

НОВОЕ  
В ЖИЗНИ, НАУКЕ,  
ТЕХНИКЕ

ЗНАНИЕ

1/1976

СЕРИЯ  
КОСМОНАВТИКА, АСТРОНОМИЯ

Н. И. Шакура  
НЕЙТРОННЫЕ  
ЗВЕЗДЫ  
И „ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ“  
В ДВОЙНЫХ  
ЗВЕЗДНЫХ  
СИСТЕМАХ



**Н. И. Шакура,**

кандидат физико-математических наук

**НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ  
И «ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ»  
В ДВОЙНЫХ  
ЗВЕЗДНЫХ СИСТЕМАХ**

ИЗДАТЕЛЬСТВО «ЗНАНИЕ»  
Москва 1976

## СОДЕРЖАНИЕ

Как умирают звезды? . . . . .	3
Можно ли наблюдать «умершие» звезды? . . . . .	9
Аккреция как источник энергии релятивистских звезд . . . . .	12
Сценарий эволюции нейтронной звезды в двойной системе . . . . .	17
Двойной радиопульсар и новые методы «взвешивания» звезд . . . . .	21
Общие свойства рентгеновских источников . . . . .	26
«Эпшиклы» и «деференты» Геркулеса X-1 . . . . .	30
Паруса X-1 — нейтронная звезда с аномально сильным магнитным полем? . . . . .	40
Загадка Скорпиона X-1 . . . . .	42
Новоподобные источники . . . . .	45
Дисковая аккреция на «черную дыру» в двойной системе . . . . .	51
Лебедь X-1 — «черная дыра»? . . . . .	58
Литература . . . . .	62

## Шакура Н. И.

## Ш 17 Нейтронные звезды и «черные дыры» в двойных звездных системах. М., «Знание», 1976.

64 с. (Новое в жизни, науке, технике. Серия «Космонавтика, астрономия», 1. Издается ежемесячно с 1971 г.)

В последнее время благодаря интенсивному развитию внеатмосферных наблюдений, которые ведутся на спутниках и ракетах, был обнаружен новый класс астрономических объектов: двойные системы с компактными рентгеновскими источниками. Анализируя их свойства, ученые пришли к заключению, что такими источниками могут быть нейтронные звезды или «черные дыры», предсказанные ранее теориями относительности и звездной эволюции. В брошюре популярно рассказывается об этих необычных объектах, существенно развивших некоторые наши представления в области астрофизики.

Брошюра рассчитана на широкий круг читателей, интересующихся последними достижениями в области астрономии и астрофизики.

Ш 20605—045  
073(02)—76 73—76

524

## Как умирают звезды?

Звезды не вечны. Они рождаются, живут и умирают. Длительное время после образования звезда находится практически в неизменном равновесном состоянии. Это устойчивое равновесие обусловлено равенством сил тяготения, стремящихся сжать звезду, и сил давления горячего газа и излучения, распирающих ее изнутри. Ежесекундно с поверхности звезды уходит в виде излучения огромное количество тепловой энергии. Эти безвозвратные потери компенсируются выделением новой энергии в ядерных реакциях, которые протекают в недрах звезды. До тех пор пока звезда не исчерпает значительную часть водорода (основного химического элемента, определяющего запас ядерной энергии звезды), в ее внешнем облике никаких существенных изменений не происходит. Этот запас хотя и велик, но вполне ограничен. Например, звезды с массой порядка солнечной ( $M_{\odot} \approx 2 \cdot 10^{33}$  г) при их светимости  $L \approx 4 \cdot 10^{33}$  эрг/с «живут» около 10 млрд. лет. С возрастанием массы звезды сильно увеличивается ее светимость, и для звезд, имеющих массу  $M \sim 10M_{\odot}$ , запаса ядерной энергии хватает лишь на  $\sim 10$  млн. лет.

Что же происходит со звездой, исчерпавшей со временем свои ядерные запасы? Ясно, что такая звезда должна сжиматься под действием сил гравитации, которые начинают преобладать над силами давления в отсутствии источников тепла. Может ли что-либо приостановить это сжатие?

Расчет этого процесса показывает, что звезды с массой порядка солнечной и меньше должны, постепенно сжимаясь в процессе эволюции, превращаться в *белые карлики* — довольно плотные тела (плотность  $10^5$ —

$10^9$  г/см<sup>3</sup>), имеющие размеры порядка радиуса Земли (несколько тысяч километров). Сила тяжести в белых карликах уравновешена давлением вырожденных электронов, которое обусловлено квантовыми свойствами плотного электронного газа. У только что образовавшегося белого карлика достаточно велики запасы тепловой энергии вещества (кинетической энергии теплового движения тяжелых частиц — ионов). Поэтому эти объекты, постепенно угасая, еще долгое время (в течение нескольких сот миллионов лет) излучают энергию. Наблюдаются белые карлики в большом количестве в виде слабосветящихся (по сравнению с обычными звездами) голубых объектов.

Однако не у всех звезд заключительные этапы эволюции протекают так спокойно и умиротворенно. В начале 30-х годов нашего столетия известный астрофизик С. Чандрасекхар показал, что для звезд  $\delta$  массой больше чем  $1,2 M_{\odot}$  давление вырожденных электронов уже не в состоянии противодействовать возрастающей силе гравитации, и такие звезды должны сжиматься дальше. И если менее массивные звезды медленно сжимаются по мере исчерпания ядерных запасов в их недрах и белый карлик, так сказать, постепенно «вызревает» внутри звезды, то в жизни массивных звезд ( $M > 1,2 M_{\odot}$ ) наступает момент, когда они теряют свою механическую устойчивость и начинают сжиматься к своему центру так быстро, что сжатие принимает характер катастрофы. Плотность в центре таких катастрофически сжимающихся звезд быстро возрастает и за короткое время достигает значений, характерных для внутренней плотности атомного ядра ( $10^{14}$ — $10^{15}$  г/см<sup>3</sup>).

Изучая процесс сжатия (коллапса) звезд, ученые предсказали ряд возможностей дальнейшей судьбы таких звезд. Как было показано в ряде работ 1930-х годов (автором одной из них был молодой тогда Л. Д. Ландау), при сжатии звезды до плотности порядка  $10^{14}$ — $10^{15}$  г/см<sup>3</sup> возможно новое устойчивое состояние. Вещество звезды при такой плотности практически полностью превращается в нейтроны. В этом необычном состоянии возросшая при сжатии в миллиарды раз сила гравитации уравновешивается давлением вырожденного нейтронного газа. Такие объекты были названы *нейтронными звездами*.

Радиус нейтронной звезды составляет всего не-

сколько километров. При коллапсе звезды, имевшей перед его началом размеры порядка нескольких миллионов километров, до радиуса в несколько километров, за короткое время выделяется гигантское количество энергии, приводящее к взрыву внешних частей звезды и их разлету со скоростью порядка десятков тысяч километров в секунду. Значительная часть энергии при этом процессе уходит в виде электромагнитного излучения с поверхности звезды, так что ее светимость в течение нескольких десятков дней после взрыва становится сравнимой с общей светимостью всех звезд Галактики. Такой взрыв получил название вспышки Сверхновой. Типичным примером является Сверхновая, вспыхнувшая в 1054 г. в нашей Галактике в созвездии Тельца, на месте которой мы сегодня наблюдаем знаменитую Крабовидную туманность (остаток этого грандиозного взрыва). Обнаружение в 1968 г. в центре Крабовидной туманности источника импульсного радиолучения — пульсара NP 0532, являющегося, по мнению большинства специалистов, вращающейся нейтронной звездой, подтвердило вывод, который был сделан теоретиками несколько десятилетий назад.

Всегда ли коллапс звезды заканчивается образованием нейтронной звезды? Расчеты показывают, что к моменту начала катастрофического сжатия звезды в ее внешних частях еще остается значительное количество вещества, не принимавшего участия в ядерных реакциях. И при быстром сжатии звезды не исключена детонация этого вещества (ядерный взрыв), при которой выделяется энергия, достаточная для того, чтобы полностью разбросать вещество звезды в окружающем пространстве. От звезды в этом случае останется лишь расширяющаяся газовая туманность и никакой нейтронной звезды не образуется. Отсутствие пульсаров в некоторых остатках вспышек Сверхновых как бы свидетельствует в пользу этого варианта. Вероятно и то, что мы по каким-либо причинам просто не можем их там обнаружить. Во всяком случае, нельзя с полной уверенностью говорить о существовании остатков взрыва Сверхновых, в которых нет нейтронных звезд.

Имеется еще один путь, по которому может протекать коллапс звезды, — процесс неограниченного релятивистского коллапса. Спустя несколько лет после вывода о возможном существовании нейтронных звезд

американский физик Р. Оппенгеймер и его сотрудники, рассчитывая равновесные конфигурации нейтронных звезд, обнаружили, что эти объекты с массой, превышающей некоторую критическую величину, не могут находиться в устойчивом равновесии. Точное значение этой критической массы зависит от уравнения состояния, которым описывается поведение вещества нейтронной звезды в условиях сверхплотного сжатия. В зависимости от этого уравнения критическая масса нейтронной звезды заключена в пределах значений от 1,5 до  $3 M_{\odot}$  (это ограничение задается общей теорией относительности).

Сила тяжести на поверхности нейтронной звезды в десятки миллиардов раз превышает земное притяжение. Вторая космическая скорость, необходимая для преодоления каким-либо телом сил тяготения и его ухода на «бесконечность» (в отсутствии других тел), для нейтронной звезды порядка 100 000 км/с, т. е. составляет треть скорости света. В таких условиях, как хорошо известно, релятивистские эффекты становятся существенными, и поэтому возникает строгое ограничение на критическую массу<sup>1</sup>.

Что же произойдет со звездой, если ее масса в конце эволюции превысит критическое для нейтронной звезды значение и если на начальной стадии коллапса к моменту достижений в ее центре ядерной плотности она не выбросит излишек массы? Такая звезда под действием всевозрастающих сил тяготения будет продолжать сжиматься дальше. Как говорят, сжатие звезды переходит в стадию релятивистского коллапса. Расчет показывает, что никакие силы отталкивания, которые могли бы препятствовать сжатию, не способны остановить процесс релятивистского коллапса, если радиус звезды уменьшится до значения гравитационного радиуса  $r_g \approx 2GM/c^2$  (здесь  $G$  — постоянная гравитации,  $M$  — масса звезды,  $c$  — скорость света). При этом радикально меняются свойства пространства-времени в

---

<sup>1</sup> Ввиду трудностей экспериментальной проверки общей теории относительности сейчас имеется целый ряд логически непротиворечивых теорий тяготения. Следует заметить, что вывод о существовании у нейтронной звезды критической массы следует и из других теорий (например, скалярно-тензорной теории). Ниже все описание ведется в рамках общей теории относительности или в перерелятивистском приближении — теории тяготения Ньютона.

окрестности релятивистски коллапсирующей звезды: силы гравитации все сильнее и сильнее искривляют его.

Релятивистский коллапс по-разному протекает для наблюдателя, расположенного на достаточном удалении от коллапсирующей звезды, и для наблюдателя, который «рискнул бы» оказаться вблизи ее поверхности и начал бы двигаться к центру звезды вместе с падающим веществом. По часам этого обреченного на гибель наблюдателя звезда за конечный отрезок времени достигла бы гравитационного радиуса и продолжала бы сжиматься далее. Согласно релятивистской теории тяготения бесконечно большая плотность в коллапсирующей звезде достигается за конечное время по часам этого наблюдателя. Однако при сжатии звезды до плотности  $\sim 10^{93}$  г/см<sup>3</sup> становятся существенными квантовые эффекты гравитации. Пока нет квантовой теории тяготения, и поэтому, чем закончится коллапс для падающего вещества, мы не знаем. Однако для наблюдателя, находящегося на достаточно безопасном расстоянии от коллапсирующей звезды, этот «пробел в знаниях» не существен. Согласно общей теории относительности удаленный наблюдатель никогда не увидит момента пересечения гравитационного радиуса поверхностью звезды. Вследствие эффекта релятивистского замедления времени в сильном гравитационном поле для такого наблюдателя звезда будет приближаться к гравитационному радиусу бесконечно долго. Если на поверхности звезды имеется какой-нибудь периодический источник сигналов, то с приближением поверхности к гравитационному радиусу промежутки между принимаемыми сигналами для удаленного наблюдателя будут все время увеличиваться. Наконец, наступит момент<sup>1</sup>, когда время, требуемое для прихода очередного сигнала, станет бесконечно большим. При этом яркость звезды, воспринимаемая удаленным наблюдателем, будет падать. Из фиолетовой звезда станет красной, а затем инфракрасной, а потом и вовсе погаснет. Хотя она будет по-прежнему излучать энергию, однако поле тяготения станет столь сильным, что траектории фотонов будут заворачиваться обратно к коллапсирующему веществу. Произойдет так называемое гравитационное

---

<sup>1</sup> Теоретически, через бесконечно большой промежуток времени.

самозамыкание звезды. Никакое излучение (электромагнитное, гравитационное и т. д.), а тем более частицы не смогут выйти из-под гравитационного радиуса и «сообщить» внешнему наблюдателю о процессах, происходящих внутри ее. Образованный в результате этого релятивистский объект называют «черной дырой». Угловой момент, электрический заряд и масса, создающая внешнее статическое гравитационное поле, — вот те единственные параметры, которые характеризуют «черную дыру»<sup>1</sup>.

Задача сферически симметричного коллапса была решена еще в 1916 г. К. Шварцшильдом. Однако вывод о возможном коллапсе реальных массивных звезд в конце их эволюции был сделан лишь спустя 20 лет. Интересно, что еще в конце XVIII в. известный французский ученый Пьер-Симон Лаплас в некотором смысле предсказал «черные дыры», задаваясь вопросом, до каких размеров нужно сжать тело, чтобы скорость «убегания» с его поверхности была равна максимально достижимому значению — скорости света. Лаплас получил значение радиуса (сейчас это может сделать каждый), приравняв гравитационный потенциал  $GM/r$  удельной кинетической энергии тела, движущегося со скоростью света,  $c^2/2$ . Как легко убедиться, этот радиус в точности равен гравитационному радиусу тела  $r_g = 2GM/c^2$ .

Нейтронные звезды и «черные дыры» часто называют релятивистскими объектами (звездами), подчеркивая тем самым важность релятивистских эффектов и, следовательно, необходимость использования общей теории относительности при их изучении. Однако нейтронные звезды можно изучать, используя и механику Ньютона; при этом появятся лишь небольшие (в пределах 10—20%) отклонения в значениях физических параметров звезды. Но вывод о существовании критической массы нейтронной звезды является следствием, как было отмечено выше, использования релятивистской теории. Более того, только с помощью этой тео-

---

<sup>1</sup> В последнее время английский астрофизик С. Хокинг показал, что из-за взаимодействия с нулевыми колебаниями электромагнитного вакуума «черные дыры» должны испускать излучение. Это излучение, важное для маломассивных «черных дыр» космологического происхождения, совершенно ничтожно для «черных дыр», рождающихся в результате эволюции звезд.

рни удается построить логически завершенную и непротиворечивую картину коллапса звезд и образования «черных дыр».

Тем не менее на достаточно большом удалении от гравитационного радиуса «черной дыры» ее гравитационное поле мало отличается от потенциала точечной массы  $GM/r$ . (Например, никаких заметных изменений в движении планет Солнечной системы не произошло бы, если на месте Солнца находилась бы «черная дыра» той же массы. Планеты обращались бы по тем же эллипсам с теми же периодами, не было бы только центрального светила.) Поэтому физические процессы в окрестности «черных дыр» и гравитационное их взаимодействие с окружающими телами, если они находятся достаточно далеко от гравитационного радиуса, можно с достаточным основанием описывать с помощью механики Ньютона. Эта возможность позволит нам в дальнейшем довольно просто и убедительно определить наблюдательные свойства релятивистских объектов, не прибегая к релятивистской теории.

## Можно ли наблюдать «умершие» звезды?

Пульсары, обнаруженные<sup>1</sup> английскими радиоастрономами в 1967 г., являются, как сейчас общепринято, быстровращающимися нейтронными звездами, обладающими сильными магнитными полями (в предыдущем разделе уже упоминался один из этих пульсаров — в Крабовидной туманности). Все известные радиопульсары за исключением одного, открытого в 1974 г. (о котором речь будет идти особо), являются одиночными объектами. Здесь мы изложим лишь основные факты, касающиеся одиночных пульсаров, так как основной нашей задачей является рассмотрение свойств релятивистских объектов в двойных и кратных звездных системах.

К настоящему времени известно более сотни пуль-

---

<sup>1</sup> В 1974 г. руководителю радиоастрономической группы ученых в Кембридже Э. Хьюншу за это открытие была присуждена Нобелевская премия.

саров. Наблюдаются они как источники импульсного космического радиоизлучения, испускающие импульсы через равные, строго определенные промежутки времени (например, период повторения импульсов у первого из открытых пульсаров, CP 1919, равен  $1,33730110168 \pm \pm 7 \cdot 10^{-11}$  с). Значения этих периодов для всех известных пульсаров заключены в интервал времен от нескольких сотых секунды до нескольких секунд. Самый короткий период, равный 0,033 с, имеет уже упоминавшийся ранее пульсар NP 0532 в Крабовидной туманности. Пульсары наблюдаются в широком спектральном диапазоне от метровых до сантиметровых радиоволн, а пульсар NP 0532 виден также в оптическом и рентгеновском диапазонах. Периоды пульсаров со временем медленно увеличиваются. Для молодого пульсара NP 0532 в настоящее время период возрастает в два раза за характерное время, примерно 2000 лет; для большинства других более старых радиопулсаров характерные времена удвоения составляют несколько миллионов лет.

Уже сами первооткрыватели (Хьюиш и другие) предположили, что пульсары, видимо, являются нейтронными звездами. Действительно, наблюдаемые периоды пульсаров гораздо меньше периодов колебаний или вращения каких-либо других звезд. Только компактные нейтронные звезды могут вращаться столь быстро, а центробежные силы инерции не в состоянии их разорвать вследствие чудовищно большой силы притяжения. На поверхности пульсара или в его магнитосфере, как предполагают, имеется активная область, генерирующая электромагнитное излучение с узкой диаграммой направленности (т. е. в узком конусе). При вращении нейтронной звезды этот конус излучения будет периодически пересекать далекого наблюдателя через промежутки времени, равные периоду вращения (поэтому пульсар часто сравнивают с вращающимся космическим маяком). Сам же механизм излучения пульсара обусловлен наличием у нейтронной звезды магнитного поля, направление которого не совпадает с осью вращения.

Но откуда у нейтронной звезды сильное магнитное поле (порядка  $10^{11}$ — $10^{12}$  Гс) и почему она так быстро вращается?

Оказывается все дело в компактности звезды. Наше

Солнце (его радиус 700 тыс. км) делает оборот вокруг своей оси примерно за один месяц. Представим себе, что оно сжалось бы до размера в 10 км. В силу закона сохранения момента вращения период обращения звезды (ее «сутки») должен уменьшиться в миллиарды раз. (Этим законом пользуются фигуристы на коньках, когда для того, чтобы ускорить свое вращение, они прижимают к себе руки.) В условиях космической среды из-за так называемого эффекта «вмороженности» при сжатии звезды должно сильно возрасти и магнитное поле.

Остался невыясненным источник излучаемой энергии пульсаров. Им, как это ни странно, является кинетическая энергия вращения нейтронной звезды. Наблюдаемое увеличение периода прихода импульсов обусловлено уменьшением скорости вращения нейтронной звезды, т. е. убылью ее вращательной кинетической энергии. Таким образом, с помощью нейтронных звезд (так сказать, «умерших» звезд, так как к этому состоянию они приходят в конце своей эволюции) были полностью объяснены все основные наблюдательные особенности пульсаров. Однако ряд явлений, наблюдаемых у пульсаров, еще не получил должного обоснования. Не существует пока еще и строгой теории образования нейтронных звезд-пульсаров.

Спустя некоторый промежуток времени, когда еще не успели утихнуть страсти, связанные с открытием радиопульсаров, астрономами была обнаружена еще одна разновидность нейтронных звезд — рентгеновские пульсары (источники импульсного излучения в составе двойных звездных систем, излучающие исключительно в рентгеновском диапазоне). Если открытие радиопульсаров было в некотором роде случайным («незапланированным»), то нейтронные звезды — источники рентгеновского излучения в двойных системах — были предсказаны астрофизиками более 10 лет назад. Правда, к этому моменту были уже открыты первые рентгеновские источники. Однако их детальное изучение, которое, собственно, и привело к обнаружению нового класса нейтронных звезд, стало возможным лишь с запуском спутника «Ухуру» в 1970 г. Наблюдения на этом спутнике проводились группой американских астрофизиков под руководством Р. Джиаконни. Ракетные наблюдения, проводимые до этого времени, хотя и были

многочисленны, однако они не были в состоянии конкурировать<sup>1</sup> по объему получаемой информации с постоянно действующим спутником<sup>1</sup>.

Наблюдения с помощью «Ухуру» показали, что излучение от ряда ярких рентгеновских источников (в том числе и от рентгеновских пульсаров) периодически «выключается» на некоторый промежуток времени. Как оказалось, такие «выключения» обусловлены затмениями источника соседней нормальной звездой, которая не излучает в рентгеновском диапазоне. Для рентгеновских пульсаров наблюдаются также регулярные изменения частоты прихода отдельных импульсов, что обусловлено доплеровскими смещениями при движении пульсара по орбите двойной системы. Часть периода, когда источник движется по направлению к наблюдателю, импульсы приходят чаще, в остальное время импульсы приходят реже (из-за движения в обратную сторону). Вскоре с помощью наземных оптических телескопов были открыты и оптические звезды, которые являются компонентами этих двойных систем.

Среди рентгеновских источников в двойных системах помимо пульсаров были открыты объекты, которые испускают крайне нерегулярный поток рентгеновского излучения с характерными временами от долей миллисекунды до десятков минут. Детальное изучение этих источников установило, что они также, видимо, являются нейтронными звездами. Излучение «рентгеновских» нейтронных звезд обусловлено механизмом аккреции, о котором подробно будет рассказано далее.

## Аккреция как источник энергии релятивистских звезд

Если какому-либо первоначально покоящемуся вдали телу предоставить возможность свободно падать на Землю с большого расстояния, то при столкновении с Землей оно будет иметь скорость после ускорения в гравитационном поле, равную величине второй косми-

---

<sup>1</sup> Рентгеновские наблюдения во время запуска ракеты длятся лишь в течение нескольких минут ее свободного полета. Рентгеновские же телескопы на спутниках могут в течение длительного времени изучать один и тот же объект.

ческой скорости  $v = \sqrt{2GM_3/R_3} = 11,2$  км/с. При входе тела с массой  $m$  в атмосферу Земли и при ударе о ее поверхность выделится и превратится в тепло кинетическая энергия  $mv^2/2$ , равная начальной потенциальной (гравитационной) энергии этого тела. Так происходит, например, при падении метеорита.

Представим себе теперь падение вещества на нейтронную звезду. Тяготение разгоняет падающее вещество у ее поверхности до скорости порядка одной трети скорости света (100 тыс. км/с). В результате при столкновении с поверхностью нейтронной звезды выделяется энергия порядка 10—15% от энергии покоя падающих частиц ( $mc^2$ ). (Эта величина в десятки раз превышает энерговыделение при ядерных реакциях.) Такой процесс — падение вещества на поверхность объекта под действием сил тяготения, сопровождающийся выделением гравитационной энергии и увеличением массы объекта, — будем называть *аккрецией*<sup>1</sup>.

Температура поверхности нейтронной звезды при аккреции возрастает до миллионов и десятков миллионов градусов. А при столь высоких температурах нейтронная звезда должна излучать в рентгеновском диапазоне с характерной энергией рентгеновских квантов 1—10 кэВ. При достаточном количестве аккрецирующего вещества это рентгеновское «свечение» нейтронной звезды может продолжаться до тех пор, пока ее масса не превысит критического значения, после чего нейтронная звезда согласно теории должна сколлапсировать и превратиться в «черную дыру».

Могут ли сами «черные дыры» излучать в результате аккреции вещества? Как было отмечено выше, для них тоже характерны мощные гравитационные поля, способные ускорять падающее вещество до больших энергий. Но у «черной дыры» отсутствует поверхность, при ударе о которую энергия могла бы выделиться. При сферически-симметричном (радиальном) падении вещество уходит под гравитационный радиус, «унося» с собой и кинетическую энергию. Однако все происходит

---

<sup>1</sup> В научной литературе иногда под термином «аккреция» понимают захват частиц поверхностью звезды вследствие их взаимного притяжения. Мы же здесь и далее термин «аккреция» будем использовать согласно нашему определению, которое является более распространенным.

по-инному, если вещество падает нерадиально, а ускоряющиеся частицы сталкиваются между собой (это характерно, например, для «черной дыры», которая движется относительно газового облака).

В 1964 г. советский ученый Я. Б. Зельдович и американский астрофизик Е. Солпитер независимо показали, что в ударной волне, возникающей при сверхзвуковом движении «черной дыры» в облаке газа, может выделяться до 10—20% массы покоя сталкивающихся частиц. Чем ближе к гравитационному радиусу «черной дыры» сталкиваются частицы в ударной волне, расположенной по ходу движения, тем большую скорость они имеют и тем большая выделяется энергия при столкновениях частиц. Вещество в ударной волне на расстоянии до десяти гравитационных радиусов нагревается до десятков миллионов градусов. Вблизи самого гравитационного радиуса поле тяготения «черной дыры» столь велико, что излучение, выделяющееся при столкновении частиц, выходит сильно «покрасневшим» или совсем не может выйти наружу и затягивается в «черную дыру». Однако на расстоянии, в 2—3 раза большем гравитационного радиуса, энергия сталкивающихся частиц еще велика, и гравитационное поле еще существенно не влияет на энергию выходящего излучения. Таким образом, и нейтронные звезды и «черные дыры» могут быть эффективными источниками излучения, если на них происходит аккреция вещества.

Очевидно, что чем больше падает вещества на релятивистский объект, тем больше его светимость. Для объяснения наблюдаемых светимостей рентгеновских источников ( $10^{37}$ — $10^{39}$  эрг/с) при указанной выше эффективности энерговыделения достаточно аккреции на релятивистские объекты, соответствующей падению всего лишь  $10^{-11}$ — $10^{-9}$   $M_{\odot}$  в год.

На одиночные релятивистские объекты, которые могут рождаться в результате эволюции одиночных звезд или при развале двойной системы в момент вспышки Сверхновой, аккрецирует межзвездный газ. Однако плотность межзвездного газа очень низка (около одного атома в  $1 \text{ см}^3$ ), и этот газ не может обеспечить необходимую для большой светимости скорость аккреции. Иное дело двойные звездные системы, где возможна аккреция вещества соседней нормальной (оптической) звезды, которая является практически неистощимым

резервуаром аккрецирующего вещества на протяжении десятков миллионов лет эволюции системы.

Более 50% всех звезд Галактики входит в кратные (двойные, тройные и т. д.) звездные системы. Они не все разрушаются при образовании релятивистского объекта, и его наличие в паре с нормальной звездой делает аккрецию важнейшим источником энергии, так как все звезды в том или ином темпе теряют массу. Солнечный ветер, пронесшийся мимо Земли со скоростью 400 км/с, уносит с поверхности Солнца порядка  $2 \cdot 10^{-14} M_{\odot}$  в год. Если рядом с Солнцем находилась бы нейтронная звезда (или «черная дыра»), и солнечное вещество падало бы на ее поверхность, то рядом с Солнцем вспыхнул бы объект со светимостью лишь в 10 раз меньшей полной светимости самого Солнца. Наблюдаются звезды, теряющие массу в миллиарды раз быстрее, чем Солнце. У некоторых скорость потери ими массы достигает  $10^{-6}$ — $10^{-5} M_{\odot}$  в год. Аккреция даже малой части этого вещества на релятивистский объект в двойной системе должна привести к колоссальному выделению энергии.

В 1966 г. вскоре после открытия рентгеновских источников советские ученые Я. Б. Зельдович и И. Д. Новиков указали, что рентгеновский источник может возникать, когда нейтронная звезда или «черная дыра» входят в состав двойной системы в паре с нормальной звездой за счет аккреции газа, истекающего из нормальной звезды. Они отметили, что возможно Скорпион X-1 и является таким источником.

В 1967 г. (до открытия двойственной природы галактических рентгеновских источников) советский астрофизик И. С. Шкловский, анализируя наблюдательные проявления ярчайшего галактического рентгеновского источника Скорпион X-1, пришел к выводу, что, по-видимому, этот источник представляет собой двойную звездную систему с нейтронной звездой, на которую происходит аккреция вещества с соседней нормальной (оптической) звезды. Правда, несмотря на многочисленные усилия наблюдателей, двойственности именно этого объекта пока не установлено. Но рентгеновские пары с нейтронными звездами были все же обнаружены.

В 1969 г. Я. Б. Зельдович и автор этих строк, ана

лизируя свойства рентгеновского излучения аккрецирующих нейтронных звезд, получили спектр этого излучения, весьма близкий к наблюдаемому у ряда галактических рентгеновских источников. После открытия нейтронных звезд-пульсаров было установлено главное их свойство — импульсный характер излучения этих объектов с периодами следования импульсов от сотых долей секунды до нескольких секунд, что обусловлено быстрым вращением и сильным магнитным полем нейтронной звезды. Как же будет проявлять себя нейтронная звезда, если она образовалась в двойной системе в результате более быстрой эволюции одной из компонент? Анализируя эту проблему, советский астрофизик В. Ф. Шварцман в 1971 г. показал, что если нейтронная звезда после взрыва Сверхновой осталась компонентой двойной системы, то она должна проявлять себя как рентгеновский пульсар. А всего лишь год спустя с помощью спутника «Ухуру» были открыты первые рентгеновские пульсары в двойных системах: Геркулес X-1 и Центавр X-3. В последнее время накоплен значительный материал, касающийся наблюдательных свойств рентгеновских источников в двойных системах. На основании этого материала в ряде работ советских астрофизиков А. Ф. Илларионова и Р. А. Сюняева, а также американских ученых Ф. Лэмба, К. Петика, Д. Пайнса был подробно пересмотрен (в рамках ньютоновской теории тяготения) вопрос о взаимодействии магнитного поля вращающейся нейтронной звезды с веществом, истекающим с соседней компоненты. Согласно расчетам этих авторов нейтронная звезда в результате такого взаимодействия должна пройти несколько характерных этапов своей эволюции. При этом она сначала должна наблюдаться как молодой быстропеременный радиопульсар (этот промежуток времени назван фазой эжектирующего пульсара). По мере замедления вращения нейтронной звезды должен наступить длительный период эволюции, когда регулярные импульсы излучения от звезды исчезают (эта специфическая фаза названа «пропеллером»). И наконец, должна наступить фаза аккрецирующего рентгеновского пульсара. Рассмотрим картину эволюции, полученную этими авторами, более подробно (надо отметить предварительный характер предложенной теории, которая требует дальнейшего наблюдательного подтверждения).

## Сценарий эволюции нейтронной звезды в двойной системе

*Эжектирующий пульсар.* Первое время после своего образования нейтронная звезда в двойной системе проявляет себя аналогично молодому одиночному радиопульсару. Она эффективно ускоряет космические лучи; при этом давление низкочастотного электромагнитного излучения и космических лучей выталкивает вещество (истекающее с соседней звезды) далеко за пределы системы и может даже вызвать дополнительное истечение со звезды, «оголяя» ее, подобно одуванчику в сильном потоке ветра. Со временем, так же как и у одиночных радиопульсаров, период такой нейтронной звезды замедляется, что приводит к интенсивному уменьшению излучаемого звездой потока энергии, и вещество соседней звезды уже не так эффективно испытывает выталкивающее действие излучения пульсара. Постепенно газ с соседней компоненты начинает заполнять двойную систему, и при значительной плотности этого вещества радиоизлучение пульсара в нем поглощается. В результате, нейтронная звезда «пропадает» как радиопульсар. Для известных двойных систем при типичных параметрах звездного ветра это происходит, когда период вращения нейтронной звезды уменьшается до величины порядка  $0,05-0,1$  с<sup>1</sup>. Несмотря на отсутствие наблюдаемых импульсов радиоизлучения, нейтронная звезда продолжает ускорять частицы до тех пор, пока давление низкочастотного радиоизлучения и звездного ветра не сравняются на расстоянии от пульсара порядка  $R \sim GM/v_B^2$  ( $M$  — масса нейтронной звезды,  $v_B$  — скорость истечения звездного ветра с соседней компоненты), где начинает эффективно действовать гравитационная сила притяжения нейтронной звезды. Оценки показывают, что для этого пульсар должен уменьшить свой период еще на порядок величины (до  $0,3-1$  с). После этого часть звездного ветра проникает внутрь

<sup>1</sup> Под типичными параметрами подразумеваются плотность вещества звездного ветра на орбите нейтронной звезды порядка  $10^8-10^{10}$  частиц в  $1$  см<sup>3</sup> и скорость истечения порядка нескольких сотен километров в секунду. Здесь и далее поле нейтронной звезды, если это только не оговорено особо, предполагается равным  $10^{12}$  Гс.

светового цилиндра<sup>1</sup> нейтронной звезды, подавляя тем самым собственную активность пульсара. Продолжительность фазы эжектирующего пульсара зависит от параметров звездного ветра, величины магнитного поля и может закончиться через  $10^4$ — $10^8$  лет.

*«Пропеллер».* В первые моменты после проникновения внутрь светового цилиндра вещество не может достигнуть поверхности нейтронной звезды из-за действия ее магнитного поля, спадающего с удалением от звезды по закону  $H \approx H_0(R_0/R)^3$ . Вещество тормозится магнитным полем на расстоянии, где плотности энергии магнитного поля и кинетической энергии падающего вещества становятся одинаковыми по величине. Поле вращается вместе со звездой и (при непараллельных осях вращения и магнитного поля) действует на падающий газ как пропеллер. Центробежная сила инерции при твердотельном вращении на радиусе «остановки» сначала значительно превышает силу гравитационного притяжения, и вещество будет выбрасываться обратно, отнимая у звезды ее энергию вращения и угловой момент. Это выбрасываемое вещество, сталкиваясь с новыми порциями падающего вещества, передает ему энергию, и в результате вблизи нейтронной звезды возникает сложная картина вихревых движений: вещество приближается к нейтронной звезде по одним секторам и удаляется по другим (в настоящее время существует пока лишь качественная теория этих движений). На стадии «пропеллера» нейтронная звезда продолжает замедляться, роль центробежных сил при этом замедлении на радиусе «остановки» падающего вещества уменьшается, и наконец, наступает момент, когда эти силы становятся меньше сил гравитационного притяжения, после чего вещество начинает падать непосредственно на поверхность нейтронной звезды вдоль магнитных силовых линий, достигая поверхности в области магнитных полюсов. Начинается последняя, заключительная фаза нейтронной звезды.

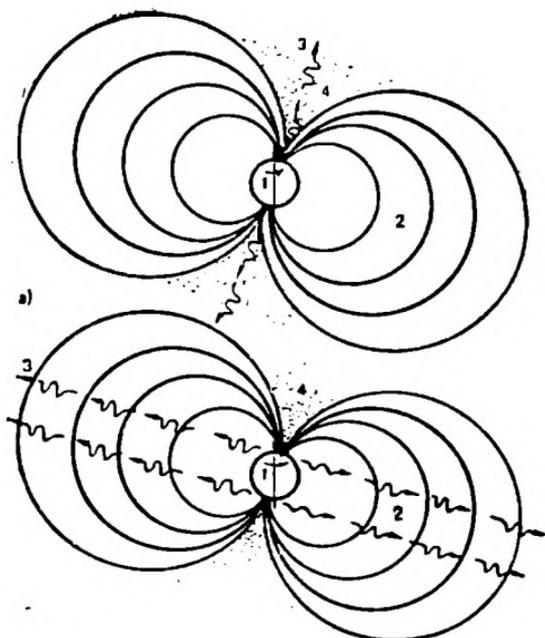
*Аккрецирующий рентгеновский пульсар.* При типич-

---

<sup>1</sup> Под световым цилиндром подразумевается условная цилиндрическая поверхность вокруг звезды, на которой скорость твердотельного ее вращения равна скорости света. На фазе эжектирующего пульсара вблизи светового цилиндра генерируется низкочастотное магнитодипольное излучение пульсара, и таким образом световой цилиндр разделяет ближнюю и дальнюю волновые зоны.

ных параметрах (см. сноску на с. 17) нейтронная звезда загорится как рентгеновский пульсар, когда ее период уменьшится до величины порядка 1—10 с. Падение вещества на поверхность звезды приводит к появлению ударной волны и выделению гравитационной

Рис. 1. Модель аккреции газа на нейтронную звезду с различными диаграммами излучения: а — «карандашная» диаграмма; б — «ножевая» диаграмма. 1 — нейтронная звезда; 2 — магнитное поле; 3 — выходящее излучение; 4 — падающий газ



энергии в горячих «пятнах» в областях магнитных полюсов. Эта энергия почти вся излучается в рентгеновском диапазоне. Тепловое излучение плазмы в сильном магнитном поле является остронаправленным, и при несовпадающих осях вращения и магнитного поля нейтронная звезда, как и радиопульсар, подобна космическому маяку. В зависимости от механизмов, формирующих излучение, рентгеновский поток может покидать поверхность нейтронной звезды либо в виде узкого пучка вдоль магнитных силовых линий («карандашная» диаграмма направленности), либо в виде широкого веера в перпендикулярном направлении («ножевая» или веерная диаграмма). Оба случая показаны на рис. 1 а, б.

Светимость аккрецирующей нейтронной звезды при типичных ее параметрах оказывается порядка  $10^{36}$ —

$10^{36}$  эрг/с. С наступлением аккреции период вращения нейтронной звезды прекращает увеличиваться. Он остается постоянным или даже уменьшается, если аккрецирующее вещество приносит с собой угловой момент вращения. Однако уменьшение периода приводит к тому, что в области, из которой вещество начинает падать вдоль магнитных силовых линий, роль центробежных сил опять возрастает, и аккреция может прекратиться (нейтронная звезда вернется обратно к фазе «пропеллера», после чего начинает увеличиваться ее период, опять наступает аккреция и т. д.). Важно отметить, что звезда может ускорять свое вращение лишь будучи аккрецирующим пульсаром. Для известных рентгеновских пульсаров в двойных системах Центавр X-3 и Геркулес X-1 наблюдается уменьшение периода следования импульсов со скоростью  $-1000$  мкс в год для первого и около  $-5$  мкс в год — для второго. Если эти пульсары представляют собой вращающиеся нейтронные звезды, то вскоре, по нашей теории, аккреция на них должна прекратиться, после чего период начнет увеличиваться, но уже в ненаблюдаемой фазе «пропеллера». Эта смена фаз может повторяться многократно. В рассматриваемой модели характерные времена уменьшения аккрецирующих пульсаров зависят не от возраста нейтронной звезды, а скорее обусловлены ее инерционными свойствами (как волчка, ускоряемого приложенным моментом сил). Таким образом, нейтронная звезда оказывается гораздо старше характерных времен уменьшения периодов.

До каких значений периодов будет уменьшаться вращение нейтронной звезды на стадии «пропеллера», если параметры звездного ветра будут иные? Очевидно, что чем меньше плотность звездного ветра, тем дальше от поверхности нейтронной звезды будет оставаться магнитным полем падающий поток вещества. В этом случае для того, чтобы началась аккреция, необходимо замедление вращения звезды до больших периодов. Оценки показывают, что при плотности звездного ветра на орбите нейтронной звезды порядка  $100-1000$  частиц в  $1 \text{ см}^3$  аккреция начинается, когда звезда замедлится до периодов порядка сотен секунд. Однако при такой плотности скорость аккреции ничтожна, и светимость аккрецирующей нейтронной звезды мала.

Интересный феномен должен наблюдаться, если нейтронная звезда все время находится в малоплотном звездном ветре, но время от времени его плотность может существенно увеличиваться, например, если соседняя звезда иногда (а возможно, даже периодически) будет выбрасывать вещество. Тогда нейтронная звезда будет наблюдаться как вспыхивающий рентгеновский источник, период которого заключен в интервале сотен секунд.

Перейдем теперь к непосредственным данным наблюдений конкретных двойных систем с нейтронными звездами в качестве вероятных компонент. Прежде всего рассмотрим недавно открытый радиопульсар в двойной системе.

## **Двойной радиопульсар и новые методы «взвешивания» звезд**

В июле 1974 г. американские астрономы Р. Халс и Дж. Тейлор, проводившие наблюдения на самом большом в мире параболическом радиотелескопе в Аресибо (антенна телескопа диаметром 300 м смонтирована в кратере потухшего вулкана), обнаружили новый радиопульсар. Его период не был постоянным: промежутки между отдельными импульсами периодически менялись, в соответствии с движением пульсара по сильно вытянутой орбите двойной системы. Средняя величина периода между импульсами («сутки» пульсара) составляет 0,059 с. Период обращения пульсара по орбите («год» пульсара) равен 7 ч 45 мин. Кривая доплеровских смещений частоты прихода импульсов за один период обращения сильно отличается от синусоиды (что указывает на некруговое движение пульсара). Эксцентриситет орбиты оказался равным  $e=0,61$ . При таком эксцентриситете расстояние между компонентами двойной системы в апоастре в 4 раза больше, чем в периастре.

Из доплеровских смещений периода следования импульсов была найдена переменная часть скорости движения пульсара относительно наблюдателя и построена кривая лучевых скоростей подобно той, которую определяют из доплеровских смещений линий в спектрах обычных двойных звезд. Однако имеется некоторая

разница между кривыми лучевых скоростей, построенными по смещению частоты импульсов пульсара и по смещению длины волны спектральных линий. В последнем случае по величине постоянного смещения линий в спектре звезды относительно линий лабораторного спектра можно определить постоянную скорость движения двойной системы по отношению к наблюдателю.

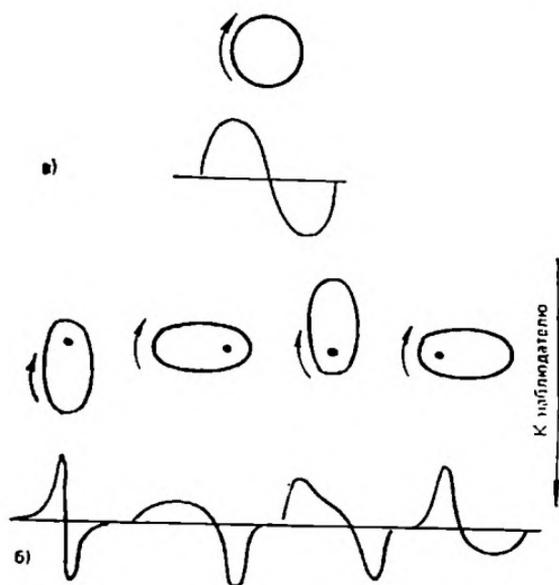


Рис. 2. Пульсар в двойной системе: а — схема движения пульсара по круговой орбите и соответствующая синусоидальная кривая лучевых скоростей; б — схемы движения пульсара по эллиптической орбите и соответствующие кривые лучевых скоростей в зависимости от ориентации большой полуоси эллипса орбиты относительно наблюдателя

Истинный период пульсара точно неизвестен, и поэтому определить поступательное движение двойного радиопулсара невозможно. В этом смысле средний период (0,059 с) получен в предположении, что система покоится. Так как возможные отличия от величины истинного периода имеют порядок  $v/c$  ( $v$  — скорость движения системы,  $c$  — скорость света), то отклонения даже при скорости движения порядка 1000 км/с еще не столь существенны. На рис. 2 а, б показаны кривые лучевых скоростей для круговой и для эксцентрической орбит с различной ориентацией большой полуоси орбиты относительно наблюдателя. Кривая лучевых скоростей радиопулсара ближе всего соответствует случаю, изображаемому на рис. 2 б. В периастре орбиты пульсар имеет лучевую скорость 330 км/с и движется к наблюдателю, в апоастре (через полпериода) — около 75 км/с и направление движения уже противоположное.

Как же определяют массы компонент двойной системы?

Основопологающую роль при «взвешивании» звезд играет третий закон Кеплера, согласно которому отношение куба большой полуоси орбиты системы к квадрату периода обращения компонент по орбите зависит лишь от суммарной массы системы

$$\frac{a^3}{P^2} = \frac{G(M_x + M_0)}{4\pi^2},$$

где  $M_x$  — масса пульсара,  $M_0$  — масса второй компоненты,  $G$  — постоянная тяготения.

Рассмотрим теперь пульсар в двойной системе (круговая орбита), который движется относительно центра тяжести системы со скоростью  $v_x$ . Для системы, наклоненной под углом  $i$  к лучу зрения, измеряя доплеровские смещения частоты импульсов, можно получить лишь лучевую скорость движения  $A = v_x \sin i$ <sup>1</sup>. Далее, зная величину  $A$  и период двойной системы  $P$ , можно определить проекцию радиуса орбиты пульсара на луч зрения  $a_x \sin i = AP/2\pi$ . Так как отношение радиусов орбит двух компонент системы равно обратному отношению их масс:  $a_x/a_0 = M_0/M_x$ , то для расстояния между компонентами  $a = a_0 + a_x$  легко получаем выражение  $a \sin i = AP(1 + M_x/M_0)/2\pi$ . Подставим  $a$  из последнего равенства в третий закон Кеплера и вынесем в правую часть нового равенства наблюдаемые величины  $A$  и  $P$ :

$$f(m) = \frac{M_0^3 \sin^3 i}{(M_0 + M_x)^2} = 10^{-7} A^3 P.$$

Функцию  $f(m)$  называют *функцией масс* двойной системы. Ради удобства амплитуда лучевой скорости  $A$  в ней выражена в километрах на секунду, период  $P$  — в сутках, а массы компонент — в единицах солнечной массы ( $M_\odot$ ). Именно такую комбинацию масс и угла наклона системы, входящие в функцию масс, можно определить из наблюдений одной компоненты двойной системы.

---

<sup>1</sup> В астрономической литературе принято отсчитывать угол между нормалью к плоскости орбиты и лучом зрения; лучевая скорость при этом максимальна, когда  $i=90^\circ$ , и система наблюдается «с ребра».

Полученная формула легко обобщается на эксцентрискую орбиту:

$$f(m) = \frac{M_0^3 \sin^3 i}{(M_0 + M_x)^2} = 10^{-7} A^3 P (1 - e^2)^{3/2}.$$

Для эксцентриской орбиты величина  $A$  определяется из полусуммы лучевых скоростей, вычисленных в двух диаметрально противоположных точках орбиты (в отличие от круговой орбиты они теперь разные). Для недавно обнаруженного радиопульсара в двойной системе  $A = (330 + 75)/2 = 202,5$  км/с,  $P = 7$  ч 45 мин = 0,31 сутки,  $e = 0,61$ . Откуда функция масс равна  $f(m) = 0,13 M_\odot$  (большая полуось орбиты пульсара равна  $a_x = R_C / \sin i$ ).

Полностью решить задачу о параметрах системы удастся обычно лишь тогда, когда определена еще амплитуда лучевых скоростей второй компоненты и когда система является затменной (последнее необходимо для определения угла наклона системы). В 1974 г., анализируя данные наблюдений двойного радиопульсара, В. А. Брумберг, Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков и автор этой брошюры предложили новый метод определения масс компонент и угла наклона подобных систем, основанный на измерении релятивистских эффектов при движении пульсара в двойной системе. Учет этих эффектов дает два дополнительных соотношения между массами компонент, и параметры системы определяются даже в отсутствии данных о движении второй компоненты. Один из этих эффектов хорошо известен: релятивистские поправки к движению пульсара приводят к медленному повороту большой полуоси орбиты в пространстве (движению линии апсид). Этот эффект заметен уже для орбиты планеты Меркурий в Солнечной системе, где он составляет  $40''$  в столетие.

В тесных двойных системах величина эффекта существенно больше. Общая теория относительности дает следующую формулу для скорости поворота линии апсид:

$$\delta \approx 0,2^\circ (M_x + M_n)^{2,3} / P^{5,3} (1 - e^2).$$

Следовательно, величина эффекта при известных значениях  $P$  и  $e$  дает сумму масс компонент системы. Повторные наблюдения двойного пульсара обнаружили поворот линии апсид его орбиты со скоростью около

$4^\circ$  в год. Это дало суммарную массу системы, равную  $M_x + M_0 \approx 3 M_\odot$ . Таким образом, из функции масс  $f(m)$  при известной полной массе системы можно сразу же найти значения массы каждой компоненты в отдельности (в зависимости от угла наклона системы  $i$ ).

Дополнительное соотношение между массами звезд можно также получить, если учесть эффекты второго порядка смещения частоты пульсара (гравитационное красное смещение и квадратичный эффект Доплера). При выводе формулы для функции масс системы используется обычный линейный эффект Доплера, который имеет порядок  $v/c$ . Релятивистские квадратичные эффекты пропорциональны  $(v/c)^2$ , что существенно меньше линейных. Поэтому для обычных двойных систем, где точность измерений невелика, учесть эти эффекты невозможно. В то же время для пульсара на эксцентрической орбите помимо изменений частоты следования импульсов из-за линейного эффекта Доплера будут наблюдаться дополнительные запаздывания импульсов из-за релятивистских эффектов, когда пульсар проходит периастр своей орбиты. В этой точке гравитационное поле соседней звезды сильнее, и пульсар имеет самую большую орбитальную скорость. Следовательно, вклад в запаздывание из-за гравитационного красного смещения и квадратичного эффекта Доплера в этом случае максимальный.

Однако обсуждаемые релятивистские эффекты суммируются (по своему действию) с эффектами первого порядка, так что нельзя разделить их, не зная поворота линии апсид. Кривая лучевых скоростей качественно одна и та же как с учетом эффектов второго порядка, так и без них, но при повороте линии апсид изменения формы кривой лучевых скоростей, если учесть квадратичные эффекты, будут несколько отличаться. Наиболее очевидна эта разница при сопоставлении двух положений орбиты системы, наблюдаемой сейчас у двойного пульсара и после поворота его орбиты на  $180^\circ$ . Без учета релятивистских поправок разность максимальных лучевых скоростей  $V$  в двух диаметрально противоположных точках будет одна и та же, но с учетом квадратичных эффектов, которые в одном положении складываются с линейным Доплер-эффектом, а в другом вычитаются из него, величина  $V$  окажется различной.

Релятивистский расчет дает следующее выражение для  $V$  в зависимости от масс компонент и других известных из наблюдений величин:

$$V \text{ (км/с)} \simeq 0,01 e M_0 (2M_0 + M_x) / P^{1/2} (1 - e^2)^{3/2}.$$

Теперь мы имеем три соотношения для трех неизвестных величин  $M_x$ ,  $M_0$  и  $i$ , и дальнейшее определение параметров довольно просто. Конечно не следует ждать 45 лет, пока линия апсид орбиты пульсара повернется на  $180^\circ$ . Разность максимальных лучевых скоростей изменяется по мере поворота линии апсид. На практике, однако, выделение этой разности, которая обусловлена релятивистскими эффектами, оказывается затруднительным (но не безнадежным) из-за малости эффектов.

Вернемся к пульсару в двойной системе и обсудим вопрос, что же собой представляет до сих пор ни в каком диапазоне спектра не обнаруженный спутник пульсара? Скорее всего, он тоже является «умершей» звездой: либо белым карликом, либо угасшей нейтронной звездой, либо даже «черной дырой». Присутствие в двойной системе нормальной звезды, по-видимому, маловероятно. Во-первых, ее радиус должен быть меньше большой полуоси орбиты пульсара, т. е. меньше радиуса Солнца  $R_s$ . (Хотя существуют звезды таких размеров — так называемые субкарлики.) Во-вторых, соседство даже такой звезды привело бы к наличию большого количества газа в двойной системе, который полностью поглощал бы импульсное радиоизлучение пульсара.

## Общие свойства рентгеновских источников

Сейчас в диапазоне энергий 1—10 кэВ исследовано рентгеновскими телескопами, установленными на спутниках Земли, практически все небо. Открыто больше 160 дискретных источников рентгеновского излучения. Примерно около 40 источников отождествляется с другими галактиками и даже скоплениями галактик. Около половины источников находится в нашей Галакти-

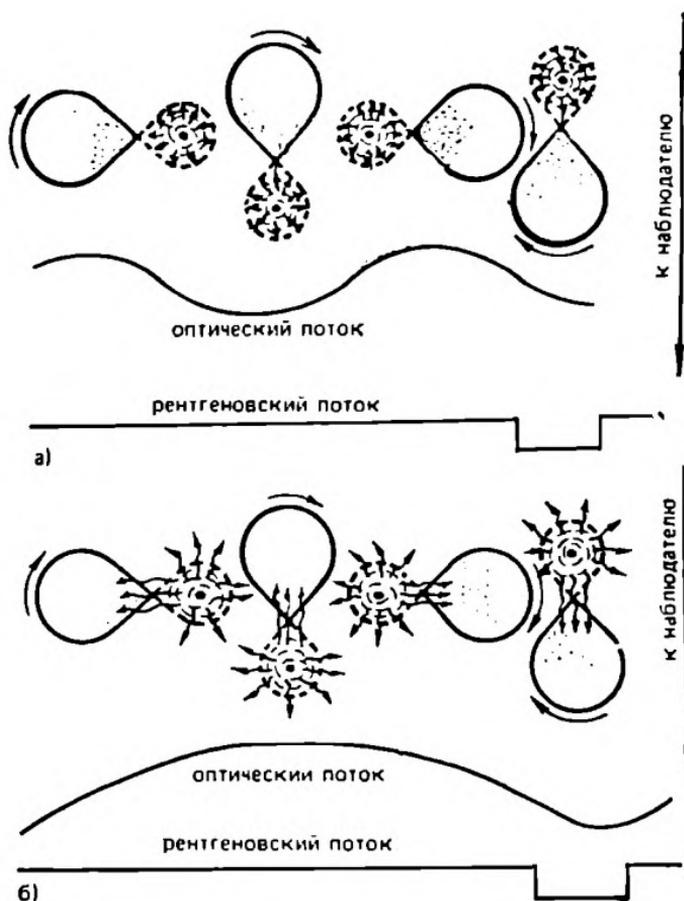
ке — их концентрация увеличивается к плоскости Галактики, они значительно ярче предыдущих по величине наблюдаемого потока. Около десятка галактических источников являются остатками вспышек Сверхновых — это протяженные туманности, занимающие на небе область порядка нескольких градусов, в которых излучает межзвездный газ, нагретый до температуры в миллионы градусов ударной волной, порожденной взрывом Сверхновой. Остатки Сверхновых излучают также в радио- и оптическом диапазонах, но в рентгеновских лучах они значительно ярче. Два источника, в Тельце и Парусах, являются молодыми радиопульсарами. Они столь энергичны, что излучают не только в радио-, но и в оптическом и в рентгеновском диапазонах. Большинство остальных галактических источников — это, по-видимому, релятивистские звезды в двойных системах, излучающие за счет механизма аккреции. Около десятка из них уже отождествлены с оптическими звездами, у некоторых наблюдаются рентгеновские затмения, и их свойства во многом подобны тем, которые обсуждались в предыдущих разделах брошюры.

Характерное расстояние, на котором находятся рентгеновские источники, составляет несколько килопарсек (ближайшие из них расположены не ближе 500 пс). Следовательно, малое наблюдаемое количество источников свидетельствует и о малом числе их в Галактике: мы наблюдаем почти все источники. Эта картина радикально отличается от характерной для нормальных оптических звезд. Ближайшие к нам звезды находятся на расстоянии порядка нескольких парсек, а в объеме радиусом 100 пс находятся уже тысячи звезд. Свет более далеких звезд Галактики сливается в светлую полосу Млечного Пути.

Наблюдения в оптическом диапазоне надежно отождествленных рентгеновских систем выявили две важные особенности изменения их блеска: у одних систем оптическая переменность объясняется эллипсоидальностью оптической видимой компоненты, у других — эффектом отражения (но специфическим, связанным с переработкой рентгеновского потока в оптическое излучение в атмосфере нормальной звезды). В тесных двойных системах из-за приливного взаимодействия между компонентами форма большей оптической звезды искажена; звезда вытянута в направлении линии, соединяю-

шей центры тяжести обеих компонент, и, скорее всего, напоминает грушу. Этот эффект аналогичен морским приливам и отливам на Земле. Но в последнем случае расстояние до возмущающих тел (Солнца и Луны) много больше радиуса Земли, поэтому эффекты незначительны. Другое дело в тесной двойной системе, где расстояние между компонентами лишь в 2—3 раза превышает радиус звезды — приливные силы растягивают ее в одном направлении и сжимают в другом. В результате, площадь наблюдаемой поверхности звезды будет зависеть от того, с какой стороны на нее смотреть. При обращении по орбите видимые размеры звезды будут несколько меньше, когда луч зрения наблюдателя параллелен линии, соединяющей центры тяжести компонент, и несколько больше — через четверть оборота. Очевидно, что период изменения блеска в этом случае будет в 2 раза меньше, чем полный период обращения системы. Если луч зрения составляет с плоскостью орбиты достаточно малый угол, то в такой системе будут наблюдаться регулярные затмения рентгеновской компоненты оптической звездой, совпадающие с одним из минимумов, когда источник находится за звездой (рис. 3а). Амплитуда кривой оптического блеска и длительность рентгеновского затмения максимальны, когда наблюдатель находится в плоскости системы. Эти данные о длительности затмения и амплитуде блеска могут быть использованы для вычисления параметров системы: относительных размеров оптической звезды, отношения масс компонент и т. д.

Эффект эллипсоидальности существен в тех системах, где светимость оптической звезды превышает светимость рентгеновского источника. В противном случае (малой оптической светимости нормальной звезды) важнее оказывается эффект отражения. Рентгеновские фотоны, падающие на сторону оптической звезды, обращенную к рентгеновскому источнику, поглощаются и затем переизлучаются в оптической и ультрафиолетовой областях спектра. Если поток рентгеновского излучения существенно превышает поток энергии, выходящей из недр оптической звезды, то температура стороны звезды, переизлучающей рентгеновские лучи в оптическом диапазоне, должна возрасти и, следовательно, должна увеличиться ее яркость. В результате при обращении такой неоднородно нагретой звезды



**Рис. 3.** Схема изменения наблюдаемых величин оптического и рентгеновского потоков излучения за один период обращения двойной системы: *а* — оптическая светимость нормальной звезды значительно превышает рентгеновскую светимость релятивистского объекта; наблюдается эффект эллипсоидальности оптической звезды, при котором за период обращения системы наблюдаются два максимума и два минимума на кривой оптического блеска. *б* — случай с обратным отношением рентгеновской и оптической светимостей, когда преобладает эффект отражения с одним максимумом и одним минимумом на кривой оптического блеска. Рентгеновский поток в обоих случаях «выключается» в моменты затмений

блеск системы регулярно будет меняться, достигая максимума в момент нахождения источника между звездой и наблюдателем, и минимума — через пол-оборота, когда рентгеновское излучение «выключено» для земного наблюдателя (см. рис. 3б).

Существование такого эффекта было предсказано И. С. Шкловским в 1967 г. Как показали дальнейшие расчеты М. М. Баско, поверхность оптической звезды поглощает не все падающее на нее рентгеновское излучение: в зависимости от свойств ее поверхности отраженный поток рентгеновского излучения может достигать 30%. Нагрев поверхности в некоторых случаях сопровождается сильным испарением вещества с поверхности облучаемой звезды, что может индуцировать дополнительный звездный ветер.

Оба указанных эффекта наблюдались в ряде рентгеновских систем. Заметим, что эффект оптических затмений, типичный для классических затменных двойных систем, здесь практически отсутствует, хотя затмения в рентгеновском диапазоне весьма явные. Именно отсутствие оптического излучения компактного источника и создает идеальные условия для проявления указанных эффектов, в то время как в обычных затменных системах выделение их на фоне излучения второй компоненты является очень сложной задачей.

Прежде чем перейти к рассмотрению наблюдательных свойств отдельных двойных систем с рентгеновским источником, отметим, что многие явления, наблюдаемые в этих системах, еще не находят своего объяснения в рамках нашей теории аккрецирующей нейтронной звезды. Тем не менее отождествление этих источников с нейтронными звездами, по-видимому, является достаточно основательным.

## «Эпициклы» и «деференты» Геркулеса X-1

Здесь мы рассмотрим рентгеновское излучение Геркулеса X-1 и Центавра X-3, которое имеет регулярную периодичность: импульсы рентгеновского излучения от

первого из них приходят через 1,24 с (рис. 4), а от второго — через 4,8 с. Наблюдения со спутника «Ухуру», с помощью которого они были открыты, показали, что интервалы между импульсами не строго постоянны: они меняются по синусоидальному закону с периодами  $\sim 1,7$  суток для Геркулеса X-1 и  $\sim 2,1$  суток — для Центавра X-3. Кроме этого, с теми же периодами происходит регулярное «выключение» источников на 6 ч

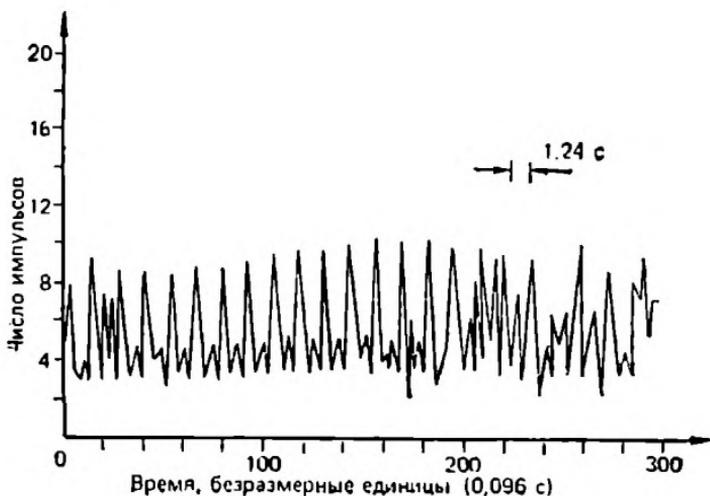


Рис. 4. Рентгеновский поток от Геркулеса X-1 по данным спутника «Ухуру»

у первого источника и на 12 ч у второго. Эти данные были сразу же интерпретированы как факт двойственности источников: синусоидальные изменения периода импульсов обусловлены доплеровскими смещениями частоты при круговом движении источника по орбите двойной системы, а «выключения» рентгеновского потока — затмениями соседней звездой. Со временем оптические компоненты систем были отождествлены: практически сразу же для Геркулеса X-1 и через два года после открытия источника для Центавра X-3. После опубликования координат рентгеновского источника Геркулес X-1 выяснилось, что в том же месте наблюдается переменная звезда *HZ* Геркулеса. Отождествление с ней источника было сделано сразу на нескольких

обсерваториях. Слабая звезда (примерно  $\sim 15^m$ ) ранее была внесена в Общий Каталог Переменных Звезд (ОКПЗ)<sup>1</sup> как переменная неправильного типа, поэтому ее принадлежность к двойной системе не обсуждалась. Просуммировав наблюдения *HZ* Геркулеса с 1907 по 1972 гг., сотрудник ГАИШ Н. Е. Курочкин обнаружил регулярные изменения блеска звезды с периодом 1,7 суток и сделал вывод о двойственности рентгеновского пульсара и оптической звезды. При этом оказалось, что оптические минимумы звезды совпадают с моментами рентгеновских затмений. Из анализа кривой блеска было также сделано заключение, что сторона оптической звезды, обращенная к рентгеновскому источнику, примерно в 3 раза более яркая, а значит, и более горячая, чем противоположная сторона. Первая наиболее достоверная интерпретация наблюдений *HZ* Геркулеса была изложена в статье группы советских ученых Ю. Н. Ефремова, В. М. Лютого, Н. Е. Курочкина, Р. А. Сюняева, А. М. Черепашука и автора, где утверждалось, что главный вклад в изменение оптического блеска дает эффект отражения — переработки рентгеновского излучения в фотосфере оптической звезды и ее нагрева. Основы теории этого эффекта были изложены в предыдущем разделе брошюры.

Оптическое отождествление Центавра X-3 было не столь быстрым и эффективным. Современные методы рентгеновской астрономии позволяют установить координаты источников на небесной сфере лишь с определенной точностью: дается обычно «квадрат ошибок» с размерами сторон в несколько угловых минут, в котором источник может находиться с достоверностью 90%, если нет какой-либо дополнительной информации из других диапазонов спектра. В «квадрате ошибок» Центавра X-3 оказалось больше сотни оптических звезд. С целью отождествления с одной из них стали исследовать какие-либо их регулярные изменения с тем же

---

<sup>1</sup> Следует отметить, что этот обширный каталог, составленный под руководством советских ученых Б. В. Кукаркина и П. Н. Холопова большой группой сотрудников отдела переменных звезд Государственного астрономического института им. Штернберга (ГАИШ), уже не раз сослужил полезную службу при отождествлении рентгеновских источников. Не менее ценной оказалась и коллекция тысяч фотопластинок отдела переменных звезд ГАИШ (стеклянная библиотека), на которые регулярно снимались различные участки неба начиная с конца прошлого века.

периодом, что и у источника. Вначале обнаружили переменную звезду, периодические изменения блеска которой отличались лишь на несколько процентов от наблюдаемого периода источника. Казалось, что задача была решена. Однако пусть и незначительные, но имелись все же отличия в периодах. В 1973 г. польский астроном В. Кшеминский обнаружил, что «анонимная» звезда (примерно  $13^m$ ), расположенная, правда, не в «квадрате ошибок» Центавра X-3, а рядом, обладает регулярными изменениями своего блеска с периодом, точно в 2 раза меньшим, чем период источника. Амплитуда блеска звезды равнялась приблизительно 7—10% от величины оптического потока, а один из оптических минимумов кривой блеска совпадал с моментом рентгеновских затмений источника. Так как эти колебания можно интерпретировать как эффект эллипсоидальности звезды, то задачу отождествления можно было считать решенной. С тех пор оптический объект называется звездой Кшеминского.

Таким образом, оптические проявления двух рентгеновских пульсаров обусловлены двумя разными эффектами, которые обсуждались выше. Рентгеновская светимость Геркулеса X-1 примерно в 100 раз больше, чем оптическая светимость *HZ* Геркулеса, и, следовательно, здесь преобладает эффект отражения. В то же время оптическая светимость звезды Кшеминского, которая оказалась массивным горячим сверхгигантом, значительно превосходит рентгеновский поток от Центавра X-3, и наблюдательные проявления этой системы в оптическом диапазоне обусловлены эффектом эллипсоидальности.

Совместные рентгеновские и оптические наблюдения этих двух пульсаров дали много информации о параметрах исследуемых двойных систем. Доплеровские смещения частоты пульсаров позволили установить скорость кругового движения источников относительно центра масс систем: 169 для Геркулеса X-1 и 415 км/с для Центавра X-3. Отсюда с большой точностью находится функция масс  $f(m) = M_0^3 \sin^3 i / (M_0 + M_x)^2$ , равная для этих пульсаров соответственно 0,85 и 15,4  $M_\odot$ . Заметим, что в отличие от выражения функции масс, определяемой по доплеровским смещениям линий в спектре оптической звезды, здесь в числителе стоит

масса звезды, а не масса рентгеновского источника. На основе полного анализа рентгеновских и оптических данных были установлены следующие параметры систем.

*Геркулес X-1.* Центры тяжести двух компонент находятся на расстоянии примерно  $7 R_{\odot}$  друг от друга, а радиус оптической звезды всего лишь в 2 раза меньше этого расстояния. Оптическая звезда является гигантом с массой  $1,7-2 M_{\odot}$  и имеет температуру поверхности со стороны, не освещенной рентгеновским источником,  $6000-7000^{\circ}\text{K}$  и в 2 раза более высокую температуру для другой стороны. Масса рентгеновского пульсара порядка  $1 M_{\odot}$ ; плоскость орбиты практически совпадает с лучом зрения.

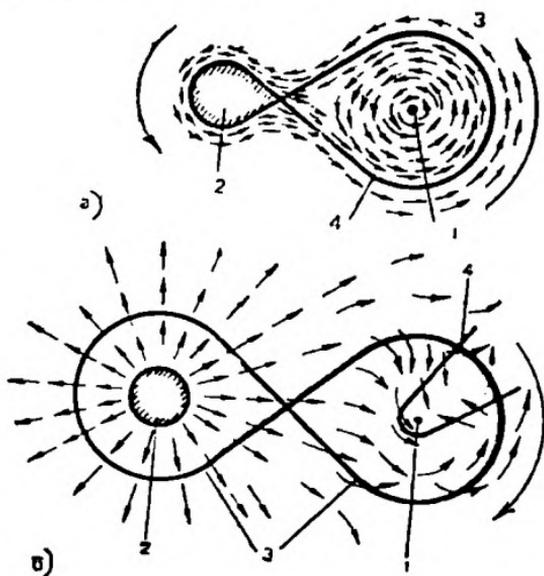
*Центавр X-3.* Расстояние между центрами тяжести компонент около  $20 R_{\odot}$ . Оптическая звезда является сверхгигантом массой порядка  $20 M_{\odot}$  и радиусом примерно  $15 R_{\odot}$ . Масса рентгеновского пульсара около  $1 M_{\odot}$ . Эту систему, так же как и Геркулес X-1, мы наблюдаем практически «с ребра».

Рентгеновские пульсары в двойных системах отождествлены с быстровращающимися нейтронными звездами, обладающими сильными магнитными полями, на которые происходит аккреция вещества, покинувшего поверхность соседней звезды. Эти пульсары хотя и не монотонно, но медленно уменьшают свои периоды вращения, т. е. они оба ускоряются: Геркулес X-1 с ускорением  $-5$  мкс в год. Центавр X-3 —  $-1000$  мкс в год. Именно в этом их главное отличие от обычных одиночных радиопулсаров, которые, как известно, постепенно замедляются.

По-видимому, в двух рентгеновских пульсарах мы имеем дело с различными проявлениями режима аккреции. Система Геркулес X-1 (*HZ Геркулеса*), скорее всего, относится к одним из старых объектов нашей Галактики, к разряду ее «долгожителей». Оптическая компонента, вероятно, когда-то была звездой главной последовательности со слабым истечением вещества с ее поверхности. В это время вторая компонента (нейтронная звезда) находилась на стадии эжектирующего пульсара, радиоизлучение которого могло поглощаться даже в незначительном звездном ветре. Возможно, что именно таких систем в Галактике много. Но в случае Геркулеса X-1 природа предоставила нам возможность

увидеть тот относительно непродолжительный период в жизни звезды, когда маломассивная звезда в тесной паре с уже проэволюционировавшим объектом сходит с главной последовательности и переходит на стадию красного гиганта. «Включение» новых источников ядер-

Рис. 5. Две схемы аккреции газа на релятивистский объект: а — дисковая аккреция (1 — релятивистский объект, 2 — оптическая звезда, 3 — поток газа, 4 — полость Роша); б — аккреция через ударную волну (1 — релятивистский объект, 2 — оптическая звезда, 3 — полость Роша; 4 — ударная волна)



ной энергии в ее недрах сопровождается резким набуханием звезды, увеличением ее радиуса. После заполнения так называемой полости Роша (рис. 5а) начинается интенсивное перетекание вещества в область гравитационного притяжения нейтронной звезды, и вокруг последней образуется газовый диск. В результате дальнейшего взаимодействия вещества диска с магнитным полем нейтронной звезды она должна замедлить свое вращение, быстро пройти фазу «пропеллера» и начать аккрецировать вещество. При этом нейтронная звезда станет одним из ярчайших рентгеновских источников на небе.

В случае Центавра X-3 ситуация иная. Продолжительность жизни оптических звезд-сверхгигантов, подобных звезде Кшеминского, исчисляется всего лишь несколькими миллионами лет. В течение всей своей жизни они под действием давления излучения теряют вещество со своей поверхности со скоростью порядка  $10^{-5} M_{\odot}$  в год (скорость движения истекающего веще-

ства порядка сотен километров в секунду). Поэтому образовавшаяся нейтронная звезда все время обдувалась мощным потоком звездного ветра. Она быстро прошла первые две фазы своей жизни и сейчас является аккрецирующим источником; причем аккреция происходит через ударную волну (см. рис. 5б), а не как это было в предыдущем случае (см. рис. 5а). В Центавре X-3 скорость радиального движения вещества может значительно превышать относительную скорость движения компонент по орбите, и поэтому углового момента этого вещества недостаточно для образования газового диска вокруг нейтронной звезды. Однако вещество, падающее из ударной волны, все же обладает небольшим избытком углового момента: ударная волна, расположенная за нейтронной звездой, поворачивается вместе с двойной системой. При этом величина углового момента, приносимая падающим веществом, равна произведению величины расстояния от нейтронной звезды, с которого падает основная масса вещества, на величину скорости твердотельного вращения относительно нейтронной звезды на этом расстоянии. Теоретические расчеты показывают, что этот приносимый угловой момент вполне достаточен для объяснения наблюдаемого ускорения периода пульсара Центавра X-3.

Ускорение вращения нейтронных звезд в двойных системах указывает на увеличение со временем роли центробежных сил вращения в зоне влияния магнитного поля. В результате возникает сильный поток вещества в области магнитных полюсов. По-видимому, аккреция в этих пульсарах вскоре должна прекратиться, и они «выключатся» как источники рентгеновского излучения. Для того чтобы аккреция началась обратно, их вращение опять должно замедлиться. В связи с этим внимание привлекают особенности блеска *HZ* Геркулеса, обнаруженные при анализе данных наблюдений этой звезды за большое количество лет на обсерваториях Гарварда (США) и Зонненберга (ФРГ). Оказалось, что оптический блеск системы иногда в течение нескольких лет был совершенно иным и нетипичным для эффекта отражения: за один период обращения кривая блеска имела два максимума и два минимума. Скорее всего, оптическая звезда не облучалась рентгеновским потоком в эти промежутки времени. Переменность блеска не превышала  $0,3^m$  по амплитуде и, по-

видимому, была обусловлена либо эллипсоидальностью оптической звезды, либо затмениями звезды веществом, собравшимся вокруг релятивистского объекта. Не исключено, что в эти моменты нейтронная звезда находилась в фазе «пропеллера».

Не во всех эффектах, наблюдаемых у рентгеновских пульсаров, в настоящее время разобрались исследователи. Например, Геркулес X-1 имеет еще один цикл своей активности с периодом, примерно равным 35 суткам, а его рентгеновское излучение наблюдается только в течение 12 суток этого цикла (остальное время источник находится ниже порога чувствительности приемной аппаратуры). «Включения» источника всегда происходят в определенных точках орбиты двойной системы, когда линия, соединяющая центры тяжести звезд, расположена перпендикулярно лучу зрения. Яркость источника быстро, в течение пол-оборота системы, возрастает до своего максимального значения, а затем в течение нескольких дней находится примерно на постоянном уровне (после чего начинает медленно падать). Самым интересным является то, что эффект отражения наблюдается почти с одинаковой силой как в моменты наибольшего рентгеновского потока от Геркулеса X-1, так и в моменты минимума 35-суточного цикла. Это свидетельствует о том, что никакого «выключения» источника не происходит, иначе отсутствовал бы эффект отражения.

Было предпринято несколько попыток объяснить это явление. Так, сначала считали, что эффект вызван прецессией нейтронной звезды, излучение которой весьма анизотропно, и при определенной ориентации нейтронной звезды земной наблюдатель не попадает в диаграмму направленности излучения пульсара. В то же время оптическая звезда на «небосводе» рентгеновской компоненты занимает большой телесный угол, и, несмотря на прецессию, рентгеновский источник все время облучает звезду. Однако вынужденная прецессия нейтронной звезды в гравитационном поле соседней компоненты происходит слишком медленно из-за малых размеров нейтронной звезды.

Американским астрофизиком К. Бречером и советским ученым И. Д. Новиковым независимо обсуждалась возможность свободной прецессии такой нейтронной звезды. При этом предполагалось, что направление

главного момента инерции нейтронной звезды, которая могла бы быть деформирована сильным внутренним магнитным полем ( $\sim 10^{15}$ — $10^{16}$  Гс), не совпадает с направлением ее углового момента вращения.

Однако, скорее всего, 35-суточный цикл вызван не прецессией. Как заметил И. С. Шкловский, при прецессии два подряд расположенных цикла должны быть зеркально отраженными: если в первом рентгеновский поток быстро нарастает и медленно спадает, то в следующем цикле, когда ось нейтронной звезды прецессирует в обратном направлении, рентгеновский поток должен медленно нарастать и быстро «выключаться». Этого, однако, не наблюдается: каждый последующий цикл похож на предыдущий. Возможно, этот цикл обусловлен регулярными изменениями в количестве вещества, истекающего с оптической звезды, между наблюдателем и рентгеновским источником: жесткое излучение поглощается в этом веществе, когда его довольно много. Следует отметить также попытку советских астрофизиков Г. С. Бисноватого-Когана и Б. В. Комберга объяснить 35-суточный цикл изменением ширины диаграммы направленности излучения, которая, в свою очередь, модулируется переменной скоростью истечения газа с поверхности оптической звезды (и, как следствие, переменной аккрецией).

Однако ни одна из гипотез о природе 35-суточного цикла в настоящее время не имеет должного обоснования, и он остается пока загадкой. Это не единственная загадка Геркулеса X-1. Среди необъясненных явлений следует отметить немонотонное уменьшение периода этого пульсара: на фоне среднего ускорения имеются небольшие, почти синусоидальные отклонения. Пульсар ускоряется то немножко быстрее, то немножко медленнее, и период этих отклонений составляет около 9 месяцев. Подобное явление можно было бы понять, если вокруг двойной системы Геркулес X-1 (HZ Геркулеса) на расстоянии порядка 1 а. е. вращалась бы планета с массой порядка массы Юпитера. Однако это пока лишь смелая гипотеза. Полный набор «деферентов» и «эпициклов» Геркулеса X-1 еще ждет своего Кеплера!

Геркулес X-1 относится к объектам сферической составляющей нашей Галактики: он наблюдается под углом  $37^\circ$  к галактической плоскости, и, таким образом,

при расстоянии до него порядка 4—6 кпс, он должен находиться над плоскостью Галактики на высоте 2—3 кпс. Однако при массе оптической звезды *HZ* Геркулеса  $2 M_{\odot}$  такая система не типична для населения сферической составляющей. В основном эту часть Галактики заселяют маломассивные звезды, имеющие массу  $> 1 M_{\odot}$ . Все более массивные, если и были там, то давно проэволюционировали, а новые звезды там не «рождаются»: в сферической составляющей отсутствует необходимый для этого газ, которого в избытке хватает в галактическом диске. Как же такая система так высоко забралась? Возможно, что она была выброшена из плоскости Галактики в момент взрыва, которым сопровождалось образование нейтронной звезды. Во время взрыва система, однако, получает не только большую скорость, у нее должен появиться большой эксцентриситет орбиты (если, конечно, пара не развалится вообще). Но орбита Геркулеса X-1 с большой точностью круговая. Может быть, эксцентриситет исчез со временем из-за приливной диссипации энергии в двойной системе? Но необходимое для этого время слишком велико. Может быть, Геркулес X-1 был выброшен из соседнего шарового скопления? В этом случае системе достаточно приобрести во время взрыва скорость порядка 10—20 км/с, и она покинет пределы скопления, а эксцентриситет орбиты при этом окажется незначительным. Хотя в настоящее время открыто уже четыре рентгеновских источника в направлении разных шаровых скоплений и не исключено, что они там и находятся, тем не менее потребуются еще много усилий наблюдателей и теоретиков, чтобы разобраться в природе высокоширотных рентгеновских источников.

В поведении Центавра X-3 тоже не все еще ясно. В нем также наблюдаются длительные периоды с существенно пониженной рентгеновской светимостью. Экспериментаторы утверждают, что в эти моменты рентгеновский пульсар ускоряется быстрее, чем когда он ярк. Что это: увеличение скорости истечения вещества оптической звезды до величины, при которой рентгеновское излучение начинает поглощаться в этом веществе, или наоборот — уменьшение скорости истечения, так что уменьшается аккреция на нейтронную звезду и, как следствие, ее рентгеновская светимость, или наблюдаемые уменьшения потока обусловлены чем-то еще?

## Паруса X-1 — нейтронная звезда с аномально сильным магнитным полем?

До недавнего времени рентгеновский источник Паруса X-1, входящий в двойную систему, ничем особенным не выделялся среди других подобных источников (его двойственность была также открыта со спутника «Ухуру»). Разве что его и выделяло среди других, так это период двойной системы, равный 8,95 суток (из которых 1,85 суток он был невидим из-за затмения его соседней звездой). Известна лишь система с источником Лебедь X-1, которая имеет также большой период, равный 5,6 суток. Рентгеновский поток от источника характеризуется сильной переменностью с характерным временем от нескольких секунд до нескольких суток. Вскоре после открытия источник был отождествлен с оптической звездой-сверхгигантом (видимая величина  $6,9^m$ ). Оптическая переменность этой звезды обусловлена типичным эффектом эллипсоидальности с амплитудой около 10% от величины наблюдаемого потока.

Наблюдения с помощью американского спутника «САС-3», которые активно велись с лета 1975 г., привели к важному открытию: Паруса X-1 оказались рентгеновским пульсаром с необычайно длинным периодом (время между приходом двух очередных импульсов у него составляет 283 с). И сразу возник вопрос, почему столь похожие по своим оптическим характеристикам двойные системы Центавр X-3 и Паруса X-1 имеют периоды вращения нейтронных звезд, различающиеся почти в 100 раз? И в той, и в другой системе, оптические звезды-сверхгиганты сильно теряют свою массу примерно с одинаковым темпом и с одинаковой скоростью (в обоих случаях параметры звездного ветра на орбите нейтронной звезды почти одинаковы). Хотя период обращения системы Паруса X-1 больше чем в 4 раза превышает период Центавра X-3, а расстояние между компонентами в Парусах X-1 может оказаться раза в два большим, но плотность звездного ветра в окрестности нейтронных звезд в обоих случаях должна быть примерно одинаковой, так как их рентгеновские светимости близки. В чем же дело?

В одном из разделов брошюры уже указывался один из возможных механизмов замедления вращения нейтронной звезды до периодов в несколько сотен секунд. Напомним, что для этого на орбите нейтронной звезды необходим звездный ветер, равный 100—1000 частиц в  $1 \text{ см}^3$ . Тогда для того чтобы центробежные силы вращения нейтронной звезды не препятствовали аккреции, ее вращение должно замедлиться весьма значительно. Однако аккреция малоплотного вещества приводит лишь к незначительной светимости источника, в миллионы раз меньшей наблюдаемой. Возможна ли в случае Парусов X-1 ситуация, при которой истечение с оптической звезды сначала было бы незначительным, а потом вдруг увеличилось, и нейтронная звезда засветилась бы как рентгеновский источник? Скорее всего, нет. Эта оптическая звезда такой же сверхгигант, как и в случае Центавра X-3, и она должна все время истекать веществом со скоростью порядка  $10^{-5} M_c$  в год.

По мнению автора, единственная возможность, которая приводит к такому большому периоду пульсара, обусловлена аномально сильным магнитным полем нейтронной звезды. Величина магнитной напряженности на поверхности нейтронной звезды должна достигать  $10^{14}$ — $10^{15}$  Гс. Только при таком значении поля нейтронная звезда замедляется до периодов в сотни секунд на стадии «пропеллера», после чего наступает аккреция, приводящая к большим рентгеновским светимостям пульсара. Есть ли еще какие-либо указания на наличие такого магнитного поля у нейтронной звезды? Видимо, да. Об этом свидетельствует необычайно жесткий рентгеновский спектр Парусов X-1. В случае Центавра X-3 рентгеновские кванты убывают экспоненциально уже при энергиях, больших 20 кэВ, но в спектре Парусов X-1, как об этом говорят данные наблюдений, жестких рентгеновских квантов еще много в области энергий 50—70 кэВ.

Имеются ли одиночные нейтронные звезды со столь сильным полем? Типичные поля, наблюдаемые у радиопульсаров, порядка  $10^{11}$ — $10^{12}$  Гс. По-видимому, нет радиопульсаров с периодами в несколько секунд, которые имели бы поле больше чем  $10^{13}$  Гс. Но таких пульсаров не должно и быть! Обладая сильным магнитным полем, радиопульсар быстро теряет свою энергию вращения

и по сравнению с обычным радиопульсаром быстро замедляет период своего вращения до сотен секунд, и обнаружить такие пульсары практически невозможно: они излучают слишком мало энергии, чтобы быть замеченными.

## Загадка Скорпиона X-1

Рентгеновский источник Скорпион X-1 является одним из первых открытых космических рентгеновских источников. Он, самый яркий на «рентгеновском небе» (рентгеновский поток от него больше чем в десять тысяч раз превышает рентгеновские потоки излучения от наиболее слабых источников, которые еще могут быть выделены на рентгеновском фоне неба), оказался и самым загадочным объектом. Несмотря на то что исследования Скорпиона X-1 продолжаются уже в течение больше десяти лет, астрономы не смогли еще в поступающем от него потоке информации выделить те ключевые моменты, которые смогли бы пролить свет на его природу. Как и у большинства других галактических рентгеновских источников, его излучение оказалось сильно переменным. Нередко наблюдаются вспышки с длительностью порядка десятков минут, когда поток от него увеличивается в несколько раз. Рентгеновский спектр Скорпиона X-1 имеет экспоненциальную форму, которая характерна для излучения горячей оптически прозрачной плазмы, нагретой до температуры 50 млн. градусов. По изменению количества излучаемой энергии в разных спектральных интервалах во время вспышек было обнаружено, что температура горячей плазмы может как повышаться, так и понижаться в несколько раз. Основной поток энергии Скорпион X-1 излучает в диапазоне 1—10 кэВ. Кроме этого, в более жестком диапазоне энергий наблюдается излучение, не характерное для горячей плазмы (нетепловой жесткий «хвост»). Однако регулярные, периодические импульсы, свойственные для рентгеновских пульсаров типа Геркулес X-1 или Центавр X-3, в этом источнике отсутствуют.

Скорпион X-1 был отождествлен в оптическом диапазоне со слабым голубым звездоподобным объектом, имеющим видимую звездную величину  $\sim 12^m$ . Так же

как и в рентгеновском диапазоне, его оптическое излучение оказалось переменным, причем некоторые вспышки в двух диапазонах наблюдались практически одновременно. В направлении Скорпиона X-1 открыт также слабый переменный радиоисточник, который, как полагают, тоже физически связан с рентгеновским источником.

Еще в 1967 г. И. С. Шкловский, анализируя данные наблюдений, пришел к выводу, что Скорпион X-1 представляет собой тесную двойную звездную систему, состоящую из нормальной оптической и нейтронной звезд. Рентгеновское излучение источника обусловлено, по его мнению, выделением энергии при аккреции на поверхность нейтронной звезды струи газа, вытекающей из соседней компоненты. С тех пор прошло немало времени, однако характерные признаки двойственности Скорпиона X-1 пока еще не обнаружены. В рентгеновском потоке источника отсутствуют «выключения», типичные для двойных рентгеновских систем, когда объект при своем движении по орбите затмевается для земного наблюдателя оптической звездой. Правда, предполагаемая система может быть сильно наклоненной к лучу зрения, и тогда затмения источника должны отсутствовать. Остаются надежды обнаружить характерные признаки двойной системы при наблюдениях переменности ее оптического излучения. В оптическом спектре Скорпиона X-1 присутствуют только эмиссионные линии различных химических элементов. Если линии поглощения, которые должны формироваться в атмосфере оптической звезды, и имеются, то они слабы и пока не обнаружены.

По наблюдениям доплеровских смещений эмиссионных линий было обнаружено, что излучающие их области в двойной системе могут менять за сутки свою скорость движения относительно наблюдателя (лучевую скорость) на сотни километров в секунду. Хотя анализ большого числа спектрограмм не выявил периодичности этих изменений, однако излучение эмиссионных линий может происходить и в газовых потоках, заполняющих двойную систему, движение которых весьма нерегулярно. Тогда доплеровские смещения эмиссионных линий характеризуют эти нерегулярные движения, а не вращение системы.

Рентгеновская светимость Скорпиона X-1 в 1000 раз

сильнее его оптического излучения. Если рядом с мощным рентгеновским источником находится слабая оптическая звезда, то в оптическом излучении такой двойной системы должен сказываться эффект нагрева и увеличения яркости стороны оптической звезды, обращенной к рентгеновскому источнику, подобный тому, который наблюдается в Геркулесе X-1. Этот эффект будет приводить к регулярному изменению суммарного оптического блеска системы с периодом, равным периоду ее обращения по орбите. Но, как мы отметили выше, оптический блеск Скорпиона X-1 крайне нерегулярен. Если в нем и присутствуют периодические изменения блеска, то их амплитуда составляет лишь незначительную часть от средней величины флуктуаций оптического потока. В сложившейся ситуации необходим длительный ряд наблюдений Скорпиона X-1 в оптическом диапазоне.

Советский астроном В. М. Лютый на основе анализа оптических наблюдений источника на Южной станции ГАИШ в Крыму, которые проводились им в течение нескольких лет, пришел к заключению, что в излучении Скорпиона X-1 присутствуют небольшие регулярные вариации потока с периодом около 3,9 суток, характерные для эффекта нагрева части поверхности нормальной звезды. Первое время после сообщения В. М. Лютого о своем открытии казалось, что ключ к разгадке Скорпиона X-1 найден. Но спустя несколько месяцев американский астроном У. Лиллер, анализируя изменения блеска этой звезды по пластинкам Гарвардской обсерватории, на которых область неба в окрестности Скорпиона X-1 фиксировалась с конца прошлого века, сделал заключение, что в изменениях блеска с равной вероятностью могут присутствовать несколько регулярных периодов примерно с той же амплитудой, которую указал советский астроном. Среди этих значений несколько выделяется период, равный  $\sim 0,8$  суток; кроме этого, присутствовали изменения блеска с периодом, близким к 3,9 суток. Какому же периоду (если он в действительности имеется) отдать предпочтение?

Следует отметить следующее. По наблюдениям блеска какой-либо двойной звезды, проводимых на одной обсерватории, часто бывает невозможно выделить истинный период обращения двойной системы: за сут-

ки, прошедшие между двумя наблюдениями, двойная система может сделать больше одного оборота, если ее период несколько меньше периода обращения Земли вокруг своей оси, и оказаться в той же фазе, что и двойная система, обращающаяся с большим периодом, которая прошла лишь часть своей орбиты к началу повторного наблюдения. Как оказалось, два указанных значения периода,  $\sim 3,8$  суток и  $0,8$  суток, как раз и являются такими сопряженными периодами. Очевидный выход из создавшегося положения заключается в том, чтобы проводить непрерывные наблюдения за двойной системой, не упуская ее из виду в течение полного оборота. Такие наблюдения были бы возможными, если в них включились бы несколько обсерваторий, расположенных в разных часовых поясах земного шара. Наблюдатели одной обсерватории, как эстафету, передавали бы звезду, уходящую из-за суточного вращения с их горизонта, наблюдателям другой обсерватории, где она начинает восходить. Очевидно, что для Скорпиона X-1 потребуется не одна ночь таких кооперированных наблюдений, так как возможные регулярные изменения его блеска слабы на фоне хаотических флуктуаций. Но задача стоит того, чтобы излучение ярчайшего на нашем небе рентгеновского источника стало наконец-то понятным!

## Новоподобные источники

Уже первые нерегулярные наблюдения неба в рентгеновском диапазоне с помощью ракет открыли особый класс рентгеновских источников, которые внезапно появлялись на небесной сфере: их светимость за несколько дней быстро возрастала, и на некоторое время (порядка недель или даже месяцев) такие источники становились ярчайшими объектами в рентгеновском диапазоне. Ряд источников в момент максимального блеска в несколько раз превосходил по величине наблюдаемый поток самого яркого, но постоянного источника — Скорпион X-1. Регулярный обзор неба, который стал проводиться на специализированных рентгеновских спутниках, установил, что такие объекты появляются довольно часто: в среднем открывают по десятку вспыхивающих рентгеновских источников в год.

Похожее явление в оптическом диапазоне спектра астрономам давно известно. В нашей Галактике существуют оптические звезды, которые внезапно увеличивают свой блеск на несколько звездных величин, ярко светят в течение некоторого времени, а затем медленно уменьшают свой блеск до исходной величины. Такие звезды получили название Новых. В среднем в Галактике обнаруживают до десятка Новых звезд в год. Обычно даже в момент максимальной яркости Новой она недоступна невооруженному глазу. Но раз в несколько десятилетий Новая вспыхивает на расстоянии не дальше 1000 пс от Солнечной системы. Тогда она достигает блеска ярких звезд на небе и в течение нескольких суток или даже недель изменяет привычный вид созвездия, в котором появилась. Последняя такая Новая была открыта в созвездии Лебедя 29 августа 1975 г., и каждый мог ее наблюдать невооруженным глазом.

Поведение во времени вспыхнувшего рентгеновского источника внешне весьма схоже с явлением Новой, поэтому такие источники были названы новоподобными. Подчеркнем, что внешнее сходство кривых блеска оптических Новых и рентгеновских новоподобных источников еще не дает оснований говорить о родстве этих объектов. Из наблюдения Новых астрономы узнали, что даже сами по себе они весьма различаются друг от друга: различны амплитуды и вид кривых блеска на восходящих и нисходящих ветвях. Имеются Новые, которые вспыхивают повторно (повторные Новые), причем промежутки времени, длящиеся между вспышками, у них различаются. Но есть весьма немаловажное обстоятельство, выделяющее Новые в отдельный класс небесных объектов, которое проливает также свет на природу этих вспышек: по-видимому, все Новые входят в состав тесных двойных систем. В этой брошюре уже не раз обсуждались наблюдательные признаки, по которым можно установить факт двойственности звезды. Иногда из-за «неудачной» ориентации системы относительно наблюдателя открыть двойную систему практически невозможно. Встречаются также и Новые, где, несмотря на все ухищрения опытного наблюдателя, нельзя однозначно сказать: двойная эта звезда или одиночная? Но у большинства открытых Новых были обнаружены периодические изменения их лучевых скоро-

стей, а у некоторых и оптические затмения компонент с периодами от нескольких часов до нескольких дней. Таким образом, было сделано заключение о двойственности всех Новых звезд.

Типичная бывшая Новая представляет собой тесную двойную систему, состоящую из горячей плотной звезды (скорее всего, белого карлика) и более холодной (красного карлика). В такой системе происходит интенсивное перетекание вещества с холодной компоненты на горячую.

Сейчас пока нет однозначной теории происхождения вспышки Новой в такой системе. Наиболее широко обсуждается модель, по которой в обогащенной аккрецирующим веществом оболочке белого карлика возникает неустойчивость, приводящая к быстрому развитию в этих слоях ядерных реакций с большим выделением энергии (ядерный взрыв), что в дальнейшем приводит к выбросу части вещества за пределы двойной системы со всеми сопутствующими наблюдаемыми эффектами.

Что же представляют собой новоподобные рентгеновские источники? Есть ли между ними и оптическими Новыми нечто большее, чем внешнее сходство их кривых блеска?

Регулярные наблюдения на двух недавно запущенных рентгеновских спутниках, английском «Ариэль-5» и американском «САС-3», обнаружили ряд интересных свойств новоподобных источников. Как оказалось, среди них встречаются рентгеновские пульсары с очень длинными (по сравнению с пульсарами Геркулес X-1 и Центавр X-3) периодами следования импульсов. Период одного из них (по положению на небесной сфере он находится вблизи Центавра X-3) равен 6,75 мин. Источник, вспыхнувший в конце апреля 1975 г. в созвездии Тельца, имеет период около 104 с. У других новоподобных источников регулярные импульсы излучения отсутствовали, хотя для некоторых из них были проведены специальные наблюдения с целью выявления регулярной переменности их рентгеновского блеска. У всех новоподобных рентгеновских источников пока не обнаружены характерные признаки двойственности этих объектов (затмения соседней компонентой или регулярные доплеровские смещения периода следования импульсов от рентгеновских пульсаров).

До последнего времени не отмечалось одновремен-

ных вспышек одного и того же объекта и в оптическом (Новая) и в рентгеновском (новоподобный источник) диапазонах. Все это указывает как бы на то, что Новые и новоподобные рентгеновские источники являются различными по своей природе космическими объектами. Но в начале августа 1975 г. в созвездии Единорога появился новоподобный источник, который примерно через 10 суток после своего рождения стал ярчайшим рентгеновским источником на небе (он в 4 раза превосходил по своей яркости Скорпиона X-1). И одновременно в направлении этого источника была обнаружена Новая, блеск которой к моменту максимальной яркости рентгеновского источника достигал звездной величины  $12^m$ . Координаты рентгеновского источника и оптической звезды совпали с большой точностью. Ранее эта звезда наблюдалась как объект звездной величины  $20^m$ . Таким образом, наблюдаемый от нее оптический поток возрос более чем в 1000 раз. У. Лиллер, изучая старые снимки, полученные на Гарвардской обсерватории, обнаружил, что эта звезда уже вспыхивала как Новая в начале ноября 1917 г., и изменения ее блеска после максимума характерны для Новых. Сейчас трудно оценить последствия этого открытия. Уже предварительный анализ данных показывает, что в наше представление о вспышках Новых будут внесены существенные изменения. Но пока еще общее количество данных наблюдений небольшого числа зарегистрированных к настоящему времени новоподобных источников не позволяет сделать далеко идущие обобщения об их природе. Хотя некоторые модели, выдвинутые в последнее время для объяснения новоподобных долгопериодических рентгеновских пульсаров, весьма интересны и заслуживают внимания для их рассмотрения.

Английские астрономы, открывшие с помощью спутника «Ариэль-5» пульсар в созвездии Центавра с периодом 6,75 мин, обнаружили недавно в его «квадрате ошибок» переменную звезду RS Центавра с периодом изменения блеска  $\sim 144$  суток. Эта звезда по своим характеристикам относится к интересному классу звезд типа о Кита — красных холодных сверхгигантов, имеющих размеры порядка диаметра земной орбиты, а в ряде случаев и больше. Блеск таких звезд меняется регулярным образом с периодами для разных звезд от сотен дней до года и более. Амплитуда блеска у неко-

торых из них может достигать звездных величин 5—6<sup>m</sup>, что соответствует изменению потока излучения за период более, чем в 100 раз. Сама звезда о Кита из-за таких колебаний блеска была названа еще в древности Мирюю (что означает «удивительная»), а звезды, подобные ей, стали называться миридами. Сейчас нет достаточно разработанной теории изменения блеска мирид, но из наблюдений следует, что колебания их блеска вызваны физическими пульсациями этих звезд, а в моменты максимального расширения такие звезды должны выбрасывать значительное количество вещества.

Английские астрономы предположили, что рядом с миридой *RS* Центавра может находиться нейтронная звезда, и вместе они составляют двойную систему с периодом обращения несколько лет. Аккреция небольшой части вещества, выброшенного в момент максимального расширения звезды, и должна приводить, по их мнению, к значительной рентгеновской светимости нейтронной звезды. Очевидно, что в этой модели рентгеновский источник должен регулярно вспыхивать с периодом, равным периоду колебаний мириды. Таким образом, равенство периодов изменения блеска мириды и повторные появления новоподобного источника однозначно подтвердили бы предлагаемую модель. Но почему нейтронная звезда смогла замедлиться до таких больших периодов — порядка сотен секунд?

Выше уже обсуждалась двойная рентгеновская система Паруса X-1 с периодом пульсара 284 с, и было высказано предположение, что особенности этого рентгеновского источника обусловлены наличием у нейтронной звезды магнитного поля с напряженностью  $10^{14}$ — $10^{15}$  Гс. Кроме того, как уже отмечалось выше при обсуждении изменений периода вращения нейтронной звезды в двойной системе, нейтронная звезда с «типичным» полем  $\sim 10^{10}$ — $10^{12}$  Гс может со временем замедлять свое вращение. Для этого необходимо, чтобы она находилась в газе со средней плотностью около  $10^2$ — $10^3$  частиц в  $1 \text{ см}^3$ . В таких условиях нейтронная звезда будет замедляться до тех пор, пока фаза «пропеллера» не сменится фазой аккрецирующего пульсара, а эта смена наступает лишь при достаточно медленном вращении нейтронной звезды. При выбрасывании вещества миридою в момент максимального расширения плотность его на орбите нейтронной звезды увеличивается

до  $10^8$ — $10^{10}$  частиц в  $1 \text{ см}^3$ , что приводит к увеличению аккреции и появлению рентгеновского пульсара.

Имеется еще одна модель новоподобных источников, которая также предполагает наличие двойной системы с релятивистской звездой и большим периодом обращения системы. В этой модели нейтронная звезда движется вокруг обычной звезды по сильно вытянутой эксцентрической орбите. (Эксцентриситет у орбиты двойной системы может появиться во время взрыва, которым сопровождается рождение нейтронной звезды.) При движении в периастре такой орбиты нейтронная звезда подходит ближе ко второй компоненте и проникает в более плотные слои звездного ветра, истекающего с нормальной звезды. В эти моменты увеличивается аккреция на нейтронную звезду, и возрастает ее рентгеновская светимость. Так как звезда в периастре орбиты находится лишь незначительную часть своего периода, то при большом эксцентриситете орбиты моменты между повторными появлениями новоподобных источников могут оказаться очень длительными. Обсуждаемая картина весьма напоминает движение кометы в гравитационном поле Солнца, но увеличение рентгеновского «блеска» нейтронной звезды с приближением ее к соседней компоненте в миллиарды раз эффективнее, чем увеличение блеска кометы с приближением к Солнцу.

В описанных выше моделях все новоподобные источники должны повторяться. Сейчас лишь для двух источников была установлена (пока не совсем надежно) рекуррентность их появления. Несомненно, что в ближайшие несколько лет проблема новоподобных источников будет в большей степени решена.

\* \*  
\*

Рассмотренные выше источники рентгеновского излучения, скорее всего, представляют собой аккрецирующие нейтронные звезды. В заключение мы расскажем о предполагаемой картине дисковой аккреции на «черные дыры» в двойных системах и о возможности отождествления рентгеновского источника Лебедь X-1 с «черной дырой». Теория дисковой аккреции была построена в 1972—1973 гг. автором и Р. А. Сюняевым и

независимо английскими астрофизиками М. Рисом и Дж. Принглом. Расчеты этих авторов опирались в основном на механику Ньютона. Позже советский астрофизик И. Д. Новиков совместно с американским ученым К. Торном решили релятивистскую задачу дисковой аккреции. Так как полученные ими выводы лишь количественно отличаются от предыдущих расчетов, то в следующем разделе, касающемся механизма дисковой аккреции в двойной системе с «черной дырой», мы, если это не будет оговорено особо, будем использовать результаты расчета, полученные в рамках теории Ньютона. Следует отметить, что как в релятивистском случае, так и в ньютоновском приближении вопрос о возможном существовании «черных дыр» в двойных системах еще далек от полного своего разрешения.

## Дисковая аккреция на «черную дыру» в двойной системе

В двойной системе вещество, истекающее из нормальной звезды и падающее на «черную дыру», имеет относительно последней угловой момент вращения, который препятствует прямому падению вещества на «черную дыру». Истекающий газ должен начать вращаться по круговым орбитам вокруг «черной дыры» также, как планеты обращаются вокруг Солнца, Луна вокруг Земли, и т. д. Больше всего рассматриваемая картина похожа на кольца Сатурна. Однако есть и существенное отличие: при аккреции мы имеем дело не с твердыми телами, а с газом, которому свойственны вязкость и наличие магнитных полей. Вследствие этого становится возможным уменьшение момента вращения и продвижение вещества в сторону «черной дыры». Вокруг нее должен формироваться тонкий газовый диск из перетекающего вещества (см. рисунок на обложке).

В диске из-за трения между соседними слоями происходит передача углового момента вещества наружу, которое по медленно скручивающейся спирали приближается к «черной дыре». При этом выделяется гравитационная энергия; часть этой энергии переходит в тепло и испускается с поверхности диска в виде электромагнитного излучения. Его свойства зависят от ско-

рости аккреции — темпа подачи вещества в диск с поверхности соседней звезды. Таким образом, газовые аккрецирующие диски обуславливают наблюдаемые свойства «черных дыр» в двойных системах.

Расчеты показывают, что количество выделяемой в диске энергии растет по мере приближения вещества к «черной дыре», а затем, достигнув максимума, вблизи нее резко падает. Это падение обусловлено изменением характера движения вещества. Как показал еще в 1949 г. советский астрофизик С. А. Каплан, устойчивые кеплеровские орбиты вокруг «черной дыры» должны существовать лишь на расстоянии, большем  $3 r_g$ , где  $r_g$  — гравитационный радиус. Напомним, что по определению  $r_g = 2GM/c^2 = 3 (M/M_\odot)$  км. Если на больших расстояниях продвижение газа к «черной дыре» было возможным лишь по мере отдачи углового момента из-за трения, то в областях, меньших чем  $3 r_g$ , вещество должно падать с убыстряющейся скоростью, сохраняя момент (заметного выделения энергии при этом не происходит). Наиболее горячие области диска, где излучается больше 50% всей выделяемой энергии, находятся на расстоянии  $(6-30) r_g$  от «черной дыры». Таким образом, характерные размеры наиболее горячих областей диска составляют всего около десятков километров. Спектр и переменность излучения определяют свечение аккрецирующих «черных дыр».

При потоках вещества, втекающего в диск,  $\sim 10^{-12} - 10^{-10} M_\odot$  в год, полная светимость диска составляет 1—100 светимостей Солнца. Внутренние области диска, где происходит основное выделение гравитационной энергии, разогреваются до температур  $\sim 3 \cdot 10^5 - 10^6$  °К. При таких температурах они излучают главным образом в недоступных для прямых наблюдений ультрафиолетовом и мягком рентгеновском диапазонах электромагнитного спектра. С увеличением скорости аккреции светимость диска возрастает, эффективная температура излучения повышается, и при потоках аккреции  $10^{-9} - 10^{-8} M_\odot$  в год «черная дыра» становится мощным рентгеновским источником со светимостью  $10^{37} - 10^{38}$  эрг/с и эффективной температурой излучения  $10^7 - 10^8$  °К.

Казалось бы, с еще большим увеличением скорости аккреции (напомним, что максимальная скорость истечения достигает  $10^{-5} - 10^{-4} M_\odot$  в год) можно получить еще большую светимость. Однако с ростом светимости

возрастает и роль давления излучения, которое начинает отталкивать вещество и препятствовать его падению на «черную дыру». В результате действия сил лучистого давления устанавливается режим аккреции, при котором светимость диска не превышает некоторое критическое значение — так называемый эддингтоновский предел светимости, зависящий от массы «черной дыры» и равный  $10^{38}$  ( $M/M_{\odot}$ ) эрг/с. Для такой светимости необходим лишь определенный поток вещества: все остальное вещество под действием давления излучения будет выметаться из внутренних областей диска наружу и покидать пределы двойной системы. Излучение, выделяющееся во внутренних горячих областях, просачивается сквозь оттекающие слои вещества, и эффективная температура излучения падает подобно тому, как уменьшается энергия квантов, выходящих из недр обычных звезд на их поверхность. Основная часть энергии будет переноситься оттекающим газом в ультрафиолетовом и оптическом диапазонах спектра. Светимость «черной дыры» в таком сверхкритическом режиме аккреции равна эддингтоновскому пределу и зависит лишь от массы «черной дыры».

Таким образом, в зависимости от темпа аккреции на «черную дыру», последняя в двойных системах может «скрываться» как среди пекулярных оптических звезд низкой светимости ( $\sim 10^{33} - 10^{35}$  эрг/с), так и проявлять себя в виде ярких оптических звезд с большой светимостью ( $\sim 10^{38} - 10^{39}$  эрг/с). Но все же самой характерной чертой «черной дыры» в тесной двойной системе будет ее рентгеновское излучение.

Уместно здесь отметить, что в 1966 г. Я. Б. Зельдович и О. Х. Гусейнов предложили искать «черные дыры» среди двойных систем с невидимыми в оптическом диапазоне массивными компонентами. Очевидно, что полностью невидимой «черная дыра» окажется лишь в том случае, когда скорость истечения соседней звезды ничтожно мала, или если «черная дыра» находится в достаточно широкой (разделенной) паре звезд; при этом лишь незначительная часть вещества захватывается гравитационным полем релятивистской звезды. В нашей Галактике известно много двойных систем, в спектре излучения которых видны линии только одной компоненты системы. Наиболее подходящими кандидатами для «черных дыр» считались те пары, в которых

не видима более массивная компонента. Так как светимость звезды сильно возрастает с увеличением ее массы, то считалось, что более массивная, но невидимая в оптических лучах компонента может оказаться «черной дырой».

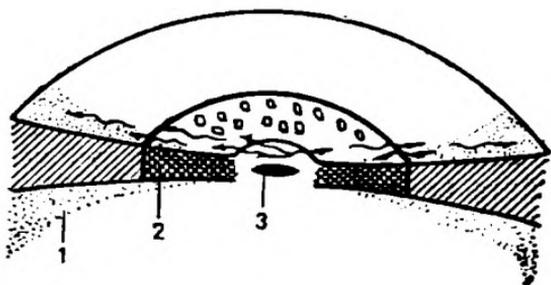
Как отметил известный советский ученый Д. Я. Мартынов, такой способ отождествления хотя и возможен, но малонадежен. Во-первых, из спектроскопических наблюдений только одной звезды двойной системы определяется лишь величина функции масс (см. выше). Во-вторых, достаточно, чтобы вторая компонента излучала лишь в 2—4 раза меньше энергии, чем первая компонента, и принадлежащие ей линии излучения уже трудно выделить в суммарном спектре системы.

Конечно, необходимо дальнейшее изучение тех оптических двойных систем, где несоответствие между массой и светимостью особенно велико. Однако рентгеновские наблюдения более перспективны. Компактные рентгеновские источники в двойных системах, имеющие большую массу ( $M \geq 3 M_{\odot}$ ), — вот реальные претенденты для обнаружения «черных дыр» во Вселенной.

Рассмотрим более подробно структуру аккрецирующего диска, а также спектр и переменность его излучения при светимостях  $10^{36}$ — $10^{38}$  эрг/с, когда диск излучает преимущественно в рентгеновском диапазоне спектра (1—10 кэВ). Строение диска главным образом определяется отношением давлений вещества (газа) и излучения, а также соотношением между процессами истинного поглощения (кванты поглощаются веществом в одной частоте и независимо переизлучаются в другой) или рассеяния на свободных электронах (кванты при взаимодействии с веществом лишь меняют направление своего распространения). При больших светимостях во внутренних горячих областях диска доминирует давление излучения, и перенос энергии излучением к поверхности диска определяется рассеянием. Условия в этой области таковы, что в процессах установления термодинамического равновесия между веществом и излучением главную роль играет комптоновское рассеяние на электронах, т. е. рассеяние с существенным изменением энергии квантов. С удалением от «черной дыры» появляется область, где начинает преобладать газовое давление, но роль электронного рассеяния все еще велика, хотя и не столь эффективна,

как во внутренней области. И наконец, в самых внешних, более холодных областях сильное влияние оказывают и газовое давление, и процессы истинного поглощения. Две первые области схематически показаны на рис. 6. Внешние области по своей структуре весьма напоминают поверхностные слои звезд: самые внешние — звезд похолоднее, более внутренние — звезд погорячее.

Рис. 6. Разрез аккрецирующего диска вокруг «черной дыры»: 1 — внешняя устойчивая зона диска; 2 — внутренняя зона с горячими пятнами; 3 — «черная дыра»



Эти области обеспечивают оптическую и ультрафиолетовую светимость диска, и в ряде случаев, когда светимость соседней звезды невелика, это излучение может быть доступно для наблюдений.

Если внешние области являются довольно спокойными (любые малые возмущения плотности вещества или скорости его продвижения по радиусу со временем быстро сглаживаются и исчезают), то во внутренней области, где преобладает давление излучения, малые возмущения, как впервые показали американские астрофизики А. Лайтман и Д. Эрдли, должны нарастать и приводить к разбеганию диска на отдельные кольца и сгустки. Автор и Р. А. Сюняев недавно (1975 г.) подробно рассмотрели эту неустойчивость. Оказалось, что спокойный стационарный режим дисковой аккреции во внутренней области невозможен из-за тепловой неустойчивости диска. Достаточно малых отклонений выделяемого в диске в единицу времени количества энергии (энерговыведения) от количества энергии, уносимой с поверхности диска в ту же единицу времени (энергоотвода), как эти отклонения начинают быстро (экспоненциально) нарастать. В областях диска, где энерговыведение превышает энергоотвод, диск начинает вспухать, а в областях с превышением энергоотвода над энерговыведением диск начинает сжиматься (диск

разбивается на быстрофлуктуирующие «горячие» и «холодные» пятна). Так как усредненное движение вещества по радиусу происходит относительно медленно, то частицы на данном расстоянии делают большое количество оборотов вокруг «черной дыры». Прежде чем оно расплывется, несколько оборотов делает и горячее пятно. Это приводит к характерной квазипериодической структуре излучения диска. Время от времени в нерегулярном, быстропеременном потоке излучения должны появляться цепочки периодических импульсов, период которых равен периоду вращения горячего пятна на данном радиусе. Чем ближе к «черной дыре» возникает пятно, тем меньше этот период.

Выше мы уже говорили, что последняя устойчивая орбита вокруг «черной дыры» находится на расстоянии  $3 r_g$ . Это относится только к «черной дыре», которая не имеет углового момента. Если же «черная дыра» обладает угловым моментом вращения, то, как показал в 1963 г. американский ученый Р. Керр, последние устойчивые орбиты расположены «ближе» к «черной дыре», и при максимально возможном моменте вращения они находятся на расстоянии  $r_g/2$ . На этой орбите минимально возможный период обращения примерно в 8 раз меньше, чем для «черной дыры» без вращения. Изучая квазипериодическую переменность излучения диска, в принципе можно определить, вокруг какой «черной дыры» сформировался диск: «керровской» или «шварцшильдовой».

Характерные времена нерегулярной переменности заключены в интервале от периода вращения на последней устойчивой орбите (порядка долей миллисекунды) до промежутка времени, необходимого веществу для прохождения от границы устойчивой зоны до этой орбиты (около десятков секунд). Чем ближе к «черной дыре» по диску опускается вещество, тем за более короткое время развивается неустойчивость и тем больше амплитуда флуктуаций выходящего из диска излучения (более внутренние области являются и более горячими, испускающими более жесткие кванты излучения). В результате, переменность излучения должна сильнее всего проявляться в коротковолновом диапазоне излучения. Верхняя кривая на рис. 7 представляет собой теоретически рассчитанный автором и Р. А. Сюняевым спектр энергии, излучаемый диском (при его

светимости порядка критического эддингтоновского значения  $10^{38}$  ( $M/M_{\odot}$ ) эрг/с, когда переменность наиболее максимальна). Излучение квантов малых энергий происходит из более удаленных холодных областей и подвержено лишь незначительным флуктуациям. Но с увеличением энергии квантов флуктуации интенсивности

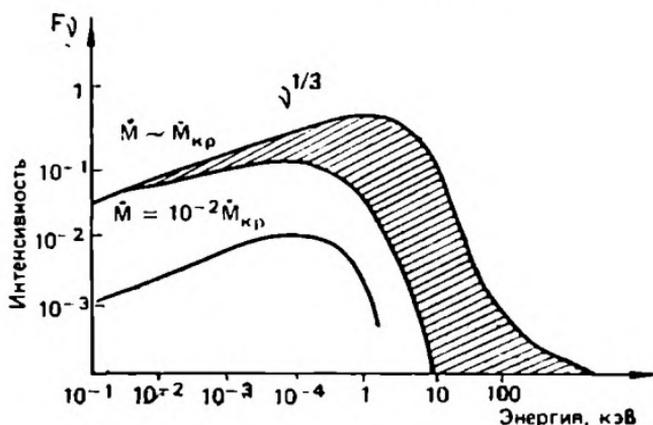


Рис. 7. Спектр излучения от газового диска вокруг «черной дыры». Верхняя кривая показывает спектр излучения при светимости, близкой к критическому значению; заштрихованная полоса указывает пределы изменения спектрального индекса

возрастают, достигая максимальных отклонений в жестком диапазоне спектра. Эти колебания изображены на рис. 7 в виде постепенно расширяющейся полосы.

Размеры неустойчивой зоны диска уменьшаются с уменьшением скорости аккреции или связанной с ней полной светимости диска. При светимости примерно в 50 раз меньшей критического эддингтоновского значения эта зона исчезает вовсе. В отсутствие неустойчивой области исчезают флуктуации, и наблюдаемый поток излучения должен быть более спокойным. Нижняя кривая на рис. 7 соответствует теоретически рассчитанному спектру при светимости «черной дыры» порядка 0,01 критической. Таким образом, важным следствием дисковой аккреции является уменьшение флуктуаций интенсивности рентгеновского потока излучения с уменьшением светимости рентгеновских источников. К интересному явлению могут привести небольшие изменения скорости аккреции, обусловленные медленны-

ми изменениями количества вещества (подаваемого на внешнюю границу диска), в том случае, когда светимость диска близка к критической. При  $L/L_{кр} < 1/50$  флуктуации практически отсутствуют, но при  $L/L_{кр} > 1/50$  они возникают, и даже при незначительном превышении над критическим значением в диске появляются горячие пятна, температура которых оказывается довольно высокой по сравнению с характерной для этой области при меньшей светимости. В результате, появляется значительный быстропеременный поток жестких рентгеновских квантов в диапазоне энергий больше 10 кэВ. Но так как общая светимость, зависящая от скорости аккреции, увеличилась несущественно, то поток квантов в более мягком диапазоне (1—10 кэВ) может оказаться даже меньше того значения, которое должно наблюдаться при несколько меньшей скорости аккреции. Интересно отметить, что подобные изменения («скачки») наблюдаются время от времени в рентгеновском спектре источника Лебедь X-1, который по своей массе (10—15  $M_{\odot}$ ) значительно превосходит максимально возможное значение для нейтронной звезды и, следовательно, может оказаться «черной дырой».

## Лебедь X-1 — «черная дыра»?

Рентгеновский источник Лебедь X-1 — один из ярких источников на небе — представляет особый интерес для релятивистской астрофизики. На основе ряда фактов и, в частности, быстрой переменности излучения и большой массы источника было высказано предположение о возможном отождествлении его с «черной дырой».

Рентгеновское излучение от этого объекта не обнаруживает регулярных пульсаций. Наблюдаются флуктуации, отдельные вспышки; иногда переменность имеет квазипериодический характер. Характерные времена переменности составляют от тысячных долей секунды до десятков секунд, что как раз свойственно переменности аккрецирующих дисков вокруг «черных дыр»<sup>1</sup>.

---

<sup>1</sup> Рентгеновский эксперимент, проведенный на орбитальной станции «Салют-4» в 1975 г. сотрудниками ГАИШ Е. И. Москаленко и Е. К. Шеффером, подтвердил переменность излучения Лебеда X-1 характерную для «черных дыр».

Регулярные «выключения», обусловленные затмениями рентгеновского источника оптической звездой, отсутствуют (если источник входит в двойную систему, то угол наклона этой системы велик).

Отождествлению источника с оптической звездой — второй компонентной системы, помог случай. Весной 1971 г. изменились поток и спектр рентгеновских лучей от источника. Примерно в то же самое время в направлении источника вспыхнул переменный радиочастотный источник. Радиоастрономические и оптические наблюдения позволили определить местонахождение объектов с большой точностью (что не могли сделать рентгеновские наблюдения). Координаты радиочастотного источника совпали с координатами яркой оптической звезды — массивного сверхгиганта. Спектральные наблюдения показали, что звезда является компонентой двойной системы с периодом обращения, равным 5,6 суток. Вторая компонента системы в оптических лучах была невидима.

Вскоре В. М. Лютый обнаружил оптическую переменность этой звезды: она периодически меняет свой блеск примерно на 7%, причем период этих изменений в два раза меньше периода обращения системы, определенного по спектроскопическим данным<sup>1</sup>.

Английские ученые, наблюдая Лебедь X-1 с помощью американского спутника «Коперник», обнаружили также, что иногда интенсивность источника в мягком рентгеновском диапазоне ( $< 1$  кэВ) уменьшается на несколько десятков процентов. Сопоставляя эти данные с оптическими наблюдениями, они заметили, что уменьшения потока происходят в те моменты, когда вторая, невидимая в оптическом диапазоне компонента находится за звездой (относительно земного наблюдателя); но эти изменения происходили не через каждый оборот системы. Если источник действительно входит в двойную систему, то такие изменения могли бы быть обусловлены поглощением мягких рентгеновских лучей в газе, оттекающем с оптической звезды и падающем на рентгеновский источник. Так как поглощающая способность такого газа зависит от энергии рентгеновских квантов и быстро падает с ее увеличением, то в более жестком диапазоне такие изменения должны отсут-

---

<sup>1</sup> В. М. Лютый, Р. А. Сюняев и А. М. Черепашук объяснили эту переменность с помощью эффекта эллипсоидальности.

повать. Однако регулярность эффекта поглощения окончательно не установлена, и по настоящее время вся информация о параметрах Лебеда X-1 основана только на оптических наблюдениях.

Как отмечалось выше, из спектральных наблюдений одной компоненты двойной системы можно получить лишь функцию масс, которая для Лебеда X-1 оказалась равной  $f(m) = M_x^3 \sin^3 i / (M_0 + M_x)^2 \approx 0,2 M_\odot$ . Для определения массы невидимой в оптическом диапазоне компоненты необходимо знать массу оптической звезды и угол наклона орбиты системы к наблюдателю  $i$ . Как видно из приведенной выше формулы для функции масс, при постоянной массе оптической звезды масса второй компоненты растет с уменьшением значения  $i$ . Уже при величине массы оптической звезды около  $10 M_\odot$  и при  $i = 90^\circ$  масса второй компоненты превысит критическую для нейтронной звезды величину ( $M_{кр} \approx \approx 3 M_\odot$ ). Спектральные характеристики сверхгиганта свидетельствуют о том, что его масса должна быть порядка  $20-30 M_\odot$ . А если это так, то при угле наклона порядка  $i \sim 60^\circ$  (отсутствуют рентгеновские затмения) вторая компонента должна иметь массу  $M_x \approx 10 M_\odot$ . Ряд исследователей выдвинули предположение о том, что оптическая звезда, отождествляемая с Лебедем X-1, на самом деле является маломассивной звездой ( $M_0 \approx 4-6 M_\odot$ ), хотя и имеющей почти все признаки массивного сверхгиганта. Но за исключением одного — эта звезда значительно слабее по абсолютной светимости и находится на расстоянии порядка  $0,5$  кпс (что и соответствует наблюдаемой звездной величине  $\sim 9^m$ ). Таким образом возник вопрос об истинном расстоянии до Лебеда X-1.

В астрономии имеется довольно надежный метод определения расстояния до далеких звезд нашей Галактики, которые расположены вблизи ее плоскости. Свет далеких звезд, проходя через значительную толщину вещества галактического диска, испытывает покраснение из-за эффекта селективного поглощения излучения межзвездной пылью. Часть оптического излучения звезды, которая относится ближе к ультрафиолетовому участку спектра, поглощается сильнее межзвездными пылинками, чем менее энергичные кванты красного участка спектра. Поэтому чем дальше расположена звезда в галактической плоскости, тем больше остае-

ся в ее спектре квантов низкой энергии и тем более красной она выглядит.

Распределение пыли в Галактике весьма неоднородно, поэтому одинаковые звезды, имеющие одинаковое покраснение, могут оказаться на различных расстояниях при наблюдении их в разных областях плоскости Галактики. Наиболее эффективно метод работает при измерении покраснения большого числа звезд в малом телесном угле на небесной сфере. Рядом астрономов было померено межзвездное поглощение для звезд в направлении Лебедя X-1 и определена характерная школа поглощения (на сколько звездных величин падает блеск звезды на расстоянии 1 кпс). Величина покраснения оптической звезды Лебедя X-1 соответствует расстоянию до нее порядка 1,5—2,5 кпс, что как раз и требуется для массивного сверхгиганта.

Для определения параметров двойной системы могут быть также использованы данные о регулярной оптической переменности, обусловленной эффектом эллипсоидальности. Приливная деформация тем сильнее, чем больше относительные размеры звезды в долях расстояния между компонентами и чем больше отношение массы невидимого объекта к массе деформируемой звезды. Максимально возможная деформация получается при заполнении звездой своей полости Роша, а ее размеры при известном периоде обращения системы зависят только от отношения масс компонент. Однако амплитуда блеска зависит не только от величины деформации звезды, но еще и от угла наклона системы: если система развернута к наблюдателю своей плоскостью, то эффект вообще отсутствует, так как звезда обращена к наблюдателю все время одной стороной. Автором совместно с сотрудниками ГАИШ Н. Г. Бочкаревым и Е. А. Карницкой была вычислена форма звезды, искаженной приливными взаимодействиями в двойной системе, а также теоретическая кривая блеска (в зависимости от угла наклона системы и отношения масс компонент). При этом параметры системы оказались следующие: масса видимой звезды около  $25 M_{\odot}$ , рентгеновского источника  $10-15 M_{\odot}$ , плоскость орбиты наклонена примерно под углом  $45^{\circ}$ , расстояние между компонентами равно примерно 30, а радиус видимой звезды близок к  $15 R_{\odot}$ .

Однако есть еще одна возможность объяснения ха-

рактеристик Лебеда X-1: может оказаться, что этот источник является не двойной, а тройной системой, в которой нейтронная звезда с массой  $\sim 1 M_{\odot}$  обращается вокруг обычной, но маломассивной звезды ( $\sim 10 M_{\odot}$ ), и обе они еще вращаются вокруг сверхгиганта (подобно тому, как система Земля—Луна обращается вокруг Солнца). В такой модели свет менее массивной оптической звезды терялся бы на фоне излучения более яркого сверхгиганта. Однако в отличие от системы Земля—Луна—Солнце компоненты тройной системы более близки друг к другу, а чем теснее тройная система, тем менее она устойчива. Сейчас еще неясно, устойчива ли такая система при тех параметрах, которые еще допускаются данными наблюдений Лебеда X-1, но большинство ученых склоняется к тому, что тройственность системы маловероятна. Как бы там ни было, свойства «черных дыр» столь необычны с точки зрения «здорового смысла», что споры не утихают и по сей день. По настоящее время Лебедь X-1 остается лишь единственным объектом среди двойных рентгеновских источников, масса которого значительно превосходит предельно возможные массы нейтронных звезд. Однако не следует забывать, что активное изучение этих объектов насчитывает всего лишь несколько лет, и ближайшее будущее рентгеновской астрономии возможно снимет, наконец, сомнения относительно существования «черных дыр» в природе.

---

#### ЛИТЕРАТУРА

*(звездочкой отмечена литература повышенной трудности)*

1. Гинзбург В. Л. Пульсары. М., «Знание», 1970.
2. Каплан С. А. Физика звезд. М., «Наука», 1970.
3. Шкловский И. С. Звезды. М., «Наука», 1975.
4. Сюняев Р. А., Шакура Н. И. Жизнь умерших звезд. — «Природа», 1975, № 10.
5. Руффини Р., Уиллер Дж. Знакомьтесь: черная дыра. — «Земля и Вселенная», 1972, № 2.
6. \*Зельдович Я. Б., Новиков И. Д. Теория тяготения и эволюция звезд. М., «Наука», 1971.
7. \*Сюняев Р. А., Шакура Н. И. Рентгеновские источники в двойных системах. — В сб. Явления нестационарности и звездная эволюция. М., «Наука», 1974.
8. \*Далсон Д., Тер Хаар Д. Нейтронные звезды и пульсары. М., «Мир», 1973.
9. \*Педроуз Р. Черные дыры. — «Успехи физических наук», 1973, т. 109, с. 355.

## УВАЖАЕМЫЙ ТОВАРИЩ!

Редакция серии «Космонавтика, астрономия» издательства «Знание» просит вас заполнить настоящую анкету. Заполненную анкету просим высылать по адресу: 101835, Москва, Центр, Новая площадь, д. 3/4, издательство «Знание», редакция серии «Космонавтика, астрономия».

*Заранее благодарим за присланные ответы*

### АНКЕТА

I. Место проживания (подчеркнуть):

1) Москва, 2) Ленинград, 3) столица республики, 4) областной центр, 5) другие города, 6) рабочий поселок, 7) сельская местность, 8) прочее

II. Ваш возраст (подчеркнуть):

1) до 16 лет, 2) 17—22 года, 3) 23—28 лет, 4) 29—35 лет, 5) 36—50 лет, 6) старше 50 лет

III. Кто вы (подчеркнуть):

1) школьник, 2) студент, 3) рабочий, 4) учащийся ПТУ, 5) служащий, 6) колхозник, 7) учитель средней школы, 8) преподаватель вуза, 9) инженер, 10) научный работник, 11) прочее

IV. Ваше образование (подчеркнуть):

1) среднее, 2) специальное среднее, 3) неполное высшее, 4) высшее

V. Сколько лет вы пользуетесь нашей литературой (подчеркнуть):

1) 1 год, 2) до 2 лет, 3) больше 2 лет, 4) прочее

VI. Что вас больше интересует (подчеркнуть):

1) астрономия, 2) космонавтика

VII. Пользуетесь ли вы (подчеркнуть):

1) рекомендованной нами литературой, 2) другой литературой по интересующей вас тематике, 3) специальными журналами

VIII. Желаете ли вы, чтобы наши брошюры были (подчеркнуть):

1) более популярными, 2) содержали бы больше фотографий, 3) содержали бы больше справочного материала обзорного характера

IX. Что вас больше всего интересует в области астрономии (подчеркнуть):

1) изучение Солнца и явлений, связанных с солнечной активностью, 2) изучение поносферы и магнитосферы Земли, 3) изучение планет и других объектов Солнечной системы, 4) вопросы

радио- и внеатмосферной астрономии, 5) изучение звезд и строения нашей Галактики, 6) исследование галактик, квазаров и других объектов внегалактической астрономии, 7) проблемы космологии, 8) прочие аспекты

**Х. Что вас больше всего интересует в области космонавтики (подчеркнуть):**

1) вопросы космической техники, 2) конкретные проекты и программы освоения космоса, 3) проблемы пилотируемых полетов и работа человека в космосе, 4) прикладное значение космических исследований, 5) результаты изучения околоземного пространства, 6) результаты изучения и освоения планет и других объектов Солнечной системы, 7) история космонавтики, 8) организация космических исследований в других странах, 9) прочие аспекты

**Ваши пожелания и критические замечания о брошюрах серии «Космонавтика, астрономия».**

Назовите, пожалуйста, наиболее понравившиеся вам брошюры нашей серии за истекший 1975 год.

1. \_\_\_\_\_
2. \_\_\_\_\_
3. \_\_\_\_\_

*Николай Иванович ШАКУРА*

## **НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ И «ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ» В ДВОЙНЫХ ЗВЕЗДНЫХ СИСТЕМАХ**

Редактор *Е. Ю. Ермаков*. Обложка *Л. П. Ромасенко*. Худож. редактор *Т. И. Добровольнова*. Техн. редактор *Т. Ф. Айдарханова*. Корректор *А. А. Пузакова*

А 10979. Индекс заказа 64207. Сдано в набор 16/Х 1975 г. Подписано к печати 8/ХII 1975 г. Формат бумаги 81×109<sup>1</sup>/<sub>2</sub>. Бумага типографская № 1. Бум. л. 1,0. Печ. л. 2,0. Усл. печ. л. 3,36. Уч.-изд. л. 3,38. Тираж 43 200 экз. Издательство «Знание». 101835 Москва, Центр, проезд Серова, д. 4. Заказ 2014. Типография Всесоюзного общества «Знание». Москва, Центр, Новая пл., д. 3/4. Цена 11 коп.

11 коп.

Индекс 70101