eq}^2 / 3c^2,$$

a_{eq} — величина масштабного фактора в момент t_{eq} ,

$$\begin{aligned} \rho_{eq} &= \rho_0(1 + z_{eq})^3 = \\ &= 3.2 \cdot 10^{-20} \left(\frac{h}{0.6} \right)^8 \left(\frac{\Omega_m}{0.3} \right)^4 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$1 + z_{eq} = 2.32 \cdot 10^4 \Omega_m h^2,$$

$$\rho_0 = 1.9 \cdot 10^{-29} \Omega_m h^2 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$$

— современная космологическая плотность вещества, h — постоянная Хаббла в единицах $100 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Мпк}^{-1}$. Расчеты будем вести для двух космологических моделей: для модели с современным значением параметра плотности вещества $\Omega_m = 0.3$ и с космологическим членом $\Omega_\Lambda = 1 - \Omega_m \approx 0.7$, а также для модели без Λ -члена и с $\Omega_m = 1$. Наличие Λ -члена сводится лишь к изменению величины ρ_{eq} и не влияет на процесс формирования некомпактных объектов, поскольку при временах $t \leq t_{eq}$ вклад Λ -члена в полную космологическую плотность пренебрежимо мал.

Для M_H и M_x имеем выражения

$$M_H = \frac{4\pi}{3} \rho_H (a(\eta_H)\xi)^3, \quad M_x = \frac{4\pi}{3} \rho_0 (a(\eta_0)\xi)^3. \quad (6)$$

В масштабе горизонта

$$a(\eta_H)\xi = 2ct_H,$$

при этом $\eta_H \ll \eta_*$ и $\rho_H = 3/32\pi G t_H^2$. Современная плотность

$$\rho_0 = \rho_{eq} (a_{eq}/a_0)^3.$$

Используя (4), получаем

$$\begin{aligned} M_H &= \frac{1}{2^{2/3}} \left(\frac{3}{2\pi} \right)^{1/6} \frac{M_x^{2/3} c}{G^{1/2} \rho_{eq}^{1/6}} = 1.96 \cdot 10^5 \times \\ &\times \left(\frac{M_x}{0.1 M_\odot} \right)^{2/3} \left(\frac{\Omega_m}{0.3} \right)^{-2/3} \left(\frac{h}{0.6} \right)^{-4/3} M_\odot, \end{aligned} \quad (7)$$

$$t_H = \frac{GM_H}{c^3} = 0.5 \left(\frac{M_H}{10^5 M_\odot} \right) \text{ с.} \quad (8)$$

Обозначим среднеквадратичную величину флуктуаций плотности δ_H как

$$\Delta_H \equiv \langle \delta_H^2 \rangle^{1/2},$$

тогда доля массы излучения, перешедшая в момент t_H в первичные черные дыры, составляет [5, 8]

$$\begin{aligned} \beta &= \int_{\delta_c}^1 \frac{d\delta_H}{\sqrt{2\pi}\Delta_H} \exp\left(-\frac{\delta_H^2}{2\Delta_H^2}\right) = \\ &= \frac{1}{2} \left[\operatorname{erf}\left(\frac{1}{\sqrt{2}\Delta_H}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{\delta_c}{\sqrt{2}\Delta_H}\right) \right] \approx \\ &\approx \frac{\Delta_H}{\delta_c \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{\delta_c^2}{2\Delta_H^2}\right), \quad (9) \end{aligned}$$

где $\operatorname{erf}(x)$ — интеграл ошибок. В случае критического коллапса доля коллапсирующей массы Вселенной, согласно [16], составляет 0.8β , поэтому (9) в случае критического гравитационного коллапса также является хорошим приближением.

С помощью (7) и (9) можно найти космологический параметр плотности первичных черных дыр Ω_{BH} в настоящий момент t_0 :

$$\begin{aligned} \Omega_{BH} &= \frac{\beta}{2^{2/3}} \left(\frac{3}{2\pi} \right)^{1/6} \frac{c}{M_x^{1/3} G^{1/2} \rho_{eq}^{1/6}} = \\ &= 3.45 \cdot 10^5 \left(\frac{M_x}{0.1 M_\odot} \right)^{-1/3} \left(\frac{\Omega_m}{0.3} \right)^{-2/3} \times \\ &\times \left(\frac{h}{0.6} \right)^{-4/3} \frac{\Delta_H}{\delta_c} \exp\left\{-\frac{\delta_c^2}{2\Delta_H^2}\right\}. \quad (10) \end{aligned}$$

С точностью до коэффициента порядка единицы выражение (7) можно получить из простой оценки

$$M_H \approx M_x a(t_{eq})/a(t_H) \approx M_x (t_{eq}/t_H)^{1/2},$$

где $t_H = GM_H/c^3$, $t_{eq} \sim 6 \cdot 10^{10}$ с — момент окончания стадии радиационного доминирования. Таким же путем (10) можно получить из оценки

$$\Omega_{BH} \approx \beta a(t_{eq})/a(t_H).$$

Формирование первичных черных дыр происходит на хвосте гауссова распределения флуктуаций, а большинство некомпактных объектов образуются из флуктуаций среднеквадратичной величины. Поэтому повторим, что далеко не каждая флуктуация, из которой возник некомпактный объект, могла в момент t_H сколлапсировать в первичную черную дыру.

3. ЭВОЛЮЦИЯ ВОЗМУЩЕНИЙ

Возмущение плотности излучения на стадии радиационного доминирования эволюционирует по закону [17]

$$\delta_r = x f(x) + \frac{3x^2}{x^2 + 6} \frac{d}{dx} f(x), \quad (11)$$

где для растущей моды

$$f(x) = A_{in} j_1(x/\sqrt{3}),$$

j_1 — сферическая функция Бесселя, A_{in} — нормировочная постоянная, $x = k\eta$, k — сопутствующий волновой вектор возмущения. Физическая длина волны возмущения λ_{ph} удовлетворяет соотношениям

$$\begin{aligned} \lambda_{ph}(\eta) &= a(\eta) \left(\frac{2\pi}{k} \right) \\ M_x &= \frac{4\pi}{3} \rho_0 \left(\frac{\lambda_{ph}(t_0)}{2} \right)^3. \quad (12) \end{aligned}$$

В масштабе горизонта $\lambda_{ph}/2 \approx 2ct$, $x_H \approx \pi$ и из (11) получаем

$$\delta_r = \delta_H = A_{in} \phi,$$

где $\phi \approx 0.817$.

В случае адиабатических возмущений возмущение в нерелятивистском веществе при $x \ll 1$ равно $\delta = 3\delta_r/4$. В [17] найдено аналитическое решение для $\delta(x)$ на всем интервале от $x \ll 1$ до $x \gg 1$ на стадии радиационного доминирования. При $x \gg 1$ это решение имеет вид

$$\delta = \frac{3A_{in}}{2} \left[\ln\left(\frac{x}{\sqrt{3}}\right) + \gamma_E - \frac{1}{2} \right], \quad (13)$$

где $\gamma_E - 1/2 \approx 0.077$, а $A_{in} = \delta_H/\phi$ та же, что и в (11).

Применимость (13) ограничена линейной стадией $\delta \ll 1$. При переходе на нелинейную стадию мы будем использовать сферическую модель [11], в рамках которой эволюция возмущений в адиабатическом случае описывается уравнением

$$y(y+1) \frac{d^2 b}{dy^2} + \left[1 + \frac{3}{2} y \right] \frac{db}{dy} + \frac{1}{2} \left[\frac{1}{b^2} - b \right] = 0, \quad (14)$$

где $y = a(\eta)/a_{eq}$ и для радиуса возмущенной области введена параметризация

$$r = a(\eta) b(\eta) \xi, \quad (15)$$

где ξ — сопутствующая координата, а $b(\eta)$ учитывает замедление космологического расширения в области повышенной плотности. Величину b в (15) можно выразить через δ следующим образом:

$$b = (1 + \delta)^{-1/3}. \quad (16)$$

Это соотношение означает переход от эйлерова способа описания эволюции возмущений (13) к лагранжеву описанию (14).

Для решения (14) необходимо при некотором начальном y_i задать δ_i , $b_i = (1 + \delta_i)^{-1/3}$ согласно (16) и скорость расширения db/dy . В [11] уравнение (14) решалось для случая энтропийных возмущений, когда начальной скоростью можно пренебречь, $db/dy \approx 0$. В рассматриваемом нами случае адиабатических возмущений начальная скорость имеет большую величину, мы будем задавать ее согласно решению (13). При $x \gg 1$ и $y \ll 1$ имеем

$$x = \frac{\pi}{2^{2/3}} \left(\frac{3}{2\pi}\right)^{1/6} \frac{yc}{M_x^{1/3} G^{1/2} \rho_{eq}^{1/6}} = 2.86 \cdot 10^6 y \times \left(\frac{\Omega_m}{0.3}\right)^{-2/3} \left(\frac{h}{0.6}\right)^{-4/3} \left(\frac{M_x}{M_\odot}\right)^{-1/3}. \quad (17)$$

Из (13), (16) и (17) получаем

$$\left.\frac{db}{dy}\right|_{y_i} = -\frac{\delta_H b_i^4}{2y_i \phi}. \quad (18)$$

Решаем (14) численно. Момент y_i необходимо выбирать таким образом, чтобы были одновременно справедливы (13) и (14). Оптимальным выбором является такой момент, когда $\delta_i = 0.2$. Проверка показывает, что при другом выборе δ_i в интервале 0.1–0.3 результаты расчета изменяются не более чем на 15%. Задав δ_i , из (13) и (17) получаем x_i и y_i . Пример эволюции $\delta = b^{-1/3} - 1$ показан на рис. 1.

Космологическое расширение некомпактных объектов останавливается в тот момент, когда $dr/dt = 0$, согласно [11] это равносильно

$$\frac{db}{dy} = -\frac{b}{y}. \quad (19)$$

Обозначим величины b и y в момент остановки расширения как b_{max} и y_{max} , соответственно. Плотность холодной темной материи в некомпактных объектах в тот же момент равна

$$\rho_{max} = \rho_{eq} y_{max}^{-3} b_{max}^{-3}, \quad (20)$$

и, следовательно, радиус некомпактного объекта в момент остановки есть

$$R_{max} = \left(\frac{3M_x}{4\pi\rho_{max}}\right)^{1/3}. \quad (21)$$

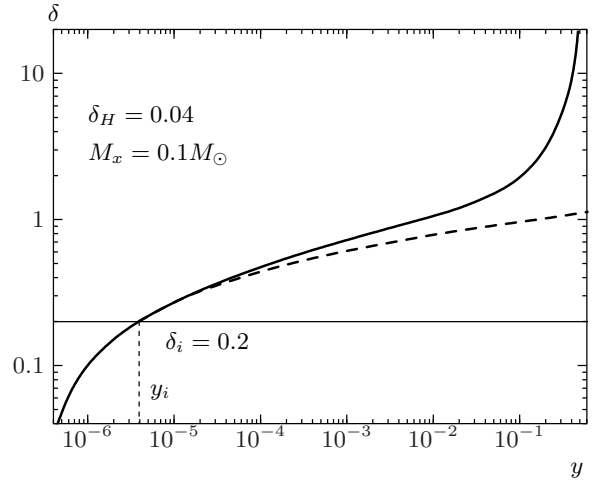


Рис. 1. Пример эволюции возмущения плотности δ холодной темной материи. График соответствует параметрам $\delta_H = 0.04$, $M_x = 0.1M_\odot$, $\Omega_m = 0.3$. До точки $(y_i = 3.96 \cdot 10^{-6}, \delta_i = 0.2)$ кривая получена по формуле (13), а при $y > y_i$ использовано численное решение уравнения (14). Остановка космологического расширения некомпактного объекта происходит на стадии радиационного доминирования при $y = a/a_{eq} \approx 0.49$. Штриховой линией показана эволюция δ по линейной теории (13)

Полученная в результате численного расчета зависимость R_{max} от δ_H показана на рис. 2.

Итак, в данном разделе мы показали, каким образом, задавшись величиной возмущения δ_H в масштабе горизонта, можно получить радиус некомпактного объекта в момент остановки его космологического расширения.

4. ПАРАМЕТРЫ ГРАВИТАЦИОННЫХ ЛИНЗ

После остановки космологического расширения некомпактный объект начинает сжиматься, его итоговый радиус

$$R_x = \kappa R_{max}, \quad (22)$$

где κ — коэффициент нелинейного сжатия. Обычно считается [18], что после остановки космологического расширения некомпактного объекта он вириализуется, сжимаясь по радиусу в 2 раза, т.е. $\kappa = 0.5$. Согласно теории гравитационной неустойчивости в многопоточковой области $\kappa \approx 0.3$ [3]. В настоящий момент неизвестны физические процессы, которые могли бы вызвать сжатие некомпактного объекта до величин $\kappa < 0.3$. Исходя из этого, мы примем $\kappa \approx 0.3$ как нижнюю границу.

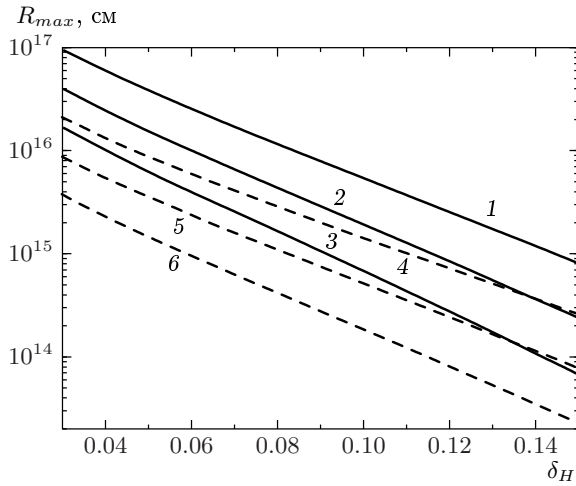


Рис. 2. Зависимость радиуса некомпактных объектов в момент остановки расширения R_{max} от величины возмущения в масштабе горизонта δ_H . Сплошные кривые 1, 2 и 3 соответствуют массам некомпактных объектов $M_x = 1M_\odot$, $0.1M_\odot$ и $0.01M_\odot$ в космологической модели с $\Omega_m = 0.3$. Штриховые кривые 4, 5 и 6 получены для $\Omega_m = 1$ при тех же массах

Для того чтобы некомпактный объект мог служить гравитационной линзой, обеспечивающей наблюдаемые события микролинзирования в гало Галактики, его радиус не должен существенно превышать радиус Эйнштейна

$$R_E = 2\sqrt{GM_x d/c^2}, \quad (23)$$

где $d \sim 20$ кпк для микролинзирования в гало. Определим величину ε как

$$\varepsilon \equiv 10 \frac{R_E}{R_x}. \quad (24)$$

Согласно расчетам [3], должно выполняться неравенство $\varepsilon \geq 1$. Если $\varepsilon < 1$, то теория вступает в противоречие с наблюдательными данными о кривых блеска [3]. В работе [19] подробно исследовано одно из событий микролинзирования с массой линзы $M_x \approx 0.02M_\odot$. Путем сопоставления наблюдаемой кривой блеска с расчетной было показано, что если некомпактный объект не имеет в центре барионного ядра, то он должен иметь размер $R_x = 1.6 \cdot 10^{13}$ см и параметр компактности (в наших обозначениях) $\varepsilon \approx 19$. При наличии барионного ядра с массой $0.05M_x$ получены значения $R_x = 5.7 \cdot 10^{13}$ см и $\varepsilon \approx 4.8$. В работе [19] отмечено, что ввиду больших наблюдательных погрешностей модель точечной линзы для данного события также допустима.

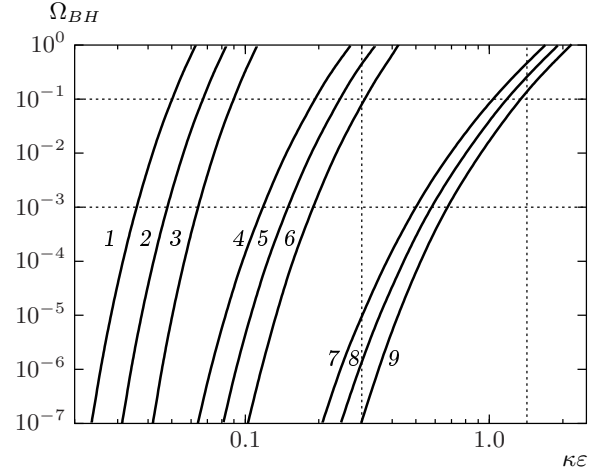


Рис. 3. Зависимость параметра плотности первичных черных дыр Ω_{BH} от коэффициента нелинейного сжатия и параметра компактности некомпактных объектов $\kappa\varepsilon$ в модели с $\Omega_m = 0.3$. Кривые 1, 2, 3 соответствуют массам некомпактных объектов $M_x = (0.01, 0.1, 1)M_\odot$ при $\delta_c = 1/3$. Кривые 4, 5, 6 соответствуют $\delta_c = 1/2$, а кривые 7, 8, 9 соответствуют $\delta_c = 0.7$ при тех же массах. Горизонтальные линии отвечают верхним наблюдательным пределам $\Omega_{BH} = 0.1$ и $\Omega_{BH} = 10^{-3}$, а вертикальные линии соответствуют $\kappa\varepsilon = 0.3$, 1.44. Допустимые области находятся ниже горизонтальных и правее вертикальных линий.

Из (21), (23) и (24) получаем

$$\begin{aligned} \kappa\varepsilon &= 10 \frac{R_E}{R_{max}} = \\ &= \frac{1.9 \cdot 10^{15} \text{ см}}{R_{max}} \left(\frac{M_x}{M_\odot} \right)^{1/2} \left(\frac{d}{20 \text{ кпк}} \right)^{1/2}. \end{aligned} \quad (25)$$

С другой стороны, с помощью вычислений, проведенных в предыдущем разделе, мы получили связь R_{max} с δ_H , а величина δ_H определяет современную космологическую плотность первичных черных дыр согласно соотношению (10). При этом необходимо учесть, что некомпактные объекты образуются из флуктуаций среднеквадратичной величины, поэтому величину δ_H из предыдущего раздела следует положить равной среднеквадратичной флуктуации $\delta_H = \Delta_H$. Используя результаты численного расчета, получаем зависимость Ω_{BH} от произведения $\kappa\varepsilon$, которая показана на рис. 3 и рис. 4.

На массы и количество первичных черных дыр существует ряд астрофизических ограничений. Из ограничения на возраст Вселенной следует $\Omega_{BH} \leq 1$. Если первичные черные дыры обеспечивают преобладающую часть темной материи в Галактике,

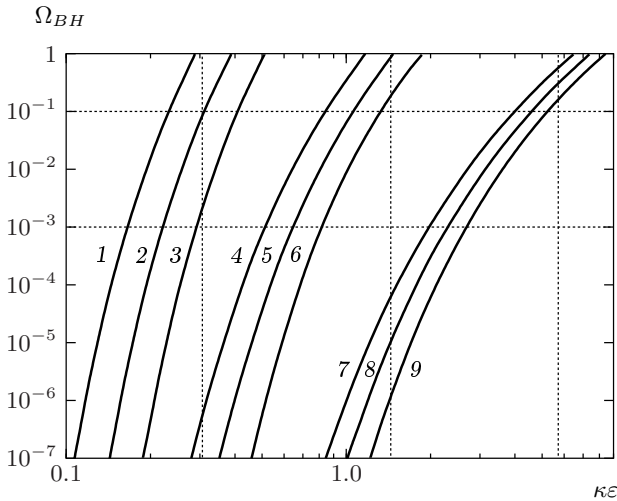


Рис. 4. То же, что и на рис. 3, но для космологической модели с $\Omega_m = 1$. Вертикальные линии соответствуют $\kappa\epsilon = 0.3, 1.44$ и 5.7

то они должны приливным образом взаимодействовать с шаровыми скоплениями, разрушая их. В [20] для этого случая получены ограничения на массу первичной черной дыры $M_{BH} \leq 10^4 M_\odot$. При $\Omega_{BH} \sim 1$ первичные черные дыры способны искажать спектр реликтового излучения, если они формируются после момента времени порядка 1 с аннигиляции e^+e^- -пар [5]. Аккреция черными дырами вещества в догалактическую и в современную эпохи дает вклад в фоновое излучение в различных диапазонах волн [21]. Вычисления, однако, сильно зависят от модели и дают приблизительно $\Omega_{BH} \leq 10^{-3}-10^{-1}$ для $M_{BH} \sim 10^5 M_\odot$. В работе [22] из условия отсутствия достоверных событий линзирования гамма-всплесков для $10^5 M_\odot < M_{BH} < 10^9 M_\odot$ получено ограничение $\Omega_{BH} < 0.1$ на первичные черные дыры в межгалактическом пространстве. Более жесткое ограничение по линзированию, $\Omega_{BH} < 0.01$ для диапазона масс $10^6 M_\odot < M_{BH} < 10^8 M_\odot$, получено из наблюдений на VLBI компактных радиоисточников [23].

Рассмотрим прежде всего событие микролинзирования, исследованное в работе [19], предполагая $\epsilon = 0.3$. Если некомпактный объект не имеет барионного ядра (на рис. 3, 4 этому соответствует вертикальная линия $\kappa\epsilon \approx 5.7$), то ограничение $\Omega_{BH} < 0.1$ исключает интерпретацию этого события как микролинзирование на некомпактные объекты для всех значений $\delta_c = 1/3-0.7$ в обеих рассматриваемых космологических моделях. При наличии барионного ядра (вертикальная линия $\kappa\epsilon \approx 1.44$) остается

допустимым вариант с $\delta_c = 0.7$ в космологической модели без Λ -члена (рис. 4).

Рассмотрим более слабое условие $\kappa\epsilon > 0.3$, имеющее место при $\epsilon > 1$ и $\kappa > 0.3$. При $\Omega_\Lambda \approx 0.7$ (рис. 3) ограничение $\Omega_{BH} < 0.1$ исключает все модели с $\delta_c < 0.5$. При $\Omega_{BH} > 10^{-6}$ остается возможным вариант с $\delta_c \approx 0.7$. Если $\Omega_\Lambda = 0$, то ограничение $\Omega_{BH} < 0.1$ оставляет узкую область (см. рис. 4) с $M_x > 0.1 M_\odot$ и $\delta_c = 1/3$. Ограничение $\Omega_{BH} < 10^{-3}$ полностью исключает модели с $\delta_c = 1/3$, но допускает варианты с $\delta_c > 1/3$.

5. ВЫВОДЫ

Мы показали, что образованию некомпактных объектов темной материи (нейтральных звезд), предложенных в [2, 3] для объяснения наблюдаемых событий микролинзирования в гало Галактики, должно предшествовать образование первичных черных дыр с массой порядка $10^5 M_\odot$. Эти первичные черные дыры и нейтральные звезды образуются из одного и того же максимума в спектре первичных флуктуаций.

Астрофизические ограничения на количество первичных черных дыр во Вселенной позволили получить ограничения на коэффициент нелинейного сжатия и параметр компактности некомпактного объекта $\kappa\epsilon$, эти ограничения показаны на рис. 3 и 4. Наиболее сильные ограничения получаются при наличии космологического члена $\Omega_\Lambda \approx 0.7$. В этом случае некомпактные объекты могут служить гравитационными линзами лишь при большом пороге образования первичных черных дыр $\delta_c > 0.5$, полученном в модели критического гравитационного коллапса, а при меньших значениях δ_c модель некомпактных объектов как объектов микролинзирования исключается. Ограничение на $\kappa\epsilon$ значительно смягчается, если величина Λ -члена мала (рис. 4), однако эта возможность в настоящее время рассматривается как маловероятная.

Важно отметить, что для избежания ситуации, когда $\ln(\Omega_{BH}) \ll 0$, требуется точная настройка параметров инфляционной модели, обеспечивающей нахождение величины Δ_H в узком интервале $\approx 0.05-0.12$. Поэтому, если наблюдаемые события микролинзирования действительно обусловлены некомпактными объектами, то эти объекты происходят, скорее всего, из энтропийных возмущений плотности. При этом полученные нами ограничения снимаются, о чем говорилось во Введении.

Другая возможность смягчить ограничения име-

ется в том случае, если по какой-то причине первичные черные дыры формируются в меньшем количестве, чем дает выражения (9). Это возможно, например, при большой роли нелинейных эффектов, сопровождающих генерацию возмущений метрики на стадии инфляции, если нелинейные эффекты подавляют появление флуктуаций большой величины [24]. Отметим, однако, что роль нелинейных эффектов в настоящее время недостаточно выяснена и результаты расчетов зависят от конкретной инфляционной модели. Например, в работе [25] получено, что нелинейные эффекты приводят к увеличению вероятности образования первичной черной дыры, что прямо противоположно результату работы [24].

Наоборот, если в будущем некомпактная природа линз будет доказана, то в случае адиабатических возмущений плотности это приводит к выводу о возможности формирования на радиационной стадии эволюции Вселенной большого количества первичных черных дыр с массами порядка $10^5 M_\odot$, которые должны оказывать влияние на эволюцию галактик и их ядер. Не исключено, что именно одна из таких первичных черных дыр найдена космической рентгеновской обсерваторией Чандра в галактике M82 [26]. В отдельной статье [27] мы развиваем модель образования галактик в результате многократных слияний протогалактик с центрами конденсации в виде массивных первичных черных дыр. Одновременно с процессом формирования галактик происходят слияния первичных черных дыр и рост центральных массивных черных дыр в ядрах галактик. Показано, что в этой схеме естественным образом возникают обнаруженные недавно корреляции между массами центральных черных дыр и дисперсией скоростей в балджах.

Поскольку некомпактные объекты и первичные черные дыры происходят из единого спектра возмущений, то на основании распределения некомпактных объектов по массам и радиусам можно, в принципе, восстановить форму спектра возмущений и получить функцию масс первичных черных дыр с помощью теории типа теории Пресса–Шехтера [28]. К сожалению, по микролинзированию обнаружены лишь несколько объектов, и подобный расчет станет возможным только в будущем при улучшении статистики.

Можно рассмотреть ситуацию, в некотором смысле обратную описанной ранее. Согласно гипотезе [7], темные объекты в гало, ответственные за микролинзирование, представляют собой первичные черные дыры с массой порядка $(0.01-1)M_\odot$. Если оставшуюся часть темной материи составляют

элементарные частицы с длиной свободного разлета $\ll \xi$, то из этих частиц на пылевидной стадии будут формироваться миникластеры. По формуле (7) мы сразу же можем оценить массы миникластеров как величины порядка $(10^{-11}-10^{-8})M_\odot$. Такие массы возможны, если масса частиц темной материи превышает 1 ГэВ [3]. Для того чтобы формировались первичные черные дыры с $\Omega_{BH} \sim 1$, требуются флуктуации со среднеквадратичной величиной $\Delta_H \approx 0.06$. В момент t_{eq} им соответствуют флуктуации в пылевидной компоненте $\delta \sim 1$, приводящие к образованию миникластеров.

Выражаем признательность К. П. Зыбину и В. Н. Лукашу за полезные обсуждения. Работа выполнена при финансовой поддержке INTAS (грант 99-1065) и РФФИ (гранты 01-02-17829, 00-15-96697, 00-15-96632).

ЛИТЕРАТУРА

1. C. Alcock, R. A. Allsman, D. R. Alves, T. S. Axelrod, A. C. Becker, D. P. Bennett, K. H. Cook, N. Dalal, A. J. Drake, K. C. Freeman, M. Geha, K. Griest, M. J. Lehner, S. L. Marshall, D. Minniti, C. A. Nelson, B. A. Peterson, P. Popowski, M. R. Pratt, P. J. Quinn, C. W. Stubbs, W. Sutherland, A. B. Tomaney, T. Vandehei, and D. Welch, *Astrophys. J.* **542**, 281 (2000).
2. A. V. Gurevich and K. P. Zybin, *Phys. Lett. A* **208**, 276 (1995).
3. А. В. Гуревич, К. П. Зыбин, В. А. Сирота, *УФН* **167**, 913 (1997).
4. Ya. B. Zel'dovich and I. D. Novikov, *Sov. Astron.* **10**, 602 (1967).
5. B. J. Carr, *Astrophys. J.* **201**, 1 (1975).
6. А. А. Старобинский, Письма в ЖЭТФ **55**, 477 (1992).
7. P. Ivanov, P. Naselsky, and I. Novicov, *Phys. Rev. D* **50**, 7173 (1994).
8. J. Yokoyama, E-print archives astro-ph/9509027.
9. J. Garcia-Bellido, A. Linde, and D. Wands, *Phys. Rev. D* **54**, 6040 (1996).
10. J. Barriga, E. Gaztanaga, M. G. Santos, S. Sarkar, E-print archives astro-ph/0011398.
11. E. W. Kolb, and I. I. Tkachev, *Phys. Rev. D* **50**, 769 (1994).

12. Д. К. Надежин, И. Д. Новиков, А. Г. Полнарев, *Астрон. ж.* **55**, 216 (1978).
13. I. D. Novikov, A. G. Polnarev, A. A. Starobinsky, and Ya. B. Zeldovich, *Astron. Astrophys.* **80**, 104 (1979).
14. M. W. Choptuik, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 9 (1993).
15. J. C. Niemeyer, E-print archives astro-ph/9806043.
16. J. Yokoyama, E-print archives astro-ph/9804041.
17. C. Schmid, D. J. Schwarz, and P. Widerin, *Phys. Rev. D* **59**, 043517 (1999).
18. У. Саслау, *Гравитационная физика звездных и галактических систем*, Мир, Москва (1989).
19. В. А. Сирота, *ЖЭТФ* **117**, 261 (2000).
20. B. Moore, *Astrophys. J. Lett.* **413**, 93 (1993).
21. B. J. Carr, *MNRAS* **189**, 123 (1979).
22. R. J. Nemiroff, G. F. Marani, J. P. Norris, and J. T. Bonnel, *Phys. Rev. Lett* **86**, 580 (2001).
23. P. N. Wilkinson, D. R. Henstock, I. W. A. Browne, A. G. Polatidis, P. Augusto, A. C. S. Readhead, T. J. Pearson, W. Xu, G. B. Taylor, and R. C. Vermeulen, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 584 (2001).
24. J. S. Bullock and J. B. Primack, E-print archives astro-ph/9806301.
25. P. Ivanov, E-print archives astro-ph/9708224.
26. P. Kaaret, A. H. Prestwich, A. Zezas, S. S. Murray, D. W. Kim, R. E. Kilgard, E. M. Schlegel, and M. J. Ward, E-print archives astro-ph/0009211.
27. В. И. Докучаев, Ю. Н. Ерошенко, *Письма в Астрон. ж.* **27**(12) (2001).
28. E. V. Bugaev and K. V. Konishchev, E-print archives astro-ph/0103265.