

PACS numbers: 04.70.-S, 97.80.Jp, 98.35.Jk

Поиски черных дыр: новейшие данные

А.М. Черепашук

1. Введение

Черные дыры предсказываются общей теорией относительности (ОТО) Эйнштейна. Черная дыра (ЧД) — область пространства-времени, для которой вторая космическая скорость равна скорости света $c = 300\,000 \text{ км с}^{-1}$. Характерный размер ЧД определяется гравитационным радиусом $r_g = 2GM/c^2$. Величина $r_g = 30 \text{ км}$ для $M = 10 M_\odot$ и 20 а.е. для $M = 10^9 M_\odot$. Радиус горизонта событий для ЧД $r_h = r_g$ для невращающейся (шварцшильдовской ЧД) и $r_h < r_g$ для вращающейся ЧД. Для ЧД, образовавшихся в нашу эпоху, горизонт событий еще не сформировался, поэтому это колапсирующие объекты ("практически" ЧД).

С астрономической точки зрения, чтобы обнаружить ЧД нужно измерить массу объекта, показать, что его радиус не превышает r_g , а также получить наблюдательные свидетельства того, что у объекта имеется "практически" горизонт событий. Массы ЧД измеряются надежно по движению газа и звезд вблизи них. При этом, поскольку $r \gg r_g$, в большинстве случаев достаточно использовать закон тяготения Ньютона.

Радиусы ЧД измерять очень трудно. Пока используются лишь грубые ($r < 10r_g$) косвенные оценки: изучение мощной рентгеновской светимости при аккреции вещества на ЧД, анализ быстрой переменности, исследование профилей спектральных линий и т.п. Пока нет достаточных наблюдательных критериев ЧД, но все необходимые критерии ЧД выполняются.

Известно 3 типа ЧД:

1. ЧД звездной массы $M = 3 - 50 M_\odot$. В конце эволюции звезды образуется белый карлик (если масса ядра звезды $M_c \leq 1,2 M_\odot$), нейтронная звезда (если $M_c < 3 M_\odot$), ЧД (если $M_c \geq 3 M_\odot$).

2. Сверхмассивные ЧД в ядрах галактик ($M = 10^6 - 10^{10} M_\odot$).

3. Первичные ЧД, сформировавшиеся на ранних стадиях эволюции Вселенной. О них с наблюдательной точки зрения пока известно очень мало.

В последние годы дискутируется существование ЧД промежуточных масс $M = 10^2 - 10^4 M_\odot$, расположенных в околоводородных областях галактик (среднее расстояние от ядра $\sim 390 \text{ пк}$).

Наблюдательные исследования ЧД ведутся в двух направлениях:

1. Поиски массивных компактных объектов — кандидатов в ЧД. Здесь имеется большой успех — число найденных кандидатов в ЧД приближается к 100.

2. Поиски достаточных критериев того, что найденные кандидаты в ЧД являются реальными ЧД. Здесь много трудностей, но есть прогресс и большие надежды на будущие космические рентгеновские, интерферометрические и гравитационно-волновые эксперименты.

2. Определение масс черных дыр

Ядра галактик. С помощью современных наблюдательных средств во многих случаях удается непосредственно увидеть движущиеся звезды и газ вблизи ЧД (на расстоянии $r \sim 10^4 - 10^5 r_g$). Поэтому масса ЧД однозначно опре-

деляется непосредственно из закона тяготения Ньютона: $M_{\text{ЧД}} = rv^2/G$, где v — скорость движения газа или звезд, r — соответствующее расстояние до ЧД.

Рентгеновские двойные системы. Здесь компоненты раздельно не видны, измеряются лишь кривая лучевых скоростей и кривая блеска системы. В модели точечной оптической звезды и с использованием закона тяготения Ньютона по кривой лучевых скоростей можно найти функцию масс оптической звезды: $f_v(M) = M_x^3 \sin^3 i / (M_x + M_v)^2$, где M_x — масса ЧД, M_v — масса оптической звезды. Функция масс $f_v(M)$ — абсолютный нижний предел для массы ЧД: $M_x > f_v(M)$. Влияние неточечности оптической звезды, ее грушевидной формы и эффекта рентгеновского прогрева мало для отношения масс $q = M_x/M_v > 5$ (случай транзиентных рентгеновских двойных — рентгеновских новых). Масса ЧД выражается через функцию масс: $M_x = f_v(M)[1 + (1/q)^2(1/\sin^3 i)]$. Вследствие того, что компоненты не видны раздельно, имеются два свободных параметра: q и i — наклонение плоскости орбиты двойной системы к картинной плоскости. Параметр i находится из анализа оптической кривой блеска системы, обусловленной, в основном, эффектом эллипсоидальности оптической звезды. Параметр q определяется по вращательному уширению линий поглощения в спектре оптической звезды (звезды — неточечный объект и заполняет свою полость Роша). Имеется также ряд дополнительных условий, позволяющих независимо проконтролировать надежность определения массы ЧД по функции масс: данные о рентгеновских затмениях, информация о расстоянии до системы, оценка массы оптической звезды M_v по ее спектральному классу и классу светимости, орбитальная переменность профилей линий поглощения в спектре оптической звезды.

3. Определение радиусов черных дыр

Существуют следующие методы определения радиусов черных дыр.

1. По рентгеновской светимости и спектру. При аккреции на ЧД выделяется рентгеновская светимость $L_x = 0,057 \dot{M}c^2$ для шварцшильдовской ЧД и $L_x = 0,42 \dot{M}c^2$ для керровской ЧД. В рентгеновских двойных системах $L_x = 10^{36} - 10^{39} \text{ эрг с}^{-1}$, что говорит о компактности объекта. Однако величина темпа аккреции \dot{M} точно неизвестна. Кроме того, в теории адvectionно-доминированного диска даже при известной \dot{M} величина L_x мала, так как основная энергия, выделяемая при аккреции, сконцентрирована в горячих ионах, которые быстро уходят под горизонт событий.

2. По минимальному времени Δt быстрой переменности рентгеновского потока. Например, для системы CygX-1 $\Delta t = 10^{-3} \text{ с}$, тогда $r < c\Delta t = 300 \text{ км} = 10r_g$.

3. В ядрах галактик методами высокого углового разрешения можно непосредственно увидеть окрестности ЧД. Пока ограничения слабые: $r < 10^4 r_g$. В будущем с помощью космических интерферометров оценки улучшатся.

4. По ширине Δv профилей линий излучения FeXXV, FeXXVI на $\sim 6,4 \text{ кэВ}$: $\Delta v \approx 10\,000 \text{ км с}^{-1}$. Красное смещение широкой компоненты рентгеновской линии соответствует $r \sim 6 - 10r_g$.

Кроме того, в соответствии с предсказаниями ОТО, у всех известных кандидатов в ЧД звездной массы нет феномена рентгеновского пульсара или рентгеновского

барстера 1-го типа, характерных для аккрецирующих нейтронных звезд (НЗ). Спектральное и временное поведение аккрецирующих НЗ и ЧД систематически различаются.

4. Массы черных дыр в рентгеновских двойных системах

Измерены массы 15 массивных ($M_x > 3 M_{\odot}$) компактных ($r < 10r_g$) рентгеновских источников в тесных двойных системах (кандидатов в ЧД): $M_x = 4 - 15 M_{\odot}$. Из них четыре находятся в массивных рентгеновских двойных со спутниками — горячими массивными О–В или WR звездами (системы CygX-1, LMCX-3, LMCX-1, CygX-3), одиннадцать — в транзиентных рентгеновских двойных системах (рентгеновских новых), содержащих в качестве спутников холодные маломассивные А–М звезды (системы AO620-00, GS2023 + 338, GRS1124-68, GS2000 + 25, GROJO422 + 32, GROJ1655-40, H1705-250, 4U1543-47, GRS1009-45, SAXJ1819.3-2525, XTE1118 + 480). Среди этих объектов нет рентгеновских пульсаров или рентгеновских барстеров 1-го типа, характерных для аккрецирующих нейтронных звезд, в полном соответствии с предсказаниями ОТО. Средняя масса ЧД $\bar{M}_x = 8 - 10 M_{\odot}$. Массы восемнадцати рентгеновских пульсаров и одного рентгеновского барстера 1-го типа (нейтронных звезд) в двойных системах, в соответствии с ОТО, не превышают $3 M_{\odot}$ и лежат в узких пределах $M_{\text{НЗ}} = 1 - 2 M_{\odot}$.

Распределение масс релятивистских объектов бимодально: средняя масса НЗ $\bar{M}_{\text{НЗ}} = 1,35 \pm 0,15 M_{\odot}$, средняя масса ЧД $\bar{M}_{\text{ЧД}} = 8 - 10 M_{\odot}$. В интервале масс $2 - 4 M_{\odot}$ в двойных системах не наблюдается ни нейтронных звезд, ни черных дыр.

Предшественниками релятивистских объектов в тесных двойных системах являются звезды Вольфа–Райе (WR) — обнаженные гелиевые ядра массивных звезд, потерявших свои мощные водородные оболочки в результате обмена масс в двойной системе. Измерены массы 24 звезд WR в двойных WR + О системах. Массы звезд WR распределены непрерывно и лежат в широком интервале $M_{\text{WR}} = 5 - 55 M_{\odot}$. С учетом радиальной потери массы в виде звездного ветра звездами WR вычислены массы их углеродно-кислородных ядер M_{CO}^f в конце эволюции. Величины M_{CO}^f лежат в широком диапазоне $M_{\text{CO}}^f = (1 - 2) - (20 - 44) M_{\odot}$ и распределены равномерно. Среднее значение $M_{\text{CO}}^f = 7 - 10 M_{\odot}$ и близко к среднему значению массы ЧД $\bar{M}_{\text{ЧД}} = 8 - 10 M_{\odot}$.

Различие распределений масс релятивистских объектов и масс CO-ядер в конце эволюции M_{CO}^f позволяет предположить, что не только масса предсверхновой определяет природу релятивистского объекта (НЗ, ЧД), но и другие параметры предсверхновой: вращение, магнитное поле и т.п. НЗ и ЧД в рентгеновских двойных системах различаются не только по массам, но и по наблюдательным проявлениям в соответствии с предсказаниями ОТО. Это укрепляет нашу уверенность в реальном существовании ЧД звездной массы.

5. Массы черных дыр в ядрах галактик

Измерены массы более 60 сверхмассивных ($M > 10^6 M_{\odot}$), компактных ($r < 10r_g$), в большинстве случаев темных (отношение массы к светимости $M/L > 100$) тел в ядрах галактик: $M = 10^6 - 10^{10} M_{\odot}$. Массы примерно 20 ядер активных галактик определены по эффекту запаздывания

быстрой переменности эмиссионных линий относительно континуума (reverberation mapping method). Измеренное время запаздывания для разных галактик лежит в пределах $\Delta t = 5 - 80$ сут. Расстояние r от ЧД до газовых облаков, излучающих в линии, составляет $r = c\Delta t$. Характерная скорость движения облаков газа \bar{v} определяется по доплеровской ширине линии. Тогда масса ЧД $M = \eta \bar{v}^2 r/G = 10^7 - 10^8 M_{\odot}$, где параметр $\eta = 1 - 3$ учитывает характер движения газовых облаков вокруг ЧД (для круговых движений $\eta = 1$).

Наблюдения с высоким угловым разрешением с борта космического телескопа Хаббла центральных ядерных областей у многих галактик (M87, NGC4261, NGC7052 и др.) позволили измерить распределение скоростей вращения центральных газовых структур вокруг ЧД и определить массы ЧД: $M = 10^8 - 10^9 M_{\odot}$.

Интерферометрические наблюдения со сверхдлинной базой (VLBI) мазерных источников вблизи ядер галактик позволили надежно измерить массу ЧД в ядре галактики NGC4258 ($M = 3,9 \times 10^7 M_{\odot}$) и в ядрах пяти других галактик.

Изучение движения индивидуальных звезд вблизи ядра нашей Галактики позволило измерить скорости и ускорения звезд и построить орбиты движения индивидуальных звезд вокруг ЧД на расстоянии $r < 0,005$ пк ($\cong 10^4 r_g$) от нее. Масса ЧД в ядре Галактики, определенная по распределению скоростей окрестных звезд, составляет $2,6 \times 10^6 M_{\odot}$; независимо определенная по ускорениям звезд масса ЧД равна $3 \times 10^6 M_{\odot}$.

Рентгеновская светимость ядра Галактики весьма мала ($L_x = 10^{37}$ эрг с⁻¹) и составляет $\sim 10^{-8}$ от критической эддингтоновой светимости. Наблюдается корреляция между массой балджа галактики и массой центральной ЧД (по ~ 45 галактикам): $M_{\text{ЧД}} \cong 0,5\% M_{\text{балд}}$.

В двух случаях (наша Галактика и галактика NGC4258) наблюдаемая плотность вещества в измеренной ядерной области галактики ($r < 0,005nc \cong 1,5 \times 10^{16}$ см $\cong 10^4 r_g$ для $M = 10^6 M_{\odot}$) составляет $\rho > 10^{12} - 10^{13} M_{\odot}/nc^3 = 10^{-10} - 10^{-9}$ г см⁻³ (для околосолнечных областей нашей Галактики $\rho \approx 0,1 M_{\odot}/nc^3$, для наиболее плотных звездных скоплений $\rho \sim 10^5 M_{\odot}/nc^3$). При плотности $\rho > 10^{12} - 10^{13} M_{\odot}/nc^3$ характерное время испарения скопления отдельных темных тел $T_{\text{дин}} < 10^8 - 10^7$ лет при возрасте галактик $\sim 10^{10}$ лет. Поэтому массивные темные тела в ядрах нашей Галактики и галактики NGC4258 должны быть единими компактными объектами.

Ширина и форма рентгеновской линии FeXXV на 6,4 кэВ в спектрах ядер ряда галактик соответствует скорости движения горячего газа ($T \cong 10^7$ К) $V_{\text{rot}} = 100 000$ км с⁻¹ на расстоянии $r = (3 - 6)r_g$.

Все эти данные сильно укрепляют нашу уверенность в существовании сверхмассивных ЧД в ядрах галактик.

6. Перспективы получения достаточных критериев существования ЧД

В будущем планируются следующие эксперименты, которые позволяют получить достаточные критерии существования ЧД.

1. Космические радио- и рентгеновские интерферометры с угловым разрешением 10^{-6} секунды. В этом случае можно будет непосредственно наблюдать процессы вблизи горизонта событий, угловой радиус которого в ядрах близких галактик $\sim 10^{-6}$ секунды.

2. Гравитационно-волновые всплески от слияния ЧД в двойных системах.

3. Обнаружение радиопульсара в двойной системе с ЧД (ожидается один пульсар в паре с ЧД на ~ 1000 пульсаров).

4. Детальное исследование профилей рентгеновских линий и быстрой переменности рентгеновских потоков от аккрецирующих ЧД.

5. Исследование гравитационного микролинзирования ядер галактик звездами более близких галактик — гравитационных линз (угловое разрешение до 10^{-6} секунды).

6. Рутинное накопление надежных определений масс кандидатов в ЧД, статистическое сравнение наблюдаемых свойств ЧД с параметрами НЗ.

PACS numbers: 47.37. + q, 97.60.Gb, 97.60.Jd

Сверхтекучесть в нейтронных звездах

Д.Г. Яковлев

1. Введение

Нейтронные звезды (НЗ) — самые компактные из всех звезд. Их массы порядка $1,4 M_{\odot}$, где M_{\odot} — масса Солнца, а радиусы около 10 км. Соответственно, средняя плотность вещества НЗ составляет несколько ρ_0 , где $\rho_0 = 2,8 \times 10^{14} \text{ г см}^{-3}$ — плотность материи в атомных ядрах. В лабораторных условиях атомные ядра почти несжимаемы. НЗ часто называют природными лабораториями вещества сверхъядерной плотности.

По современным представлениям [1], НЗ состоит из четырех основных слоев. Снаружи, до плотности $4 \times 10^{11} \text{ г см}^{-3}$, расположена *внешняя кора*, состоящая из вырожденных электронов (e) и ионов (ядер). Глубже, до плотности $\sim 0,5 \rho_0$, простирается *внутренняя кора*, состоящая из ядер, электронов и свободных нейтронов (n). Далее, до $\sim 2\rho_0$ идет *внешнее ядро*, содержащее ферми-жидкость нейтронов с небольшой примесью вырожденных электронов и протонов (p) и, возможно, мюонов. Наконец, в центре расположено *внутреннее ядро*, состав которого неясен. Надежной теории сверхплотного вещества НЗ пока нет. Основная трудность — описать сильное взаимодействие разных частиц с учетом коллективных эффектов. Взамен строгой теории построено много разных теоретических моделей. По одним моделям, в ядрах НЗ появляются гипероны, по другим — пионный или каонный конденсат, либо плазма легких, почти свободных夸克ов (u, d и s). Не исключены и смеси различных фаз, например, гиперонной и夸克овой. Одни модели дают достаточно жесткое уравнение состояния, благодаря чему максимально возможные массы НЗ велики, $(2-3) M_{\odot}$. По другим моделям, уравнение состояния является умеренным или мягким, и максимальные массы ниже, $(1,5-2) M_{\odot}$. Природа вещества ядер НЗ составляет основную загадку этих звезд. Ее решение имело бы фундаментальное значение для физики и астрофизики.

Следует упомянуть гипотезу Виттена [2], по которой плазма почти свободных夸克ов представляет собой абсолютно устойчивое состояние вещества не только при высоких давлениях, но и при нулевом давлении. Если это так, то вместо НЗ существуют так называемые

странные звезды, почти целиком состоящие из кваркового вещества с плотностью $\gtrsim \rho_0$.

НЗ наблюдаются во всех диапазонах электромагнитного спектра, от радиоволн до жестких гамма-лучей. Они могут быть одиночными объектами или входить в двойные системы. Они проявляют себя как радио- и рентгеновские пульсары, вспыхивающие рентгеновские источники, рентгеновские транзиенты, источники мягких повторяющихся гамма-всплесков, аномальные рентгеновские пульсары. Рождение НЗ во вспышках сверхновых приводит к мощным всплескам нейтринного излучения. НЗ могут быть мощными источниками гравитационного излучения.

2. Сверхтекущие щели

Одна из важных особенностей НЗ — *сверхтекучесть* барионной составляющей их вещества. Считается, что сверхтекучесть обусловлена куперовским спариванием барионов с противоположными импульсами под действием притягивающей составляющей сильного взаимодействия частиц. Сверхтекучесть возникает при понижении температуры T ниже критической температуры T_c и ведет к появлению щели Δ в дисперсионном соотношении барионов вблизи уровня Ферми. Наличие щели практически не влияет на уравнение состояния вещества, т.е. на массы и радиусы НЗ.

Во внутренней коре НЗ возможна сверхтекучесть свободных n, а также нуклонов в атомных ядрах. В ядре НЗ сверхтекучими могут быть n, p и другие частицы. Сверхтекучесть заряженных частиц, например p, означает сверхпроводимость.

Сверхтекучесть нейтронов в НЗ предсказал Мигдал [3]. Вольф [4] показал, что спаривание нейтронов в синглетном состоянии (1S_0) возможно в коре НЗ, но исчезает в ядре НЗ, поскольку с ростом плотности ядерное притяжение n в синглетном состоянии сменяется отталкиванием. Однако Хоффберг и др. [5] отметили, что в ядре НЗ возможно триплетное спаривание (3P_2) n с анизотропной щелью. Ввиду относительно малой концентрации p их спаривание в ядре НЗ обычно является синглетным. Расчету критических температур T_{cn} и T_{cp} в НЗ посвящено много работ (см., например, ссылки в [6]). Результаты сильно зависят от используемой модели ядерного взаимодействия и многочастичной теории и меняются в присутствии каонного или пионного конденсатов.

В гиперонном веществе возможно спаривание гиперонов [7], а в кварковом — кварков [8].

Во всех указанных случаях микроскопические расчеты дают критические температуры $T_c \lesssim 10^{10}$ К и ниже. Недавно предсказан [9] новый тип сверхтекучести кварков, состоящий в спаривании разных кварков (ud, us, ds). При характерной энергии Ферми кварков ~ 500 МэВ можно ожидать критических температур $T_c \sim 50$ МэВ $\sim 5 \times 10^{11}$ К. Правда, такому спариванию препятствует различие импульсов Ферми разных кварков. При достаточно сильном различии спаривание должно исчезать.

3. Вихревые нити и флюксоиды

Для простоты сперва рассмотрим ядро вращающейся НЗ, состоящее из n, p и e. Вращение сверхтекучей жидкости n реализуется [10, 11] в виде квантованных вихревых нитей (вихрей Фейнмана–ОНзагера), параллельных оси вращения НЗ. Полное количество вихрей в НЗ $\sim 2 \times 10^{16}/P$, где P — период вращения в секундах.