

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Астрофизика и астрономия

*Научная сессия Отделения физических наук
Российской академии наук, 26 января 2011 г.*

PACS number: 01.10.Fv

DOI: 10.3367/UFNr.0181.201110c.1097

26 января 2011 г. в конференц-зале Физического института им. П.Н. Лебедева Российской академии наук (РАН) состоялась научная сессия Отделения физических наук РАН "Астрофизика и астрономия".

Объявленная на web-сайте ОФН РАН www.gpad.ac.ru повестка заседания содержала следующие доклады:

1. **Черепашук А.М.** (Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва). *Исследование рентгеновских источников*.

2. **Шустов Б.М.** (Институт астрономии РАН, Москва). *Астероидно-кометная опасность: физические и другие аспекты*.

3. **Сажин М.В.** (Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва). *Поиски космических струн*.

4. **Захаров А.Ф.** (Государственный научный центр Российской Федерации "Институт экспериментальной и теоретической физики им. А.И. Алиханова", Москва). *Поиски экзопланет с помощью микролинзирования*.

Статьи, написанные на основе докладов, публикуются ниже.

PACS numbers: 97.60.Jd, 97.60.Lf, **97.80.-d**
DOI: 10.3367/UFNr.0181.201110d.1097

**Оптические исследования
рентгеновских двойных систем**

А.М. Черепашук

1. Введение

При исследовании рентгеновских двойных систем очень важны наблюдения в оптическом диапазоне спектра. В рентгеновских двойных системах содержатся релятивистские объекты (нейтронные звёзды и чёрные дыры), аккумулирующие вещества спутника — нормальной зве-

Черепашук А.М. Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, РФ
E-mail: cherepashchuk@gmail.com

зды. Оптические исследования позволяют изучать движение "пробных тел" (звёзд, газовых дисков и т.п.) в гравитационном поле релятивистского объекта и тем самым дают возможность измерять массы нейтронных звёзд (НЗ) и чёрных дыр (ЧД). Масса — важнейший параметр, определяющий принадлежность релятивистского объекта к классу или НЗ или ЧД.

По современным представлениям [1], с учётом эффектов общей теории относительности (ОТО), если масса ядра звезды, претерпевшего химическую эволюцию в результате термоядерных реакций, превышает величину $3M_\odot$, то в конце эволюции звезда образуется ЧД; если масса ядра звезды меньше $3M_\odot$, то в конце её эволюции образуется белый карлик или нейтронная звезда. Возможность измерять массы релятивистских объектов делает рентгеновские двойные системы мощным инструментом для поиска ЧД звёздных масс.

В этом году исполняется 40 лет с момента запуска на околоземную орбиту американского специализированного рентгеновского спутника "Uhuru", открывшего эру систематических наблюдений неба в рентгеновском диапазоне и положившего начало наблюдательным исследованиям ЧД. В этой статье мы расскажем о результатах 40-летних поисков и исследований ЧД в рентгеновских двойных системах с использованием методов оптической астрономии. Отметим, что при определении масс ЧД оптическими методами вполне достаточно использовать закон тяготения Ньютона, поскольку размеры орбит рентгеновских двойных систем много больше гравитационного (шварцшильдовского) радиуса ЧД $r_g = 2GM/c^2$, который для ЧД с массой $M = 10M_\odot$ составляет 30 км.

Важно подчеркнуть, что поскольку массы ЧД в рентгеновских двойных системах определяются с помощью ньютоновской теории гравитации, найденные таким образом значения масс ЧД не зависят от типа релятивистской теории гравитации, ввиду того что все эти теории, в том числе теории, альтернативные ОТО, на больших расстояниях от тяготеющего центра переходят в теорию Ньютона.

2. Возможность наблюдений чёрных дыр

По современным представлениям [1–3], ЧД — это область пространства-времени, гравитационное поле которой настолько сильно, что никакой сигнал, даже

свет, не может удалиться от неё на пространственную бесконечность. Физической границей ЧД является горизонт событий, на котором, с точки зрения удалённого наблюдателя, ход времени останавливается. Для невращающейся ЧД радиус горизонта событий r_h равен гравитационному (шварцшильдовскому) радиусу $r_g = 2GM/c^2$. Для вращающейся ЧД горизонт событий погружен внутрь эргосферы, содержащей вихревое гравитационное поле, и радиус горизонта $r_h < r_g$.

Впервые на возможность наблюдения ЧД было указано в 1964 г. в работах Я.Б. Зельдовича [4] и Е.Е. Салпитера [5], которые отметили, что при несферической акреции вещества на ЧД может выделяться огромная энергия, порядка 10 % от энергии покоя вещества. Теория дисковой акреции вещества на релятивистские объекты была развита в работах [6–8].

С борта спутника "Uhuru" [9] было открыто более ста компактных рентгеновских источников, в большинстве случаев рентгеновских двойных систем, состоящих из оптической звезды — донора вещества — и релятивистского объекта, находящегося в режиме акреции. К настоящему времени с помощью космических рентгеновских обсерваторий нового поколения открыто несколько тысяч рентгеновских двойных систем в нашей и других галактиках.

Теория дисковой акреции [6–8] позволила быстро объяснить природу большинства открытых компактных рентгеновских источников как аккрецирующих НЗ и ЧД в двойных системах. В то же время остро всталась проблема оптического отождествления рентгеновских двойных систем и изучения их оптических проявлений.

Первое отождествление рентгеновской двойной системы Нег X-1 с оптической переменной звездой HZ Нег и объяснение её оптической переменности эффектом "отражения", точнее рентгеновского прогрева оптической звезды, было сделано в работах [10–12]. В работе [13] была открыта оптическая переменность рентгеновской двойной системы Cyg X-1 — "кандидата № 1" в чёрные дыры — и дана интерпретация этой переменности как эффекта эллипсоидальности оптической звезды. В работе [14] была измерена функция масс оптической звезды в системе Cyg X-1, свидетельствующая в пользу наличия ЧД в этой системе. В работе [13] был предложен метод оценки наклонения орбиты i рентгеновской двойной системы по наблюдаемой "эллипсоидальной" переменности оптической звезды и на этой основе дана одна из первых оценок масс ЧД: $m_x > 5,6M_\odot$.

Эффекты отражения и эллипсоидальности оказались типичными наблюдательными проявлениями рентгеновских двойных систем в оптическом и ближнем инфракрасном диапазонах спектра. Эти эффекты широко используются для оптического отождествления рентгеновских двойных систем: совпадение периодов и фаз оптической и рентгеновской переменности доказывает достоверность идентификации. Кроме того, эффекты отражения и эллипсоидальности широко используются для оценки наклонений орбит рентгеновских двойных систем и определения масс релятивистских объектов (см., например, обзоры [15, 16]). В работе [17] были открыты оптические затмения в уникальном объекте SS 433 с коллимированными прецессирующими релятивистскими выбросами — джетами [18], что послужило доказательством того, что объект SS 433 — это массивная рентгеновская двойная система на продвинутой

стадии эволюции, содержащая оптически яркий, сверхкритический аккреционный диск вокруг релятивистского объекта [6], прецессирующий с периодом ~ 162 сут. Объект SS 433 оказался первым представителем объектов нового класса — микроквазаров; число таких объектов, обнаруженных в Галактике к настоящему времени, достигло двух десятков. Изучение микроквазаров проливает свет на природу квазаров и ядер галактик, в которых также часто наблюдаются релятивистские джеты, но на масштабах в несколько миллионов раз больших, чем в микроквазарах.

3. Методы определения масс чёрных дыр в рентгеновских двойных системах

Рентгеновские и оптические исследования рентгеновских двойных систем прекрасно дополняют друг друга. Рентгеновские наблюдения со специальных спутников позволяют судить о наличии компактного объекта в двойной системе и по быстрой переменности рентгеновского излучения на временах Δt , вплоть до 10^{-3} с, оценивать его характерные размеры: $r \leq c\Delta t \leq 300$ км. Оптические (спектральные и фотометрические) наземные наблюдения дают возможность исследовать движение оптической звезды и тем самым оценивать массу компактного объекта. Если его измеренная масса превышает величину $3M_\odot$, то он может считаться кандидатом в ЧД.

Мир рентгеновских двойных систем весьма богат и разнообразен по своим характеристикам и наблюдательным проявлениям (см. Каталог [19]). Здесь мы остановимся лишь на одном аспекте проблемы рентгеновских двойных систем, связанном с определением масс звёздных ЧД (см., например, обзор [15]).

По додлеровским сдвигам линий в спектре двойной системы строится кривая лучевых скоростей оптической звезды, и в модели системы, состоящей из двух точечных масс на кеплеровских орbitах, определяется её функция масс

$$f_v(M) = \frac{M_x^3 \sin^3 i}{(M_x + M_v)^2} = 1,038 \times 10^{-7} K_v^3 P (1 - e^2)^{3/2}, \quad (1)$$

где M_x и M_v — массы релятивистского объекта и оптической звезды (в солнечных массах), K_v — наблюдаемая полуамплитуда кривой лучевых скоростей оптической звезды (в км с^{-1}), P — орбитальный период системы (в сутках), e — эксцентриситет орбиты (определяется по отклонению кривой лучевых скоростей от синусоиды). Функция масс $f_v(M)$ является наблюдательной величиной и имеет размерность массы. Она представляет собой нижний предел массы релятивистского объекта. Например, для системы Cyg X-1 $f_v(M) \simeq 0,24M_\odot$, а для системы GRS 1915 + 105 $f_v(M) \simeq 9,5M_\odot$ (см. обзор [15]). В последнем случае можно сразу утверждать, что в системе GRS 1915 + 105 имеется ЧД с массой более $9,5M_\odot$.

Из уравнения (1) следует выражение для массы ЧД

$$M_x = f_v(M) \left(1 + \frac{1}{q}\right)^2 \frac{1}{\sin^3 i}, \quad (2)$$

где $q = M_x/M_v$ — отношение масс ЧД и оптической звезды. Таким образом, хотя компоненты рентгеновской двойной системы раздельно не видны, используя

формулу (2) и значения параметров q , i , определённые из дополнительных данных, можно найти массу ЧД.

Как отмечалось, наклонение орбиты i определяется из анализа оптической кривой блеска рентгеновской двойной системы, обусловленной главным образом эффектом эллипсоидальности оптической звезды [13]. Этот метод, который был предложен для рентгеновских двойных систем в работе [13], до сих пор является единственным надёжным методом оценки параметра i в случае, когда рентгеновские затмения в системе отсутствуют.

Отношение масс q оценивается по вращательному уширению линий в спектре оптической звезды: при фиксированной угловой скорости орбитального обращения линейная скорость вращения звезды на экваторе тем больше, чем больше её радиус, который в рентгеновских двойных системах близок к радиусу критической полости Роша оптической звезды. Поскольку этот радиус зависит от отношения масс q , для оценки параметра q получаем следующую формулу:

$$v_{\text{rot}} \sin i = 0,462 K_v \frac{1}{q^{1/3}} \left(1 + \frac{1}{q} \right)^{2/3}, \quad (3)$$

где v_{rot} — скорость вращения звезды на экваторе (величина $v_{\text{rot}} \sin i$ определяется из анализа наблюдаемого профиля линии).

Таким образом, в простейшей модели двух точечных масс использование формул (1)–(3) позволяет определить массу ЧД в двойной системе. Более подробно современные методы определения масс ЧД в рентгеновских двойных системах изложены в обзоре [15].

Если отношение масс $q \gg 1$, то модель материальной точки может с удовлетворительным приближением применяться к оптической звезде, поскольку размеры полости Роша для звезды относительно малы. Однако при $q \approx 1$ и тем более при $q < 1$ применение модели материальной точки к оптической звезде в рентгеновской двойной системе является не вполне корректным, ввиду того что при $q < 1$ центр масс двойной системы лежит в теле оптической звезды. Части оптической звезды, расположенные по разные стороны от центра масс двойной системы, при орбитальном обращении движутся в разных направлениях, что приводит к сильному искажению профиля линии в спектре звезды и соответственно к искажению кривой лучевых скоростей. Поэтому учёт реальной фигуры оптической звезды при анализе кривых лучевых скоростей рентгеновских двойных систем представляет собой важную задачу для корректного определения масс релятивистских объектов.

В нашей группе развиты методы интерпретации кривых блеска, профилей линий спектра и кривых лучевых скоростей рентгеновских двойных систем с учётом приливно-вращательной деформации оптической звезды, её прогрева рентгеновским излучением аккрецирующего релятивистского объекта, а также с учётом наличия вокруг последнего аккреционного диска [20–22] (рис. 1). При расчёте локальных профилей линий в спектре оптической звезды используются методы и результаты анализа спектров звёздных атмосфер, развитые Н.А. Сахибуллиным [23]. Поверхность звезды разбивается на несколько тысяч элементарных площадок. От каждой площадки посредством решения уравнения

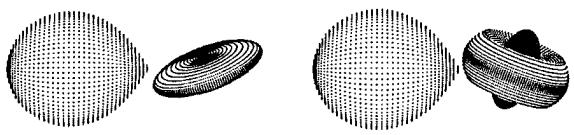


Рис. 1. Математические модели рентгеновской двойной системы с прецессирующим аккреционным диском вокруг релятивистского объекта.

переноса излучения с ненулевыми внешними граничными условиями вычисляется интенсивность исходящего излучения как функция длины волны, идущей по направлению к земному наблюдателю; затем учитываются доплеровские сдвиги локальных профилей линий и взаимные затмения компонентов. Суммирование вклада всех площадок, которые видны наблюдателю, позволяет вычислить теоретическую кривую блеска от звезды сложной формы, интегральные профили линий поглощения в её спектре и соответственно теоретическую кривую лучевых скоростей (рис. 2). Вследствие того что оптическая звезда в рентгеновской двойной системе имеет грушевидную форму со сложным распределением температуры по поверхности, профили линий в её спектре заметно изменяются с изменением фазы орбитального периода, что приводит к искажению кривой лучевых скоростей по сравнению с таковой в модели двух точечных масс. Именно такая, искажённая, теоретическая кривая лучевых скоростей должна сравниваться с данными наблюдений при определении массы ЧД в рентгеновской двойной системе (см. рис. 2).

Использование более реалистичной модели рентгеновской двойной системы и современных статистических критериев для обоснования адекватности модели наблюдательным данным [24] позволяет получать наиболее надёжные значения параметров и их доверительных интервалов (ошибок).

Приведём несколько примеров эффективного использования нашей методики. Нами было показано [25], что массы рентгеновских пульсаров в двойных системах со спутниками — ОВ-сверхгигантами, определённые в рамках простейшей модели системы как системы двух точечных масс, занижены на 5–10 %. Этот результат имеет значение для уточнения уравнения состояния нейтронного вещества.

Из анализа высокоточной кривой лучевых скоростей рентгеновской двойной системы Cyg X-1, объединяющей данные наблюдений за 502 ночи, нам удалось оценить наклонение орбиты системы: $i < 45^\circ$, и дать независимую оценку массы ЧД: $M_x = (8,5 - 13,6) M_\odot$ [26].

Учёт сильного рентгеновского прогрева оптической звезды в рентгеновской двойной системе 2S0921-63 позволил существенно уменьшить значение массы релятивистского объекта и показать, что этот объект является НЗ, а не маломассивной ЧД [27].

Отметим, что профили линий поглощения в оптических спектрах рентгеновских двойных систем вычисляются в нашей модели как в согласии с гипотезой о локальном термодинамическом равновесии, так и при отказе от этой гипотезы, когда для построения соответствующей функции источников решается система уравнений стационарности для населённостей нескольких сотен уровней энергии атомов и ионов.

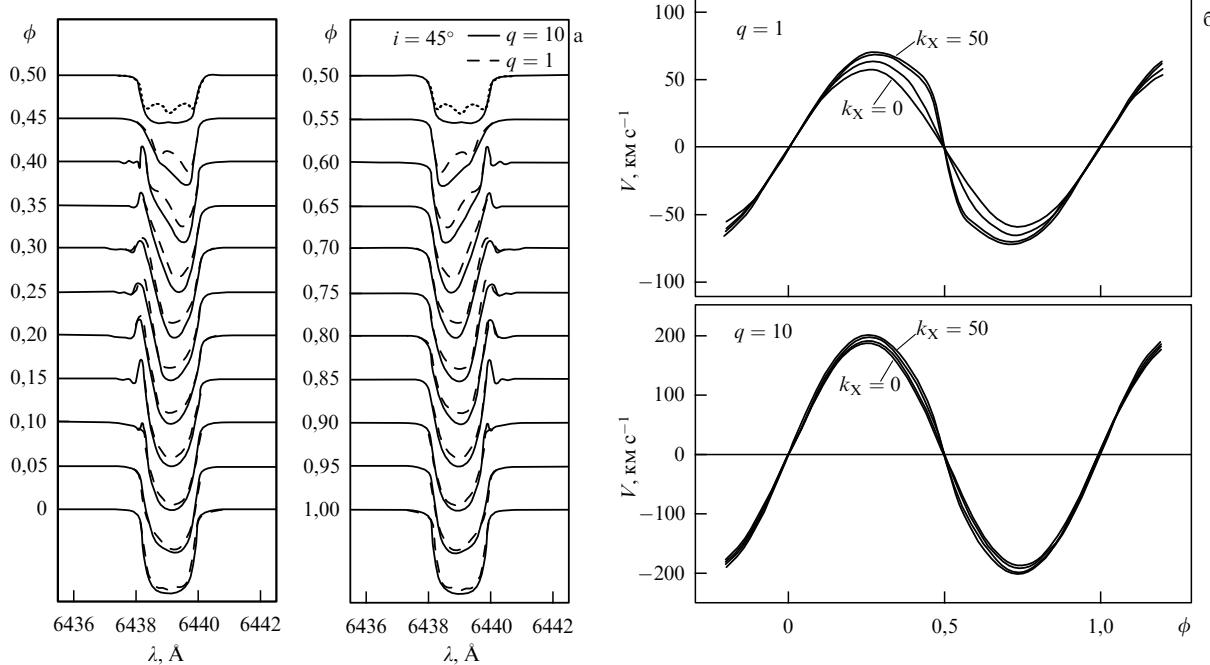


Рис. 2. (а) Изменение формы профиля линии поглощения CaI в оптическом спектре рентгеновской двойной системы при изменении фазы орбитального периода ϕ , вызванное приливной деформацией звезды и влиянием прогрева её поверхности рентгеновским излучением аккрецирующего релятивистского объекта. Для удобства сравнения профилей устраниены доплеровские смещения линий, обусловленные орбитальным обращением. (б) Соответствующие кривые лучевых скоростей для различных значений отношения масс компонентов q и параметра рентгеновского прогрева k_x . Орбита системы круговая.

4. Массы чёрных дыр в рентгеновских двойных системах

За прошедшие четыре десятилетия благодаря интенсивным исследованиям коллективов российских и зарубежных учёных как в рентгеновском, так и в оптическом диапазонах спектра накоплены ценные данные о массах большого числа ЧД и НЗ. Родилась новая область астрофизики — демография ЧД, изучающая рождение, рост ЧД и связь этих экстремальных объектов с другими объектами Вселенной: звёздами, галактиками и т.п. (см., например, обзор [15]).

К настоящему времени измерены массы 24 звёздных ЧД, а также массы около 50 НЗ в двойных системах (рис. 3).

Массы НЗ лежат в пределах интервала $(1-2) M_\odot$, средняя масса НЗ составляет $\sim 1.4 M_\odot$. Все эти 50 объектов показывают явные признаки наблюдаемой поверхности: являются либо радиопульсарами, либо рентгеновскими пульсарами, либо рентгеновскими барстераами I типа. Напомним, что феномен радиопульсара связан с быстрым осевым вращением НЗ (период от 1 до 10^{-3} с) и сильным магнитным полем ($\sim 10^{12}$ Гс) НЗ, "привязанным" к её поверхности. Феномен рентгеновского пульсара отражает наличие горячих рентгеновских областей (ударных волн) вблизи магнитных полюсов быстро вращающейся сильнонамагниченной НЗ, а феномен рентгеновского барстера I типа обусловлен термоядерными взрывами вещества, накопленного в процессе акреции на поверхности НЗ со слабым магнитным полем. Феномены рентгеновского пульсара, рентгеновского барстера I типа, а также радиопульсара были бы невозможны, если бы НЗ не обладали наблюдаемой поверхностью. Подчеркнём, что быстрое осевое вращение и сильное магнитное поле — это естественные

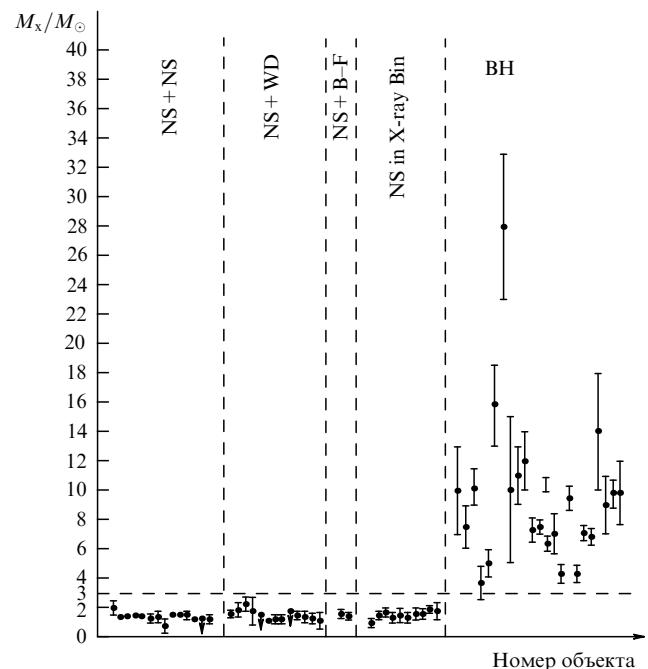


Рис. 3. Измеренные массы нейтронных звёзд (NS) и чёрных дыр (BH) в двойных системах. NS + NS — радиопульсар в паре с нейтронной звездой, NS + WD — радиопульсар в паре с белым карликом, NS + B-F — радиопульсар в паре с невырожденной звездой спектрального класса B-F, NS in X-ray Bin — рентгеновский пульсар в двойной системе. Штриховая горизонтальная прямая отсекает значение $3 M_\odot$ — абсолютный верхний предел массы нейтронной звезды, предсказываемый ОТО.

следствия сжатия ядра звезды в конце эволюции до очень малых размеров компактного релятивистского объекта (~ 10 км).

Таким образом, во всех случаях, в которых компактный объект проявляет признаки наблюдаемой поверхности (феномен радиопульсара, рентгеновского пульсара или рентгеновского барстера I типа), его измеренная масса не превышает $3M_{\odot}$, что находится в полном согласии с предсказаниями ОТО (!). Напомним, что число измеренных масс в данном случае весьма велико — достигает полусяти.

Массы 24 ЧД лежат в пределах $(4-25) M_{\odot}$. Средняя масса ЧД составляет $\sim 9M_{\odot}$. Согласно предсказанию ОТО, у ЧД не должно быть наблюдаемой поверхности, она имеет лишь горизонт событий — световую поверхность в пространстве-времени. Поэтому, согласно ОТО, ЧД не должна проявлять свойства радиопульсара, рентгеновского пульсара или рентгеновского барстера I типа (могут наблюдаться рентгеновские барстеры II типа, которые связаны с неустойчивостями во внутренних частях аккреционного диска, — их легко отличить от барстеров I типа). Именно так и обстоят дела с изученными 24 ЧД: ни один из этих массивных ($M > 3M_{\odot}$) компактных объектов не является ни радиопульсаром, ни рентгеновским пульсаром, ни рентгеновским барстером I типа (!). Эти массивные ($M > 3M_{\odot}$) компактные объекты — кандидаты в ЧД — демонстрируют лишь иррегулярную или квазипериодическую (но не строго периодическую) переменность рентгеновского излучения на временах от $\sim 0,1$ до $\sim 0,001$ с, что, как отмечалось, позволяет оценить характерные размеры этих объектов. В модели колебаний внутренних частей аккреционного диска или орбитального движения горячих пятен удается показать, что столь быстрая рентгеновская переменность известных кандидатов в ЧД обусловлена их очень малыми размерами, которые не превышают нескольких гравитационных радиусов r_g .

Таким образом, по мере накопления сведений о массах релятивистских объектов выкристаллизовывается замечательный результат: НЗ и ЧД различаются не только по массе, но и по наблюдательным проявлениям, в полном количественном согласии с ОТО; вблизи теоретически предсказанного значения $3M_{\odot}$ (верхний предел массы НЗ) наблюдается разрыв в наблюдательных проявлениях релятивистских объектов. Объекты с массами, большими $3M_{\odot}$ (ЧД), не выказывают явных признаков наблюдаемой поверхности; в то же время если компактный объект проявляет явные признаки наблюдаемой поверхности, то его измеренная масса не превышает $3M_{\odot}$.

Следует, однако, иметь в виду, что некоторые НЗ могут и не проявлять признаков наблюдаемой поверхности. Например, феномен радиопульсара или рентгеновского пульсара может не наблюдаться из-за "неудачной" ориентации оси магнитного диполя относительно наблюдателя или в том случае, когда ось вращения НЗ совпадает с осью магнитного диполя. Поэтому отмеченные выше различия в ярких наблюдательных проявлениях НЗ и ЧД являются лишь необходимым, но не достаточным критерием того, что изученные 24 кандидата в ЧД представляют собой реальные ЧД. Тем не менее большое число изученных объектов (24 объекта) вселяет в нас уверенность в том, что ЧД звездных масс действительно существуют. Эта уверенность будет возрастать по мере накопления новых наблюдательных данных о массах релятивистских объектов в двойных системах. В последнее время в связи с пуском в строй

новых крупных 8–10-метровых оптических телескопов появилась возможность изучать рентгеновские двойные системы в других галактиках, что может привести к значительному возрастанию числа НЗ и ЧД с измеренными массами.

Отметим, что, помимо описанных ярких различий в наблюдательных проявлениях НЗ и ЧД, имеются и более тонкие различия между ними, связанные с формой их рентгеновских спектров и характером изменения во времени интенсивности рентгеновского излучения (см., например, [15]). Эти тонкие различия также свидетельствуют о том, что НЗ, в отличие от ЧД, имеют наблюдаемые поверхности.

5. Демография звёздных чёрных дыр

Опишем ряд результатов демографических исследований ЧД звёздных масс.

Как оказалось, нет зависимости масс релятивистских объектов от масс их спутников в двойных системах: и НЗ, и ЧД встречаются в двойных системах, имеющих спутники как с большими, так и с малыми массами. Также отсутствует зависимость между массой ЧД и массой спутника в двойной системе. В этом смысле тесные двойные системы с НЗ и ЧД подобны классическим тесным двойным системам, в которых, как неоднократно подчёркивалось Д.Я. Мартыновым, встречаются любые комбинации компонентов [28].

Выясняются также интересные особенности распределения НЗ и ЧД по массам [29, 30]. Во-первых, число изученных звёздных ЧД не возрастает с уменьшением массы ЧД (рис. 4). Это кажется удивительным, поскольку распределение масс звёзд в Галактике таково, что численность звёзд сильно (как M^{-5}) возрастает с уменьше-

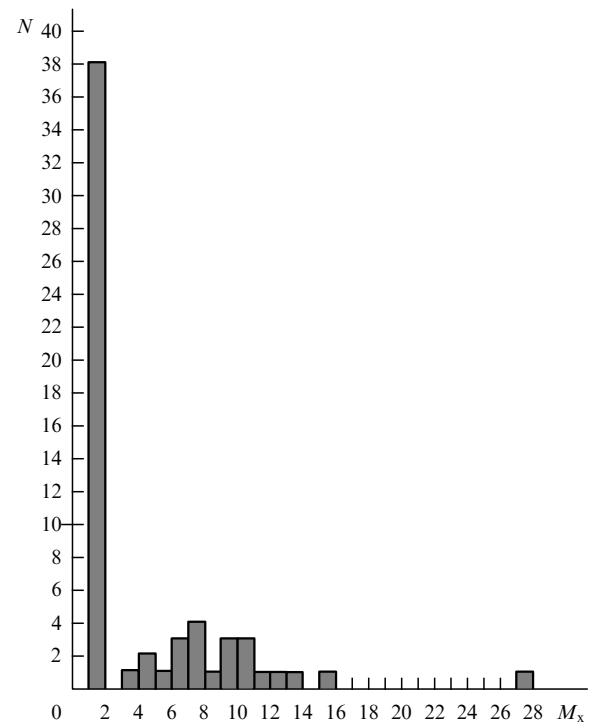


Рис. 4. Гистограмма распределения масс нейтронных звёзд и чёрных дыр в двойных системах. Высокий пик в левой части рисунка соответствует нейтронным звёздам.

нием массы звезды. Поскольку звёздные ЧД образуются при коллапсах железных ядер массивных ($M > 30M_{\odot}$) звёзд, казалось бы, число звёздных ЧД должно резко возрастать в сторону меньших масс, но этого не наблюдается. Можно показать [15], что этот необычный факт не связан с эффектами наблюдательной селекции. Во-вторых, намечается провал в распределении масс НЗ и ЧД в диапазоне масс от $2M_{\odot}$ до $4M_{\odot}$. В этом интервале масс число открытых НЗ и ЧД близко к нулю, что также, по-видимому, не связано с эффектами наблюдательной селекции [15]. Если вывод о наличии провала в распределении масс НЗ и ЧД в интервале $(2-4)M_{\odot}$ будет подтверждён дальнейшими наблюдениями, то он потребует серьёзной теоретической интерпретации.

В связи с этим стоит упомянуть об одной интересной возможности объяснения необычного распределения звёздных ЧД по массам. В работе [31] выдвинута гипотеза о том, что плоское распределение звёздных ЧД по массам и провал в этом распределении в области $(2-4)M_{\odot}$ могут быть связаны с усиленным квантовым испарением ЧД, которое следует из ряда многомерных моделей гравитации (см., например, [32]). В этих моделях гравитации время квантового испарения ЧД τ много меньше хоукингского [33] и оно может быть оценено по формуле

$$\tau \sim 1,2 \times 10^2 \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^3 \left(\frac{1 \text{ мм}}{L} \right)^3, \quad (4)$$

где M — масса ЧД, L — характерный масштаб дополнительного (четвёртого) пространственного измерения. При средней массе ЧД $\sim 9M_{\odot}$ и ожидаемом верхнем пределе величины L в несколько сотых долей миллиметра время квантового испарения составляет $\sim 10^8$ лет, что много меньше возраста Вселенной и сравнимо со временем ядерной эволюции звёзд. Поскольку темп квантового испарения резко возрастает с уменьшением массы ЧД, можно предполагать, что наблюдаемый дефицит маломассивных ЧД связан с тем, что многие ЧД с малыми массами успели испариться в течение времени жизни Вселенной. Замечательно то, что в этой модели известная величина наблюдаемого среднего значения массы звёздной ЧД $9M_{\odot}$ позволяет наложить ограничение на значение параметра L , которое согласуется с ограничениями, следующими из результатов лабораторных физических экспериментов [34].

Более того, если характерное время испарения звёздных ЧД меньше возраста Вселенной ($\sim 1,4 \times 10^{10}$ лет), то уменьшение массы ЧД в рентгеновской двойной системе должно приводить к наблюдаемому изменению её орбитального периода. Поиски таких изменений орбитальных периодов рентгеновских двойных систем ведутся (в том числе и нашей группой). В результате таких исследований уже удалось получить ограничение сверху на характерный масштаб дополнительного пространственного измерения: $L < 0,1$ мм [35]. Дальнейшее накопление данных по наблюдениям изменений периодов рентгеновских двойных систем позволит значительно улучшить эту оценку.

Существуют и другие, менее экзотические, объяснения аномального распределения звёздных ЧД по массе, связанные с учётом потери массы массивными звёздами в виде звёздного ветра [29], а также с особенностями поздних стадий эволюции массивных звёзд [36, 37].

Отметим, что существование провала в наблюдаемом распределении масс релятивистских объектов в диапазоне $(2-4)M_{\odot}$ (предположение о котором было высказано в работах [38, 39]) недавно было подтверждено строгим статистическим анализом новейших наблюдательных данных по массам ЧД в рентгеновских двойных системах [40].

В последние годы всё более утверждается точка зрения, что коллапсы углеродно-кислородных ядер звёзд Вольфа–Райе с быстрым осевым вращением, приводящие к образованию предельно быстро врачающихся (керровских) ЧД в разных галактиках, могут быть источниками знаменитых и пока загадочных космических гамма-всплесков, при которых за несколько секунд в гамма-диапазоне выделяется гигантская энергия, сравнимая с энергией, выделяемой при аннигиляции целой солнечной массы. Как было отмечено в работе [41], орбитальное движение близкого спутника в очень тесной двойной системе благодаря приливному механизму поддерживает быстрое осевое вращение звезды — предшественника керровской ЧД, несмотря на значительную потерю углового момента вращения звезды при сбросе её оболочки во время взрыва сверхновой. Таким образом, есть основания предполагать, что, наблюдая космические гамма-всплески, мы непосредственно "видим" процесс формирования звёздных ЧД в очень тесных двойных системах.

В рентгеновских двойных системах с ЧД наблюдаются два типа квазипериодических (но не строго периодических) осцилляций (quasi-periodic oscillation, QPO) интенсивности рентгеновского излучения: низкочастотные QPO (LFQPO) с частотами $\sim 0,1-30$ Гц и высокочастотные QPO (HFQPO), частоты которых лежат в диапазоне $40-450$ Гц (см., например, [42–44]). Низкочастотные QPO могут наблюдаваться в течение нескольких дней и даже месяцев. Например, у системы с ЧД GRS 1915+105 QPO с частотой $2,0-4,5$ Гц наблюдались в течение 6 месяцев в 1996–1997 гг. Кроме того, у этой системы наблюдались также высокочастотные QPO с частотами 41 и 67 Гц, а также с частотами 113 и 168 Гц.

Попытки связать низкочастотные QPO с геометрическими и физическими характеристиками аккрецирующей плазмы встречаются с трудностями, поскольку LFQPO соответствуют частотам, которые много меньше частот, присущих орбитам во внутренних частях аккреционного диска. Например, для ЧД с массой $10M_{\odot}$ орбитальная частота 3 Гц соответствует радиусу диска в $100r_g$, в то время как предполагаемый радиус области максимального энерговыделения в рентгеновском диапазоне лежит в пределах $(1-10)r_g$, в зависимости от параметра вращения ЧД. Многочисленные модели LFQPO трактуют этот феномен в рамках различных механизмов осцилляций диска или его структур (см., например, [45]).

Высокочастотные QPO имеют прямое отношение к процессам, происходящим вблизи радиуса последней устойчивой орбиты вокруг ЧД, ввиду того что орбитальная частота на последней устойчивой орбите равна $220 \text{ Гц} \times (M/10M_{\odot})^{-1}$ для шварцшильдовской ЧД и $1615 \text{ Гц} \times (M/10M_{\odot})^{-1}$ для керровской ЧД [44]. Примечательно, что в ряде случаев высокочастотные QPO появляются парами с частотами в отношении 3:2. Примеры таких систем: GRO J1655-40 (300, 450 Гц), XTE J1550-564 (184, 276 Гц), GRS 1915+105 (113, 168 Гц), H1743-322 (165, 241 Гц). В системе

GRS 1915+105 наблюдается вторая пара высокочастотных QPO (41, 67 Гц), частоты которых не находятся в отношении 3:2.

Соотношение 3:2 в высокочастотных QPO является свидетельством того, что HFQPO обусловлены некоторыми резонансными явлениями в осцилляциях внутренних частей аккреционного диска, описываемыми в рамках ОТО (см., например, [46–48]). Как отмечено в работе [43], намечается связь между частотой HFQPO и массой ЧД в рентгеновских двойных системах:

$$f_0 \simeq 931 \left(\frac{M_{\text{ВН}}}{M_{\odot}} \right)^{-1} \text{Гц},$$

где f_0 — фундаментальная частота пары частот, так что наблюдаемые частоты равны $2f_0$ и f_0 .

В последние годы между рентгеновскими двойными системами с ЧД и ядрами галактик было установлено близкое подобие [49]. В частности, для сверхмассивных и звёздных ЧД была открыта статистическая зависимость, называемая фундаментальной плоскостью [50]:

$$\lg L_R = (0,60^{+0,11}_{-0,11}) \lg L_X + (0,78^{+0,11}_{-0,09}) \lg M_{\text{ВН}} + 7,33^{+4,05}_{-4,07},$$

где L_R — радиосветимость (обусловленная в основном радиоизлучением джета), L_X — рентгеновская светимость (главным образом светимость аккреционного диска), $M_{\text{ВН}}$ — масса ЧД (как сверхмассивной, так и звёздной).

Также установлено, что переменность активных галактических ядер подобна переменности аккрецирующих звёздных ЧД в двойных системах, если эту переменность нормировать в зависимости от массы ЧД и темпа акреции [49]. Известно, что рентгеновская переменность активных галактических ядер и ЧД в двойных системах может быть описана плотностью спектра мощности переменности $P(v)$, где v — частота ($1/v$ — характерное время). Функция $P(v)$ на больших характерных временах может быть описана степенным законом: $P(v) \sim v^{-\alpha}$, где $\alpha \approx 1$. Этот степенной спектр испытывает излом на меньших характерных временах, принимая вид $P(v) \sim v^{-\alpha}$, где $\alpha \geq 2$. Соответствующая частота излома спектра обозначается как v_B , а характерное время излома спектра — как $T_B = 1/v_B$. Тогда, если T_B и L_{bol} (светимость, характеризующая темп акреции) определены из наблюдений, масса чёрной дыры $M_{\text{ВН}}$ может быть оценена из соотношения

$$\lg T_B = 2,1 \lg M_{\text{ВН}} - 0,981 \lg L_{\text{bol}} - 2,32.$$

Подчеркнём, что эта статистическая связь справедлива как для звёздных ЧД, так и для сверхмассивных ЧД в ядрах галактик. Чёрные дыры в двойных системах, находящиеся в режиме акреции, показывают апериодическую переменность рентгеновского излучения на временах от нескольких суток до $10^{-2} - 10^{-3}$ с. Подобная переменность наблюдается и в излучении сверхмассивных ЧД, но на более длительных временах — от нескольких лет до нескольких месяцев и недель.

Таковы основные наблюдательные особенности демографии звёздных ЧД. Оценки, сделанные на основе описанных наблюдательных данных (с учётом эффектов наблюдательной селекции), показывают, что полное число звёздных ЧД в нашей Галактике должно состав-

лять $\sim 10^7$. При средней массе ЧД $(9-10) M_{\odot}$ полная масса, заключённая в звёздных ЧД, составляет $\sim 10^8 M_{\odot}$, или около 0,1 % от массы видимого барионного вещества нашей Галактики, заключённого в звёздах, газе и пыли. Отметим также, что полная масса звёздных ЧД в Галактике более чем на порядок (в ~ 25 раз) превышает массу сверхмассивной ЧД ($4,3 \times 10^6 M_{\odot}$), расположенной в галактическом центре [51].

6. Заключение

За прошедшие 40 лет достигнут большой прогресс в решении проблемы поиска и исследования звёздных ЧД в рентгеновских двойных системах. Этот прогресс обусловлен мощью наземных оптических телескопов и уникальными возможностями, предоставляемыми космическими наблюдениями в рентгеновском диапазоне спектра.

Открыты несколько десятков массивных и чрезвычайно компактных объектов, наблюдаемые свойства которых очень похожи на свойства ЧД, предсказываемые ОТО А. Эйнштейна. Весь комплекс наблюдательных данных по этим многочисленным массивным и компактным объектам прекрасно согласуется с предсказаниями ОТО. Это, как однажды удачно выразился В.Л. Гинзбург, укрепляет нашу уверенность в существовании ЧД во Вселенной.

Список литературы

1. Зельдович Я Б, Новиков И Д *Теория тяготения и эволюция звезд* (М.: Наука, 1971)
2. Новиков И Д, Фролов В П *Физика чёрных дыр* (М.: Наука, 1986) [Novikov I D, Frolov V P *Physics of Black Holes* (Dordrecht: Kluwer Acad., 1989)]
3. Новиков И Д, Фролов В П УФН **171** 307 (2001) [Novikov I D, Frolov V P *Phys. Usp.* **44** 291 (2001)]
4. Зельдович Я Б ДАН СССР **155** 67 (1964) [Zel'dovich Ya B Sov. Phys. Dokl. **9** 195 (1964)]
5. Salpeter E E *Astrophys. J.* **140** 796 (1964)
6. Shakura N I, Sunyaev R A *Astron. Astrophys.* **24** 337 (1973)
7. Pringle J E, Rees M J *Astron. Astrophys.* **21** 1 (1972)
8. Novikov I D, Thorne K S, in *Black Holes* (Eds C DeWitt, B S DeWitt) (New York: Gordon and Breach, 1973) p. 343
9. Giacconi R et al. *Astrophys. J.* **167** L67 (1971)
10. Курочкин Н Е *Переменные звезды*. Бюлл. **18** 425 (1972)
11. Cherepashchuk A M et al. *Inform. Bull. Var. Stars* **720** 1 (1972)
12. Bahcall J N, Bahcall N A *Astrophys. J.* **178** L1 (1972)
13. Лютий В М, Сюняев Р А, Черепашук А М *Астрон. журн.* **50** 3 (1973) [Lyutyi V M, Syunyaev R A, Cherepashchuk A M Sov. Astron. **17** 1 (1973)]
14. Webster N L, Murdin P *Nature* **235** 37 (1972)
15. Черепашук А М УФН **173** 345 (2003) [Cherepashchuk A M *Phys. Usp.* **46** 335 (2003)]
16. Charles P A, in *Black Holes in Binaries and Galactic Nuclei: Diagnostics, Demography and Formation* (Eds L Kaper, E P J van den Heuvel, P A Woudt) (Berlin: Springer-Verlag, 2001) p. 27
17. Cherepashchuk A M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **194** 761 (1981)
18. Margon B *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **22** 507 (1984)
19. Cherepashchuk A M et al. *Highly Evolved Close Binary Stars Vol. 1 Catalogue* (Amsterdam: Gordon and Breach, 1996)
20. Антохина Э А, Черепашук А М *Астрон. журн.* **71** 420 (1994) [Antokhina E A, Cherepashchuk A M *Astron. Rep.* **38** 367 (1994)]
21. Антохина Э А, Черепашук А М, Шиманский В В *Астрон. журн.* **82** 131 (2005) [Antokhina E A, Cherepashchuk A M, Shimanskii V V *Astron. Rep.* **49** 109 (2005)]
22. Cherepashchuk A M *Astrophys. Space Sci.* **304** 263 (2006)
23. Сахибуллин Н А *Методы моделирования в астрофизике. I. Звездные атмосферы* (Казань: Фэн, 1997)

24. Гончарский А В, Романов С Ю, Черепашук А М *Конечно-параллельные обратные задачи астрофизики* (М.: Изд-во МГУ, 1991)
25. Абубекеров М К, Антохина Э А, Черепашук А М *Астрон. журн.* **81** 108 (2004) [Abubekerov M K, Antokhina E A, Cherepashchuk A M *Astron. Rep.* **48** 89 (2004)]
26. Абубекеров М К, Антохина Э А, Черепашук А М *Астрон. журн.* **81** 606 (2004) [Abubekerov M K, Antokhina E A, Cherepashchuk A M *Astron. Rep.* **48** 550 (2004)]
27. Абубекеров М К и др. *Астрон. журн.* **83** 602 (2006) [Abubekerov M K et al. *Astron. Rep.* **50** 544 (2006)]
28. Мартынов Д Я УФН **108** 701 (1972) [Martynov D Ya Sov. Phys. Usp. **15** 365 (1972)]
29. Черепашук А М *Астрон. журн.* **78** 145 (2001) [Cherepashchuk A M *Astron. Rep.* **45** 120 (2001)]
30. Черепашук А М УФН **172** 959 (2002) [Cherepashchuk A M *Phys. Usp.* **45** 896 (2002)]
31. Постнов К А, Черепашук А М *Астрон. журн.* **80** 1075 (2003) [Postnov K A, Cherepashchuk A M *Astron. Rep.* **47** 989 (2003)]
32. Randall L, Sundrum R *Phys. Rev. Lett.* **83** 4690 (1999)
33. Hawking S W *Nature* **248** 30 (1974)
34. Long J C, Price J C *C.R. Physique* **4** 337 (2003)
35. Johannsen T, Psaltis D, McClintock J E *Astrophys. J.* **691** 997 (2009)
36. Постнов К А, Прохоров М Е *Астрон. журн.* **78** 1025 (2001) [Postnov K A, Prokhorov M E *Astron. Rep.* **45** 899 (2001)]
37. Fryer C L, Kalogera V *Astrophys. J.* **554** 548 (2001)
38. Bailyn C D et al. *Astrophys. J.* **499** 367 (1998)
39. Черепашук А М, в сб. *Современные проблемы звездной эволюции. Труды междунар. конф. "Проблемы звездной эволюции", посвященный 80-летию А.Г. Масевича, Звенигород, 13–15 октября 1998 г.* (Под ред. Д З Вибе) (М.: ГЕОС, 1998) с. 198
40. Ozel F et al. *Astrophys. J.* **725** 1918 (2010)
41. Тутуков А В, Черепашук А М *Астрон. журн.* **81** 43 (2004) [Tutukov A V, Cherepashchuk A M *Astron. Rep.* **48** 39 (2004)]
42. McClintock J E, Remillard R A, astro-ph/0306213
43. Remillard R A, McClintock J E *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **44** 49 (2006)
44. McClintock J E, in *Short-Period Binary Stars: Observations, Analyses, and Results* (Eds E F Milone, D A Leahy, D W Hobill) (Berlin: Springer, 2008) p. 3
45. Titarchuk L, Oscherovich V *Astrophys. J. Lett.* **542** L111 (2000)
46. Abramowicz M A, Kluzniak W *Astron. Astrophys.* **374** L19 (2001)
47. Török G et al. *Astron. Astrophys.* **436** 1 (2005)
48. Kato Y *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **56** 931 (2004)
49. McHardy I M et al. *Nature* **444** 730 (2006)
50. Merloni A, Heinz S, Di Matteo T *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **345** 1057 (2003)
51. Gillessen S et al. *Astrophys. J. Lett.* **707** L114 (2009)

угрозе опасных столкновений достаточно крупных космических тел (астероидов и комет) с Землёй. За последние полтора десятилетия только на русском языке по этой тематике опубликовано несколько сотен научных работ и семь монографий. Довольно полный современный обзор по данному вопросу можно найти в недавней монографии [1], в которой впервые в отечественной литературе всесторонне и подробно рассмотрены все аспекты проблемы АКО.

При столкновении с телом размером 50 м при характерной скорости столкновения 20 км s^{-1} (как в Тунгусской катастрофе) выделяется энергия около 10 Мт в тротиловом эквиваленте, что вызовет последствия, определяемые как локальная катастрофа. Площадь тотального поражения при столкновении с Тунгусским телом составила около 2000 км². Соответственно столкновение с 300-метровым астероидом (например, астероидом Апофис) привело бы к взрыву, превышающему по разрушительному воздействию весь взрывной арсенал человечества. Результатом такого столкновения было бы тотальное поражение на площадях во многие десятки тысяч квадратных километров (региональная катастрофа) с тяжёлыми последствиями, ощущимыми на континентальных масштабах. При падении тел размером примерно более чем 1 км последствия будут иметь глобальный характер.

Опасные столкновения с малыми телами Солнечной системы относительно редки. В таблице 1 приведены оценки средней частоты столкновений с Землёй малых тел Солнечной системы (пылинок, метеороидов, астероидов и комет) и качественно представлены результаты столкновения.

Тела с очень малыми размерами входят в атмосферу Земли практически непрерывным потоком, не оказывая на нашу жизнь сколько-нибудь заметного влияния. Эффектные явления входа, разрушения в атмосфере и выпадения на поверхность планеты более крупных тел метрового размера также не создают серьёзных проблем. Для простейшего анализа полезно выделить следующие зависимости от размера D : энергия тела $E \propto D^3$, частота падения на Землю $f \propto D^{-2}$ (см. [2]). В первом приближении можно считать, что средняя энергия (разрушения) e , выделяемая в единицу времени на Земле вследствие столкновения с телами размером D , пропорциональна D . Это означает, что на большом интервале времени крупные тела несут большую энергию e , чем тела меньшего размера, т.е. представляют собой более высокую усреднённую степень угрозы (см. об усреднённом и конкретном риске в разделе 3). С другой стороны, падения тел размером более 1 км настолько редки (по шкале времени существования рода *homo sapiens*), что несмотря на чудовищные последствия, вызываемые ими, представляют собой главным образом предмет исследований для экспертов по геофизической и биологической истории Земли. Поэтому с практической точки зрения наибольшего внимания заслуживают столкновения с телами размером от 30–50 м до 0,5–1 км.

Характеризуя угрозу АКО, выделим следующее:

- для АКО практически нет верхнего предела опасного воздействия;
- как показывают оценки, усреднённый уровень угрозы мал (например, вероятность погибнуть от столкновения с астероидом или кометой для жителя Земли оценена в [3] как сравнимая с вероятностью гибели в

PACS numbers: 89.60.Gg, 96.30.Cw, 96.30.Ys
DOI: 10.3367/UFNr.0181.201110e.1104

Астероидно-кометная опасность: о роли физических наук в решении проблемы

Б.М. Шустов

1. Введение

С начала 1990-х годов в России и вообще в мире заметно возросло внимание учёных, технических специалистов, политиков, военных и самой широкой общественности к проблеме астероидно-кометной опасности (АКО), т.е.

Б.М. Шустов. Институт астрономии РАН, Москва, РФ
E-mail: bshustov@inasan.ru

Таблица 1. Средняя частота и результаты столкновений малых тел с Землёй

Объект	Размер D	Характерный промежуток времени между столкновениями	Размер кратера, км	Результат столкновения с Землёй
Пылинка	$D < 0,1$ см	Практически непрерывно		Сгорает в атмосфере или выпадает на планету
Метеороид	$0,1 \text{ см} < D < 1 \text{ м}$			Сгорает в атмосфере
	$1 \text{ м} < D < 20-30 \text{ м}$	Несколько месяцев		Долетает до Земли с малой скоростью либо разрушается и полностью сгорает
	$D > 30 \text{ м}$	Около 300 лет	Нет	Воздушный взрыв, например Тунгусское событие
Астероид или комета	$D > 100 \text{ м}$	Несколько тысяч лет	> 2	Поверхностный взрыв, например Аризонский кратер
				Локальная катастрофа
	$D > 1 \text{ км}$	Более 500 тыс. лет	> 2	Глобальная катастрофа
	$D \approx 10 \text{ км}$	100 млн лет	200	Конец цивилизации

авиакатастрофе), однако угроза конкретного события (столкновения) может оказаться главной не только для отдельной страны, но и для всего человечества;

- угроза имеет глобальный характер;
- глобальная угроза АКО, в отличие от всех остальных естественных космических угроз, может быть достаточно уверенно прогнозируема при условии, что будут решены задачи, обсуждаемые в разделах 2 и 3.

По своей структуре проблема АКО — комплексная. Выделяют её три основные составляющие.

1. Проблема обнаружения (выявления) всех опасных тел и определения их свойств и оценки риска.

2. Проблема противодействия и уменьшения ущерба.
3. Задачи кооперации в подходе к проблеме АКО.

В разделе 2 рассмотрены пути решения первоочередной задачи, стоящей перед наукой, — задачи обнаружения (выявления) всех опасных тел и определения их свойств. В разделе 3 обсуждаются способы оценки последствий столкновений и оценки общего риска. Поскольку даже в кратком сообщении трудно избежать освещения проблем противодействия и уменьшения ущерба, а также проблем организации работ в целом, в разделе 4 даны самые общие необходимые сведения по этим вопросам. В заключении (раздел 5) подчёркивается основной вывод — в решении проблемы АКО определяющую роль должны сыграть физические науки, прежде всего астрономия и геофизика.

2. Проблема обнаружения и детального изучения опасных тел

Для последующего изложения необходимо ввести некоторые определения. Под *объектами, сближающимися с Землей* (ОСЗ), понимают астероиды и кометы, орбиты которых характеризуются перигелийным расстоянием $q < 1,3$ а.е. Из их числа выделяют *потенциально опасные объекты* (ПОО) — тела, орбиты которых могут сближаться с орбитой Земли до минимального расстояния, не превышающего 7,5 млн км. Основанием для того, чтобы считать тела на орбитах, проходящих от Земли на

расстояниях менее 20 радиусов лунной орбиты, потенциально опасными, является то обстоятельство, что указанное расстояние — это характерный масштаб неопределенности орбиты малого тела (при прогнозировании примерно на сто лет вперёд) из-за неточных данных о параметрах движения тела в настоящую эпоху и несовершенства модели движения.

Обнаружение опасных тел и детальное изучение их свойств — первоочередная задача, стоящая перед исследователями, занимающимися поиском путей решения проблемы АКО.

В современной трактовке задача *обнаружения* должна рассматриваться как задача оперативного (по современным требованиям — не позднее чем за месяц до возможного столкновения) и достаточно полного (т.е. не ниже некоторого порога полноты, обычно 90 %) выявления опасных тел (размером от 50 м и более). Последующие регулярные наблюдения (*мониторинг*) как найденных в программах обнаружения, так и известных ранее опасных объектов должны обеспечить уточнение их орбит и максимально полное исследование их физических свойств. Тем самым появляется возможность более надёжно оценить вероятность и последствия столкновения и дать необходимую информацию, благодаря которой человечество могло бы заблаговременно принять соответствующие превентивные меры.

До середины 1990-х годов обнаружение опасных тел осуществлялось либо в рамках отдельных астрономических программ исследований астероидов и комет, либо случайно. Начиная с 1998 г. темп обнаружения ОСЗ резко возрос. Это связано с началом специальной программы "Космическая страж" (Spaceguard Survey), которая получила поддержку, в том числе финансовую, Конгресса США. При этом Национальное управление по аэронавтике и исследованию космического пространства (НАСА) США обязалось приложить усилия к тому, чтобы в течение 10 лет открыть не менее 90 % крупных, диаметром более 1 км, астероидов, сближающихся с Землей. Считается, что к концу 2009 г. эта задача была выполнена.

Таблица 2. Количество "неучтённых" потенциально опасных объектов

Размер тела, км	Оценка числа необнаруженных ПОО	Доля необнаруженных ПОО, %
> 1	< 40	< 20
> 0,140	$> 2 \times 10^4$	$\gtrsim 90$
> 0,05	$> 2 \times 10^5$	$\gtrsim 99$

По данным финансируемого НАСА Центра малых планет (Minor Planet Center) при Международном астрономическом союзе (<http://cfa-www.harvard.edu/cfa/mpc.html>), по состоянию на середину апреля 2011 г. всего было обнаружено около 8000 ОСЗ (подавляющее большинство которых обнаружено с помощью наблюдательных средств США и координируемой США сети). Основная часть ОСЗ — это астероиды, комет немного, но нужно учитывать, что кометы представляют собой самый сложный для прогнозирования их движения класс малых тел. По данным на конец июня 2011 г. количество ПОО составило 1237, включая 70 комет.

Пожалуй, главным является вопрос о полноте обнаружения ОСЗ. В таблице 2 приведены оценки количества "неучтённых" потенциально опасных объектов. По оценкам, число ПОО размером более 100 м достигает нескольких десятков тысяч, а число ПОО размером более 50 м — нескольких сотен тысяч. Эти оценки являются довольно неопределёнными, но в любом случае число необнаруженных объектов почти в сто раз превышает число известных ПОО. Менее всего мы информированы о телах, представляющих собой наибольшую угрозу!

В мире построено уже довольно много крупных астрономических телескопов, но они, к сожалению, не годятся для решения задач массового обнаружения ПОО. Для создания современной системы обнаружения необходимо создавать специальные инструменты. Оптимальные параметры и условия работы телескопов, предназначенных для обнаружения ОСЗ размером от 50–100 м, вполне определены:

- поле зрения инструмента не менее нескольких (желательно — десяти) квадратных градусов;
- проникающая способность не хуже 22-й звёздной величины при экспозициях не более нескольких десятков секунд, следовательно, апертура телескопа должна быть не менее 1–2 м. Для космических телескопов инфракрасного (ИК) диапазона она может быть меньше, так как астероиды большую часть поглощаемой ими солнечной энергии переизлучают в ИК-диапазоне (на длине волны 5–15 мкм);
- необходимость большого количества ясных ночей с хорошим качеством изображения (для наземных телескопов);
- наличие очень мощного компьютерного оборудования и математического обеспечения для получения оперативной информации о новых объектах в течение ночи и окончательной обработки до начала следующей ночи.

В настоящий момент в США осуществляется несколько проектов создания специализированных инструментов, пригодных для обнаружения опасных объектов. Среди них — проект Pan-STARRS (Panoramic Survey Telescope and Rapid Response System), предназначенный прежде всего для решения задач военно-воздушных сил

США, ответственных за контроль космического пространства.

Телескоп Pan-STARRS представляет собой систему из четырёх телескопов апертурой 1,8 м. Поле зрения каждого телескопа 3 градуса, ПЗС-приёмник (ПЗС — прибор с зарядовой связью) имеет огромные размеры — 1,4 млрд пикселей. За 60 с достигается 24-я звёздная величина. В режиме обзорного поиска эти телескопы будут способны покрыть всю доступную площадь неба трижды в течение месяца. Пока создан только первый (пробный) телескоп — PS1, и он уже работает [4]. Ещё более крупный, 8-метровый, телескоп LSST (The Large Synoptic Survey Telescope) является проектом уникальной системы "гражданского назначения", предназначенный для проведения обзоров неба [5] как в целях астрофизики и космологии, так и для поисков опасных тел. Система будет способна каждые 15 с осмотреть участок неба, в 50 раз превышающий по площади полную Луну, с регистрацией объектов до 24,5 звёздной величины. Цифровая камера телескопа будет иметь 3×10^9 пикселей, а полный объём информации, получаемый в течение одной ночи, будет эквивалентен объёму информации, занимающей 7000 DVD-дисков. Предполагается, что система будет введена в строй после 2015 г.

Радарные наблюдения астероидов очень ценные, поскольку позволяют получить не только очень точную информацию об орбитальном движении астероида, но и данные о его физических свойствах (размере, форме, составе поверхностных слоёв и т.д.). Радиолокация отдельных астероидов выполняется в основном в радиоастрономических обсерваториях Голдстоун и Аресибо (США) в количестве 10–15 объектов ежегодно [6]. Дальность действия радаров ограничена расстояниями, не превышающими 70 млн км.

В России современных инструментов для эффективного массового обнаружения обсуждаемых опасных тел пока нет, но работа в этом направлении ведётся. Наиболее перспективным представляется проект широкогольного телескопа АЗТ-33ВМ Института солнечно-земной физики СО РАН [7]. Параметры АЗТ-33ВМ лишь немногого уступают параметрам телескопов Pan-STARRS. При поле зрения около трёх градусов и диаметре главного зеркала 1,6 м этот телескоп будет способен обнаруживать объекты 24-й звёздной величины за двухминутную экспозицию.

И за рубежом, и в России разрабатываются системы космического базирования для обнаружения опасных тел. Такие системы имеют значительные преимущества перед наземными. Эти системы появятся в космосе уже в этом десятилетии (см. более подробное обсуждение в [1]).

Проблема использования существующих астрономических инструментов (сетей) для задач мониторинга опасных объектов является не только технической, сколько организационной. Пока ещё не создан организационный "интерфейс", позволяющий использовать эти инструменты (сети инструментов) в режиме службы, а решение задач обнаружения и мониторинга в проблеме АКО требует создания именно службы, т.е. регулярного и стандартизированного режима работы вовлечённых наблюдательных средств.

Обработка информации о наблюдённых положениях объектов, присвоение предварительных обозначений объектам, идентификация объектов, предварительное определение орбит и их последующее уточнение в

настоящее время полностью выполняются под контролем Центра малых планет (ЦМП) (США). ЦМП публикует информацию об объектах, для которых необходимы дополнительные наблюдения с целью подтверждения их открытия, уточнения орбит и других характеристик. Прогнозирование движения потенциально опасных объектов, поиск их тесных сближений с Землёй и получение оценки вероятности столкновений на протяжении ближайших десятилетий будут регулярно проводиться (и проводятся уже сейчас) в Лаборатории реактивного движения США и в Пизанском университете (Италия).

В России изучение движения ОСЗ проводится в ряде исследовательских центров, однако системная организация мероприятий по интеграции информационных ресурсов во всероссийском масштабе пока не развита. В качестве первоочередного шага необходимо создание национального информационно-аналитического центра сбора и обработки информации по проблеме АКО.

3. Проблема оценки риска

Оценка уровня угрозы (риска) — весьма важная составляющая проблемы АКО, поскольку недооценка риска может привести к тяжелейшим последствиям, а переоценка — к колоссальным материальным и социальным потерям.

Можно выделить понятия *усреднённого риска* и *риска конкретного столкновения*. Усреднённая степень угрозы рассчитывается на большой интервал времени, и, как мы видели выше, эта фоновая угроза не слишком значительна.

Степень угрозы (риска) определяется в первом приближении произведением вероятности столкновения и тяжести возможных последствий. Обе эти величины определяются с очень большими относительными ошибками. Тем не менее оценка риска должна быть сделана, причём своевременно и надёжно. Надёжная оценка степени риска конкретного события (столкновения) и своевременная выдача "сигнала тревоги" — это главный результат, который обязана дать наука, занимающаяся проблемой АКО. Здесь требуется весьма взвешенный научный подход, и ответственность науки перед обществом очень высока.

Несколько упрощая, можно сказать, что за надёжную оценку факторов, составляющих риск, отвечают фундаментальные науки: астрономия, в частности небесная механика, должна дать оценку вероятности конкретного события (столкновения), а геофизика и физика взрыва совместно с науками экономического и социального направлений отвечают за оценку последствий столкновений.

Для оценки риска, в основном в целях информирования общества, применяется Туинская шкала, которая напоминает принятую в ряде стран шкалу угроз государственного масштаба ("оранжевая", "красная" и т.д.). Более профессиональная Палермская шкала (введена в [8]) представляет собой десятичные логарифмы величин относительного риска R , определяемого как $R = P_i(f_B \times DT)$, где P_i — вероятность конкретного столкновения, DT — время в годах до ожидаемого события, f_B — количество столкновений в год с энергией не менее E (в мегатоннах тротилового эквивалента), определяемое как $f_B = 0,03 \times E^{-4/5}$. Пока не обнаружено объектов, имеющих тревожно высокий уровень риска, но это лишь

следствие неполноты наших знаний. Оценки риска как по Туинской, так и по Палермской шкалам являются весьма приближёнными. При конкретной угрозе столкновения расчёт риска всегда индивидуален.

Вычислить вероятность столкновения пока удаётся лишь с большими ошибками. Автор настоящей статьи проанализировал ряд работ по оценке вероятности столкновения в 2036 г. с астероидом Апофис. Разброс результатов, приведённых в различных статьях, составил пять (!) порядков величины. Очевидно, что для создания более надёжной (сертифицированной) методики астрономам придётся критически поработать как над согласованием применяемых математических методов, так и над описанием физических процессов, учитываемых в моделях движения.

Конечно, подходы классической небесной механики, прошедшие проверку в течение нескольких столетий, используются в полном объёме, но даже в этой области возможны очень существенные нововведения. Пример — сравнительно недавний астрономический "бум", связанный с массовым осознанием важности эффекта Ярковского и его модификации — эффекта YORP (Yarkovsky–O'Keefe–Radzievskii–Paddack) — для эволюции орбит астероидов [10]. Есть некоторый прогресс и в решении весьма сложной задачи расчёта орбит комет. Сложность этой задачи обусловлена множеством дополнительных плохо рассчитываемых негравитационных факторов. Например, нереально с высокой точностью рассчитать действие газовых потоков, исходящих из ядра испаряющейся кометы, на движение её ядра. Эти соображения относятся и к орбитам как короткопериодических, так и долгопериодических комет. Появление последних в настоящее время вообще практически непредсказуемо.

Долгопериодические кометы обнаруживаются в лучшем случае лишь за несколько месяцев или за год до их появления в окрестности Солнца. Типичный пример, приведённый в работе [11]: комета C/1983 H1 (IRAS–Araki–Alcock) с орбитальным периодом 963,22 года, открытая 27 апреля 1983 г., уже через две недели (11 мая 1983 г.) пролетела мимо Земли на расстоянии 0,0312 а.е. Кроме того, такие кометы имеют большую скорость относительно Земли, а их ядра могут распадаться на крупные фрагменты. Всё это существенно усложняет вопрос о противодействии их возможному падению на Землю.

Мы рассмотрели некоторые астрономические аспекты. Не менее важной составляющей хорошей методики оценки риска является и точная оценка последствий возможного столкновения. Такая оценка должна учитывать много конкретных обстоятельств: свойства данного тела, условия входа в атмосферу, вероятное место падения, дату и время события, рельеф дна и берегов (при падении астероида в море, сопровождающемся возникновением цунами) и ряд других важных обстоятельств экономического и социального плана. В монографии [12] подробно рассмотрены различные аспекты катастрофических последствий падения на Землю астероида или кометы. Однако отметим, что пока не существует общепринятых стандартов и методик проведения надёжных расчётов риска. Необходимость этой работы очевидна. Здесь особенно важно участие специалистов Министерства Российской Федерации по делам гражданской обороны, чрезвычайным ситуациям и ликвидации стихийных бедствий (МЧС), экспертов по методам

оценки рисков в катастрофах природного характера (см., например, [13]).

4. Другие аспекты проблемы астероидно-кометной опасности

Выбор метода противодействия падению космических тел на Землю зависит от размеров опасного тела и времени упреждения (времени, остающегося до столкновения). Методы можно разделить на две группы: уничтожение (дисперсия) угрожающего тела и отклонение (увод) его с угрожающей орбиты. Если время упреждения велико (не менее нескольких лет), то, по современным представлениям, наиболее целесообразным является увод тела с орбиты столкновения. Экспертами обсуждается более десяти способов увода.

При малом времени упреждения и небольшой массе тела можно добиться его дробления на части, не представляющие угрозы, например, с помощью инерционных механических рассекателей. В случае большой массы тела единственным методом противодействия является его дисперсия посредством ядерных (термоядерных) взрывов. При размерах астероида более 0,5 км способов защититься от такой угрозы пока не существует. Использование указанных методов требует серьёзной предварительной проработки. До сих пор остаётся очень большая неопределенность в результатах воздействия. Подробно эти вопросы обсуждаются в [1].

Важнейшим необходимым условием эффективного подхода к решению проблемы АКО является коопeração как на российском, так и на международном уровнях. В 2007 г. для координации исследований по проблеме в России при Совете РАН по космосу была создана Экспертная рабочая группа по проблеме астероидно-кометной опасности, преобразованная в начале 2011 г. в Экспертную рабочую группу по космическим угрозам. В состав группы вошли представители научных учреждений РАН, вузов, Роскосмоса, МЧС, Росатома, Министерства обороны Российской Федерации и других заинтересованных ведомств и организаций. Материалы Экспертной группы представлены на странице сайта http://www.inasan.ru/rus/asteroid_hazard/.

Главная задача этой группы — подготовка концепции программы федерального уровня для организации системы противодействия АКО. Определённую аналогию здесь можно провести с европейской программой "Система предупреждения о космических ситуациях" (Space Situational Awareness — SSA) [14], разворачивание которой идёт с 2009 г.

Обнаружение и мониторинг всех опасных объектов, а также их отклонение (уничтожение) и уменьшение ущерба — трудные задачи для одной страны, даже самой мощной. Очевидны основные направления, в которых коопeração особенно важна. Это формирование глобальной сети обнаружения и мониторинга опасных объектов и координация мер по предотвращению и уменьшению ущерба.

Для предотвращения грозящего удара должна быть согласована и начать действовать под эгидой Организации объединённых наций международная процедура принятия решений. В 2001 г. при Комитете ООН по мирному использованию космоса была образована Группа действия 14 (Action team 14), задачей которой стала координация усилий разных стран по решению

проблемы АКО. Основная задача — подготовка документа, регламентирующего принципы взаимодействия государств при организации работ по проблеме АКО. Подробнее проблемы коопeration обсуждаются в [15].

5. Заключение

Выводы, которыми завершается эта статья, представляются очевидными.

1. Проблема АКО реальна, в мире ею занимаются всерьёз, и Россия не может оставаться в стороне от общего развития.

2. Надёжная оценка степени риска конкретного события (столкновения) и своевременная выдача "сигнала тревоги" — главный результат, который обязана дать наука, занимающаяся проблемой АКО. Требуется весьма взвешенный научный подход, и ответственность науки перед обществом очень высока.

3. В решении проблемы АКО определяющую роль должны сыграть физические науки, прежде всего астрономия и геофизика.

4. Координация со стороны государства — необходимое условие в реалиях России. Для эффективной работы нужна программа федерального уровня.

Список литературы

- Шустов Б М, Рыхлова Л В (Ред.) *Астероидно-кометная опасность* (М.: Физматлит, 2010)
- NASA. 2006 Near-Earth Object Survey and Deflection Study. Final Report, December 2006, http://www.hq.nasa.gov/office/pao/FOIA/NEO_Analysis_Doc.pdf
- Morrison D et al., in *Asteroids III* (Eds W F Bottke (Jr.) et al.) (Tucson, AZ: Univ. of Arizona Press, 2002) p. 739
- Chambers K C *Bull. Am. Astron. Soc.* **41** 270 (2009)
- Ivezic Ž et al. *Serb. Astron. J.* (176) 1 (2008)
- Ostro S J, Giorgini J D, Benner L A M, in *Near Earth Objects, our Celestial Neighbors: Opportunity and Risk* (Proc. IAU Symp. 236, Eds G B Valsecchi, D Vokrouhlický, A Milani) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2007) p. 143
- Денисенко С А и др. *Оптический журнал.* **76** (10) 48 (2009) [Denisenko S A et al. *J. Opt. Technol.* **76** 629 (2009)]
- Chesley S R et al. *Icarus* **159** 423 (2002)
- Neukum G, Ivanov B A, in *Hazards due to Comets and Asteroids* (Eds T Gehrels, M S Matthews, A Schumann) (Tucson, AZ: Univ. of Arizona Press, 1994) p. 359
- Bottke W F (Jr.) et al. *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.* **34** 157 (2006)
- Huebner W F et al. *Solar Syst. Res.* **43** 334 (2009)
- Адушкин В В, Немчинов И В (Ред.) *Катастрофические воздействия космических тел* (М.: Академкинига, 2005)
- Акимов В А, Лесных В В, Радаев Н Н *Риски в природе, техносфере, обществе и экономике* (М.: Деловой экспресс, 2004)
- Бобринский Н, Дель Монте Л *Космические исслед.* **48** 402 (2010) [Bobrinsky N, Del Monte L *Cosmic Res.* **48** 392 (2010)]
- Шустов Б М *Космические исслед.* **48** 388 (2010) [Shustov B M *Cosmic Res.* **48** 378 (2010)]

PACS numbers: 11.27.+d, 98.62.Sb, 98.80.Es
 DOI: 10.3367/UFN.0181.201110f.1109

Поиск космических струн методами оптической астрономии и радиоастрономии

О.С. Сажина, М.В. Сажин,
 М. Капаччиоли, Дж. Лонго

1. Введение

Последнее десятилетие ведётся активный поиск космических струн методами наблюдательной астрономии: как в оптических, так и в радиообзорах. Всплеск этих исследований обусловлен, с одной стороны, большим прогрессом в области исследования многомерной структуры пространства-времени, а также в поисках теорий, претендующих на роль единой теории всех физических взаимодействий. С другой стороны, исследование российско-итальянской группой внегалактического объекта CSL-1 впервые позволило создать и развить наблюдательную базу для поиска космических струн методами гравитационного линзирования. Наконец, возрастающая точность измерения анизотропии микроволнового реликтового излучения (данные обработки наблюдений космического спутника WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) в течение семи лет, данные космической обсерватории "Planck") даёт хорошие шансы однозначно решить вопрос о существовании космических струн в широком диапазоне масс.

Согласно современным наблюдательным данным по расширению Вселенной, полученным с помощью изучения сверхновых, а также данным по анизотропии реликтового излучения, Вселенная сейчас находится в стадии ускоренного расширения, которое успешно объясняется наличием тёмной энергии — особой формы энергии вакуумного типа [1]. Однако природа тёмной энергии до сих пор не выяснена, что является фундаментальной проблемой современной космологии, а также ключевой областью исследования на стыке таких дисциплин, как космология, астрономия и физика элементарных частиц.

В рамках этой проблемы особый интерес представляет исследование тёмной энергии ранней Вселенной, а именно возможных солитонных и солитоноподобных решений. Таким решением являются стабильные одномерные структуры — космические струны (КС), которые возникают во всех наиболее реалистичных моделях физики элементарных частиц [2, 3]. Исследования в современной физике элементарных частиц дают множество указаний на существование новой физики за рамками Стандартной модели. КС возникают как в моделях Великого объединения, так и в теории суперструн [4, 5]. Обнаружение КС позволило бы не только выявить природу и закономерности развития тёмной энергии

О.С. Сажина, М.В. Сажин, М. Капаччиоли, Дж. Лонго.
 Государственный астрономический институт
 им. П.К. Штернберга Московского государственного университета
 им. М.В. Ломоносова, Москва, РФ
 E-mail: tedeshka@mail.ru

ранней Вселенной, но и изучить масштабы энергий, не достижимых в современных ускорителях.

КС, впервые предсказанные Т. Киблом в 1976 г., активно изучались в последующих работах Я. Зельдовича, а также А. Виленкина, П. Шелларда [3, 6–9]. Существование КС не противоречит всем имеющимся на сегодня космологическим наблюдательным данным и, более того, находит широкую поддержку в теории, а также косвенное подтверждение в наблюдениях.

2. Космическая струна во Вселенной

2.1. Основные определения и свойства

С наблюдательной точки зрения наибольший интерес представляют топологические КС (солитоны), поскольку механизм их образования (фазовые переходы вакуума) довольно прост и хорошо изучен экспериментально в других разделах физики (переходы в ферромагнетиках, явление сверхпроводимости и др.). Кроме того, такой механизм образования струн не требует специальных предположений о динамических процессах во Вселенной, а основывается преимущественно на том факте, что ранняя Вселенная обладала большей температурой, чем современная, и остывала в процессе эволюции.

Образование топологических дефектов с различными размерностями связано с тем, что многообразие вакуумов теории обладает нетривиальной структурой: $\pi_N(M) \neq 0$. Если пространство-время имеет размерность $d + 1$, то оно может содержать топологические дефекты размерностью $d - N$: монополи, струны, доменные стеки, а также гибридные дефекты, например "ожерелья" (монополи и струны) и "ворс" (струны и стеки). В случае струн $N = 1$, и нетривиальность гомотопической группы $\pi_1(S^1)$ означает существование окружностей, которые нельзя стянуть в точку непрерывным преобразованием.

Минимальная модель, содержащая струны, обладает $U(1)$ -калибровочно-инвариантной лагранжевой плотностью [1]:

$$L = D^\mu \phi^* D_\mu \phi - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - \lambda \left(\phi^* \phi - \frac{T_c^2}{2} \right)^2.$$

Основное состояние такой модели не является калибровочно-инвариантным относительно группы $U(1)$. Множество отличных от нуля вакуумов определяется характерным масштабом энергии T_c . Потенциал достигает минимума на окружности:

$$\langle \phi \rangle = \frac{T_c}{\sqrt{2}} \exp[i\alpha(x)].$$

При $T \leq T_c$ симметрия основного состояния нарушается и в каждой причинно-связанной пространственно-временной области величина фазы $\alpha(x)$ фиксируется — система случайным образом переходит в одно из энергетически выгодных состояний. В каждой такой области фазы, очевидно, не коррелируют. В силу однозначности поля ϕ изменение фазы по замкнутому контуру, проходящему через различные причинно-несвязанные области, выражается в виде $\Delta\alpha = 2\pi N$. Если $N \neq 0$, то образуется КС с сохраняющимся топологическим зарядом N (N — число намоток). Поле ϕ , вследствие его непрерыв-

ности, внутри контура изменения фазы должно принимать нулевое значение. Таким образом, область новой фазы содержит внутри себя область старой, "реликтовой", фазы. Указанный механизм образования топологических КС называется механизмом Киббла.

Непрерывность поля ϕ гарантирует также конечность энергии струны; струна устойчива, не имеет концов в причинно-связанной области пространства-времени — она либо "протыкает" горизонт, либо образует петли. Длинные струны имеют тенденцию распрямляться, петли — схлопываться. Моделирование также показывает, что 80 % струн — длинные [10–12]. Предлагаемые ниже методы поиска КС ориентированы на поиск прямых сегментов длинных одиночных струн.

Основной параметр КС — её линейная плотность $\mu = dE/dz = \pi T_c^2$. Для удобства вводят безразмерный параметр $G\mu \propto (T_c/M_{Pl})^2$. Для наиболее реалистичных КС, с энергиями порядка $10^{15}–10^{16}$ ГэВ, величина $G\mu \propto 10^{-7}–10^{-6}$. Удобно также оценить линейную плотность струны с помощью параметра $\mu_6 \approx 0,1–1$ [4] как $\mu = 1,35 \times 10^{21} \mu_6$ [кг м^{-1}] = $2,09 \times 10^7 \mu_6 M_\odot$ [пк^{-1}].

2.2. Место космических струн в современной физике

Исследования последних лет [4, 5, 13] выявили глубокие теоретические связи между топологическими КС и теорией фундаментальных суперструн, которые в настоящее время являются наиболее многообещающими кандидатами для построения материи и объединения всех типов физических взаимодействий. Такая связь стала возможной благодаря механизмам понижения энергии струн фундаментальной теории.

Линейная плотность струн пропорциональна квадрату температуры соответствующего фазового перехода. Для КС $G\mu \leq 10^{-6}$. Для суперструн $\mu \propto M_s^2$, $G\mu = M_s^2/M_{Pl}^2 \approx 1$. В моделях с некомпактными дополнительными измерениями энергетическая шкала суперструн может быть понижена: $M_s \ll M_{Pl}$, что приводит к $G\mu \ll 1$. В моделях с большим пятым измерением (модель четырёхмерной браны и "балка") энергия суперструны может также быть понижена за счёт того, что струна передаёт часть энергии в балке.

Нетопологические суперструны (так называемые F- и D-струны) могли бы образовываться в ранней Вселенной. Наблюдение таких объектов могло бы послужить основным способом изучения фундаментальных суперструн. Такие объекты предсказываются в новейших моделях с некомпактными дополнительными измерениями (процесс аннигиляции браны и антибраны), а также в широком классе инфляционных космологических моделей. За последние несколько лет было установлено, что существует обширное семейство КС, отличающихся по свойствам, которые непосредственно зависят от геометрии дополнительных компактифицированных измерений теории суперструн.

Как известно, ключевая проблема современных многомерных теорий состоит в том, что не представляется возможным отдать предпочтение той или иной теории — только наблюдательные факты, такие как обнаружение КС, смогли бы отсеять нереалистичные теории и вывести современную физику элементарных частиц на принципиально новый уровень. Кроме того, открытие КС дало бы информацию о составе реликтовой тёмной энергии ранней Вселенной, что позволило бы активно продвинуться в понимании причин современного ускоренного

расширения Вселенной, определяемого тёмной энергией неизвестного пока вида.

Среди всех возможных типов топологических дефектов только КС естественным образом возникают в подавляющем большинстве реалистичных моделей ранней Вселенной. КС могут существовать в широком диапазоне масс: от энергий теории Великого объединения до энергий электрослабой теории.

2.3. Основные свойства космической струны как объекта наблюдений

Методы поиска КС основаны на её особых свойствах, отличных от свойств всех известных типов небесных тел. Укажем эти свойства на простом модельном примере евклидовой Вселенной, в которую помещена одиночная струна [7, 14]. При рассмотрении реальной космологической модели Фридмана – Робертсона – Уокера (FRW), а также нескольких струн качественный характер этих свойств сохранится. В специально выбранной системе координат [14] метрика пространства-времени со струной является конической. Такая метрика всюду совпадает с метрикой Минковского

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} = \text{diag}(1, -1, -1, -1),$$

за исключением одной точки — вершины конуса. Для любой окружности, содержащей вершину конуса, отношение длины к радиусу — $2\pi - \alpha$, где α , называемое дефицитом угла, определяется линейной плотностью струны, $\alpha = 8\pi G\mu$. Всюду, за исключением вершины конуса, пространство является евклидовым (рис. 1).

Прямая КС не обладает гравитационным полем. Тем не менее наличие разреза делает возможным формирование гравитационно-линзовых изображений, фоновых по отношению к струне источников. Двигаясь по прямым линиям, лучи света от фонового источника тем не менее огибают вершину конуса, формируя изображения. Существенная одномерность КС диктует ряд специальных свойств таких изображений. Одномерность струны проявляет себя уникальным образом и при исследовании анизотропии реликтового излучения, которую может генерировать движущаяся КС.

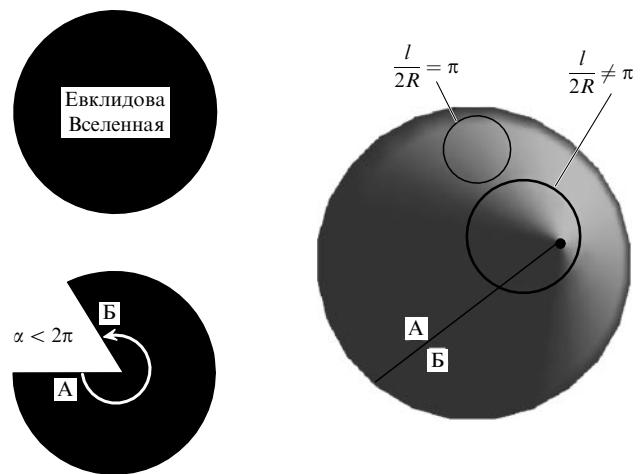


Рис. 1. Иллюстрация формирования конической Вселенной при наличии одиночной космической струны.

2.4. Текущий статус космических струн в наблюдательной космологии

Существует несколько методов наблюдательного поиска КС, которые можно условно разделить на три части. Первый метод — обнаружение струн с помощью оптических обзоров — заключается в поиске характерных гравитационно-линзовых событий, возникающих при линзировании фоновых источников (преимущественно галактик) на струнах. Второй метод — исследование структуры анизотропии реликтового излучения, индуцируемой струнами, а также определение характерных амплитуд этих структур. Третий метод заключается в поиске большого числа маловероятных и модельно зависимых проявлений струн, например: излучения гравитационных волн от петель струн, взаимодействия струны с чёрной дырой, распада излучаемых струной тяжёлых частиц, взаимодействий двух и более струн. Только первые два метода универсальны для всех типов струн, и только их мы и будем рассматривать.

Последние данные по анизотропии реликтового излучения исключают КС как источник первичных возмущений плотности, но не запрещают их существования. Используемые ранее статистические методы анализа анизотропии реликтового излучения позволяют выявлять струны, дающие анизотропию не менее 100 мК [15]; данными методами струны не найдены. Выборочные (оптические каталоги, покрывающие $1/6$ часть небесной сферы) поиски событий гравитационного линзирования для дефицита угла струны не менее $2''$ также не дали результатов.

3. Эффект гравитационного линзирования на космической струне

3.1. Гравитационное линзирование точечного и протяжённого источников на космической струне

По аналогии с тем, как это делается при моделировании классических событий гравитационного линзирования, зададим три параллельные плоскости: плоскость точечного источника $I\{\xi, \eta\}$, плоскость струны-линзы $\{x, y\}$ и плоскость наблюдателя. Пусть R_g — расстояние между плоскостями наблюдателя и источника, R_s — расстояние между плоскостями наблюдателя и линзы. Начало отсчёта на каждой плоскости находится на прямой, проходящей через наблюдателя перпендикулярно всем трём плоскостям. Если источник I находится в полосе $\delta\theta = \alpha(R_g - R_s)/R_g$, где $\alpha = 8\pi G\mu$, то в плоскости струны-линзы формируются два изображения, отстоящие от начала отсчёта на физические расстояния D_ψ и D_ϕ (рис. 2). Задача гравитационного линзирования точечного источника заключается в нахождении этих расстояний как функций положения источника I в плоскости $\{\xi, \eta\}$, дефицита угла α и расстояний R_g и R_s между плоскостями [16].

Случай протяжённого источника аналогичен для исследования [16]. Решение ищется как результат линзирования множества точечных источников. Изображение обладает ярко выраженным срезами изофот (рис. 3).

Таким образом, гравитационное линзирование на КС характеризуется наличием цепочки пар изображений, фоновых по отношению к струне источников. Расстояние между изображениями каждой пары определяется дефицитом угла струны. Например, угловое расстояние

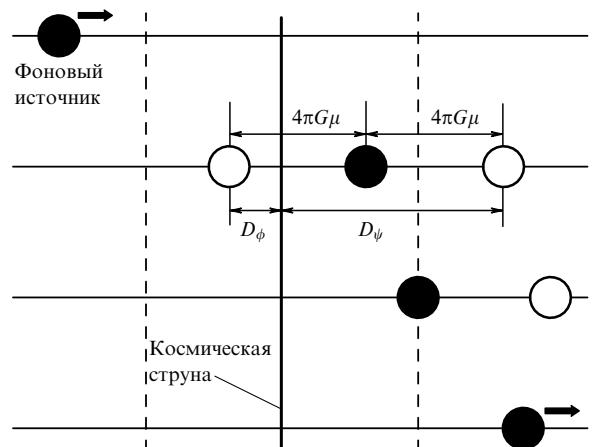


Рис. 2. Моделирование гравитационного линзирования движущегося точечного источника на космической струне. Вид в плоскости линзы, струна параллельна плоскости рисунка.



Рис. 3. Моделирование гравитационного линзирования протяжённого источника (галактики) на космической струне. Вид в плоскости линзы, струна параллельна плоскости рисунка. Видны срезы внешних изофот источника. Разрешение $0,1''$.

$2''$ соответствует энергии струны порядка 10^{16} ГэВ . Кроме того, если фоновые объекты являются оптически разрешёнными, то структура внешних изофот яркости изображений должна обладать характерными срезами, что обусловлено существенной одномерностью струны. Наблюдение подобных срезов, как правило, требует высокого углового разрешения, порядка $0,1''$.

3.2. Исследование объекта CSL-1

В 2003 г. в глубоком обзоре неаполитанской астрономической Обсерватории Каподимонте была обнаружена названная CSL-1 пара объектов, предположительно имеющая гравитационно-линзовое происхождение [17, 18]. Такой вывод был сделан на основе спектроскопического и фотометрического анализа объектов пары: оба компонента обладали нулевой (с точностью до ошибок) разностью радиальных скоростей и одинаковыми профилями яркости, являясь при этом разрешёнными. Спектры обоих компонентов идентичны с точностью, превышающей 99 %. Не наблюдалось и приливных искажений. Абсолютная звёздная величина обоих ком-

понентов (в фильтре R) составляет $-22,3$. Расстояние между компонентами пары $1,9''$, красное смещение $0,46$. Расстояние до наблюдателя порядка $1,9$ Гпк.

Являясь предположительно гравитационно-линзовым объектом, CSL-1 не демонстрировал характерных дугообразных искажений внешних изофот. Явление гравитационного линзирования галактик на других объектах (галактиках, группах галактик и пр.) не является редким в нашей Вселенной, но уникальность двойного объекта CSL-1 заключается в том, что единственный тип гравитационной линзы, который может давать наблюдаемые морфологически идентичные неискажённые изображения, — это КС. При классическом гравитационном линзировании фоновой галактики на известных космических объектах, вследствие неоднородности гравитационных полей последних, изображения фоновой галактики значимо искажаются. Гравитационный потенциал прямой КС равен нулю, поэтому изображения получаются неискажёнными. Действуя как гравитационная линза, КС формирует коническое пространство, в котором лучи света от фоновой галактики проходят соответственно по разные стороны от вершины конуса, формируя два изображения.

Таким образом, линза, формирующая эту пару изображений, должна была обладать одномерной структурой, что и указывало на КС. Моделирование показало, что линзирование на КС соответствует реальным данным, полученным наземными телескопами TNG (Telescopio Nationale Galileo), NTT (New Technology Telescope), VLT (Very Large Telescope) на уровне 2σ . Так, результаты обработки снимков показали, что спектры объектов пары обладают высокой корреляцией (для тысячи точек коэффициент корреляции составил $0,85$, причём априори учитывалось, что оба компонента являются эллиптическими галактиками и обладают одинаковым наклоном спектров; эта зависимость не вошла в корреляционный коэффициент). Разность спектров двух компонентов представляла собой случайный шум с автокорреляционной функцией, близкой к единице.

Такая идентичность спектров навела на мысль о существовании пылевой перемычки, проходящей по середине одной сильно вытянутой эллиптической галактики. Причём, для того чтобы в результате образовывалось два круговых источника, перемычка должна была обладать выраженной формой песочных часов. Эта довольно экзотическая, но имеющая право на существование гипотеза была опровергнута наблюдениями в инфракрасном фильтре на 3,5-метровом Национальном телескопе им. Г. Галилея в 2003 г. Дело в том, что в случае стандартного закона поглощения пыли в инфракрасном диапазоне пыль должна быть прозрачной. Более того, для любых законов поглощения пыли коэффициент поглощения зависит от частоты и, следовательно, в различных фильтрах пылевая перемычка должна выглядеть по-разному, что не наблюдалось в объекте CSL-1. Наблюдения в 2005 г. на системе телескопов VLT, принадлежащей Европейской южной обсерватории (European Southern Observatory, ESO), расположенной на плато Паранал в Чили, с ещё большей точностью подтвердили идентичность спектров обоих компонентов пары (99,9 %).

Помимо гравитационно-линзовой интерпретации, по-прежнему оставалась ненулевая вероятность того, что CSL-1 — это две различные галактики, проекцион-

ное расстояние между которыми менее 10 кпк. Физическое расстояние между ними должно быть, очевидно, больше, так как в противном случае при имевшейся 10-процентной фотометрической точности было бы возможным наблюдать приливные эффекты. С другой стороны, расстояние не должно быть слишком большим, поскольку в ином случае более удалённая от наблюдателя галактика линзировалась бы на более близкой, чего тоже не наблюдалось. С учётом нулевой разности радиальных скоростей длина допустимого физического расстояния между галактиками уменьшалась всего до 15 Мпк. При повышении фотометрической точности наблюдений до $0,1\%$ интервал уменьшается ещё почти втрое, до 123 кпк — 5 Мпк, что в совокупности с одинаковой морфологией двух разрешённых компонентов пары и идентичностью их спектров представляется чрезвычайно маловероятным. Таким образом, доминировала гипотеза гравитационно-линзового происхождения CSL-1.

Нашей группой были получены также дополнительные аргументы в пользу объяснения феномена CSL-1 с помощью КС. Они заключаются в обнаружении кандидатов в гравитационно-линзовую природу которых должна была быть проверена на телескопе ESO VLT в будущих заявках. Также были составлены заявки на наблюдения на новейшем телескопе VST (VLT Survey Telescope — Телескоп общего обзора для ESO VLT, проект Обсерватории Каподимонте). Телескоп VST позволяет собирать огромное количество фотометрических данных, вплоть до данных от очень слабых источников (до 25-й звёздной величины в R-фильтре), что с успехом позволило бы использовать этот инструмент для исследований объекта CSL-1 и кандидатов в события гравитационного линзирования, большинство из которых — слабые источники (от 19-й до 24-й звёздной величины).

Окончательно решить вопрос о природе этого загадочного двойного объекта помогли наблюдения на космическом телескопе "Хаббл" (HST), которые и были проведены 11 января 2006 г. Наш проект получил шесть орбит спутника, время наблюдений около 14000 с разрешением $0,05''$. Для интерпретации наблюдательных данных было проведено численное моделирование гравитационного линзирования фонового объекта на КС и получены аналитические уравнения гравитационной линзы.

Согласно теоретическим расчётам, если имеет место линзирование на КС, то для протяжённого фонового источника не должно быть искажений изофот (возникающих при его линзировании на протяжённом объекте), спектры объектов пары должны быть идентичными и разность радиальных скоростей должна равняться нулю. Все эти требования выполнялись для объекта CSL-1. В случае линзирования на КС при высоком угловом разрешении, доступном на HST, должны наблюдаваться характерные срезы внешних изофот в изображениях фонового источника. Кроме того, должно наблюдаваться дублирование структур: так, если в одном изображении и его окрестности с размером, меньшим линейного размера дефицита угла струны либо равным ему, присутствуют какие-либо морфологические особен-

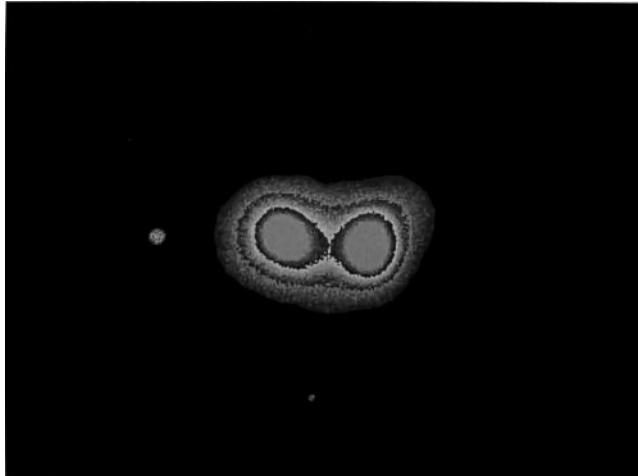


Рис. 4. Объект CSL-1. Снимок телескопа "Хаббл". Видны приливные искажения внешних изофот.

ности, то они с необходимостью имеются и во втором изображении.

Ещё один показатель существования струны — это цепочка пар объектов, также обладающих характерными срезами внешних изофот. Расстояние между объектами каждой пары не должно превышать линейного размера дефицита угла струны. Эффект гравитационного линзирования начинает проявляться, как только фоновый источник попадает в окрестность-полосу действия струны, ширина которой определяется дефицитом угла струны, в то время как в случае эффекта проекции двух галактик для разрешения HST должны быть видны приливные искажения. Наблюдения на HST показали, что имеет место слабое приливное взаимодействие между двумя эллиптическими галактиками, которые были ненаблюдаемы для наземных телескопов.

Таким образом, был окончательно прояснён вопрос о природе двойного объекта CSL-1: он представляет собой редчайшую гравитационно связанный систему двух галактик (рис. 4).

Проведённое исследование, несмотря на то что гипотеза КС не была подтверждена, впервые позволило построить полную теорию гравитационного линзирования внегалактических объектов на одиночной прямой КС, выявить все возможные наблюдательные проявления КС, а также рассчитать необходимые характеристики и ресурсы наземных и космических инструментов, необходимых для проведения этих исследований. Результаты активно используются мировым научным сообществом (см. [19, 20] и приведённые там ссылки).

4. Анизотропия реликтового излучения, индуцированная космической струной

В последние три года ведутся исследования генерации анизотропии реликтового излучения КС (см. [14, 21] и приведённые там ссылки).

Согласно результатам наших исследований, движущаяся прямая КС должна генерировать структуры с повышенной и пониженней яркостью характерной формы. Структура анизотропии, представляющая собой последовательность зон с пониженной и повышенной температурой, а именно: холодное пятно перед фронтом

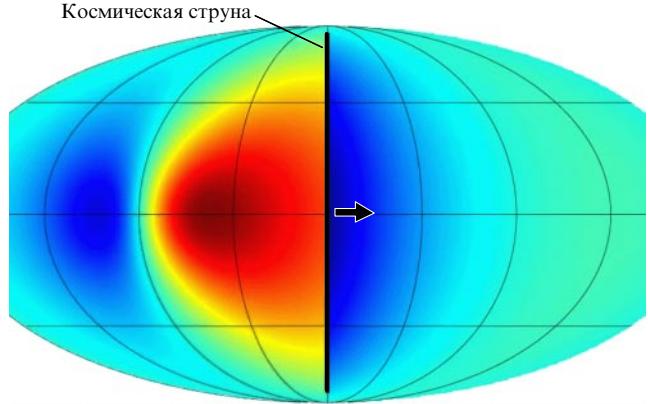


Рис. 5. Моделирование анизотропии реликтового излучения, генерируемой движущейся прямой космической струной. Проекция Мольвейде небесной сферы. Струна является параллельной плоскости рисунка, совпадает с осью, соединяющей полюса, и движется слева направо. Характерная структура анизотропии: холодное пятно перед фронтом, дельтаобразный скачок температуры, горячее пятно позади фронта и холодное завершающее пятно.

движения КС, далее выраженный скачок температуры и горячее пятно, которое снова сменяется холодным (рис. 5).

Для того чтобы с уверенностью говорить об обнаружении струны данным методом, на этом же участке неба необходимо проведение независимых наблюдений в другом частотном диапазоне. Наилучшим наблюдением такого рода послужил бы поиск событий гравитационного линзирования. Важно отметить, что для того чтобы КС можно было обнаружить одновременно и в оптическом диапазоне, и в радиодиапазоне, её характерная длина должна быть велика, не менее 100° . Такая величина обусловлена тем, что оптическим наблюдениям доступны только относительно близкие объекты, с красным смещением $z \leq 7$, в то время как для реликтового излучения $z \approx 1000$. Отсюда, в частности, следует, что количество струн, которое можно обнаружить с помощью одних только оптических методов наблюдения, составляет всего 20 % от общего количества струн во Вселенной. Этот факт впервые позволяет объяснить безрезультатность поиска КС с помощью гравитационно-линзовых оптических эффектов.

Рассматривалась следующая простейшая модель [14]. Наблюдатель расположен с центре сферы $\{O, \xi, \eta, \zeta\}$. Радиус сферы — расстояние до поверхности последнего рассеяния. С достаточной степенью точности сферу можно полагать нерасширяющейся. Прямая струна движется со скоростью v под углом ψ перпендикулярно плоскости $\{O, \xi, \eta\}$, протыкая сферу в точках А и В. Анизотропия реликтового излучения, генерируемая струной, обусловлена эффектом Доплера. Флуктуация температуры имеет вид

$$\delta T = 27 \frac{\alpha}{2''} \frac{\beta}{0,9} F(\psi, \phi, \theta) [\text{мК}] .$$

Вклад скорости струны в эффект Доплера даёт только величина β — проекция скорости струны (в единицах скорости света) на ось, перпендикулярную лучу зрения. Функция сферических углов $F(\psi, \phi, \theta) \approx 1$.

Вне зависимости от величин параметров модели, структура анизотропии остаётся неизменной. Для реля-

тивистской ($v/c \approx 1$) КС, обладающей дефицитом угла порядка $1-2''$, амплитуда генерируемой анизотропии порядка (15–30) мкК.

Для того чтобы КС можно было искать как оптическими методами гравитационного линзирования, так и методом анализа анизотропии реликтового излучения, дефицит угла должен составлять от нескольких десятых долей секунды дуги ($\delta T/T \approx 1,5$) до $5-6''$ ($\delta T/T \approx 100$). Нижний предел определяется максимально доступным разрешением в оптическом диапазоне (HST) при поиске событий гравитационного линзирования галактик на струне. Верхний предел даёт величину анизотропии струны, сравнимую со стандартной анизотропией, вызванной адиабатическими возмущениями плотности.

Также необходимо принять во внимание эффект запаздывания сигнала [22], обусловленный протяжённостью струны: если бесконечно длинная прямая струна движется на некотором расстоянии от наблюдателя, то он видит разные части струны в разные моменты времени.

5. Заключение

В развитие наблюдательных методов поиска КС внесли важный вклад следующие исследования.

Открыт и исследован двойной внегалактический источник CSL-1. Наблюдения на HST в 2006 г. смогли опровергнуть гипотезу КС, показав, что имеет место эффект проекции двух галактик с идентичными морфологиями и спектрами, обладающих близкими пекулярными скоростями. Тем не менее проделанная обширная теоретическая и наблюдательная работа впервые позволила создать достаточно полную модель гравитационного линзирования фоновых объектов на КС применительно к реальным наблюдениям, в особенности с использованием инструментов с высоким угловым разрешением.

Исследован квазар Q0957 + 561 A, B. Обнаружены аномальные флуктуации яркости в гравитационно-линзовой системе, одна из возможных причин возникновения которых — эффект гравитационного линзирования на КС.

Получены некоторые указания на наличие КС в данных спутника WMAP по исследованию анизотропии реликтового излучения. Определена структура анизотропии реликтового излучения, генерируемая движущейся с постоянной скоростью прямой КС. Количество струн, которые могут быть обнаружены оптическими методами, составляет 20 % от их общего числа, т.е. поиск в оптическом диапазоне должен быть с необходимостью дополнен анализом радиокарт анизотропии реликтового излучения. Для струн с дефицитом угла $1''-2''$ амплитуда генерируемой анизотропии составляет 15–30 мкК (для струн с наиболее реалистичными энергиями ($10^{15}-10^{16}$ ГэВ) и соответствующими плотностями ($G\mu \propto 10^{-7}-10^{-6}$)). Для обнаружения струн двумя независимыми методами (оптическим и радиометодом) дефицит угла КС должен лежать в интервале от $0,1''$ до $5-6''$. Если КС может быть детектирована оптическими методами, то характерный размер " пятна" на карте анизотропии должен быть не менее $100''$.

Изучены поля HST (в совокупности 4,5 квадратных градуса) с целью поиска гравитационно-линзовых пар, сформированных прямыми длинными КС. Обнаружены четыре кандидата в гравитационные линзы, образован-

ные КС, однако пока доступной исследователям точности недостаточно для однозначного выяснения природы этих кандидатов.

Работа финансово поддержана грантом РФФИ 10-02-00961а, грантом Президента РФ МК-473.2010.2. Работа выполнена в рамках проекта Министерства образования и науки РФ 14.740.11.0085.

Список литературы

- Горбунов Д С, Рубаков В А *Введение в теорию ранней Вселенной: Теория горячего Большого взрыва* (М.: URSS, 2008) [Gorbunov D S, Rubakov V A *Introduction to the Theory of the Early Universe: Hot Big Bang Theory* (Singapore: World Scientific, 2011)]; Горбунов Д С, Рубаков В А *Введение в теорию ранней Вселенной. Космологические возмущения. Инфляционная теория* (М.: URSS, 2010) [Gorbunov D S, Rubakov V A *Introduction to the Theory of the Early Universe: Cosmological Perturbations and Inflationary Theory* (Singapore: World Scientific, 2011)]
- Hindmarsh M, in *The Formation and Evolution of Cosmic Strings: Proc. of a Workshop Supported by the SERC and Held in Cambridge, 3–7 July, 1989* (Eds G W Gibbons, S W Hawking, T Vachaspati) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1990) p. 527
- Vilenkin A, Shellard E P S *Cosmic Strings and Other Topological Defects* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1994)
- Davis A-C, Kibble T W B *Contemp. Phys.* **46** 313 (2005); hep-th/0505050
- Copeland E J, Myers R C, Polchinski J *JHEP* (06) 013 (2004); hep-th/0312067
- Kibble T W B *J. Phys. A Math. Gen.* **9** 1387 (1976)
- Vilenkin A *Phys. Rev. D* **23** 852 (1981)
- Vilenkin A *Astrophys. J. Lett.* **282** L51 (1984)
- Zeldovich Ya B *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **192** 663 (1980)
- Allen B, Shellard E P S *Phys. Rev. Lett.* **64** 119 (1990)
- Uzan J-P, Bernardeau F *Phys. Rev. D* **63** 023004 (2001); Bernardeau F, Uzan J-P *Phys. Rev. D* **63** 023004 023005 (2001)
- de Laix A A, Vachaspati T *Phys. Rev. D* **54** 4780 (1996)
- Majumdar M, hep-th/0512062
- Сажина О С, Сажин М В, Семенцов В Н *ЖЭТФ* **133** 1005 (2008) [Sazhina O S, Sazhin M V, Sementsov V N *JETP* **106** 878 (2008)]
- Lo A S, Wright E L, astro-ph/0503120
- Sazhin M V et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **376** 1731 (2007); astro-ph/0611744
- Sazhin M et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **343** 353 (2003)
- Sazhin M V et al., astro-ph/0601494
- Morganson E et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **406** 2452 (2010)
- Gasparini M A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **385** 1959 (2008)
- Stebbins A *Astrophys. J.* **327** 584 (1988)
- Vilenkin A *Nature* **322** 613 (1986)

PACS numbers: 04.20.-q, 97.82.-j, 98.62.Sb

DOI: 10.3367/UFNr.0181.201110g.1114

Поиски экзопланет с помощью гравитационного микролинзирования

А.Ф. Захаров

1. Гравитационное линзирование: введение

В зависимости от масс гравитационных линз говорят о различных режимах гравитационного линзирования, причём различные режимы соответствуют различным угловым расстояниям между изображениями в предпо-

А.Ф. Захаров. Государственный научный центр Российской Федерации "Институт теоретической и экспериментальной физики им. А.А. Алиханова", Москва, РФ; Объединённый институт ядерных исследований, Дубна, Московская обл., РФ
E-mail:zakharov@itep.ru

ложении, что и линзы, и источники находятся на космологических расстояниях от наблюдателя. В случае, когда гравитационная линза имеет характерную звёздную массу, такой режим называется гравитационным микролинзированием. Угловое расстояние между изображениями пропорционально корню квадратному от массы, поэтому линзирование для планеты с массой, несколько меньшей массы Земли ($10^{-6}M_{\odot}$, где M_{\odot} — масса Солнца), называется нанолинзированием.

Таким образом, поиски достаточно лёгких экзопланет с помощью гравитационного линзирования можно называть гравитационным нанолинзированием. Имеются различные методы поисков экзопланет, такие как измерения доплеровских смещений спектральных линий, транзиты, пульсарный тайминг и др. В настоящей статье показано, что гравитационное микролинзирование является одним из наиболее перспективных методов поиска экзопланет с массами порядка массы Земли M_{\oplus} на расстоянии порядка нескольких астрономических единиц (а.е.) от звезды и можно надеяться, что удастся обнаружить экзопланеты с температурой твёрдой поверхности в диапазоне $1-100^{\circ}\text{C}$ (т.е. с температурой воды в жидкой фазе).

Детальное обсуждение гравитационного линзирования можно найти в книге [1] (см. также обзор [2]). Тем не менее мы напомним основные сведения, а также приведём новые результаты, полученные в этой области.

Гравитационное линзирование основано на том, что в гравитационном поле лучи света искривляются. Можно говорить, что гравитирующее тело притягивает фотоны. Впервые искривление траекторий фотонов в гравитационном поле обсуждалось в книге И. Ньютона [3]. Такое искривление представляется вполне естественным выводом в рамках корпускулярной теории света, которой придерживался Ньютон. Первый вывод в рамках ньютоновской теории гравитации угла отклонения траектории движения фотона был опубликован известным немецким астрономом И. Зольденером [4].

В рамках общей теории относительности (ОТО) выражение для отклонения луча света в гравитационном поле было получено А. Эйнштейном [5]:

$$\Theta = \frac{4GM}{c^2 p}, \quad (1)$$

где M — масса гравитирующего тела, p — прицельный параметр, c — скорость света, G — гравитационная постоянная Ньютона. Если $M = M_{\odot}$ и $p = R_{\odot}$ (где R_{\odot} — радиус Солнца), то соответствующий угол отклонения луча света равен $1,75''$. В 1919 г. это предсказание было подтверждено при наблюдениях отклонения положения звёзд вблизи солнечного диска во время полного солнечного затмения. Наблюдения проводились на острове Принсиpi (вблизи Южной Африки) и в деревне Собрал на северо-востоке Бразилии [6]. Однако ещё в течение нескольких десятилетий наблюдатели проверяли предсказания ОТО и иногда приходили к выводу, что эти предсказания не соответствуют наблюдательным данным, как в случае наблюдений Э. Фрайндлиха за смещением звёзд во время полного солнечного затмения на Суматре в 1929 г. Тем не менее примерно к середине 1950-х годов учёные пришли к выводу о том, что в целом наблюдения соответствуют теоретическим предсказаниям об отклонении луча света в гравитационном поле [7].

7*

Используя соотношение (1), можно ввести уравнение гравитационной линзы

$$\eta = \frac{D_s \xi}{D_d} - D_{ds} \Theta(\xi), \quad (2)$$

где D_s , D_d и D_{ds} — соответственно расстояния между источником и наблюдателем, линзой и наблюдателем, источником и линзой. Векторы η и ξ определяют координаты в плоскости источника и линзы соответственно,

$$\Theta(\xi) = \frac{4GM\xi}{c^2 \xi^2}. \quad (3)$$

Если источник, линза и наблюдатель находятся на одной прямой, то правая часть (2) должна обращаться в нуль ($\eta = 0$), и тогда, подставляя в (2) Θ из соотношения (3), получаем так называемый радиус Эйнштейна — Хвольсона¹ [11]

$$\xi_0 = \sqrt{\frac{4GMD_d D_{ds}}{c^2 D_s}} \quad (4)$$

и, соответственно, угол Эйнштейна — Хвольсона, определяемый соотношением $\theta_0 = \xi_0/D_d$. Если $D_s \gg D_d$, то

$$\theta_0 \approx 2'' \times 10^{-3} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{1/2} \left(\frac{D_0}{D_d} \right)^{-1/2}, \quad (5)$$

где $D_0 = 1$ кпк.

1.1. Режимы гравитационного линзирования

Имеется большое число обзоров и книг, посвящённых гравитационному линзированию и микролинзированию [1, 11–15]. В последнее время рассмотрено гравитационное линзирование в пределе сильного гравитационного поля [16–22].

В рамках простейшей модели точечной гравитационной линзы (линзы Шварцшильда) угловые расстояния между изображениями порядка угла отклонения Эйнштейна — Хвольсона $2\theta_0$, и эта величина пропорциональна квадратному корню из массы линзы (если остальные параметры задачи фиксированы). При космологических расстояниях между объектами и характерной для галактики массе линзы $10^{12}M_{\odot}$ расстояние между изображениями порядка нескольких угловых секунд (такой режим линзирования называется стандартным режимом макролинзирования). Если масса гравитационной линзы порядка звёздной массы ($\sim M_{\odot}$), то характерное расстояние между изображениями порядка 10^{-6} угловых секунд (при космологических расстояниях между источником, линзой и изображением), и этот режим называется гравитационным микролинзированием. Если гравитационная линза имеет массу порядка массы Земли ($10^{-6}M_{\odot}$), то характерное расстояние между изображениями порядка 10^{-9} угловых секунд (режим гравитационного нанолинзирования) (табл. 1) (см. [12, 23, 24]). В действительности, 10^{-9} угловых секунд является очень малым углом: под таким углом видна, например, монета

¹ Хвольсон [8] описал возникновение круговых изображений, а Эйнштейн привёл основные уравнения для гравитационной фокусировки в случае точечной гравитационной линзы [9], называемой сейчас в литературе линзой Шварцшильда. Позднее было обнаружено, что Эйнштейн рассмотрел феномен гравитационной фокусировки в неопубликованных заметках [10] в 1912 г.

Таблица 1. Режимы гравитационного линзирования [12]

Режим	Угол отклонения, угл. с	Масса, m/M_{\odot}	Линза
Килолинзирование	10^3	10^{18}	Сверхскопление
Макролинзирование	10^0	10^{12}	Галактика
Миллилинзирование	10^{-3}	10^6	Чёрная дыра
Микролинзирование	10^{-6}	10^0	Звезда
Нанолинзирование	10^{-9}	10^{-6}	Планета (земной массы)
Пиколинзирование	10^{-12}	10^{-12}	?
Фемтолинзирование	10^{-15}	10^{-18}	Комета

диаметром 2,5 см с расстояния порядка $4,5 \times 10^9$ км (или около 30 а.е., что примерно равно расстоянию между Солнцем и Нептуном).

В настоящее время не удаётся достичь микро- и наносекундного углового разрешения, однако можно обнаружить фотометрические признаки, проводя мониторинг фоновых источников, как было предложено в работе [25]. Тем не менее существуют проекты, в которых предполагается достичь углового разрешения на уровне нескольких угловых микросекунд (в различных спектральных диапазонах), такие как проект Национального управления по аeronавтике и исследованию космического пространства США (NASA) Space Interferometry Mission (SIM), Европейского космического агентства (ESA) Global Astrometric Interferometer for Astrophysics (GAIA) [26], MicroArcsecond X-Ray Imaging Mission (MAXIM) NASA² [27, 28], российский "Радиоастрон". С помощью космической миссии "Миллиметрон" планируется достичь углового разрешения порядка угловых наносекунд в миллиметровом диапазоне³.

Если гравитационная линза является звездой в нашей Галактике на расстоянии 1 кпк и её масса порядка солнечной, $M = M_{\odot}$, то $\theta_0 \approx 2'' \times 10^{-3}$. Если линза — планета, находящаяся на таком же расстоянии от наблюдателя, и её масса несколько меньше массы Земли, $M = 10^{-6}M_{\odot}$, то $\theta_0 \approx (2 \times 10^{-6})''$.

В соответствии с терминологией, принятой ранее, если масса линзы $M \sim M_{\oplus}$ ($M \sim 10^{-6}M_{\odot}$), то этот режим называется микролинзированием (нанолинзированием), вне зависимости от величины характерных расстояний. Можно говорить о нанолинзировании, когда поиски планет проводятся по их вкладу в гравитационное линзование.

Феномен гравитационного линзирования может приводить к появлению кратных изображений [1, 11]. Для точечной гравитационной линзы (линзы Шварцшильда) мы имеем два изображения или кольцо. Общая площадь двух изображений больше, чем площадь источника. Отношение суммы площадей обоих изображений к площади источника, которое называется коэффициентом усиления гравитационной линзы A , есть результат гравитационной фокусировки.

2. Гравитационное микролинзирование

Гравитационное микролинзирование интенсивно обсуждалось в литературе [2, 15, 29–37]. Если источник S лежит на конусе Эйнштейна–Хвольсона, то коэффи-

циент усиления $A = 1,34$. Соответствующее характерное время микролинзирования T_0 обычно определяется как половина времени, необходимого для пересечения конуса Эйнштейна–Хвольсона,

$$T_0 = 3,5 \text{ месяца} \sqrt{\frac{M}{M_{\odot}} \frac{D_d}{10 \text{ кпк}} \frac{300 \text{ км с}^{-1}}{V_{\perp}}},$$

где V_{\perp} — трансверсальная компонента скорости линзы. Если мы предположим, что $V_{\perp} \sim 300 \text{ км с}^{-1}$ (что является характерной скоростью звёзд в Галактике), то характерное время пересечения конуса Эйнштейна–Хвольсона составит около 3,5 месяцев. Тем самым кривая блеска для фоновой звезды изменяется в зависимости от времени.

Приведём некоторые характерные значения величин для гравитационного микролинзирования. Если расстояние между линзой и Солнцем около 10 кпк, то характерное значение конуса Эйнштейна–Хвольсона приблизительно равно $0,001''$, что соответствует линейным расстояниям порядка 10 а.е. Ясно, что при таком малом угловом расстоянии между изображениями их трудно разрешить с помощью наземных телескопов, по крайней мере в оптическом диапазоне.

Эйнштейн отмечал, что если гравитационные линзы — звёзды, то феномен гравитационного линзирования довольно трудно обнаружить в природе, поскольку угол, разделяющий изображения, очень мал⁴ [9]. Тем не менее в последнее время обсуждается возможность измерения углового диаметра Эйнштейна–Хвольсона $2\theta_0$ посредством разрешения кратных изображений, порождаемых микролинзированием. Для того чтобы разрешить кратные изображения, предложено использовать оптический интерферометр, например VLTI (Very Large Telescope Interferometer) [38]. Более того, в ближайшем будущем планируется осуществить астрометрическую миссию GAIA⁵, с помощью которой будет достигнута угловая точность порядка 10 угловых микросекунд и, в принципе, можно будет разрешать кратные изображения, возникающие при микролинзировании. Использование будущих астрометрических миссий для астрометрического микролинзирования рассматривалось в работах [41, 42].

Феномен микролинзирования в удалённых гравитационно-линзованных квазарах обсуждался в работе [43], опубликованной вскоре после открытия первой гравитационно-линзовой системы [44]. Этот феномен, благодаря тому что его оптическая толщина (вероятность) довольно высока, был обнаружен впервые в работе [45]. Позднее признаки микролинзирования в разных спектральных диапазонах были найдены в различных гравитационно-линзовых системах [46, 47], в частности в гравитационно-линзовой системе SBS 1520+530 в оптическом диапазоне с помощью телескопа RTT-150 [48]. Оптическая толщина для микролинзирования удалённых квазаров обсуждалась в работах [49–52]. Влияние микролинзирования на кривые блеска в различных спектральных диапазонах проанализировано в работах [53, 54]. Моделирование кривых блеска (в том числе в рентгеновском диапазоне) было

⁴ Тем не менее микролинзирование может быть обнаружено с помощью наблюдений изменения кривой блеска фоновой звезды, как это было предложено в работе Бялко [25].

⁵ <http://astro.estec.esa.nl/gaia> (см. также [26, 39, 40]).

² Проекты SIM и MAXIM, скорее всего, не будут реализованы.

³ <http://www.asc.rssi.ru>.

проведено после обнаружения микролинзирования в рентгеновском диапазоне для некоторых гравитационно-линзовых систем [55–58] с помощью космического рентгеновского телескопа "Чандра" (Chandra), имеющего угловое разрешение порядка 0,5 угловых секунд, что в принципе позволяет разрешать отдельные макроизображения в гравитационно-линзовых системах.

Основными признаками гравитационного микролинзирования (в случае, если источники и линзы — звёзды) является симметричность и ахроматичность кривой блеска. Это утверждение справедливо, если линза сферически симметрична и источник является точечным. Однако если мы рассматриваем более сложную модель, в которой источник — неточечный и есть распределение цвета по диску источника и (или) отклонения от сферически симметричного распределения гравитационного поля линзы, то тогда могут быть отклонения от симметрии и (или) ахроматичности кривой блеска [1].

Проблема поиска событий микролинзирования тесно связана с проблемой тёмной материи (ТМ). Много лет тому назад было обнаружено, что видимая материя составляет только небольшую часть гравитирующей массы [59, 60]. В настоящее время известно, что плотность материи в единицах критической плотности порядка $\Omega_m \approx 0,3$ (включая плотность барионной материи $\Omega_b \approx 0,05 - 0,04$, однако плотность светящейся материи $\Omega_{lum} \leq 0,005$), а плотность, соответствующая Λ -члену, порядка $\Omega_\Lambda = 0,7$ [61–64]. Таким образом, плотность барионной материи (а тем более светящейся материи) составляет малую часть полной плотности Вселенной. Часто предполагается, что галактические гало — достаточно "естественные" области, в которых может находиться не только барионное, но и небарионное тёмное вещество. Если ТМ формирует объекты с массами в диапазоне $(10^{-5} - 10) M_\odot$, то микролинзирование могло бы помочь обнаружить такие объекты. Естественно, с помощью микролинзирования можно обнаружить тусклые маломассивные звёзды и массивные планеты. Таким образом, перед началом интенсивных исследований микролинзирования в нашей и ближайших галактиках имелась надежда пролить свет на проблему тёмной массы в Галактическом гало.

Как отмечалось ранее, возможность обнаружения феномена микролинзирования обсуждалась в работе [25]. Систематические поиски событий микролинзирования по характерным признакам кривых блеска отдельных звёзд начались после обсуждения Пачинским возможности обнаружения компактных тёмных объектов в Галактическом гало с массами порядка масс планет или звёзд с помощью мониторинга нескольких миллионов звёзд в Большом Магеллановом Облаке (БМО) [65]. В начале 1990-х годов появились новые вычислительные и технические возможности и огромные массивы наблюдательных данных, что способствовало относительно быстрой реализации идей Пачинского (ситуация была существенно другой во времена опубликования работы Бялко [25]). Предложено было называть такие микролинзы "мачо" (от англ. macho — Massive Astrophysical Compact Halo Objects) [66]. Кроме того, MACHO — название американо-австралийско-британской коллегии, которая проводила мониторинг звёзд в БМО и Галактическом балдже, используя 1,3-метровый телескоп Обсерватории Маунт-Стромло на горе Стромло в

Австралии⁶. Для поиска событий микролинзирования проводился мониторинг нескольких миллионов звёзд в направлении двух мишней: а) звёзд в БМО и Малом Магеллановом Облаке (ММО), поскольку БМО и ММО являются ближайшими галактиками в направлении, лежащем вне Галактической плоскости, и проходят через Галактическое гало; б) звёзд в Галактическом балдже, что позволяет оценить распределение микролинз в направлении, близком к Галактической плоскости. Впервые события микролинзирования в направлении на БМО были обнаружены коллегией MACHO [67] и французской коллегией EROS (Expérience de Recherche d'Objets Sombres)⁷ [69].

Первые сообщения об открытии микролинзирования в направлении на Галактический балдж были сделаны американо-польской коллегией OGLE (Optical Gravitational Lens Experiment), которая использует телескоп с диаметром зеркала 1,3 м в Обсерватории Лас-Кампанас. В 2001 г. началась третья фаза этого эксперимента — OGLE-III, и в рамках этого проекта коллегиция наблюдала 200 млн звёзд каждые 1–3 ночи. В течение последних нескольких лет коллегиция OGLE-III обнаруживала по несколько сотен событий микролинзирования каждый год [70, 71]. Фаза OGLE-III завершилась⁸ в мае 2009 г. Система раннего предупреждения (Early Warning System — EWS) способствовала обнаружению большого числа событий микролинзирования (табл. 2).

Астрономы Японии и Новой Зеландии с целью поиска событий микролинзирования создали коллегицию MOA (Microlensing Observations in Astrophysics)⁹ [72].

Для исследования распределения мачо в другом направлении, существенно отличном от направлений на БМО и ММО, можно использовать Туманность Андромеды (галактика M31), находящуюся на расстоянии порядка 725 кпк. Эта галактика является ближайшей галактикой в северной Земной полусфере [73–76]. В 1990-х годах две коллегиции, AGAPE (Andromeda Gravitational Amplification Pixel Experiment, гора Пик дю Миди, Франция)¹⁰ и VATT (Vatican Advanced Technology Telescope), начали проводить мониторинг пикселей, а не отдельных звёзд [68, 80], поскольку при наблюдениях Туманности Андромеды в одном пикселе принимается излучение большого числа звёзд. В настоя-

Таблица 2. События микролинзирования, обнаруженные во время фазы проекта OGLE-III

Год наблюдений	Число событий
2002	около 350
2003	около 450
2004	около 600
2005	около 550
2006	около 600
2007	около 600
2008	около 650

⁶ Проект MACHO завершён с конца 1999 г.

⁷ Проект EROS завершён в 2002 г. [68].

⁸ <http://www.astrowu.edu.pl/ogle/ogle3/ews/ews.html>.

⁹ <http://www.roe.ac.uk/%7Eiab/alert/alert/alert.html>.

¹⁰ Коллегиция POINT-AGAPE (POINT — аббревиатура от англ. Pixel-lensing Observation with the Isaac Newton Telescope (INT)) начала наблюдения в 1999 г., используя INT с диаметром зеркала 2,5 м [77, 78]; был предложен также проект телескопа-робота "Ангстрем" (Angstrom) [79].

щее время сообщается об обнаружении нескольких десятков событий пиксельного линзирования [81, 82]. Для теоретической интерпретации результатов этих наблюдений необходимо проводить имитационное моделирование с использованием методов Монте-Карло [83–86].

Относительно феномена микролинзирования уже около 15 лет назад не было сомнений в том, что этот эффект действительно обнаружен [30]. Тем не менее нельзя точно сказать, сколько на самом деле кандидатов в события микролинзирования связано с этим феноменом, поскольку новые виды звёздной переменности могут иметь проявления, подобные микролинзированию¹¹. Приведём наиболее важные результаты наблюдений микролинзирования и их теоретической интерпретации.

Наблюдаемые кривые блеска, которые связывают с кандидатами в события микролинзирования, хорошо интерпретируются достаточно простыми теоретическими моделями, тем не менее иногда нет полного согласия относительно того, что интерпретация достаточно хороша. Так, например, даже для события MACHO № 1 приводились различные фитирования одиночной микролинзы, но при этом имелись существенные отклонения теоретической кривой от наблюдательных данных вблизи максимума кривой блеска. Однако в рамках модели двойной микролинзы наблюдается полное согласие результатов теоретического фитирования и наблюдательных данных [87, 88]. Было предложено также фитирование наблюдательных данных с использованием модели некомпактной микролинзы [89–97].

Коллаборация PLANET (Probing Lensing Anomalies NETwork) для события EROS BLG-2000-5 определила массы компонентов двойной микролинзы, $0,35 M_\odot$ и $0,262 M_\odot$, и расстояние до неё — 2,6 кпк от Солнца [98].

Некоторые продолжительные события микролинзирования связывались с чёрными дырами звёздных масс [99]. Так, первоначально для событий MACHO-96-BLG-5 и MACHO-96-BLG-6 были приведены оценки масс соответственно $M/M_\odot = 6_{-3}^{+10}$ и $M/M_\odot = 6_{-3}^{+7}$, т.е. масса превышала предел Оппенгеймера–Волкова и можно было говорить о микролинзировании чёрными дырами. Более поздние оценки показали, что событие MACHO-99-BLG-22 может быть ассоциировано с чёрной дырой с достаточно большой вероятностью (78 %), MACHO-96-BLG-5 — с относительно небольшой вероятностью (37 %), а событие MACHO-96-BLG-6 — с малой вероятностью (2 %) [100].

Оптическая толщина в направлении на Галактический балдж (порядка 3×10^{-6}) оказалась несколько больше первоначальной оценки [101], что является дополнительным аргументом в пользу существования структуры типа бара.

Коллаборация MACHO провела анализ данных, полученных в течение 5,7 лет проведения фотометрии 11,9 млн звёзд в БМО, и обнаружила 13–17 кандидатов в события микролинзирования [102] (число кандидатов зависит от правил отбора). Оптическая толщина в направлении БМО, полученная из наблюдений,

$\tau(2 < \hat{t} < 400 \text{ сут}) = 1,2_{-0,3}^{+0,4} \times 10^{-7}$ (здесь \hat{t} — продолжительность событий микролинзирования), оказалась меньше теоретической оценки, основанной на предположении, что тёмная масса в гало сосредоточена в объектах типа мачо. Наиболее вероятная доля вклада мачо в массу гало — $f = 0,2$, что основано на наблюдениях коллаборации MACHO. Были приведены также следующие оценки вероятностей: $P(0,08 < f < 0,5) = 0,95$ и $P(f = 1) < 0,05$. Наиболее вероятная оценка массы мачо $M = (0,15–0,9) M_\odot$, масса гало до расстояний 50 кпк должна быть примерно равна $9_{-3}^{+4} \times 10^{10} M_\odot$.

Коллаборация EROS привела оценку вероятности $P(M \in [10^{-7}, 1] M_\odot, f > 0,4) < 0,05$ [103, 104]. Кроме того, эта коллаборация дала оценку оптической толщины в направлении БМО $\tau < 0,36 \times 10^{-7}$ (с доверительным интервалом 95 %), что означало долю массы мачо в общей массе гало не более 7 % [105].

С другой стороны, коллаборация OGLE привела оценку доли массы мачо в массе гало: $(8 \pm 6)\%$ [106]. Это, по сути, означает отсутствие детектирования мачо при их распространённости в Галактическом гало на уровне 19 % при $M = 0,4 M_\odot$ и 10 % для масс в диапазоне $(0,01–0,2) M_\odot$ [106]. Однако данные выводы основаны на предположениях о распределениях по массам и пространству для микролинз, а эти распределения не являются хорошо известными. В принципе изучение микролинзирования может помочь уточнить параметры указанных распределений, однако даже для уточнения параметров необходимо несколько тысяч событий микролинзирования.

Итак, можно сделать следующее общее заключение: открыто очень важное физическое явление — микролинзирование, однако его некоторые количественные особенности должны быть уточнены. Тем самым проблема наличия около 80 % (или даже 93 %, согласно точке зрения коллаборации EROS) тёмной материи в гало Галактики по-прежнему остаётся открытой (до начала исследований микролинзирования была надежда существенно продвинуться в решении проблемы ТМ). Таким образом, можно утверждать, что ситуацию вполне адекватно отражает название статьи Керинса "Мачо и облака неопределённостей" ("Machos and clouds of uncertainty") [107]. Это означает, что остаётся широкое поле для проведения исследований, включая пиксельное линзирование, микролинзирование гравитационно-линзовых систем, при этом наиболее важными и интересными представляются поиски экзопланет с помощью микролинзирования.

3. Методы поиска экзопланет

Около 20 лет назад Мао и Пачинский [108] оценили вероятности нахождения экзопланет с помощью микролинзирования и отметили, что наиболее высока вероятность обнаружить экзопланеты в направлении Галактического балджа. Несмотря на то что первая экзопланета была открыта вблизи миллисекундного пульсара PSR1257+12 [109], это предсказание Мао и Пачинского в целом оказалось практически правильным, и в настоящее время известно, что микролинзование является довольно эффективным методом обнаружения экзопланет.

Наиболее эффективный метод обнаружения экзопланет основан на измерении радиальных скоростей с по-

¹¹ Кандидаты в события микролинзирования, которые ранее обсуждались коллаборацией EROS-1 (и EROS-2) и коллаборацией MACHO-2 (и MACHO-3), позднее интерпретировались как проявления звёздной переменности [30].

мощью спектрографа HARPS (High Accuracy Radial velocity Planet Searcher). Этот спектрограф установлен на 3,6-метровом телескопе Европейской южной обсерватории в Ла-Силья (Чили). Характерная неопределенность составляет $\sim 1 \text{ м с}^{-1}$ или, точнее, лежит в диапазоне $0,7 - 2 \text{ м с}^{-1}$, в зависимости от условий наблюдений [110]. Оценки радиальных скоростей приведены в обзоре [111] в таблице 1. В настоящее время с помощью этого метода обнаружено более 300 экзопланет.

Около 100 экзопланет обнаружено с использованием метода транзитов, часть из которых приведена в статье [112] (см. также таблицу 2 в обзоре [111]), где представлены результаты как наземных, так и космических экспериментов¹². Запуск космического телескопа "Кеплер" существенно повышает возможность обнаружить новые экзопланеты с помощью метода транзитов. Напомним, что диаметр зеркала телескопа "Кеплер" более чем в три раза превосходит диаметр зеркала космического телескопа COROT (COviction ROTation and planetary Transits) и поле зрения "Кеплера" более чем в 100 раз превышает поле зрения COROT. Группа COROT обнаружила интересные планетные системы, такие как планета COROT-7b с радиусом порядка двух радиусов Земли [113]. Последующие наблюдения с помощью спектрографа HARPS показали, что имеются две экзопланеты с массами, близкими к массе Земли: $(4,8 \pm 0,8) M_{\oplus}$ (COROT-7b) и $(8,4 \pm 0,9) M_{\oplus}$ (COROT-7c) [114].

В соответствии с базой данных, которую собирает Ж. Шнайдер (Парижская обсерватория)¹³, к настоящему времени открыто более 500 экзопланет и около 400 кандидатов в экзопланеты, тем не менее чётких критериев для разделения этих двух классов объектов нет. Несколько планетных систем обнаружено с помощью пульсарного тайминга.

Одна экзопланета найдена посредством астрометрических измерений (см., например, пресс-релиз Лаборатории реактивного движения (Jet Propulsion Laboratory)¹⁴, выпущенный 28 мая 2009 г.), однако имеется надежда, что будущие космические миссии, такие как "Космический телескоп Джеймс Уэбб" (James Webb Space Telescope (JWST)) и GAIA, дадут возможность обнаружить планетные системы с помощью астрометрических измерений.

Важным аспектом поисков экзопланет является возможность использовать различные методы, для того чтобы убедиться в справедливости утверждения о существовании экзопланет, сделанного с помощью только одной методики. Методики измерения радиальных скоростей и транзиты и (или) астрометрические измерения могут быть взаимодополняющими (например, наблюдения экзопланетной системы Gliese 876 b с помощью космического телескопа "Хаббл" и измерений радиальных скоростей). Детальное описание различных методик обнаружения экзопланет можно найти в работах [111, 115–118].

4. Поиски экзопланет с помощью гравитационного микролинзирования

Поскольку наличие планет вблизи звезды-линзы приводит к нарушению линзовой системы, возникают каустики типа складок и сборок [11, 119, 120] и появляются характерные отклонения в кривой блеска звезды-линзы от кривой блеска, соответствующей звезде-линзе без планеты. По этим характерным отклонениям и обнаруживаются экзопланеты с помощью гравитационного микролинзирования. Таким образом, во-первых, необходимо найти событие микролинзирования и, во-вторых, найти в нём характерное отклонение. Следует отметить, что если для обнаружения микролинзирования необходимо проведение мониторинга большого числа звёзд, то для обнаружения отклонения в кривой блеска с целью открытия экзопланет надо проводить наблюдения кривой блеска фоновой звезды при наличии признаков микролинзирования, и тогда могут использоваться даже относительно небольшие телескопы с малым полем зрения. В этом случае очень важно иметь систему раннего предупреждения о кандидатах в событии микролинзирования, подобную той, которую имеет коллаборация OGLE.

Как отмечалось в разделе 3, Мао и Пачинский [108] подчёркивали, что вероятность обнаружения экзопланет посредством микролинзирования достаточно высока (см. также работы [121, 122]). Эти выводы подтверждены результатами наблюдений.

Экзопланеты, обнаруженные с помощью микролинзирования в направлении Галактического балджа, представлены в табл. 3 [123–127]. Для планетной системы, указанной в последней строке таблицы, приведены две возможные области для расстояний между планетой и звездой-линзой [123, 128]. Открытия экзопланет обсуждены в работах [71, 123, 124, 126, 129–132]. Следует отметить, что первая экзопланета была открыта коллаборацией MOA-I, которая использовала небольшой телескоп с диаметром зеркала всего лишь 0,6 м [123, 129]. Это событие микролинзирования было обнаружено коллаборацией OGLE, но коллаборация MOA-I имела ПЗС (приборы с зарядовой связью) с более широким полем зрения и делала по пять экспозиций для каждого из полей зрения. Этот факт наглядно показывает то, что даже относительно скромные наблюдательные средства при правильном использовании позволяют получить важный результат.

Обнаружено восемь экзопланет, в том числе три экзопланеты Земной группы с массами $10 M_{\oplus}$ (которые называют экзопланетами типа сверх-Земля (super-Earth exoplanets)). Таблица 3 иллюстрирует, что данная техника весьма эффективна в детектировании экзопланет Земной группы на расстоянии порядка 1 а.е. от звезды-линзы.

Как одно из наиболее важных открытий экзопланет с помощью микролинзирования [133] можно отметить открытие экзопланеты с массой порядка $5,5 M_{\oplus}$ (в 2006 г. это была самая лёгкая экзопланета)¹⁵. По сути, это означает, что планеты Земной группы с твёрдой поверх-

¹² Недавно появились сообщения об обнаружении с помощью телескопа "Кеплер" около 1000 экзопланет.

¹³ См. веб-сайт <http://exoplanet.eu>.

¹⁴ <http://www.jpl.nasa.gov/news/news.cfm?release=2009-090>.

¹⁵ Позднее было сообщено об открытии лёгкой экзопланеты с массой $m_p \sin i = 1,94 M_{\oplus}$ [110] на расстоянии порядка 0,03 а.е. в системе Глизе 581 b (GJ 581 b), которая имеет несколько экзопланет.

Таблица 3. Экзопланеты, обнаруженные с помощью микролинзирования [123–126]

Масса звезды	Масса планеты	Главная полуось, а.е.
$0,63^{+0,07}_{-0,09} M_{\odot}$	$830^{+250}_{-190} M_{\oplus}$	$4,3^{+2,5}_{-0,8}$
$(0,46 \pm 0,04) M_{\odot}$	$(1100 \pm 100) M_{\oplus}$	$4,4 \pm 1,8$
$0,22^{+0,21}_{-0,11} M_{\odot}$	$5,5^{+5,5}_{-2,7} M_{\oplus}$	$2,6^{+1,5}_{-0,6}$
$0,49^{+0,14}_{-0,18} M_{\odot}$	$13^{+4,0}_{-5,0} M_{\oplus}$	$3,2^{+1,5}_{-1,0}$
$(0,50 \pm 0,04) M_{\odot}$	$(226 \pm 25) M_{\oplus}$	$2,3 \pm 0,2$
$(0,50 \pm 0,04) M_{\odot}$	$(86 \pm 10) M_{\oplus}$	$4,6 \pm 0,5$
$0,060^{+0,028}_{-0,021} M_{\odot}$	$3,3^{+4,9}_{-1,6} M_{\oplus}$	$0,62^{+0,22}_{-0,16}$
$0,30^{+0,19}_{-0,12} M_{\odot}$	$260,54^{+165,22}_{-104,85} M_{\oplus}$	$\left\{ \begin{array}{l} 0,72^{+0,38}_{-0,16} \\ \text{или } 6,5^{+3,2}_{-1,2} \end{array} \right.$

ностью — достаточно широко распространённый феномен во Вселенной [130, 134, 135].

Пиксельное линзирование в направлении Туманности Андромеды (M31) может представлять собой достаточно эффективный способ обнаружения экзопланет в другой галактике [136–141]. В случае пиксельного линзирования в одном пикселе может приниматься излучение нескольких тысяч звёзд, и тогда линзирование только звёзд-гигантов может приводить к детектируемым отклонениям наблюдаемого потока излучения в одном пикселе. Поскольку звёзды-гиганты могут иметь радиус порядка 1 а.е. (расстояние от Земли до Солнца), то для оценки вероятности потенциально детектируемого отклонения кривой блеска звезды-линзы с экзопланетой относительно кривой блеска для системы со звездой-линзой без экзопланеты необходимо проводить имитационное компьютерное моделирование с использованием методов Монте-Карло, при котором моделируется процесс наблюдений событий пиксельного линзирования и обнаружения в этих событиях признаков экзопланет [138, 139].

Поскольку обнаружение экзопланеты с помощью пиксельного линзирования естественно разделяется на два этапа, а именно поиски событий пиксельного линзирования и поиски признаков наличия экзопланет в этих событиях, крайне важным представляется создание системы раннего предупреждения в режиме онлайн для групп, проводящих мониторинг Туманности Андромеды с целью поиска событий пиксельного линзирования, подобно тому как это сделано колаборацией OGLE для поиска событий микролинзирования в направлении на Галактический балдж. При наличии подобной системы даже относительно небольшие телескопы, не имеющие широкого поля зрения, могли бы проводить наблюдения за кандидатами в события пиксельного линзирования и, возможно, обнаруживать отклонения в кривой блеска, свидетельствующие о наличии экзопланеты в линзовой системе.

В событии RA-N2-99 коллаборация POINT-AGAPE обнаружила аномалию [142], которая наиболее вероятно интерпретируется наличием планетной системы в линзе [138–140]. Тем самым можно говорить, что была обнаружена первая экзопланета в другой галактике. Так, например, в электронной энциклопедии Википедии в статье о Туманности Андромеды указано, что у одной из звёзд этой галактики обнаружена экзопланета, и

приведена ссылка на работу [138]. Как было отмечено ранее, источники-звезды для пиксельного линзирования являются красными гигантами (в одном пикселе имеется много звёзд, и поэтому линзование только звёзд-гигантов может приводить к наблюдательным проявлениям) и, следовательно, их размер сопоставим с радиусом Эйнштейна – Хвольсона и размером каустик, в связи с чем необходимо учитывать конечный размер источника, подобно тому как это делается при микролинзировании в квазарах [53, 143]. Как хорошо известно [144–152], усиление точечного источника отличается от усиления источника с конечным размером. Если размер источника мал, то вероятность обнаружить признаки двойной линзы (или планеты вблизи звезды) пропорциональна размеру области вблизи каустики. Тем не менее гигантские звёзды, рассматриваемые как фоновые источники, имеют большие угловые размеры, поэтому повышается вероятность того, что какая-то область источника находится вблизи каустики (см. работы [138–140], в которых обсуждаются детали этого аспекта).

5. Заключение

Обнаружено несколько десятков экзопланет типа сверхземля¹⁶ с массами в диапазоне $(1-10) M_{\oplus}$ с использованием различных методик [110, 124, 130, 157–164]. Как легко заметить, доля экзопланет с массой порядка массы Земли, обнаруженных с помощью гравитационного микролинзирования, довольно высока по сравнению с обнаруженными с использованием других методик поиска экзопланет. Поиски маломассивных экзопланет связаны с поисками жизни во Вселенной. Положения экзопланет вблизи зоны обитаемости [165–167] детально изучены с помощью различных методик, включая динамический анализ мультипланетных систем [168–177]. Ясно, что с этой точки зрения наиболее интересными являются планетные системы с массами порядка массы Земли, в которых расстояния между звёздами и такими планетами составляет около 1 а.е. Гравитационное микролинзирование является очень эффективным методом поиска таких экзопланетных систем. В этом контексте американский проект MPF (Microlensing Planet Finder) может быть гораздо эффективнее, чем другие космические проекты поиска экзопланет (см. рис. 2 в статье [125] и рис. 1.9 в [123]).

Для удалённых планетных систем, обнаруженных с помощью микролинзирования (или пиксельного линзирования), использование каких-либо дополнительных методов довольно затруднительно (по крайней мере, в настоящий момент), поскольку эти методы являются недостаточно чувствительными для таких систем. Тем не менее прямые наблюдения планеты, например с помощью космического телескопа [178], могут оказаться весьма полезными для уменьшения неопределённостей в оценке параметров планетной системы. Интересная возможность прямых наблюдений экзопланет, похожих на Землю, может быть реализована с помощью космического телескопа и звёздного экрана, существенно уменьшающего поток излучения звезды, имеющей экзопланету. Такая возможность обсуждается в рамках проекта "Наблюдатель новых миров" (New Worlds Observer)

¹⁶ Физические свойства таких объектов являются предметом интенсивных исследований [153–156].

[179–181]. Предполагается, что экран и телескоп будут находиться в окрестности лагранжевой точки L_2 . Размер телескопа примерно 4 м, размер экрана около 50 м, расстояние между телескопом и экраном порядка 80000 км. Такой подход обсуждался ранее в литературе, однако техническая возможность обнаружения маломассивных экзопланет с помощью экрана размером в несколько десятков метров была отмечена относительно недавно [182]. Таким образом, в настоящее время в принципе имеется технология прямого детектирования маломассивных экзопланет.

Автор благодарит С. Кальки Новати, У. Кэша, Ф. Де Паолиса, Ф. Джетцера, Г. Ингрессо, П. Йовановича, А. Нучиту, Л. Поповича, М.В. Сажина и А.М. Чепрата за ценные обсуждения различных аспектов гравитационного линзирования и поисков экзопланет.

Список литературы

1. Захаров А Ф *Гравитационные линзы и микролинзы* (М.: Янус-К, 1997)
2. Захаров А Ф, Сажин М В *УФН* **168** 1041 (1998) [Zakharov A F, Sazhin M V *Phys. Usp.* **41** 945 (1998)]
3. Newton I *Opticks: or a Treatise of the Reflexions, Refractions, Inflexions and Colours of Light* (London: Printed for S Smith, and B Walford, 1704)
4. Soldner J G *Berliner Astron. Jahrbuch* 161 (1804)
5. Einstein A *Ann. Physik* **49** 769 (1916) [Эйнштейн А *Собрание сочинений* Т. 1 (М.: Наука, 1965) с. 452]
6. Dyson F W, Eddington A S, Davidson C *Philos. Trans. R. Soc. London A* **220** 291 (1920)
7. Eisenstaedt J *The Curious History of Relativity* (Princeton, N.J.: Princeton Univ. Press, 2006)
8. Chwolson O *Astron. Nachrich.* **221** 329 (1924)
9. Einstein A *Science* **84** 506 (1936)
10. Renn J, Sauer T, Stachel J *Science* **275** 184 (1997)
11. Schneider P, Ehlers J, Falco E E *Gravitational Lenses* (Berlin: Springer-Verlag, 1992)
12. Wambsganss J, in *Gravitational Lenses in the Universe: Proc. of the 31st Liege Intern. Astrophysical Colloquium (LIAC 93)* (Eds J Surdej et al.) (Liege: Univ. de Liege, Institut d'Astrophysique, 1993) p. 369
13. Refsdal S, Surdej J *Rep. Prog. Phys.* **56** 117 (1994)
14. Claeskens J-F, Surdej J *Astron. Astrophys. Rev.* **10** 263 (2002)
15. Mollerach S, Roulet E *Gravitational Lensing and Microlensing* (Singapore: World Scientific, 2002)
16. Frittelli S, Kling T P, Newman E T *Phys. Rev. D* **61** 064021 (2000)
17. Bozza V et al. *Gen. Relat. Grav.* **33** 1535 (2001)
18. Virbhadra K S, Ellis G F R *Phys. Rev. D* **65** 103004 (2002)
19. Zakharov A F et al. *New Astron.* **10** 479 (2005)
20. Zakharov A F et al. *Astron. Astrophys.* **442** 795 (2005)
21. Virbhadra K S, Keeton C R *Phys. Rev. D* **77** 124014 (2008)
22. Virbhadra K S *Phys. Rev. D* **79** 083004 (2009)
23. Zakharov A F *New Astron. Rev.* **53** 202 (2009)
24. Zackrisson E, Riehm T, arXiv:0905.4075
25. Бялко А В *Астрон. журн.* **46** 998 (1969) [Byalko A V *Sov. Astron.* **13** 784 (1970)]
26. Lindegren L, Perryman M A C *Astron. Astrophys. Suppl.* **116** 579 (1996)
27. Cash W et al. *Nature* **407** 160 (2000)
28. White N *Nature* **407** 146 (2000)
29. Wu X-P *Astrophys. J.* **435** 66 (1994)
30. Paczyński B *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **34** 419 (1996)
31. Roulet E, Mollerach S *Phys. Rep.* **279** 67 (1997)
32. Mao S *AIP Conf. Proc.* **237** 215 (2001); astro-ph/9909302
33. Jetzer Ph *Naturwissenschaften* **86** 201 (1999)
34. Zakharov A F *Publ. Astron. Observ. Belgrade* (75) 27 (2003)
35. Zakharov A F, in *Particle Physics in Laboratory, Space and Universe: Proc. of the 11th Lomonosov Conf. on Elementary Particle Physics, August 21–27, 2003, Moscow, Russia* (Ed. A I Studenikin) (Singapore: World Scientific, 2005) p. 106
36. Mao S, arXiv:0811.0441
37. Zakharov A F *Phys. Part. Nucl.* **39** 1176 (2008)
38. Delplancke F, Górski K M, Richichi A *Astron. Astrophys.* **375** 701 (2001)
39. Perryman M A C et al. *Astron. Astrophys.* **369** 339 (2001)
40. Perryman M, de Bruijne J, Lammers U *Exp. Astron.* **22** 143 (2008)
41. Захаров А Ф *Астрон. журн.* **83** 99 (2006) [Zakharov A F *Astron. Rep.* **50** 79 (2006)]
42. Zakharov A F *Int. J. Mod. Phys. D* **17** 1055 (2008)
43. Gott J R (III) *Astrophys. J.* **243** 140 (1981)
44. Walsh D, Carswell R F, Weymann R J *Nature* **279** 381 (1979)
45. Irwin M J et al. *Astron. J.* **98** 1989 (1989)
46. Sluse D et al. *Astron. Astrophys.* **468** 885 (2007)
47. Sluse D et al., arXiv:0809.2983
48. Хамитов И М и др. *Письма в Астрон. журн.* **32** 570 (2006) [Khamitov I M et al. *Astron. Lett.* **32** 514 (2006)]
49. Canizares C R *Astrophys. J.* **263** 508 (1982)
50. Zakharov A F, Popović L Č, Jovanović P *Astron. Astrophys.* **420** 881 (2004)
51. Zakharov A F, Popović L Č, Jovanović P, in *Gravitational Lensing Impact on Cosmology: Proc. of the 225 IAU Symp.* (Eds Y Mellier, G Meylan) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2005) p. 363
52. Zakharov A F, Popović L Č, Jovanović P, in *Exploring the Universe: Proc. of XXXIXth Rencontres de Moriond Workshop* (Eds Y Giraud-Heraud, J Tran Thanh Van, J Dumarchez) (Hanoi: GIOI Publ., 2005) p. 41
53. Popović L Č et al. *Astrophys. J.* **637** 620 (2006)
54. Jovanović P et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **386** 397 (2008)
55. Chartas G et al. *Astrophys. J.* **568** 509 (2002)
56. Chartas G et al. *Astrophys. J.* **606** 78 (2004)
57. Dai X et al. *Astrophys. J.* **589** 100 (2003)
58. Dai X et al. *Astrophys. J.* **605** 45 (2004)
59. Oort J *Bull. Astron. Inst. Netherlands* **6** 249 (1932)
60. Zwicky F *Helv. Phys. Acta* **6** 110 (1933)
61. Astier P et al. *Astron. Astrophys.* **447** 31 (2006)
62. Komatsu E et al. *Astrophys. J. Suppl.* **180** 330 (2009)
63. Zakharov A F et al. *Space Sci. Rev.* **148** 301 (2009)
64. Zakharov A F et al. *ЯФ* **73** 1921 (2010) [*Phys. Atom. Nucl.* **73** 1870 (2010)]
65. Paczynski B *Astrophys. J.* **304** 1 (1986)
66. Griest K *Astrophys. J.* **366** 412 (1991)
67. Alcock C et al. *Nature* **365** 621 (1993)
68. Moniez M, in *Cosmological Physics with Gravitational Lensing: Proc. of the XXXVth Rencontres de Moriond, Les Arcs, France, March 11–18, 2000* (Eds J Trần Thanh Vân, Y Mellier, M Moniez) (Les Ulis: EDP Sci., 2001) p. 3
69. Aubourg E et al. *Nature* **365** 623 (1993)
70. Udalski A et al. *Acta Astron.* **53** 291 (2003)
71. Udalski A et al. *Astrophys. J.* **628** L109 (2005)
72. Bond I A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **327** 868 (2001)
73. Crofts A P S *Astrophys. J.* **399** L43 (1992)
74. Baillon P et al. *Astron. Astrophys.* **277** 1 (1993)
75. Ansari R et al., astro-ph/9602015
76. Ansari R et al. *Astron. Astrophys.* **324** 843 (1997)
77. Kerins E et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **323** 13 (2001)
78. Belokurov V et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **357** 17 (2005)
79. Kerins E et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **365** 1099 (2006)
80. Le Du Y, in *Cosmological Physics with Gravitational Lensing: Proc. of the XXXVth Rencontres de Moriond, Les Arcs, France, March 11–18, 2000* (Eds J Trần Thanh Vân, Y Mellier, M Moniez) (Les Ulis: EDP Sci., 2001) p. 65
81. Calchi Novati S et al. *Astron. Astrophys.* **443** 911 (2005)
82. Calchi Novati S et al. *Astrophys. J.* **695** 442 (2009)
83. De Paolis F et al. *Astron. Astrophys.* **432** 501 (2005)
84. Ingrosso G et al. *Astron. Astrophys.* **445** 375 (2006)
85. Ingrosso G et al. *Astron. Astrophys.* **462** 895 (2007)
86. Riffeser A, Seitz S, Bender R *Astrophys. J.* **684** 1093 (2008)
87. Dominik M, Hirshfeld A C *Astron. Astrophys.* **289** L31 (1994)
88. Dominik M, Hirshfeld A C *Astron. Astrophys.* **313** 841 (1996)

89. Gurevich A V, Zybin K P, Sirota V A *Phys. Lett. A* **214** 232 (1996)
90. Гуревич А В, Зыбин К П, Сирота В А *УФН* **167** 913 (1997) [Gurevich A V, Zybin K P, Sirota V A *Phys. Usp.* **40** 869 (1997)]
91. Захаров А Ф, Сажин М В *Письма в ЖЭТФ* **63** 894 (1996) [Zakharov A F, Sazhin M V *JETP Lett.* **63** 937 (1996)]
92. Захаров А Ф, Сажин М В *ЖЭТФ* **110** 1921 (1996) [Zakharov A F, Sazhin M V *JETP* **83** 1057 (1996)]
93. Zakharov A F *Phys. Lett. A* **250** 67 (1998)
94. Захаров А Ф *Астрон. журн.* **76** 379 (1999) [Zakharov A F, *Astron. Rep.* **43** 325 (1999)]
95. Zakharov A F, in *Dark Matter in Astro- and Particle Physics: Proc. of the Intern. Conf. DARK 2000, Heidelberg, Germany, 10–14 July, 2000* (Ed. H V Klapdor-Kleingrothaus) (Berlin: Springer-Verlag, 2001) p. 364
96. Zakharov A F, in *Cosmological Physics with Gravitational Lensing: Proc. of the XXXVth Rencontres de Moriond, Les Arcs, France, March 11–18, 2000* (Eds J Trần Thanh Vân, Y Mellier, M Moniez) (Les Ulis: EDP Sci., 2001) p. 57
97. Zakharov A *Gen. Relat. Grav.* **42** 2301 (2010)
98. An J H et al. *Astrophys. J.* **572** 521 (2002)
99. Bennett D P et al. *Astrophys. J.* **579** 639 (2002)
100. Poindexter S et al. *Astrophys. J.* **633** 914 (2005)
101. Alcock C et al. *Astrophys. J.* **541** 734 (2000)
102. Alcock C et al. *Astrophys. J.* **542** 281 (2000)
103. Lasserre T et al. *Astron. Astrophys.* **355** L39 (2000)
104. Lasserre T, in *Dark Matter in Astro- and Particle Physics: Proc. of the Intern. Conf. DARK 2000, Heidelberg, Germany, 10–14 July, 2000* (Ed. H V Klapdor-Kleingrothaus) (Berlin: Springer-Verlag, 2001) p. 341
105. Tisserand P et al. *Astron. Astrophys.* **469** 387 (2007)
106. Wyrszykowski L et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **397** 1228 (2009); arXiv:0905.2044
107. Kerins E, in *Cosmological Physics with Gravitational Lensing: Proc. of the XXXVth Rencontres de Moriond, Les Arcs, France, March 11–18, 2000* (Eds J Trần Thanh Vân, Y Mellier, M Moniez) (Les Ulis: EDP Sci., 2001) p. 43
108. Mao S, Paczynski B *Astrophys. J. Lett.* **374** L37 (1991)
109. Wolszczan A, Frail D A *Nature* **355** 145 (1992)
110. Mayor M et al., arXiv:0906.2780
111. Perryman M et al. "Report by the ESA – ESO Working Group on Extra-Solar Planets", <http://www.stecf.org/coordination/eso-esa/extrasolar/report.pdf>; astro-ph/0506163
112. Konacki M et al. *Nature* **421** 507 (2003)
113. Léger A et al. *Astron. Astrophys.* **506** 287 (2009)
114. Queloz D et al. *Astron. Astrophys.* **506** 303 (2009)
115. Perryman M A C *Rep. Prog. Phys.* **63** 1209 (2000)
116. Udry S, Santos N C *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **45** 397 (2007)
117. Santos N C *New Astron. Rev.* **52** 154 (2008)
118. Johnson J A *Publ. Astron. Soc. Pacific* **121** 309 (2009)
119. Zakharov A F *Astron. Astrophys.* **293** 1 (1995)
120. Zakharov A F *Astrophys. Space Sci.* **252** 369 (1997)
121. Gould A, Loeb A *Astrophys. J.* **396** 104 (1992)
122. Bolatto A D, Falco E E *Astrophys. J.* **436** 112 (1994)
123. Bennett D P, in *Exoplanets* (Ed. J Mason) (Berlin: Springer, 2008) p. 47; arXiv:0902.1761
124. Bennett D P et al. *Astrophys. J.* **684** 663 (2008)
125. Bennett D P et al. "A census of exoplanets in orbits beyond 0.5 AU via space-based microlensing", White Paper for the Astro2010 Science Frontier Panel (2008); arXiv:0902.3000
126. Dong S et al. *Astrophys. J.* **698** 1826 (2009)
127. Zakharov A F et al. *Mem. Soc. Astron. Italiana Suppl.* **15** 114 (2010)
128. Dominik M *Astron. Astrophys.* **349** 108 (1999)
129. Bond I A et al. *Astrophys. J. Lett.* **606** L155 (2004)
130. Beaulieu J-P et al. *Nature* **439** 437 (2006)
131. Gould A et al. *Astrophys. J.* **644** L37 (2006)
132. Gaudi B S et al. *Science* **319** 927 (2008)
133. Abe F et al. *Science* **305** 1264 (2004)
134. Dominik M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **367** 669 (2006)
135. Dominik M, Horne K, Bode M F *Astron. Geophys.* **47** 3.25 (2006)
136. Chung S-J et al. *Astrophys. J.* **650** 432 (2006)
137. Kim D et al. *Astrophys. J.* **666** 236 (2007)
138. Ingrosso G et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **399** 219 (2009)
139. Ingrosso G et al. *Gen. Relat. Grav.* **43** 1047 (2011); arXiv:1001.4342
140. Ingrosso G et al., arXiv:1001.2105
141. Dominik M et al. *Astron. Nachrichten* **331** 671 (2010)
142. An J H et al. *Astrophys. J.* **601** 845 (2004)
143. Agol E, Krolik J *Astrophys. J.* **524** 49 (1999)
144. Witt H J, Mao S *Astrophys. J.* **430** 505 (1994)
145. Богданов М Б, Черепашук А М *Письма в Астрон. журн.* **21** 570 (1995) [Bogdanov M B, Cherepashchuk A M *Astron. Lett.* **21** 505 (1995)]
146. Богданов М Б, Черепашук А М *Астрон. журн.* **72** 873 (1995) [Bogdanov M B, Cherepashchuk A M *Astron. Rep.* **39** 779 (1995)]
147. Богданов М Б, Черепашук А М *Астрон. журн.* **77** 842 (2000) [Bogdanov M B, Cherepashchuk A M *Astron. Rep.* **44** 745 (2000)]
148. Богданов М Б, Черепашук А М *Астрон. журн.* **79** 1102 (2002) [Bogdanov M B, Cherepashchuk A M *Astron. Rep.* **46** 996 (2002)]
149. Gaudi B S, Gould A *Astrophys. J.* **513** 619 (1999)
150. Dominik M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **361** 300 (2005)
151. Heyrovský D *Astrophys. J.* **656** 483 (2007)
152. Pejcha O, Heyrovský D *Astrophys. J.* **690** 1772 (2009)
153. Valencia D, Sasselov D D, O'Connell R J *Astrophys. J.* **665** 1413 (2007)
154. Selsis F et al. *Astron. Astrophys.* **476** 1373 (2007)
155. Sasselov D D *Nature* **451** 29 (2008)
156. Sasselov D D, Valencia D, O'Connell R J *Phys. Scripta* **T130** 014035 (2008)
157. Rivera E J et al. *Astrophys. J.* **634** 625 (2005)
158. Lovis C et al. *Nature* **441** 305 (2006)
159. Udry S et al. *Astron. Astrophys.* **469** L43 (2007)
160. Marcy G W et al. *Phys. Scripta* **T130** 014001 (2008)
161. Mayor M, Udry S *Phys. Scripta* **T130** 014010 (2008)
162. Mayor M et al. *Astron. Astrophys.* **493** 639 (2009)
163. Bouchy F et al. *Astron. Astrophys.* **496** 527 (2009)
164. Howard A W et al. *Astrophys. J.* **696** 75 (2009)
165. Kasting J F, Whitmire D P, Reynolds R T *Icarus* **101** 108 (1993)
166. Jones B W, Underwood D R, Sleep P N *Astrophys. J.* **622** 1091 (2005)
167. Lammer H et al. *Astron. Astrophys. Rev.* **17** 181 (2009)
168. Ji J et al. *Astrophys. J.* **585** L139 (2003)
169. Ji J et al. *Astrophys. J.* **631** 1191 (2005)
170. Ji J et al. *Astrophys. J.* **657** 1092 (2007)
171. Fischer D A et al. *Astrophys. J.* **675** 790 (2008)
172. Pilat-Lohinger E et al. *Astrophys. J.* **681** 1639 (2008)
173. Pilat-Lohinger E *Int. J. Astrobiol.* **8** 175 (2009)
174. Ji J-H et al. *Res. Astron. Astrophys.* **9** 703 (2009)
175. McNeil D S, Nelson R P *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **401** 1691 (2010); arXiv:0910.5299
176. Wright J T, arXiv:0909.0957
177. Wright J T et al. *Astrophys. J.* **693** 1084 (2009)
178. Bennett D P et al. *Astrophys. J.* **647** L171 (2006)
179. Oakley P H H, Cash W *Astrophys. J.* **700** 1428 (2009)
180. Cash W (and the New Worlds Team) *EPJ Web Conf.* **16** 07004 (2011)
181. Cash W *Astrophys. J.* **738** 76 (2011); arXiv:1106.2127
182. Cash W *Nature* **442** 51 (2006)