



## Оптические исследования рентгеновских двойных систем и ядер галактик

А. М. ЧЕРЕПАЩУК,  
академик,  
директор ГАИШ МГУ

7 июля 2010 г. исполняется 70 лет академику Анатолию Михайловичу Черепашуку, члену редколлегии нашего журнала. Вся жизнь Анатолия Михайловича посвящена служению любимой науке – астрономии, которой он увлекся, когда ему было 10 лет. В школьные годы он строил самодельные телескопы, проводил самостоятельные наблюдения Луны, Солнца, планет и переменных звезд, был активным членом Куйбышевского отделения ВАГО при АН СССР. Его зарисовки поверхности Марса во время великого противостояния 1956 г. были выполнены в Сызрани по наблюдениям на изготовленном им 200-мм рефлекторе. Эти рисунки Марса опубликованы в “Атласе рисунков Марса” (составитель В.А. Бронштэн. М.: Наука, 1961) под редакцией академика АН УССР Н.П. Барабашова.

А.М. Черепашук окончил сызранскую среднюю школу с серебряной медалью, в 1964 г. – Астрономическое отделение Физического факультета МГУ. В 1967 г. он защитил кандидатскую диссертацию, в 1975 г. – докторскую, в 1985 г. стал профессором по специальности “астрофизика”, в 1997 г. избран членом-корреспондентом РАН, в 2006 г. – академиком. С 1986 г. Анатолий Михайлович возглавляет ГАИШ МГУ и заведует Астрономическим отделением Физического факультета МГУ.

Под руководством своего учителя – профессора Д.Я. Мартынова – А.М. Черепашук провел исследования по физике тесных двойных звездных систем. Он подготовил свыше 20 кандидатов наук и пять докторов наук. Под его руководством ГАИШ МГУ успешно прошел трудные годы перестройки и многочисленных реформ, неоднократно подтверждая свой высокий статус ведущего научно-образовательного астрономического центра страны.

Редколлегия и редакция журнала “Земля и Вселенная” сердечно поздравляют Анатолия Михайловича с юбилеем, желают ему крепкого здоровья, счастья в личной жизни и новых творческих достижений на благо астрономии.

© Черепашук А.М.





При изучении рентгеновских двойных систем и ядер галактик очень важны наблюдения в оптическом и ближнем ИК-диапазоне спектра. Такие наблюдения позволяют исследовать движения “пробных тел” (звезд, газовых облаков, газовых дисков) и тем самым измерять массы релятивистских объектов – нейтронных звезд (Н.З.) и черных дыр (Ч.Д.). Если масса ядра звезды, претерпевшего химическую эволюцию в результате термоядерных реакций, превышает  $3 M_{\odot}$ , то, согласно общей теории относительности (ОТО) А. Эйнштейна, в конце эволюции звезды образуется Ч.Д. Если же масса ядра звезды менее  $3 M_{\odot}$ , то в конце ее эволюции образуется белый карлик или Н.З. Возможность измерять массы релятивистских

объектов делает рентгеновские двойные системы мощным инструментом для поиска Ч.Д. звездных масс. Поиски же сверхмассивных Ч.Д. ведутся (и очень успешно) в ядрах галактик. К настоящему времени открыты тысячи массивных и чрезвычайно компактных объектов, наблюдаемые свойства которых очень похожи на особенности Ч.Д.

В этой статье мы расскажем о результатах поисков Ч.Д. во Вселенной методами оптической астрономии. Отметим, что при определении масс Ч.Д. оптическими методами вполне достаточно использовать закон тяготения Ньютона, поскольку расстояния “пробных тел” от центральной Ч.Д. много больше размера ее гравитационного радиуса, который для звездных Ч.Д. составляет десят-

ки километров, а для сверхмассивных Ч.Д. лежит в пределах от десятков солнечных радиусов до размеров порядка радиуса Солнечной системы. Замечательно то, что массы Ч.Д., измеренные оптическими методами, не зависят от типа релятивистской теории гравитации ввиду того, что все эти теории (в том числе и теории, альтернативные ОТО) на больших расстояниях от тяготеющего центра переходят в ньютоновскую теорию гравитации.

Автору посчастливилось стоять у истоков важного научного направления – поиска Ч.Д. во Вселенной и внести вклад в разработку данной проблемы. За эти исследования он был удостоен Государственной премии РФ за 2008 г. в области науки и технологий.

#### НЕМНОГО ИСТОРИИ

В 1964 г. Я.Б. Зельдович и Е.Е. Салпите (США) впервые предсказали возможность наблюдения Ч.Д., отметив, что при несферической аккреции на Ч.Д. может выделяться огромная энергия. Теория дисковой аккреции вещества на релятивистские объекты была развита в работах Н.И. Шакуры и Р.А. Сюняева (1973), Дж. При-

нгла и М. Риса (Англия, 1972), И.Д. Новикова и К.С. Торна (1973). Из-за огромного гравитационного потенциала вблизи релятивистского объекта и взаимного трения вещества диска температура окрестностей релятивистского объекта достигает десятков миллионов градусов. Возникающее при этом мощное рентгеновское излучение может наблюдаться с космических observa-

торий (земная атмосфера непрозрачна для квантов рентгеновского излучения). В 1972 г. началась эра систематических рентгеновских наблюдений неба после запуска первой специализированной американской космической рентгеновской обсерватории “Ухуру” (“Uhuru”). С ее помощью тогда было открыто свыше сотни компактных рентгеновских источников, в большинстве случаев



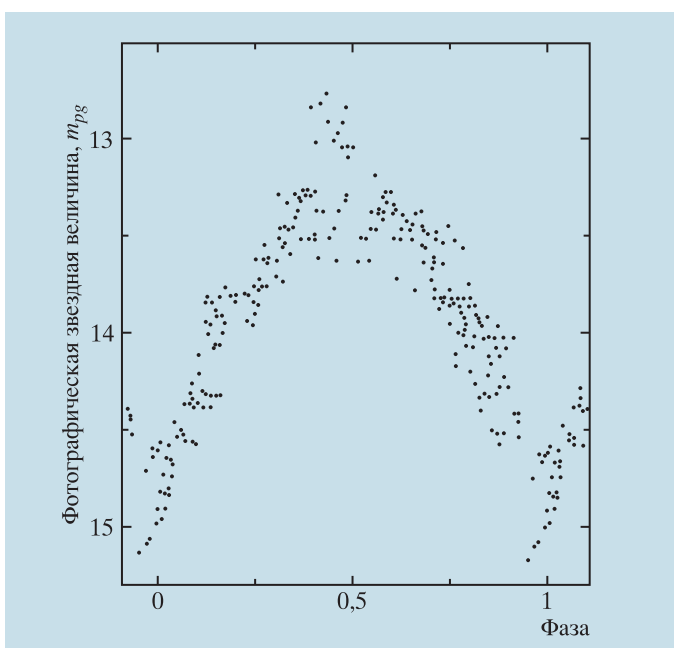


Оптическая кривая блеска рентгеновской двойной системы Геркулес X-1, обусловленная “эффектом отражения” (А.М. Черепашук, Ю.Н. Ефремов, Н.Е. Курочкин, Р.А. Сюняев и Н.И. Шакура, 1972).

рентгеновских двойных систем, состоящих из оптической звезды – донора вещества и релятивистского объекта, находящегося в режиме аккреции. Теория дисковой аккреции позволила понять природу большинства открытых рентгеновских источников как аккрецирующих релятивистских объектов в двойных системах. В то же время остро встала проблема оптического отождествления рентгеновских двойных систем и изучения их оптических проявлений.

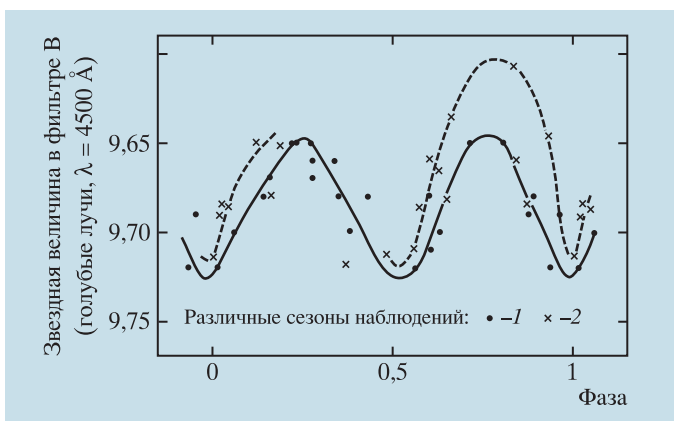
Первое отождествление рентгеновской двойной Геркулес X-1 с переменной звездой HZ Her было выполнено Н.Е. Курочкиным в ГАИШ (1972). В работе А.М. Черепашука, Ю.Н. Ефремова, Н.Е. Курочкина, Н.И. Ша-

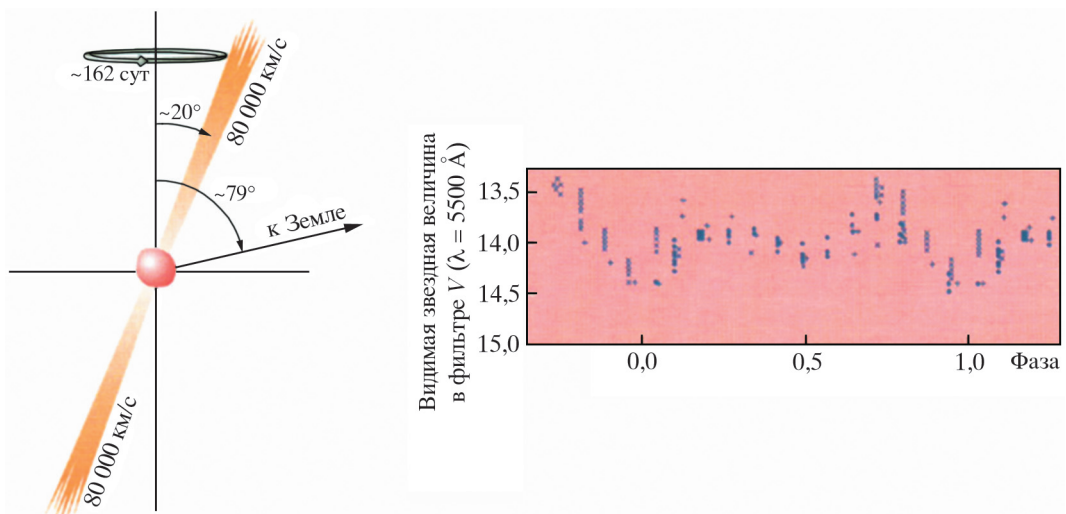
Оптическая кривая блеска рентгеновской двойной системы Лебедь X-1 – кандидата № 1 в черные дыры, обусловленная эффектом эллипсоидальности оптической звезды (В.М. Лютый, Р.А. Сюняев и А.М. Черепашук, 1973).



куры и Р.А. Сюняева (1972) было показано, что главной причиной оптической переменности Геркулеса X-1 является “эффект отражения”, точнее, эффект прогрева поверхности оптической звезды мощным рентгеновским излучением аккрецирующей Н.З. В 1973 г. В.М. Лютый, Р.А. Сюняев и А.М. Че-

репашук открыли оптическую переменность рентгеновской двойной системы Лебедь X-1, обусловленную эффектом эллипсоидальности оптической звезды. Ими же был предложен метод оценки наклона орбиты системы (i) по “эллипсоидальной” переменности оптической звезды и на этой основе дана

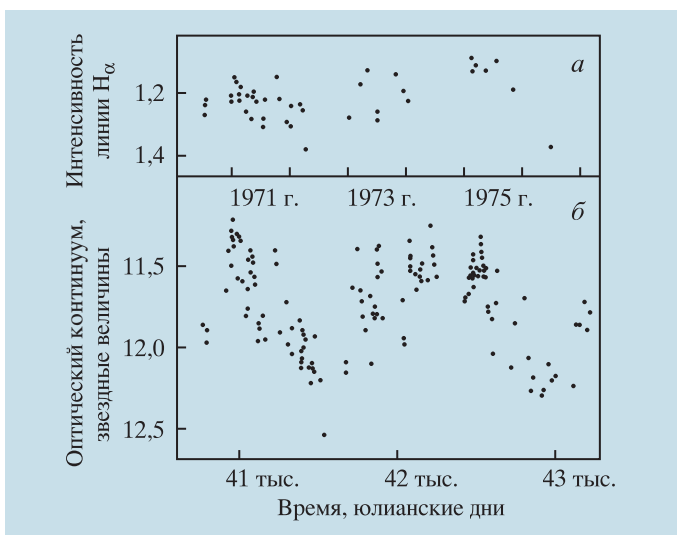




одна из первых оценок массы Ч.Д. в системе Лебедь X-1 —  $M_{\text{Ч.Д.}} > 5,6 M_{\odot}$ . Эффекты отражения и эллипсоидальности оказались типичными наблюдательными проявлениями рентгеновских двойных систем в оптическом диапазоне спектра. Они широко используются для оптического отождествления рентге-

новских двойных систем и определения масс релятивистских объектов. В 1981 г. А.М. Черепашук обнаружил оптические затмения в уникальном объекте SS 433 с коллимированными прецессирующими релятивистскими выбросами — джетами. Стало ясно, что объект SS 433 — это массивная рентгено-

Кинематическая модель объекта SS 433, предложенная М. Милгромом (Израиль), С. Фабианом и М. Рисом (Англия) в 1979 г. (слева), и оптическая кривая блеска SS 433, полученная А.М. Черепашуком (1981).



ская двойная система на продвинутой стадии эволюции, содержащая оптически яркий сверхкритический прецессирующий аккреционный

Переменность интенсивности эмиссионной линии  $H_{\alpha}$  (а) и оптического континуума (б) в ядре сейфертовской галактики I типа NGC 4151, обнаруженная В.М. Лютым и А.М. Черепашуком (1972). Изменения интенсивности линии  $H_{\alpha}$  повторяют изменения континуума, но с запаздыванием на время около 30 сут.





диск вокруг релятивистского объекта. Объект SS 433 оказался первым представителем объектов нового класса – **микровязаров**, число которых в Галактике к настоящему времени достигло двух десятков. Параллельно с исследованием рентгеновских двойных систем шли интенсивные поиски Ч.Д. в ядрах галактик. И здесь оптические исследования (и исследования в ближнем ИК-диапазоне) также оказались очень эффективными.

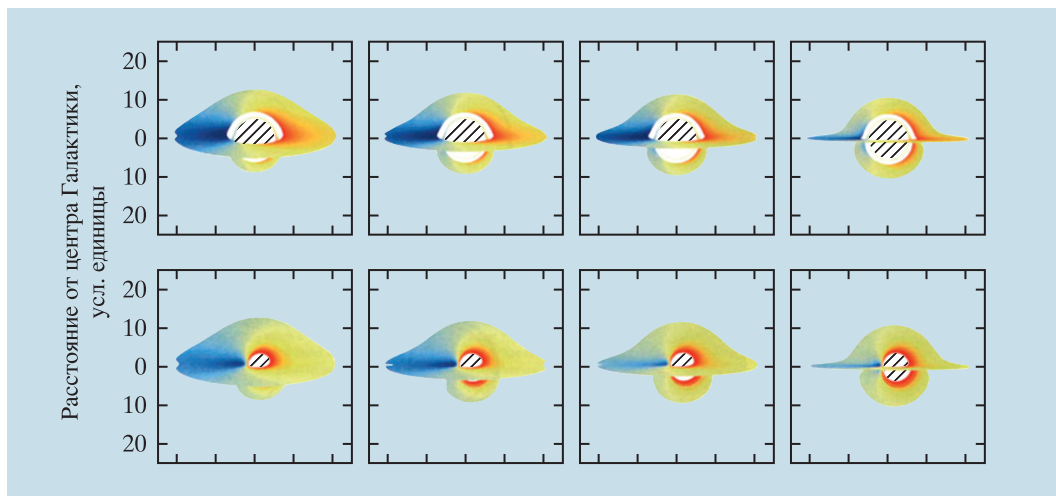
Первые оценки масс сверхмассивных Ч.Д. в ядрах активных галактик (квазаров) получены в 1964 г. Я.Б. Зельдовичем и И.Д. Новиковым. Они сравнивали гигантскую наблюдаемую светимость квазара с критической эддингтоновской светимостью, при которой сила давления радиации уравнивает силу тяготения центрального объекта. Оказалось, что эти массы очень велики, превышают  $10^8 M_{\odot}$ . В 1980–1984 гг. Э.А. Дибай оценил массы сверхмассивных Ч.Д. в ядрах сейфертовских галактик по профилям и интенсивностям эмиссионных линий в их спектрах с использованием фотоионизационной модели ядерной области галактики, излучающей в частотах линий водорода, гелия, азота и других элементов. По доплеровской ширине линий оценивалась

характерная скорость ( $v$ ) движения “пробных тел” (газовых облаков, окружающих Ч.Д.), а по интенсивности линии рассчитывался характерный объем газа, излучающего в линии, и при фиксированной скважности облаков оценивалось их характерное расстояние ( $r$ ) от Ч.Д. Зная  $v$  и  $r$ , можно определить массу Ч.Д.:  $M_{\text{Ч.Д.}} = \eta v^2 r / G$ , где  $G$  – постоянная тяготения, коэффициент  $\eta = 1-3$  в зависимости от модели движения облаков (для круговых орбит  $\eta = 1$ ). Гораздо более надежно характерное расстояние ( $r$ ) до газовых облаков может быть оценено путем измерения времени запаздывания переменности эмиссионных линий относительно переменности непрерывного спектра ядра активной галактики. Такое запаздывание было открыто в 1972 г. В.М. Лютым и А.М. Черепашуком при узкополосных фотометрических наблюдениях ядер ряда активных галактик в частотах эмиссионной линии  $H_{\alpha}$  и соседнего непрерывного спектра (континуума). Оказалось, что, хотя континуум и линия меняются хаотически, изменения в линии повторяют изменения континуума, но с запаздыванием на время, которое для разных галактик составляет 15–30 сут. Авторы показали, что наблюдаемое время запаздывания  $\Delta t$  – это

время пролета ионизирующих квантов от ближайших окрестностей Ч.Д. до газовых облаков, излучающих в линии, что позволяет оценить характерное расстояние от газовых облаков до центральной Ч.Д. ( $r = c \times \Delta t$ , где  $c$  – скорость света). К настоящему времени эффект запаздывания переменности линий относительно континуума обнаружен у многих десятков ядер активных галактик. Он положен в основу весьма эффективного метода определения масс сверхмассивных Ч.Д. – *метода эхокартирования*. Такой метод считается наиболее надежным для определения масс сверхмассивных Ч.Д. в тех случаях, когда из-за ограниченного углового разрешения телескопа не удастся непосредственно наблюдать движение отдельных звезд или газовых облаков вблизи Ч.Д., то есть в ядрах большинства далеких активных галактик. Сейчас методом эхокартирования определены массы многих десятков сверхмассивных Ч.Д. в ядрах активных галактик, которые лежат в пределах  $M_{\text{Ч.Д.}} = 10^7-10^8 M_{\odot}$ . В тех же случаях, когда угловое разрешение телескопа позволяет непосредственно наблюдать движение отдельных звезд или газовых дисков вокруг центральной Ч.Д., ее масса определяется наиболее надежно.







Например, в недавней работе, опубликованной астрономами из США, Германии, Франции и Израиля, представлены результаты шестнадцатилетних наблюдений с высоким угловым разрешением движения 28 звезд вблизи центра нашей Галактики (радиоисточника Стрелец А\*) в ближнем ИК-диапазоне. Построены орбиты этих звезд и определена масса сверхмассивной Ч.Д. с точностью лучше 10%:  $M_{\text{Ч.Д.}} = (4,31 \pm 0,36) \times 10^6 M_{\odot}$ . Таким образом, проблема поиска и исследования звездных и сверхмассивных Ч.Д. обрела прочную наблюдательную базу.

#### ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ ЗВЕЗДНЫХ МАСС В РЕНТГЕНОВСКИХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХ

Массы звездных Ч.Д. измеряются по движению оптических звезд в рентгеновских двойных системах. Рентгеновские

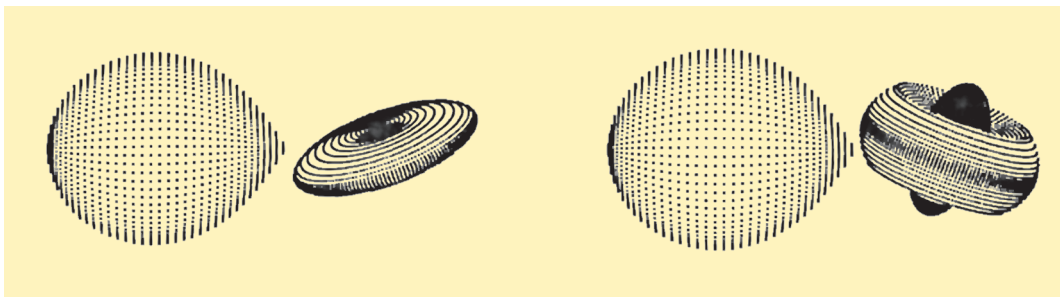
наблюдения с помощью космических обсерваторий позволяют судить о наличии компактного объекта в системе и по быстрой переменности рентгеновского излучения оценивать его размеры, а оптические наземные наблюдения позволяют исследовать движение оптической звезды и тем самым дают возможность оценить массу компактного объекта. **Уже открыто более тысячи рентгеновских двойных систем.** Мир рентгеновских двойных систем богат и разнообразен. Здесь мы остановимся лишь на одном аспекте проблемы рентгеновских двойных систем, связанном с определением масс звездных Ч.Д.

Оптические (спектральные и фотометрические) исследования рентгеновской двойной системы позволяют построить кривую лучевых скоростей оптиче-

Примерно такую картину “увидит” интерферометр с угловым разрешением лучше  $10^{-6}$  в центре нашей Галактики. Показана теоретическая картина (K. Beckwith, C. Done, 2005) распределения яркости вблизи сверхмассивной черной дыры массой  $4 \times 10^6 M_{\odot}$  для различных углов наклона плоскости яркого аккреционного диска в случае шварцшильдовской Ч.Д. (вверху) и керровской Ч.Д.

ской звезды и ее кривую блеска. Поэтому, хотя компоненты рентгеновской двойной системы раздельно не видны, анализ этих наблюдательных данных в рамках определенной модели рентгеновской двойной системы позволяет оценить массу Ч.Д. В нашей группе (Отдел звездной астрофизики ГАИШ) развиты методы интерпретации кривых блеска, профилей линий и кривых





*Современные модели рентгеновской двойной системы с прецессирующим аккреционным диском вокруг релятивистского объекта.*

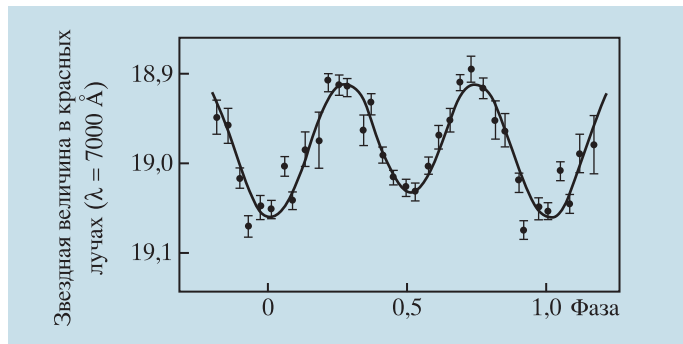
лучевых скоростей рентгеновских двойных систем с учетом приливо-вращательной деформации оптической звезды, ее прогрева рентгеновским излучением аккрецирующего релятивистского объекта, а также с учетом наличия вокруг последнего аккреционного диска. Поверхность звезды разбивается на тысячи элементарных площадок. От каждой площадки вычисляется интенсивность излучения как

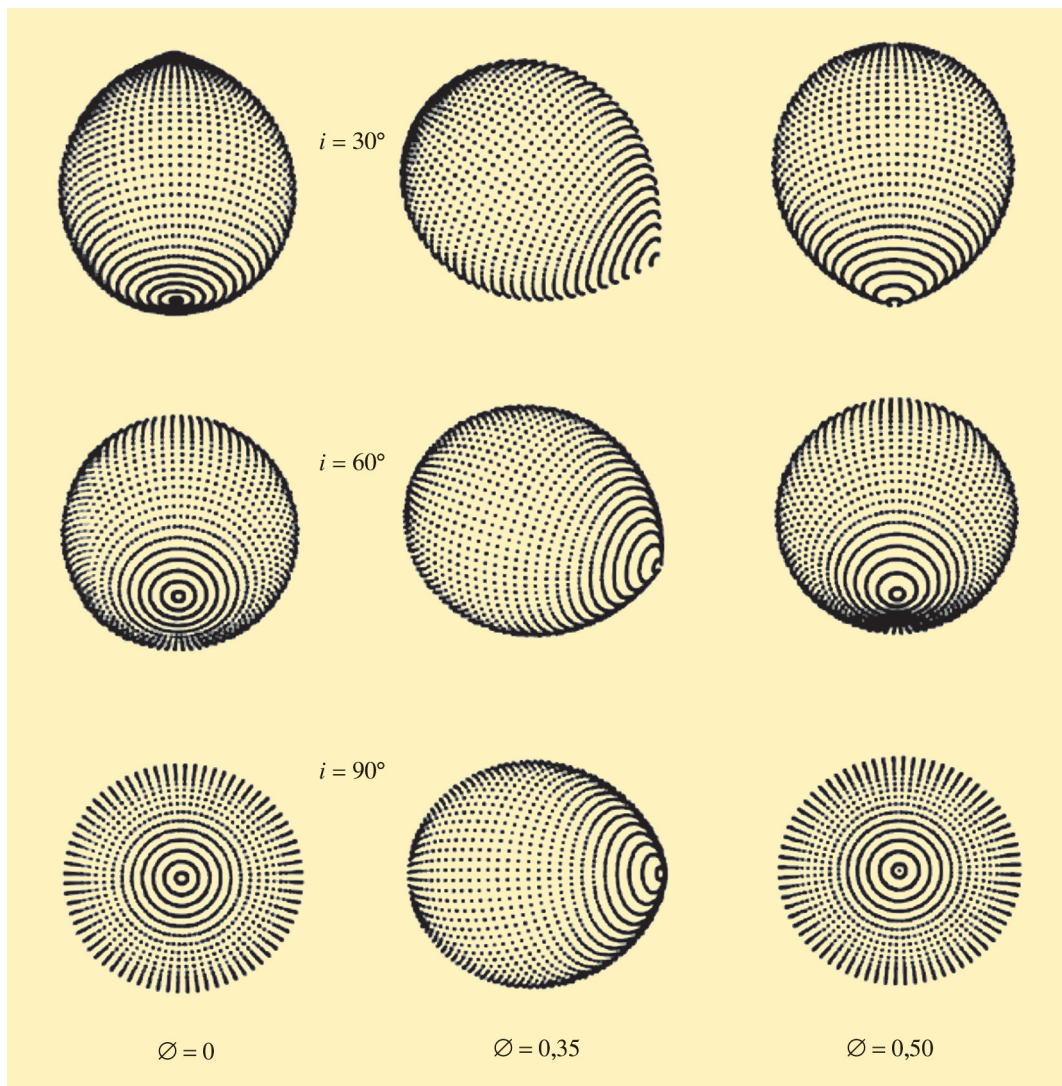
функция длины волны, идущая в направлении к земному наблюдателю, при этом учитываются взаимные затмения компонент. В итоге вычисляются теоретическая кривая блеска, профили линий поглощения и, соответственно, теоретическая кривая лучевых скоростей. Из-за того что оптическая звезда в рентгеновской двойной системе имеет грушевидную форму со сложным распределением температуры по поверхности, профили линий поглощения в ее спектре заметно меняются с фазой орбитального периода, что приводит к искажению соответствующей кривой лучевых скоростей. Именно такая теоретическая кривая лучевых ско-

ростей (а не кривая лучевых скоростей в модели двух точечных масс, как это делалось до последнего времени) должна сравниваться с наблюдениями при определении массы релятивистского объекта в рентгеновской двойной системе.

Применение столь совершенной модели рентгеновской двойной системы и современных научно обоснованных статистических критериев для оценки адекватности модели наблюдательным данным позволяет получать наиболее надежные значения параметров рентгеновской двойной системы и их ошибок. Приведем лишь несколько примеров эффективного использования нашей методики. Мы по-

*Наблюдаемая и теоретическая кривая блеска рентгеновской двойной системы с черной дырой GRS 1124-68, обусловленная в основном эффектом эллипсоидальности оптической звезды спектрального класса K2V. Оцененный угол наклона орбиты составляет  $i = 41^\circ$  (Э.А. Антохина и А.М. Черепашук, 1993).*





казали, что массы рентгеновских пульсаров в двойных системах с О-В-сверхгигантами, определенные в рамках простейшей модели двойной системы как системы из двух точечных масс, занижены на 5–10%. Из анализа высокоточной кривой лучевых скоростей рентгеновской двойной Лебедь X-1 нам удалось оценить наклонение ор-

биты системы и дать независимую оценку массы Ч.Д.:  $M_{\text{ч.д.}} = 8,5\text{--}13,6 M_{\odot}$ . (А ведь в учебниках по астрофизике написано, что наклонение орбиты двойной системы из кривой лучевых скоростей определить невозможно!) Оказывается, если аккуратно учесть размеры оптической звезды и ее сложную фигуру, то форма соответствующей

*Проекция фигуры оптической звезды на картинную плоскость в рентгеновской двойной системе в зависимости от фазы орбитального периода системы и наклонения орбиты.*

кривой лучевых скоростей меняется с изменением наклонения орбиты системы, что и позволяет







оценивать наклонение орбиты из одной кривой лучевых скоростей, не привлекая кривую блеска. Учет влияния сильного рентгеновского прогрева оптической звезды в рентгеновской двойной системе 2S 0921-63 позволил существенно уменьшить массу релятивистского объекта и показать, что этот объект является Н.З., а не мало-массивной Ч.Д.

Отметим, что профили линий поглощения в оптических спектрах рентгеновских двойных систем вычисляются нами (совместно с казанскими астрономами из группы Н.А. Сахибуллина) как в гипотезе о локальном термодинамическом равновесии, так и при отказе от этой гипотезы.

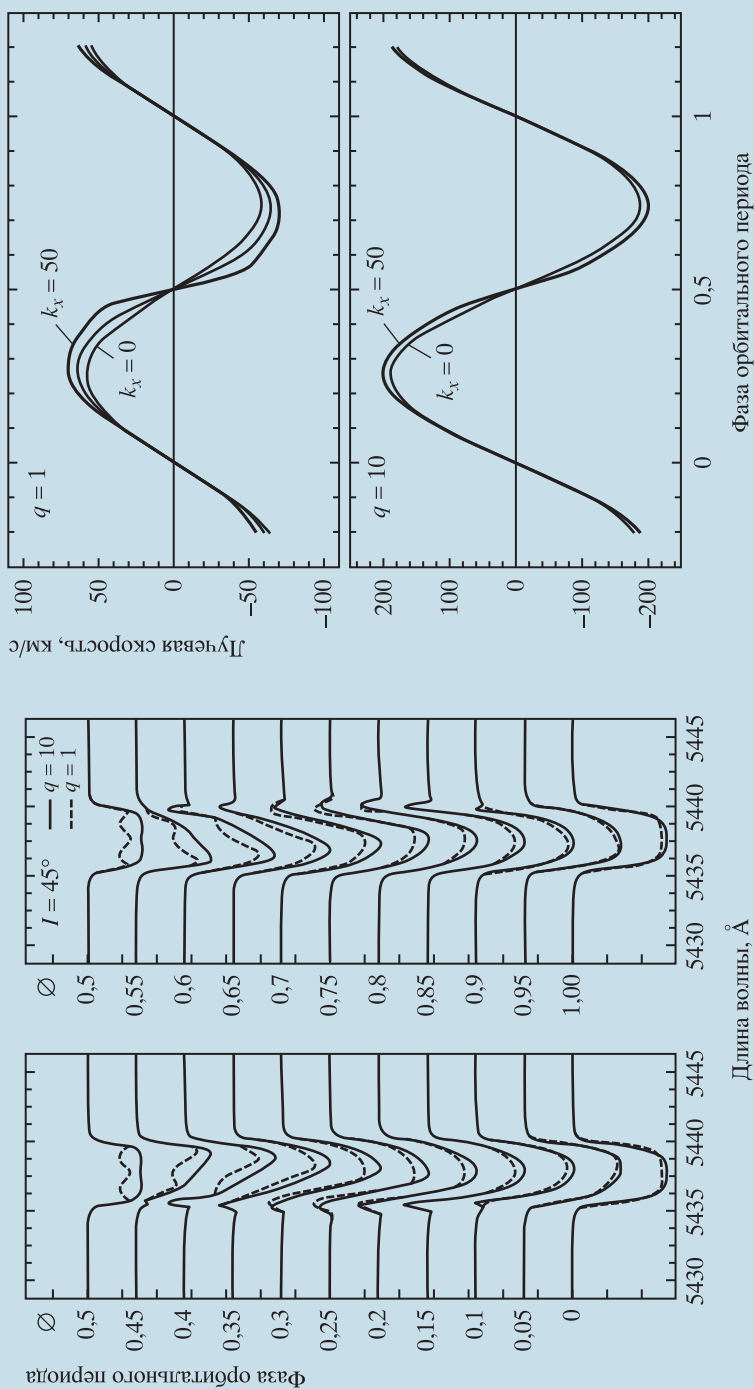
В 1972 г. был открыт первый кандидат в Ч.Д. – система Лебедь X-1. За прошедшие годы благодаря интенсивным исследованиям коллективов российских и зарубежных ученых в рентгеновском и оптическом диапазонах спектра накоплены ценные данные о массах большого числа Н.З. и Ч.Д. К настоящему времени измерены массы 23 звездных Ч.Д. ( $M_{\text{Ч.Д.}} = 4\text{--}28 M_{\odot}$ , **средняя масса Ч.Д. – около  $9 M_{\odot}$** ), а также массы около 50 Н.З. в двойных системах ( $M_{\text{Н.З.}} = 1\text{--}2 M_{\odot}$ , **средняя масса Н.З. составляет  $1,4 M_{\odot}$** ). У Н.З. с измеренными массами обнаружены явные признаки

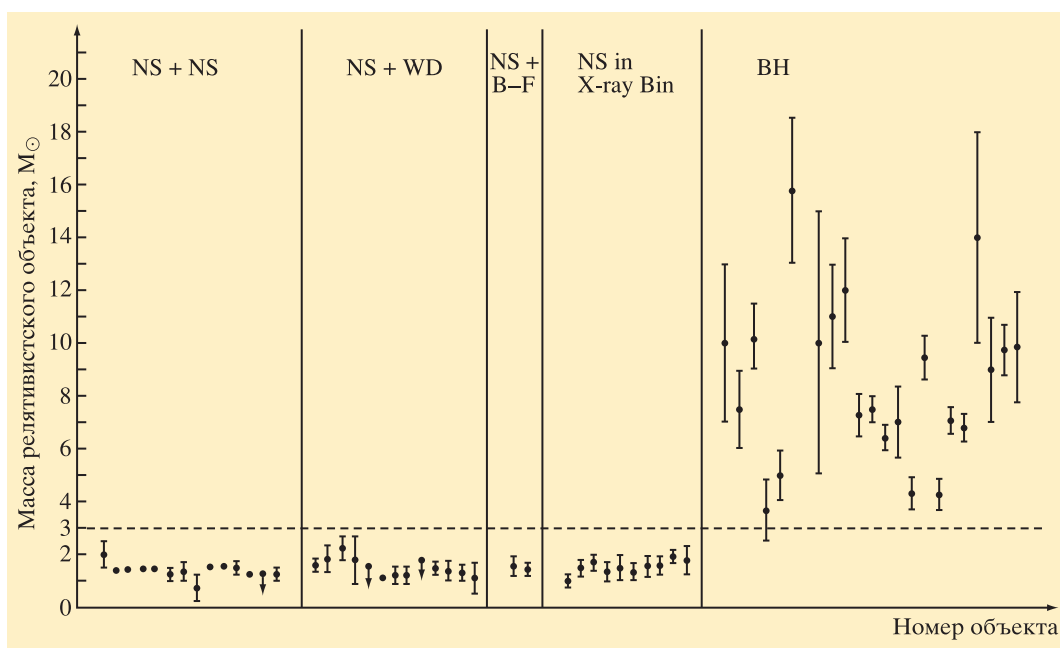
наблюдаемой поверхности, они являются радиопульсарами, рентгеновскими пульсарами или рентгеновскими барстерами I типа. Напомним, что феномен радиопульсара связан с быстрым осевым вращением и сильным магнитным полем Н.З., “привязанным” к ее поверхности. Рентгеновские пульсары отличаются наличием горячих рентгеновских областей (ударных волн) вблизи магнитных полюсов быстро вращающейся сильно намагниченной аккрецирующей Н.З., а рентгеновские барстеры I типа – термоядерными взрывами вещества, накопленного в процессе аккреции на поверхности Н.З. со слабым магнитным полем. Феномены рентгеновского пульсара, рентгеновского барстера I типа и радиопульсара были бы невозможны, если бы Н.З. не обладали наблюдаемой поверхностью, поскольку именно к наблюдаемой поверхности “привязано” магнитное поле и именно на ней происходит накопление вещества при аккреции. Подчеркнем, что быстрое осевое вращение и сильное магнитное поле – это естественное следствие сжатия ядра звезды в конце эволюции до очень малых размеров компактного релятивистского объекта. Таким образом, когда у компактного объекта есть явные признаки наблюдаемой

поверхности (феномен радиопульсара, рентгеновского пульсара или рентгеновского барстера I типа), его измеренная масса не превышает  $3 M_{\odot}$  в полном согласии с предсказанием ОТО (!).

Согласно предсказанию ОТО, у Ч.Д. не должно быть наблюдаемой поверхности, а лишь горизонт событий – световая поверхность в пространстве–времени. Горизонтом событий считается область, где ход времени с точки зрения далекого наблюдателя останавливается. Горизонт событий может быть устранен выбором соответствующей системы координат. Например, для наблюдателя, свободно падающего на Ч.Д., горизонт событий отсутствует. Поэтому, согласно ОТО, у Ч.Д. не должно быть феноменов радиопульсара, рентгеновского пульсара или рентгеновского барстера I типа. Именно так и обстоят дела с изученными 23 Ч.Д.: ни один из этих массивных (более  $3 M_{\odot}$ ) компактных объектов не является ни радиопульсаром, ни рентгеновским пульсаром, ни рентгеновским барстером I типа (!). У массивных (более  $3 M_{\odot}$ ) компактных объектов – кандидатов в Ч.Д. – наблюдается лишь иррегулярная и квазипериодическая (но не строго периодическая) переменность рентгеновского излучения на протяжении







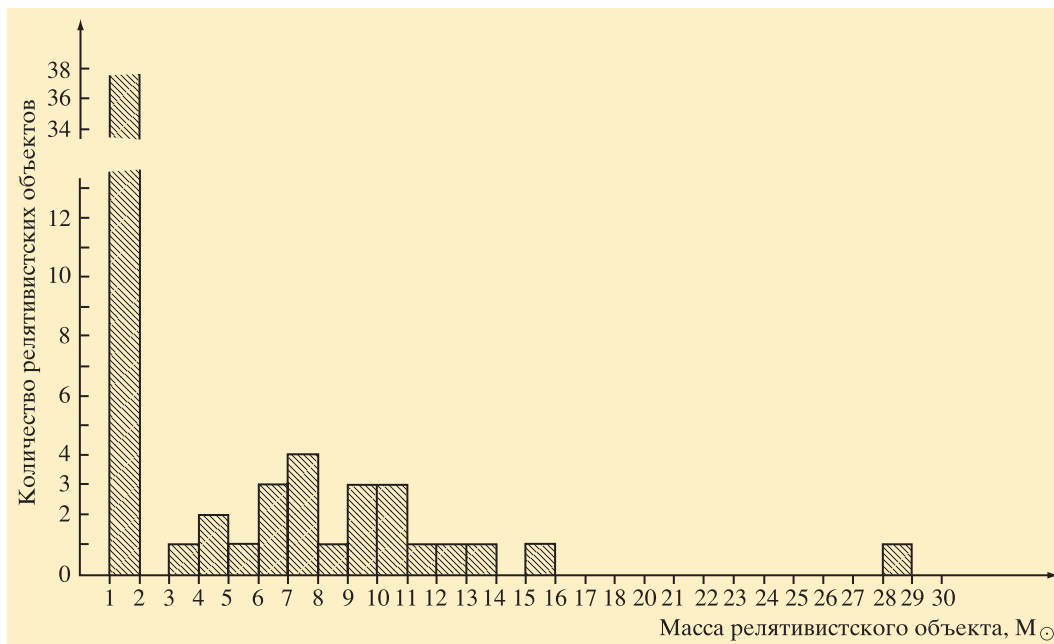
0,1–0,001 с, что позволяет оценить характерные размеры этих объектов. В модели колебаний внутренних частей аккреционного диска или орбитального движения горячих пятен удастся показать, что столь быстрая рентгеновская переменность кандидатов в Ч.Д. обусловлена их очень малыми размерами, не превышающими нескольких гравитационных радиусов.

По мере накопления сведений о массах релятивистских объектов, выкристаллизовывается замечательный результат: **Н.З. и Ч.Д. различаются не только по массам, но и по наблюдательным проявлениям в полном количественном соответствии с ОТО.** Вблизи теоретически предска-

занного значения массы  $3 M_{\odot}$  (верхний предел массы Н.З.) обнаружен разрыв в наблюдательных проявлениях релятивистских объектов. У объектов с массами более  $3 M_{\odot}$  (Ч.Д.) нет явных признаков наблюдаемой поверхности в полном согласии с ОТО, а у объектов с меньшими массами они есть. Следует, однако, иметь в виду, что у некоторых Н.З. тоже может не быть признаков наблюдаемой поверхности. Например, феномен радиопульсара или рентгеновского пульсара иногда не наблюдается из-за “неудачной” ориентации магнитного диполя относительно наблюдателя или в том случае, если ось вращения Н.З. точно совпадает с осью магнитного диполя. Поэтому

Массы нейтронных звезд и черных дыр в двойных системах разных типов: NS+NS – радиопульсары в паре с нейтронными звездами, NS+WD – радиопульсары в паре с белыми карликами, NS+B-F – радиопульсары в паре с массивными B-F звездами, NS in X-ray Bin – рентгеновские пульсары в паре с O-B звездами, BH – черные дыры в рентгеновских двойных системах. Пунктирная горизонтальная прямая отсекает значение массы  $3 M_{\odot}$ , абсолютный верхний предел массы нейтронной звезды, предсказываемый ОТО.

отмеченное выше различие в наблюдательных проявлениях Н.З. и Ч.Д. лишь необходимый, но не достаточный критерий того, что это реальные Ч.Д. Тем не менее



большое число изученных объектов вселяет в нас уверенность в том, что Ч.Д. 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 со вступлением в строй новых крупных 8–10-м наземных телескопов, появилась возможность изучать рентгеновские двойные системы в других галактиках, что может привести к значительному росту числа измеренных масс Н.З. и Ч.Д.

Отметим, что помимо описанных ярких различий в наблюдательных проявлениях Н.З. и Ч.Д. есть более тонкие

различия между ними, связанные с формой их рентгеновских спектров и характером изменения во времени интенсивности рентгеновского излучения. Тонкие различия также свидетельствуют о том, что Н.З. имеют наблюдаемые поверхности, а Ч.Д. – нет.

Большое число измеренных масс звездных и сверхмассивных Ч.Д. привело к тому, что родилась новая область астрофизики – **демография Ч.Д.**, которая изучает рождение, рост Ч.Д., а также эволюционную связь Ч.Д. с другими объектами Вселенной: звездами, галактиками и т.п. Опишем кратко результаты демографических исследований звездных Ч.Д. Как оказалось, нет зависимости масс реля-

*Гистограмма распределения масс релятивистских объектов. Высокий пик в диапазоне 1–2  $M_{\odot}$  соответствует нейтронным звездам. Диапазон масс 4–30  $M_{\odot}$  соответствует черным дырам.*

тивистских объектов от масс их спутников в двойных системах: Н.З. и Ч.Д. встречаются в двойных системах со спутниками как больших, так и малых масс. Также нет зависимости между массой Ч.Д. и массой спутника в двойной системе. В этом смысле тесные двойные системы с Н.З. и Ч.Д. подобны классическим тесным двойным системам, где, как неоднократно подчеркивал Д.Я. Мартынов, встречаются любые комбинации ком-





понент. Выясняются также интересные особенности в распределении Н.З. и Ч.Д. по массам. Во-первых, число звездных Ч.Д. не возрастает с уменьшением массы Ч.Д. Это кажется удивительным, поскольку распределение масс звезд в Галактике описывается законом Салпитера (число звезд в единице объема, образующихся в единицу времени, обратно пропорционально массе звезды в степени 2,3) и их число резко возрастает с уменьшением массы. В этой связи, казалось бы, и число Ч.Д. в Галактике (которые образуются при коллапсах ядер массивных звезд) должно возрастать в сторону меньших масс. Однако этого не наблюдается. Можно показать, что этот необычный эффект не связан с эффектами наблюдательной селекции. Кроме того, намечается провал в распределении масс Н.З. и Ч.Д. в интервале  $2-4 M_{\odot}$ . В этом интервале масс число открытых Н.З. и Ч.Д. в двойных системах близко к нулю. И в этом случае можно показать, что наличие провала при  $2-4 M_{\odot}$ , скорее всего, не связано с эффектами наблюдательной селекции. Если вывод о наличии провала в распределении масс Н.З. и Ч.Д. в интервале масс  $2-4 M_{\odot}$  подтвердится дальнейшими наблюдениями, он потребует серьезной теоретической интерпрета-

ции. По какой-то глубокой причине в двойных системах не формируются массивные (около  $3 M_{\odot}$ ) Н.З. и маломассивные (менее  $4 M_{\odot}$ ) Ч.Д. В 2003 г. К.А. Постнов и А.М. Черепашук выдвинули гипотезу о том, что плоское распределение Ч.Д. по массам и провал в этом распределении в районе  $2-4 M_{\odot}$  могут быть связаны с усиленным квантовым испарением Ч.Д., которое следует из некоторых многомерных моделей гравитации. Но если характерное время испарения Ч.Д. меньше возраста Вселенной (а в ряде моделей многомерной гравитации это и получается), то уменьшение массы Ч.Д. в рентгеновской двойной системе должно приводить к изменению ее орбитального периода. Поиски таких изменений орбитальных периодов рентгеновских двойных систем ведутся (в том числе и в нашей группе). Уже удалось получить ограничения сверху на характерный масштаб дополнительного пространственного измерения в многомерных теориях гравитации.

В последние годы все более утверждает-ся точка зрения о том, что коллапсы углеродно-кислородных ядер звезд Вольфа – Райе с быстрым осевым вращением в очень тесных двойных системах, приводящие к образованию предельно быстро вращающихся

(керровских) Ч.Д. 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 массы вещества, равной массе Солнца. Как было отмечено А.В. Тутуковым и А.М. Черепашуком (2004), орбитальное движение близкого спутника в очень тесной двойной системе поддерживает быстрое осевое вращение звезды-прародителя керровской (быстро вращающейся) Ч.Д., несмотря на значительную потерю углового момента вращения звезды при сбросе ее оболочки. Таким образом, есть основания предполагать, что, *наблюдая гамма-всплески, мы непосредственно “видим” процесс формирования звездных Ч.Д. в тесных двойных системах.*

Оценки, сделанные на основе описанных наблюдательных данных (с учетом эффектов наблюдательной селекции), показывают, что **полное число Ч.Д. звездной массы в нашей Галактике должно составлять около 10 млн.** При средней массе Ч.Д.  $9-10 M_{\odot}$  полная масса, заключенная в звездных Ч.Д., равна примерно  $10^8 M_{\odot}$ , или около 0,1% от массы видимого барионного







вещества Галактики. Величина 0,1% весьма значительна, поэтому можно говорить об открытии нового состояния материи в Галактике – **коллапсирующего состояния** (наряду с твердым, жидким, газообразным и плазменным состояниями).

#### СВЕРХМАССИВНЫЕ ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ В ЯДРАХ ГАЛАКТИК

Наиболее надежные, динамические методы определения масс сверхмассивных Ч.Д. в ядрах галактик основаны на предположении, что движение “пробных тел” вокруг центральной Ч.Д. управляется ее гравитационным полем. Тогда, измерив скорость “проб-

ного тела” ( $v$ ) и его расстояние ( $r$ ) от Ч.Д., можно определить ее массу. Замечательно то, что масса Ч.Д. в этом случае определяется независимо от массы “пробного тела” в силу принципа эквивалентности для гравитационного поля, согласно которому тяготеющая и инертная массы тела в точности совпадают. Если разрешающая способность телескопа позволяет непосредственно наблюдать движение отдельных “пробных тел” (звезд, газовых облаков, газовых дисков), то такой метод определения массы сверхмассивной Ч.Д. принято называть *методом разрешенной динамики*. Этим методом

*Галактика NGC 7793, удаленная от Земли на расстояние 3,4 Мпк. В ее ядре находится сверхмассивная Ч.Д. Снимок получен на телескопе VLT Южной Европейской Обсерватории.*

получаются наиболее надежные оценки масс сверхмассивных Ч.Д., но, к сожалению, лишь для небольшого числа сравнительно близких галактик. Если же разрешающей способности телескопа недостаточно для реализации метода разрешенной динамики, то для ядер активных галактик с успехом используется описанный выше метод эхокартирования, в котором  $v$  и  $r$  оцениваются опосредованно,



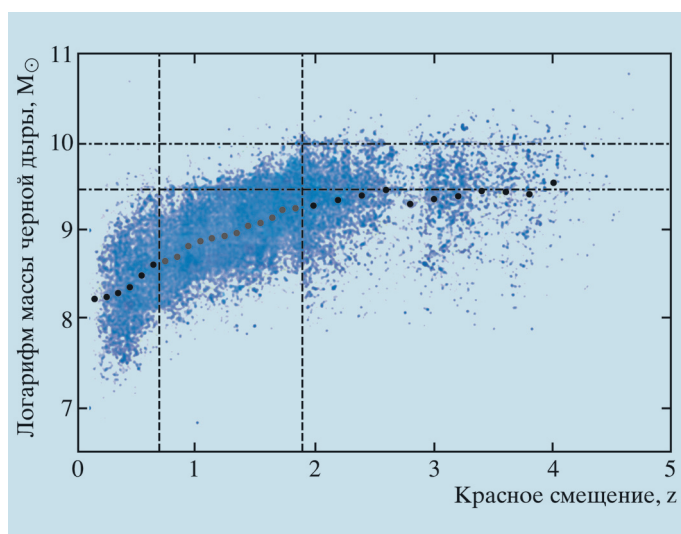


*Зависимость масс 60 тыс. сверхмассивных черных дыр в ядрах квазаров от красного смещения (Y. Shen и др., 2008).*

путем измерения доплеровской ширины эмиссионных линий, а также с помощью измерения времени запаздывания переменности эмиссионных линий относительно континуума.

В случае ядер активных галактик, в которых не измерено время запаздывания переменности линий относительно континуума, для определения массы сверхмассивной Ч.Д. используется косвенный метод, основанный на эмпирической связи между массой Ч.Д., доплеровской шириной линий излучения в спектре ядра галактики и их интенсивностью. Эта зависимость обычно калибруется по наиболее надежным данным о массах Ч.Д., полученным методом эхокартирования. Наконец, в случае спокойных ядер галактик, если не удастся применить метод разрешенной динамики, используется метод оценки массы центральной Ч.Д. по дисперсии скоростей звезд в околоядерной области, оцениваемой по ширине звездных линий поглощения в ее центре.

В последнее время выяснилось, что процессы вблизи аккрецирующих звездных и сверх-



массивных Ч.Д. подобны друг другу, если учесть различия в их массах и темпах аккреции вещества. На этой основе получена важная полуэмпирическая зависимость между массой Ч.Д. (как звездной, так и сверхмассивной), ее рентгеновской светимостью (светимость аккреционного диска) и светимостью в радиодиапазоне (светимость релятивистского выброса – джета) – это так называемая фундаментальная плоскость для аккрецирующих Ч.Д. Кроме того, установлена полуэмпирическая зависимость между массой аккрецирующей Ч.Д., ее светимостью и характерной частотой рентгеновской переменности, соответствующей излому в спектре мощности этой переменности. Все эти полуэмпирические зависимости могут служить для косвенной оценки

массы как звездной, так и сверхмассивной Ч.Д.

Наиболее надежными методами (разрешенной динамики и эхокартирования) измерены массы около сотни сверхмассивных Ч.Д. ( $M_{\text{Ч.Д.}} = 10^6 - 10^9 M_{\odot}$ ) в ядрах галактик. Косвенными методами, описанными выше, измерены массы многих тысяч сверхмассивных Ч.Д. Например, с использованием данных обзора SDSS (Sloan Digital Sky Survey – Слоановский спектрофотометрический обзор неба) удалось оценить массы Ч.Д. в центрах около 60 тыс. квазаров и построить статистическую зависимость масс сверхмассивных Ч.Д. от красного смещения в диапазоне  $z = 0,1 - 4,5$ . Выяснилось, что в среднем намечается эффект увеличения масс сверхмассивных Ч.Д. с увеличением красного смещения (то есть с уменьшением соб-





ственного возраста квазара). Если этот эффект не связан с наблюдательной селекцией, его трудно понять в рамках модели наращивания массы сверхмассивной Ч.Д. за счет аккреции вещества ядра галактики. Но особенно трудно понять тот факт, что открыто уже свыше десятка квазаров с красным смещением  $z > 6$ , что соответствует собственному возрасту квазара менее миллиарда лет. Как успели сформироваться столь массивные Ч.Д. ( $M_{\text{Ч.Д.}} = 10^8 M_{\odot}$  – типичная масса Ч.Д. в центре квазара) за время в несколько сотен миллионов лет? Этот наблюдательный факт ставит серьезную проблему перед теоретиками.

Совсем удивительно то, что недавно открыты очень массивные Ч.Д. в ядрах галактик ( $M_{\text{Ч.Д.}} = 2,3\text{--}4 \times 10^{10} M_{\odot}$ ) с огромным красным смещением  $z = 4\text{--}5$ , то есть с собственным возрастом порядка миллиарда лет. Хотя надежность этих оценок масс Ч.Д. не очень велика (оценки сделаны с помощью косвенных методов), есть основания полагать, что постепенно накапливается критическая масса наблюдательных данных. Это позволяет поставить следующий вопрос: **что первично – образование галактики и затем сверхмассивной Ч.Д. в ее центре или формирование сверхмассивной**

**Ч.Д., которая “скупивает” на себя сначала темную материю, а потом барионное вещество, из которого формируется галактика?**

Последняя возможность не кажется фантастической, поскольку Ч.Д. с массой в десятки миллиардов солнечных масс уже сравнима по массе со средней галактикой. В связи с этим ряд исследователей (в том числе Н.С. Кардашёв) считают, что *Ч.Д. с массами в десятки миллиардов солнечных масс и возрастом миллиард лет, скорее всего, являются первичными Ч.Д., которые образовались в момент Большого взрыва*. Кроме того, не исключено, что некоторые сверхмассивные компактные объекты в ядрах галактик являются не Ч.Д., а **кротовыми норами**. Кротовые норы также предсказывает ОТО, но для их образования требуется, чтобы коллапсирующая материя помимо барионного вещества содержала некоторую экзотическую материю, обладающую отрицательным давлением и анизотропными свойствами. Кротовые норы пока не открыты. У них не должно быть горизонта событий и сингулярности в центре, поэтому они могут служить тоннелями в пространстве–времени. Открытие темной энергии, обладающей отрицательным давлением, усиливает

наши надежды на то, что кротовые норы реально существуют. Теорией кротовых нор в нашей стране активно занимаются Н.С. Кардашёв, И.Д. Новиков и А.А. Шацкий. Придуманы методы наблюдений, позволяющие отличить кротовую нору от Ч.Д.

Мы кратко описали ряд новейших результатов, связанных с демографией сверхмассивных Ч.Д., которые требуют дальнейшего изучения и подтверждения. Выделим теперь твердо установленные результаты демографических исследований в этой области.

1. Существует статистическая связь между массой центральной сверхмассивной Ч.Д. и массой балджа галактики (напомним, что балдж – сферическое сгущение старых маломассивных звезд с большой дисперсией скоростей в центральной части галактики). Эта зависимость почти линейная, она показывает, что в широком диапазоне масс (более четырех порядков) масса центральной сверхмассивной Ч.Д. составляет около 0,1% от массы балджа. В последнее время выясняется, что с увеличением красного смещения галактик (то есть с уменьшением их собственного возраста) доля массы, заключенная в сверхмассивной Ч.Д., возрастает по отношению к массе балджа.





2. Масса сверхмассивной Ч.Д. коррелирует с дисперсией (разбросом) скоростей звезд балджа галактики, характеризующей глубину потенциальной ямы, в которой “сидит” балдж. Масса Ч.Д. пропорциональна четвертой степени дисперсии скоростей (а не второй степени, как это должно следовать из теоремы вириала).

3. Масса сверхмассивной Ч.Д. коррелирует со степенью концентрации звезд к центру балджа галактики.

4. В последнее время заподозрена корреляция между массой центральной сверхмассивной Ч.Д. и массой галактического гало, состоящего из темной материи. Сейчас А.М. Черепашук, А.В. Засов и В.Л. Афанасьев на 6-м телескопе САО РАН проводят по специальной наблюдательной программе исследования скоростей вращения галактик с измеренными

массами центральных сверхмассивных Ч.Д. По максимальной скорости вращения определяется полная масса галактики, включающая как барионную, так и темную материю. Результаты этих исследований показывают, что слабая корреляция между массой центральной сверхмассивной Ч.Д. и массой гало галактики действительно существует, но она различна для галактик с разными балджами. Таким образом, из наблюдений следует, что в образовании сверхмассивных Ч.Д. могла принимать участие как барионная материя балджа галактики, так и темная материя галактического гало. Все эти наблюдаемые закономерности важны для построения адекватной модели формирования сверхмассивных Ч.Д. в ядрах галактик. Сейчас данное направление активно развивается рядом науч-

ных групп в нашей стране и за рубежом.

Опишем также возможности прямых измерений радиусов сверхмассивных Ч.Д., что важно для окончательного доказательства того, что эти объекты действительно являются Ч.Д. в смысле ОТО. Для шварцшильдовской (невращающейся) Ч.Д. радиус горизонта событий, характеризующий ее границу, совпадает с гравитационным радиусом, который выражается известной формулой:  $r_g = 2GM/c^2$ , где  $G$  – постоянная тяготения,  $c$  – скорость света,  $M$  – масса объекта. В Таблице I приведены ожидаемые угловые размеры гравитационных радиусов для звездных и сверхмассивных Ч.Д., а также угловые размеры темной “тени” от горизонта событий, которая должна наблюдаться на светлом фоне яркого аккреционного диска вокруг Ч.Д. Из-за гравитационного линзи-

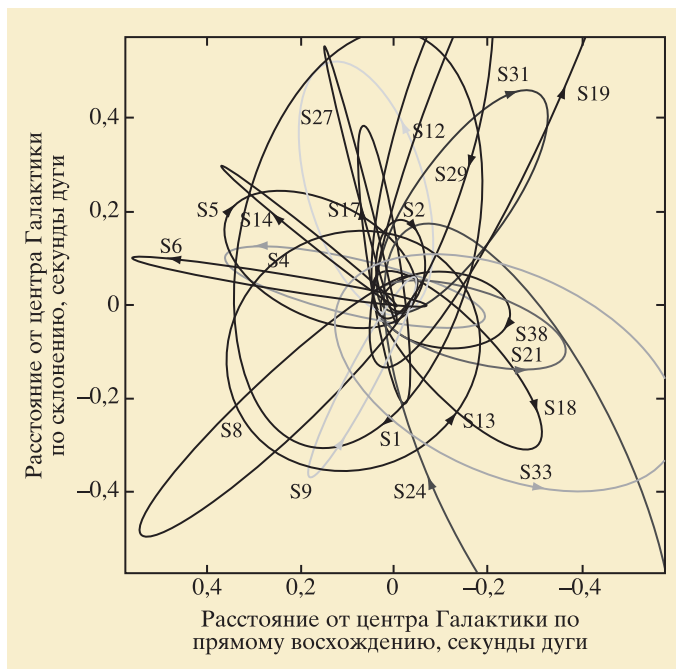
Таблица I

МАССЫ, РАССТОЯНИЯ И РАЗМЕРЫ “ТЕНИ” ДЛЯ Ч.Д. РАЗЛИЧНЫХ МАСС

| Объект        | Масса, $M_\odot$  | Расстояние, кпк | Шварцшильдовский радиус, см | Шварцшильдовский радиус, а.е. | Шварцшильдовский радиус, $10^{-6}$ с | Диаметр “тени”, $10^{-6}$ с |
|---------------|-------------------|-----------------|-----------------------------|-------------------------------|--------------------------------------|-----------------------------|
| Звездная Ч.Д. | $10^1$            | 1               | $2,95 \times 10^6$          | $1,97 \times 10^{-7}$         | 0,0002                               | 0,001                       |
| Стрелец А*    | $4,1 \times 10^6$ | 8               | $1,09 \times 10^{12}$       | $7,28 \times 10^{-2}$         | 9,10                                 | 45,48                       |
| M31           | $3,5 \times 10^7$ | 800             | $1,03 \times 10^{13}$       | $6,88 \times 10^{-1}$         | 0,86                                 | 4,30                        |
| NGC 4258      | $3,9 \times 10^7$ | 7200            | $1,15 \times 10^{13}$       | $7,76 \times 10^{-1}$         | 0,11                                 | 0,53                        |
| M87           | $3,2 \times 10^9$ | 16 100          | $9,44 \times 10^{14}$       | $6,29 \times 10^1$            | 3,91                                 | 19,54                       |







Орбиты 28 звезд вокруг сверхмассивной Ч.Д. в центре нашей Галактики (S. Gillessen и др., 2009). По движению этих звезд измерена масса центральной Ч.Д. с точностью лучше 10%:  $M_{\text{Ч.Д.}} = (4,31 \pm 0,36) \times 10^6 M_{\odot}$ .

рования — искривления лучей света, идущих от внутренних частей яркого аккреционного диска, диаметр “тени” увеличивается и составляет примерно пять гравитационных радиусов. В будущих космических интерферометрах (например, российский радиоинтерферометр “Миллиметрон” и американский рентгеновский “MAXIM”) предполагается достичь углового разрешения  $10^{-7}$ – $10^{-8}$  секунды дуги.

Как видно из Таблицы I, угловой диаметр “тени” от горизонта событий звездной Ч.Д. при среднем расстоянии до нее около 1 кпк составляет примерно  $10^{-9}$  секунды дуги, что лежит на пределе возможностей будущих космических ин-

терферометров. В то же время для ядер галактик (наша Галактика, галактики M31, M87 и др.) угловой диаметр “тени” составляет  $10^{-5}$ – $10^{-7}$  секунды дуги, что вполне доступно будущим космическим и даже наземным интерферометрам.

Какую же картину “увидит” интерферометр при наблюдениях, скажем, сверхмассивной Ч.Д. массой  $4 \times 10^6 M_{\odot}$  в центре нашей Галактики? Такое изображение “тени” и ближайших окрестностей аккреционного диска для источника Стрелец A\* в центре Галактики построено по результатам теоретических расчетов японских ученых. Именно такую картину должен “увидеть” будущий космический интер-

ферометр. Видны темная “тень” и сложное распределение яркости вблизи нее: левая часть аккреционного диска, в которой движущееся с очень большими скоростями вещество приближается к наблюдателю, имеет большую яркость и более высокую температуру излучения (из-за действия релятивистских эффектов). Светящийся “ореол” вокруг “тени” виден даже тогда, когда луч зрения почти лежит в плоскости аккреционного диска. Это связано с искривлением лучей света в сильном гравитационном поле Ч.Д., что приводит к тому, что видна даже задняя часть аккреционного диска. Кроме того, вблизи “тени” фотоны, испускаемые задней частью аккреционного диска, отклоняются в гравитационном поле Ч.Д. настолько сильно, что двигаются по замкнутым траекториям (это, в частности, приводит к тому, что диаметр “тени” получается примерно в пять раз больше гравитационного радиуса). Количественное сравнение наблюдаемой и теоретической структуры окрестностей







“тени”, а также размеров и формы “тени” позволит измерить массу Ч.Д., ее угловой момент вращения, определить метрику пространства–времени вблизи “тени” и тем самым окончательно доказать, что массивный и компактный объект в центре нашей Галактики – это Ч.Д. в смысле ОТО.

К настоящему времени группе американских ученых методами наземной межконтинентальной интерферометрии на длине волны 1,3 мм удалось выполнить измерения ближайших окрестностей Ч.Д. в центре нашей Галактики с угловым разрешением лучше  $10^{-4}$  секунд дуги. Оказалось, что размеры наблюдаемой яркой структуры меньше размеров “тени”, что свидетельствует, скорее всего, о том, что авторам удалось наблюдать наиболее яркую внутреннюю часть аккреционного диска, в которой вещество приближается к наблюдателю. Это согласуется с представлением о том, что аккреционный диск в данном случае почти лежит на луче зрения. Планируется уменьшить рабочую длину волны вдвое (что в два раза увеличит

разрешающую способность интерферометра). Тем самым они надеются получить изображение “тени” от горизонта событий сверхмассивной Ч.Д. в центре нашей Галактики. Все эти исследования настолько захватывающие и перспективные, что в последнее время проводятся специальные международные конференции, посвященные изучению эффектов сильной гравитации вблизи звездных и сверхмассивных Ч.Д.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы описали методы и результаты оптических исследований “пробных тел” в рентгеновских двойных системах и ядрах галактик, которые привели к тому, что проблема поиска и исследования Ч.Д. во Вселенной встала на прочный наблюдательный базис. За неимением надежных наблюдательных данных мы не рассматривали в деталях проблему первичных Ч.Д. Мы также не касались проблемы Ч.Д. промежуточных масс ( $M_{\text{Ч.Д.}} = 10^2\text{--}10^4 M_{\odot}$ ), которые, возможно, существуют в ядрах массивных шаровых звездных скоплений, а также в ядрах

галактик сравнительно малой массы. Надежных наблюдательных данных по Ч.Д. промежуточных масс пока не получено. Не исключено, что некоторые из компактных рентгеновских источников очень высокой светимости (до  $10^{41}$  эрг/с), которые открыты в областях около ядер ряда галактик, принадлежат к классу Ч.Д. промежуточных масс. Окончательных доказательств справедливости этой гипотезы пока не получено.

Следует отметить, что в ядрах некоторых галактик недавно открыты массивные ( $M = 10^6\text{--}10^7 M_{\odot}$ ) звездные скопления. Этот новый класс ядер галактик активно изучается в последние годы, в том числе и в рамках нашей программы исследования скоростей вращения галактик с помощью 6-м телескопа САО РАН.

Приведенные нами результаты показывают, как комбинация мощи наземных оптических телескопов с уникальными возможностями космических рентгеновских исследований позволяет получать фундаментальные научные результаты первостепенного значения.

