

523.84

СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ДАННЫХ О ЛЕБЕДЕ X-1*)

*А. П. Лайтман, Р. А. Сюняев, Н. И. Шакура,
С. Л. Шапиро, Д. М. Эрдли*

СОДЕРЖАНИЕ

1. Лебедь X-1 — черная дыра?	515
2. Геометрия аккрецирующих газовых потоков	517
3. Механизмы излучения	521
4. Переменность во времени	523
5. Заключение	524
Цитированная литература	525

1. ЛЕБЕДЬ X-1 — ЧЕРНАЯ ДЫРА?

Мы были бы счастливы, если бы Лебедь X-1 оказался черной дырой. Но, честно говоря, полной уверенности в этом у нас пока нет. Несмотря на энергичные поиски черных дыр в природе, Лебедь X-1 остается пока единственным достоверным «кандидатом в черные дыры». Уникальность требует особой осторожности при вынесении окончательного приговора источнику Лебедь X-1. Известно, в сколь широких пределах могут варьировать свойства многих астрофизических объектов, природа которых давно ясна и не требует экзотических объяснений. Сейчас важно собрать воедино все данные о Лебеде X-1, и не только потому, что он является единственным кандидатом в черные дыры, но также из-за подобия его свойств (таких, как, например, хаотическая переменность во времени) свойствам других дискретных объектов, особенно квазаров и ядер активных галактик. В этом кратком обзоре прежде всего нас будут интересовать перспективы будущих исследований, а не исчерпывающее изложение существующей литературы. К сожалению, после 1973 г. было сделано лишь небольшое количество важных шагов вперед как в теории, так и в наблюдениях.

Каковы доказательства существования черной дыры в Лебеде X-1? Несмотря на наличие большого числа детальных моделей течения газа в двойной звездной системе, аккреции и механизмов генерации рентгеновского излучения (обсуждаемых ниже), пока наиболее сильными аргументами в пользу черной дыры являются компактность рентгеновского источника Лебедь X-1 и его большая масса, которая превышает допустимые значения для нейтронной звезды или белого карлика. Доказательство компактности вытекает из наблюдений быстрой временной переменности

*) Статья была подготовлена во время заседаний советско-американской рабочей группы по теории космических источников рентгеновского излучения в августе 1977 г. в Протвино (СССР), организованной Академией наук СССР и Национальной Академией США. Авторы выражают свою благодарность этим организациям. Английский вариант статьи опубликован в «Comments on Astrophysics» (1978, v. 7, p. 151).

рентгеновского излучения, свойства которого обсуждаются в гл. IV. Доказательство наличия большой массы следует из совокупности различного рода оптических наблюдений двойной системы Cyg X-1-V 1357 Cyg.

Оптически видимый объект в Лебеде X-1 — спектрально-двойная звезда V 1357 Cyg, нормальный сверхгигант спектрального класса O9.7 I ав, в спектре которого присутствуют линии только одного компонента двойной системы¹. Масса этой звезды должна составлять примерно $25 M_{\odot}$. Отождествление Лебеда X-1 с V 1357 Cyg было произведено в 1971 г., когда внезапно резко изменился спектр рентгеновского источника и одновременно в «квадрате ошибок» его положения на небе возник слабый радиоисточник². Координаты радиоисточника удалось измерить с высокой точностью. Его местоположение совпало со звездой V 1357 Cyg. Периодические доплеровские смещения оптических линий в спектре этой звезды позволили установить период двойной системы $P = 5,6$ дня, скорость движения видимой звезды на орбите вокруг центра тяжести $V_1 = 73 \text{ км/сек} / \sin i$, где i — угол между лучом зрения и нормалью к плоскости орбиты системы; радиус орбиты оптической звезды $a_1 = PV_1 / 2\pi = 7,9 R_{\odot} / \sin i$. Используя третий закон Кеплера, можно найти функцию масс: $M_2 \sin^3 i / (M_1 + M_2)^2 = 0,21$ ³. В системе не наблюдаются рентгеновские затмения; это дает верхнюю границу на угол наклона.

Форма видимой звезды искажена приливным воздействием невидимого массивного компаньона — звезда слегка напоминает грушу. При обращении таким образом деформированной звезды вокруг второго компонента площадь видимой земным наблюдателем части ее поверхности несколько меняется. Оптический блеск звезды при этом изменяется с периодом вдвое меньшим периода обращения системы. Такие эллипсоидальные изменения блеска V 1357 Cyg были открыты В. М. Лютым, интерпретированы и изучены Лютым, Сюняевым и Черепашуком⁴, а затем Авни и Бакалом⁵. Относительная амплитуда регулярных изменений блеска, обусловленных этим эффектом, достигает 5 % общего блеска системы. Используя эти данные и предполагая, что в соответствии с ее спектральным классом масса оптической звезды должна быть порядка $\sim 25 M_{\odot}$, можно показать, что масса оптически невидимого компонента заключена в диапазоне $8 \leq M_2 / M_{\odot} \leq 11$. При этом угол i близок к 40° . Даже без привлечения данных наблюдений эллипсоидальной переменности чисто геометрическое рассмотрение системы⁶ дает нижний предел $M_2 \geq 5 M_{\odot}$. В добавление к этим аргументам следует отметить, что Лебедь X-1 заметно отличается по своим спектральным характеристикам и хаотической временной переменности от тех рентгеновских источников (и, в частности, от рентгеновских пульсаров), которые заведомо должны быть аккрецирующими нейтронными звездами².

Источником энергии рентгеновского источника Лебедь X-1, если он является черной дырой, может быть только аккреция — падение вещества на черную дыру, сопровождающееся выделением гравитационной энергии. Если падающее вещество имеет момент количества движения относительно черной дыры, то осуществляется режим дисковой аккреции, и эффективность энерговыделения при дисковой аккреции составляет $0,06-0,4 c^2$ от массы покоя падающего вещества. Для того чтобы черная дыра в Лебеде X-1 излучала в рентгеновском диапазоне энергию на наблюдаемом уровне $3 \cdot 10^{37} - 10^{38} \text{ эрг/сек}$, необходимое падение вещества из аккрецирующего диска должно происходить в темпе $\dot{M} \approx (5-15) \cdot 10^{17} \text{ г/сек} = (1-3) \cdot 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$.

Рентгеновский источник Лебедь X-1 имеет два состояния: «высокое» (когда велик поток в области $\sim 2 \text{ кэв}$ и спектральный индекс $\alpha = -d \ln I_p / d \ln \nu$ достигает $\alpha \approx 3$), и «низкое», когда $\alpha \approx 1$ и сравнительно

мала интенсивность в области ~ 2 кэв. Наблюдаемый поток излучения вблизи ~ 10 кэв при этих переходах практически остается неизменным.

Источник лежит в плоскости Галактики на расстоянии 2,5 кпс от нас. Поэтому в области $h\nu < 2$ кэв на форме спектра сильно сказывается поглощение в межзвездном газе и нельзя сказать, какова истинная, не отягощенная межзвездным поглощением форма спектра самого источника при $h\nu < 2$ кэв. До сих пор неизвестно, меняется ли при переходах из высокого состояния в низкое полная светимость источника, так как данные о спектре в области $h\nu \gtrsim 100$ кэв достаточно неопределенны. А области $h\nu < 2$ кэв и $h\nu < 100$ кэв могут давать большой вклад в светимость. Каждое из состояний наблюдалось уже несколько раз.

Адвокаты дьявола отмечают, что идентификация компактного рентгеновского источника в Лебеде X-1 с массивным спутником сверхгигантом V 1357 Cyg является недоказанным предположением. Приводятся примеры ^{7,8} тройных звездных систем, в которых испускающая рентгеновское излучение нейтронная звезда обращается вокруг одного или же обоих компаньонов массивной двойной системы, состоящей из нормальных звезд. В первом случае нейтронная звезда, по-видимому, не должна обладать сильным магнитным полем в виду отсутствия регулярных рентгеновских пульсаций. Во втором — необходимое питание газом нейтронной звезды на вытянутой орбите было бы весьма затруднено, и источником энергии скорее всего должно быть вращение, а не аккреция; нейтронная звезда могла бы оказаться «юным пульсаром». Очень важен расчет устойчивости таких систем в течение времени, превышающего 10^6 лет; приливная диссипация может оказаться губительной в случае тесных орбит. С другой стороны, важно также искать спектроскопические и фотометрические доказательства существования вторичного компонента — нормальной звезды раннего спектрального класса. При удачном стечении обстоятельств анализ сложных профилей линий мог бы выявить наличие подобного типа вторичного компонента при фотометрической спектроскопии на уровне точности $\sim 1\%$ ⁵. Полученные из наблюдений верхние пределы на величину модуляции 5,6-дневного периода системы Cyg X-1 = V 1357 Cyg ⁹ дают ограничения на модели тройной системы, но такие модели пока еще прямо не противоречат наблюдениям. В общем, хотя модели тройных систем и встречаются с трудностями, но до тех пор, пока мы будем иметь дело с единственным в своем роде источником, их не следует отбрасывать только на основании неправдоподобия. Кемп ¹⁰ недавно сообщил о наличии 39-дневной периодичности, которая существует в изменениях оптической поляризации этой системы. Понятно, что таким образом мог бы проявить себя период тройной системы, но, с другой стороны, это может иметь отношение и к длиннопериодическим изменениям типа 35-дневного периода в двойной системе Her X — 1 = HZ Her, природа которого пока еще остается неясной. Оставим, однако, эти экзотические возможности и примем более вероятную гипотезу: пусть система Лебедь X-1 содержит черную дыру.

2. ГЕОМЕТРИЯ АККРЕЦИРУЮЩИХ ГАЗОВЫХ ПОТОКОВ

По-видимому, в системе Лебедь X-1 реализуется нечто среднее между двумя экстремальными случаями потери массы нормальной звездой — переполнением полости Роша (или приливной полости) и сильным звездным ветром. Согласно Ван-ден-Хьювелу ¹¹ и Ламерсу и др. ¹² типичная скорость потери массы сверхгигантами с массами $15\text{--}30 M_{\odot}$, переполняющими свою полость Роша, составляет $\dot{M} \approx 10^{-3} M_{\odot}/\text{год}$. Компактный компаньон будет захватывать значительную часть этого вещества, которое

должно далее формировать аккрецирующий диск и превращаться в излучение с 10%-ной эффективностью. Но так как результирующая скорость аккреции при этом существенно превышала бы эддингтоновский предел $\dot{M} \simeq 10^{-7} M_{\odot} (M_X/10 M_{\odot})/\text{год}$, то большая часть вещества не достигает черной дыры и под действием давления излучения начинается эффективный отток его от плоскости диска. В режиме такой «сверхкритической» аккреции на черную дыру рентгеновское излучение будет поглощаться непрозрачной окружающей квазисферической оболочкой и переизлучаться

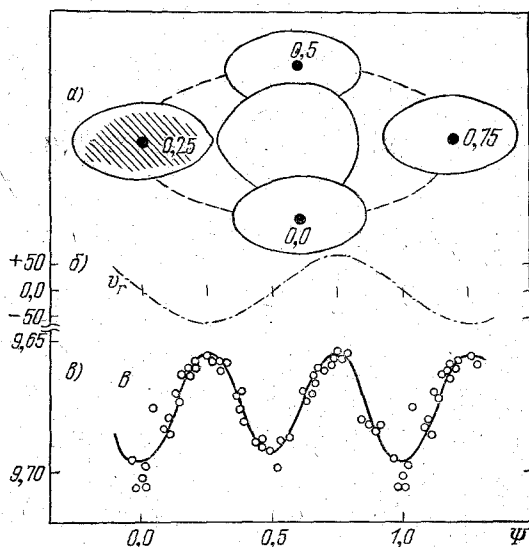


Рис. 1. а) Схема расположения окружающего черную дыру аккрецирующего диска в Лебеде X-1 относительно оптического компонента двойной системы в различных фазах орбитального периода; б) кривая лучевых скоростей (штрихпунктирная линия), полученная из доплеровских смещений линий поглощения оптического компонента; в) кривая блеска V 1357 Cyg в фильтре B 216.

в оптическом и ультрафиолетовом диапазонах¹³. Даже если бы непрозрачное облако отсутствовало, результирующая светимость достигала бы критического эддингтоновского предела $L_E = 1.3 \cdot 10^{39} \times (M_X/10 M_{\odot}) \text{ эрг/сек}$. Если при этом половина потока энергии излучается диском в диапазоне энергий выше 2 кэв, то светимость оказывается на порядок величины больше наблюдаемой.

С другой стороны, не имеется каких-либо спектроскопических указаний на существование достаточно мощного ($\dot{M}_w \approx 10^{-5} - 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$) сферического звездного ветра в этой системе, аккреция которого могла бы дать наблюдаемый рентгеновский источник (ср.: Дэвидсон и Острайкер¹⁴). Сопоставление оптических кривых блеска с теоретическими вычислениями^{5,15} показывает, что оптический компонент V 1357 Cyg почти

заполняет свою полость Роша (фактор заполнения $\geq 95\%$). Поэтому ветер может существенно усиливаться в сегменте поверхности звезды вблизи внутренней точки Лагранжа, где мала сила тяжести. Поток газа из этой области может обладать значительным моментом вращения, так как на пути к компактной звезде он протекает сквозь «узкую горловину»¹⁶.

Пока остается неясным, приводит ли аккреция звездного ветра к сферически-симметричному течению газа вблизи рентгеновского источника или же в системе формируется аккрецирующий диск. Сферически-симметричный ламинарный аккреционный поток не дает наблюдаемого рентгеновского спектра (см. обзор¹⁷ работ по сферической аккреции); при турбулентной аккреции с аннигиляцией магнитных полей^{18,19} может генерироваться требуемый спектр излучения²⁰ благодаря процессу комптонизации на электронах с $T_e \approx 10^9 \text{ }^\circ\text{K}$. К сожалению, отсутствуют детальные расчеты эффективности энерговыделения и спектра излучения при сферически-симметричной аккреции (которая должна быть высокой $\sim 40\%$).

Расчеты удельного момента вращения аккрецирующего газа при захвате звездного ветра ^{19, 21a} показывают, что радиус диска в Лебеде X-1 может оказаться не очень большим. Если наложить ограничение ¹² что $\dot{M}_w \leq 10^{-5} M_\odot/\text{год}$, то для высокого состояния источника, $L \approx 10^{38} \text{ эрг/сек}$, отношение внешнего радиуса диска r_D к радиусу последней устойчивой орбиты вокруг черной дыры с метрикой Шварцшильда $r_I = 6GM/c^2$ получается порядка $r_D/r_I \gtrsim 5$, что указывает на существование диска. Труднее сделать какие-либо заключения, когда источник находится в «низком состоянии».

Если же диск имеет большие размеры и почти заполняет полость Роша компактной звезды, то он может частично затмеваться нормальной

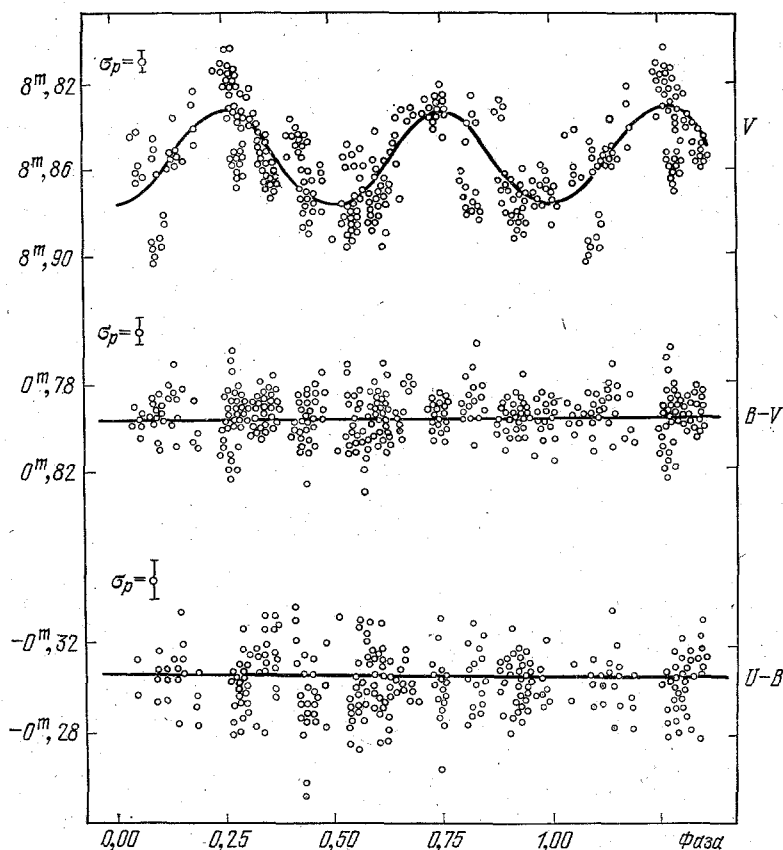


Рис. 2. Кривая блеска в фильтре V и показатели цвета $B - V$, $U - V$ 1357 Cyg ^{21b}.

звездой вблизи фазы 0° орбитального периода и затмевать ее вблизи фазы 180° , что должно найти свое отражение в форме оптической кривой блеска. Недавно Бруевич и др. ^{21b} обнаружили отклонения от средней кривой блеска именно вблизи этих фаз, что можно трактовать как обнаружение затмений звезды диском и диска звездой (рис. 1). Оптическое излучение системы сильно флуктуирует ^{21b} (рис. 2); это можно объяснить лишь переменностью оптического излучения протяженного диска. Форма диска подобна двум приложенным дном друг к другу блюдцам, он утолщается

с удалением от гравитационного центра. Его внешние части перехватывают заметную долю рентгеновского излучения и перерабатывают жесткие фотоны в оптические^{13, 21г}. Поэтому переменность рентгеновского излучения влечет за собой переменность оптического излучения диска и блеска системы^{21б}.

Независимо от точной геометрии течений газа с большой степенью достоверности можно утверждать, что наблюдаемое рентгеновское излучение испускается горячей ($T_e \gtrsim 5 \cdot 10^8$ °K) оптически тонкой плазмой вблизи компактного источника (см. гл. 3). Имеется много путей, следуя которым газ может нагреться до больших температур вблизи черной дыры. Если картина дисковой аккреции имеет место, то представляются возможные следующие модели:

1) холодная тонкая внешняя область, окружающая горячую утолщенную внутреннюю зону с $r \lesssim (10-20) GM_X/c^2$ ^{22, 23}; 2) холодный диск, окутанный горячей короной^{24, 25}, которая может привести к оттоку вещества от плоскости диска в виде ветра (однако вертикальная конвекция во внутренней зоне диска плоскости не может перенести больше 33% суммарного потока энергии²⁶; это дает верхний предел на отношение жесткого и мягкого рентгеновских потоков в стандартных моделях дисковой аккреции); 3) вызванные тепловой неустойчивостью хаотические вздутия вещества холодного диска, которые высоко поднимаются над его плоскостью; при этом газ в них нагревается. Эти вздутия движутся к черной дыре подобно «небоскрежам на тележках»²⁷; 4) наконец, диск, горячий сам по себе.

Если же картина аккреции близка к сферической, то кинетическая энергия в газовом потоке с высокой турбулентностью может эффективно превращаться в тепло с нагревом падающего газа до высоких температур благодаря процессам усиления магнитных полей и их диссипации при перезамыкании магнитных силовых линий. Во всех случаях может оказаться, что ионная температура превышает температуру электронов. Пока отсутствуют прямые наблюдательные доказательства существования холодного диска, за исключением интенсивного мягкого рентгеновского потока, наблюдаемого в «высоком состоянии» ($L \sim 10^{38}$ эрг/сек при $E \lesssim 10$ кэв).

На основании имеющихся данных наблюдений пока нельзя сделать выбор конкретной модели, хотя в ближайшем будущем поляризационные измерения могут дать необходимые для этого ключи. Ни одна из описанных выше моделей дисковой аккреции не находится в противоречии с наблюдениями Вайскопфа и др.²⁸, согласно которым линейная поляризация при 2,6 кэв достигает 3% на уровне 2σ . Если эти результаты подтверждаются, то это исключило бы полностью сферическую картину аккреции вблизи рентгеновского источника. Изменение степени поляризации с энергией дало бы более точную информацию о дисковой геометрии²⁹⁻³², но подобные эксперименты появятся лишь в отдаленном будущем. Положительные измерения поляризаций могли бы подтвердить существование дисков с хорошо известными свойствами, однако отрицательные результаты не могли бы исключить дисковых моделей аккреции, так как неустойчивости, турбулентность, вспышки или волнистость поверхности диска могут так повлиять на внешние рассеивающие слои, что в результате излучение окажется деполяризованным. Фарадеевское вращение в поверхностных слоях диска при наличии достаточно сильного поля также может привести к деполяризации³³. Отсутствие сильной линейной или круговой поляризации ($\gtrsim 20\%$) указало бы, что если компактный источник в действительности является нейтронной звездой, то последняя не обладает сильным магнитным полем^{29, 34}.

3. МЕХАНИЗМЫ ИЗЛУЧЕНИЯ

Почти всегда в спектре Лебеда X-1 присутствует жесткая (до $h\nu \gtrsim 100$ кэв) компонента излучения. Показано, что такая особенность может возникать как «жесткий хвост» в стандартной дисковой модели^{13, 35} благодаря процессам «комptonизации» или обратного комптоновского рассеяния^{36, 37} на горячих ($T_e > 5 \cdot 10^8$ К) электронах. Около 90% времени источник находится в «низком состоянии» с единым степенным спектром в диапазоне 1–100 кэв,

$$I_\nu \propto \nu^{-\alpha},$$

где $\alpha = 0,5 - 1$ после усреднения за время больше нескольких секунд.

Обычно полагают, что подобные степенные спектры должны давать имеющие степенное распределение по энергиям релятивистские электроны либо при синхротронном излучении, либо при обратном комптоновском рассеянии. Однако последние расчеты «комptonизации» показывают, что единый степенный спектр может также возникать при процессах многократного комптоновского рассеяния мягких фотонов в оптически тонком конечном объеме плазмы, которая характеризуется тепловым распределением электронов по энергиям. При этом электроны могут быть как нерелятивистскими, так и полурелятивистскими, а также полностью релятивистскими. «Мягкие» фотоны рождаются в холодных областях диска. Этот механизм в действительности очень похож на механизм Ферми ускорения космических лучей. Полурелятивистский и релятивистский случаи исследовались Поздняковым, Соболев и Сюняевым³⁸ с использованием метода Монте-Карло, а нерелятивистский случай рассматривали Шапиро, Лайтман и Эрдли^{22, 39} и Катц⁴⁰ с использованием уравнения Компанейца. Во всех случаях завал в спектре появляется при энергиях $h\nu = (2-3) kT_e$. (В противовес ранее высказывавшимся утверждениям отсутствует излом в спектре при $E \sim \sim 1/3 m_e c^2 \sim 150$ кэв, когда начинает работать формула Клейна — Нишины для сечения рассеяния.) На рис. 2, заимствованном из работы³⁸, приведены результаты расчета спектра методом Монте-Карло для слабoreлятивистского случая $kT_e = 0,5 m_e c^2 = 260$ кэв и нескольких значений оптической толщи τ относительно томсоновского рассеяния. Величина $\tau = 1$ дает $\alpha = 0,5$.

Большая часть исследователей, занимающихся построением моделей Лебеда X-1, полагает, что спектр Лебеда X-1 в жесткой рентгеновской области формируется именно этим механизмом.

Величина T_e в Лебеде X-1 является одним из наиболее важных параметров, который должен быть определен из наблюдений в результате идентификации завала в спектре со стороны высоких энергий. Сейчас некоторые наблюдения указывают на излом в спектре⁴¹ при $E \sim 125$ —

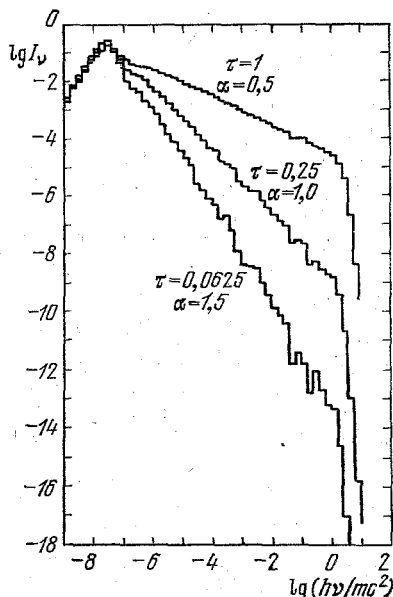


Рис. 3. Спектры излучения, обусловленные процессами многократного комптоновского рассеяния мягких фотонов в оптически тонком конечном объеме плазмы при различных значениях оптической толщи относительно томсоновского рассеяния³⁸.

150 *кэв*, однако эксперимент в этой области энергий и выше затруднен, так что существование и величина этой особенности в спектре пока еще находятся под сомнением. Если этот излом реален, то среднее значение температуры горячей плазмы должно быть около $5 \cdot 10^8$ °К. С другой стороны, если степенной спектр простирается до $E \geq 500$ *кэв*, как это предполагается из других наблюдений, тогда T_e должно быть соответственно больше. Согласно моделям дисковой аккреции, обсуждавшимся в гл. 2, $T_e \sim 5 \cdot 10^8 - 2 \cdot 10^9$ °К. Однако иные модели могли бы привести к намного большим значениям: быстрое превращение гравитационной энергии в тепло вблизи черной дыры могло бы дать $T_e \sim 10^{11}$ °К; к еще более высоким значениям могло бы привести ускорение частиц. Таким образом, уверенная идентификация завала в области высоких энергий для этого источника оказалась бы весьма важным результатом.

Число независимо излучающих областей (независимых в том смысле, что одна область не делится своими фотонами с какой-либо другой при процессах многократного обратного комптоновского рассеяния) является еще одним важным параметром для данного источника. Если существует только одна эмиссионная область, тогда спектр должен иметь единый степенной закон (с завалом при $h\nu \sim 3kT_e$, конечно) в любой момент времени. Однако спектр может меняться за характерное тепловое время, минимальное значение которого может быть порядка 1 *мсек*. Канizarес и Ода⁴² недавно сообщили, что форма спектра в интервале 2—20 *кэв* в действительности изменяется за время порядка ~ 1 *сек*. Это могло бы означать, что существует ряд разделенных эмиссионных областей, которые появляются и исчезают, — как в дисковой модели с тепловой неустойчивостью. Но, с другой стороны, это могло бы также означать, что существует единая эмиссионная область с быстро меняющимися параметрами, — как в горячей дисковой модели.

Согласно предположению, что эмиссионным механизмом является обратное комптоновское рассеяние, должен существовать отдельный очень мягкий (меньше 1 *кэв*) компонент излучения, которая трудно доступна для наблюдений. Этот «источник мягких фотонов» мог бы находиться в области $h\nu \sim 0,01$ *кэв* и быть полностью ненаблюдаем. В модели дисковой аккреции с неустойчивостью²⁷ мягкие фотоны генерируются в холодных областях между горячими «небоскребами».

Лебедь X-1 подвергается «вспышкам» или «переходам» в высокое состояние^{2, 43-46, 46a}, при которых в спектре появляется новый интенсивный, очень мягкий компонент излучения в области меньше 10 *кэв*. Эти переходы в «высокое состояние», по-видимому, сопровождаются уменьшением спектральной интенсивности в диапазоне выше 10 *кэв*⁴⁴, так что интенсивности мягкого и жесткого рентгеновских излучений антикоррелируют. «Высокое состояние» устанавливается за времена порядка дней и длится около месяца. В этом состоянии за последние пять лет источник находился около 10 % своего времени. Весьма важно для построения модели определить истинную полную светимость в высоком состоянии. Если наблюдаемый завал со стороны низких энергий при $h\nu \approx 2-3$ *кэв* полностью обусловлен постоянным поглощением с количеством водорода на луче зрения $N_H \sim 7 \cdot 10^{21}$ *ат/см²*, то полная светимость в высоком состоянии должна возрастать примерно в пять раз, т. е. до $\sim 10^{38}$ *эрг/сек*⁴⁵. Однако если появление завала обусловлено внутренними причинами, то увеличение полной светимости оказывается не столь большим или вообще не происходит. Мы не знаем пока причин, лежащих в основе этих переходов, но характерные времена достаточно велики, так что почти наверняка при этих переходах имеют место изменения в скорости истечения с соседней звезды.

Мягкий компонент рентгеновского спектра является прямым и убедительным доказательством существования в «высоком состоянии» протяженного, сравнительно холодного тела с высокой светимостью вблизи черной дыры, которое естественно отождествить с аккреционным диском ⁴⁷. Полагая, что это тело не может излучать энергию с эффективностью большей, чем черное тело, можно получить следующие пределы на его температуру и размеры: $T \lesssim 2 \cdot 10^6$ °K, $R \gtrsim 3GM/c^2 \approx 50$ км. Таким образом, стандартная модель оптически толстого диска (или что-то близкое к ней) должна быть частично представлена в «высоком состоянии». В этой связи отметим, что наблюдаемые характерные времена переходов к «высокому состоянию» и обратно согласуются с теоретическими расчетами временной эволюции стандартных аккрецирующих дисков ⁴⁸. Существование жесткого излучения в спектре источника показывает, что даже и в «высоком состоянии» все еще присутствует горячая плазма — возможно в виде нестационарных «горячих пятен» или короны или же оптически тонкой области в диске. Долговременные переходы от высокого к низкому состоянию, длящиеся месяцы и годы, могут быть связаны с флуктуациями в аккрецирующем звездном ветре ^{21, 49} или с изменениями оптической толщи газа на внешней границе аккреционного диска ⁵⁰, которые в свою очередь управляют переходами в газовых потоках вблизи черной дыры.

4. ПЕРЕМЕННОСТЬ ВО ВРЕМЕНИ

Лебедь X-1 является в высокой степени переменным рентгеновским источником с флуктуациями интенсивности, наблюдаемыми в большом диапазоне временных масштабов — от миллисекунд до месяцев и даже лет (обзор данных см., например, в ⁵¹). Мы можем выделить по крайней мере четыре теоретические модели для объяснения хаотической переменности на коротких масштабах времени. Орбитальный период ⁵² «горячего пятна» вокруг черной дыры дает характерные времена 1—10 мсек. В более общем случае может быть большое число горячих пятен, много локально неустойчивых областей, которые все дают вклад в большом диапазоне периодов, обеспечивая хаотическую переменность ^{52, 53}. В дисковой модели с неустойчивостями ²⁷ упорядоченное временное поведение на масштабах до ~ 1 —10 сек может иметь место благодаря формированию на границе зоны с преобладающей ролью давления излучения «пакетов» вещества и их последующего спуска на черную дыру: при этом на наблюдаемую картину будут налагаться более быстрые изменения во времени вплоть до орбитального периода, поскольку все пространственные масштабы вплоть до толщины диска оказываются неустойчивыми. Наконец, процессы комптонизации ⁵⁴ могут играть важную роль на масштабах времени порядка 1—20 мсек. Теоретическое понимание всех этих процессов в лучших случаях находится на качественном уровне. Наиболее короткие флуктуации интенсивности в Лебеде X-1 на временных масштабах $\lesssim 1$ миллисекунды наблюдались Ротшильдом и др. ⁵⁵, но их статистическая значимость пока сомнительна ⁵⁶. Недавние наблюдения Канисареса и др. ⁵⁷ подтверждают существование характерных временных масштабов порядка 10 мсек. Такие временные масштабы сравнимы с величинами орбитальных периодов на расстоянии 10—50 радиусов Шварцшильда ($\sim 3 \cdot 10^7$ — 10^8 см) от черной дыры с массой $10 M_\odot$. При наличии квазипериодичности такие флуктуации могли бы указывать на существование диска вокруг черной дыры ⁵². Хаотические флуктуации на этих масштабах могли бы возникать в результате различного типа неустойчивостей аккрецирующих потоков: тепловая неустойчивость в оптически тонком диске Прингла и др. ⁵⁸, тепловая неустойчивость в оптически толстом диске Шакуры и Сюняе-

ва²⁷, вековая неустойчивость в диске Лайтмана и Эрдли⁵³, которые также появляются на расстояниях порядка 10—50 гравитационных радиусов. В оптически тонких областях аккрецирующих дисков или в областях с преобладающей ролью давления излучения, где велика вязкость, все характерные времена: тепловое, динамическое, радиальное падение — сравнимы. В ряде работ (см., например, Террелл⁵⁹) было показано, что временная переменность на масштабах 10^{-2} —1 сек могла бы быть хорошо промоделирована случайным дробовым шумом с длительностью отдельных всплесков 0,2—0,5 сек и скоростью повторения около $(10\text{--}100) f^2 \text{ сек}^{-1}$, где f — частота сигнала, обусловленная всплесками. Характерные времена 0,1—1 сек предполагают наличие излучающих областей в десятки раз больших, чем обсуждаемые выше, и следовательно, сила аргументации в пользу компактности центрального объекта ослабляется. Крайне необходимы теоретические расчеты происхождения наблюдаемого дробового шума. Многообещающее предположение²⁷ состоит в том, что эти флуктуации могут возникать в результате неустойчивости с образованием «пакетов» вещества в диске на границе зон с преобладающей ролью давления излучения и давления плазмы. Недавно Канисарес и Ода⁴² наблюдали всплески от Лебеда X-1 с длительностью 1—10 сек, которые проявляют себя в флуктуациях как спектра, так и интенсивности. Эти всплески могут быть объяснены «коррелированной дробью» на достаточно больших расстояниях от черной дыры. Весьма важно для понимания спектра излучения (см. гл. 3) определить форму спектра по возможности в наиболее коротких временных масштабах.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По-видимому, Лебедь X-1 должен быть ближайшей аккрецирующей черной дырой. Пока мы далеки от понимания всех деталей его поведения, но этот источник обеспечивает блестящую возможность для изучения газодинамических и радиационных процессов вблизи черной дыры. Подобные процессы могут оказаться доминирующими в ядрах активных галактик и квазарах, так как эти, возможно, даже более загадочные объекты скорее всего включают в себя сверхмассивные черные дыры с $M \sim 10^6$ — $10^9 M_\odot$. Необходимы дальнейшие поиски объектов типа Лебеда X-1 в нашей Галактике. Сейчас только рентгеновский источник Циркуль X-1 является еще одним хорошим кандидатом, так как он показывает сильную и быструю временную переменность^{60, 61} вплоть до характерных времен ≤ 10 мсек. Запуски новых рентгеновских спутников, особенно серии НЕАО (обсерватория астрофизики высоких энергий) обеспечат дальнейший прогресс в этой области.

Примечания при корректуре. В августе 1978 г. поступило сообщение об идентификации еще одного рентгеновского источника ОАО 1653—40 со спектроскопически невидимым в оптическом диапазоне массивным ($M \approx 5\text{--}12 M_\odot$) компонентом в двойной системе V 861 Sco (Polidan R. S. et al. — Circ. IAU No. 3234). По многим параметрам системы V 861 Sco = ОАО 1653—40 и V 1357 Cyg = Cyg X-1 оказались весьма схожими. Ввиду относительно малой рентгеновской светимости V 861 Sco ($L_X \approx 10^{35} \text{ эрг/сек}$) имеющиеся данные не противоречат двум альтернативным моделям: либо это еще одна черная дыра, либо — ударная волна в обычной двойной системе звезд с мощным звездным ветром. В работе Г. С. Бисноватого-Когана и др. (Астрон. цирк., 1978, № 1006) обсуждаются тесты, которые позволят сделать однозначный выбор между двумя моделями.

Гарвардский университет, США
Институт космических исследований АН СССР
Государственный астрономический институт
им. П. К. Штернберга, Москва
Корнеллский университет, США
Йельский университет, США

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Walborn N. R.— *Astrophys. J. Lett.*, 1973, v. 179, p. L 123.
2. Tananbaum H., Gursky H., Kellogg E., Giacconi R., Jones C.— *Ibid.*, 1972, v. 177, p. L 5.
3. Bolton C. T.— *Nature. Phys. Sci.*, 1972, v. 240, p. 124.
4. Лютий В. М., Сюняев Р. А., Черепашук А. М.— *Астрон. ж.*, 1973, т. 50, с. 3.
5. Avni Y., Bahcall J. W.— *Astrophys. J.*, 1975, v. 197, p. 675.
6. Paczynski B.— *Astron. and Astrophys.*, 1974, v. 34, p. 161.
7. Bahcall J. N., Dyson F. J., Katz J. I., Paczynski B.— *Astrophys. J. Lett.*, 1974, v. 189, p. L17.
8. Fabian A. C., Pringle J. E., Whelan J. A. J.— *Nature*, 1974, v. 247, p. 351.
9. Abt H. A., Hintzen P., Levy S. G.— *Astrophys. J.*, 1977, v. 213, p. 815.
10. Kemp J. C.— Submitted to *Astrophys. J.*, 1977.
11. Van den Heuvel E. P. J.— *Astrophys. J. Lett.*, 1975, v. 198, p. L109.
12. Lamers H. J. G. L. M., Van den Heuvel E. P. J., Petterson J. A.— *Astron. and Astrophys.*, 1976, v. 49, p. 327.
13. Shakura N. I., Sunyaev R. A.— *Ibid.*, 1973, v. 24, p. 337.
14. Davidson K., Ostriker J. P.— *Astrophys. J.*, 1973, v. 179, p. 585.
15. Бочкарев Н. Г., Карицкая Е. А., Шакура Н. И.— *Письма Астрон. ж.*, 1975, т. 1, с. 12.
16. Basko M. M., Sunyaev R. A.— *Astrophys. Space Sci.*, 1973, v. 23, p. 71.
17. Lightman A. P., Rees M. J., Shapiro S. L.— In: *Proc. of Varenna Summer School on Physics of Neutron Stars and Black Holes.*—1975.
18. Шварцман В. Ф.— *Астрон. ж.*, 1971, т. 48, с. 479.
19. Illarionov A. F., Sunyaev R. A.— *Astron. and Astrophys.*, 1975, v. 39, p. 185.
20. Meszaros P.— *Nature*, 1975, v. 258, p. 583.
21. а) Shapiro S. L., Lightman A. P.— *Astrophys. J.*, 1976, v. 204, p. 555.
б) Бруевич В. В., Киличков Н. Н., Сюняев Р. А., Шевченко В. С.— *Письма Астрон. ж.*, 1978, № 11.
в) Халиуллин Х. В.— *Ibid.*, 1975, т. 1, с. 30.
г) Лютий В. М., Сюняев Р. А.— *Астрон. ж.*, 1976, т. 53, с. 511.
22. Shapiro S. L., Lightman A. P., Eardley D. M.— *Astrophys. J.*, 1976, v. 204, p. 187.
23. Thorne K. S., Price R. H.— *Astrophys. J. Lett.*, 1975, 195, p. L101.
24. Ostriker E. P., частное сообщение (1975).
25. Bisnovaty-Kogan G. S., Blinnikov S. I.— *Astron. and Astrophys.*, 1977, v. 59, p. 111.
26. Shakura N. I., Sunyaev R. A., Zilitinkevich S. S.— *Ibid.*, 1978, 62, p. 179.
27. Shakura N. I., Sunyaev R. A.— *Mon. Not. RAS*, 1976, v. 175, p. 613.
28. Weisskopf M. C., Silver E. H., Kestenbaum H. L., Long K. S., Novick R., Wolf R. S.— *Astrophys. J. Lett.*, 1977, v. 265, p. L65.
29. Rees M. J.— *Mon. Not. RAS*, 1975, v. 171, p. 457.
30. Lightman A. P., Shapiro S. L.— *Astrophys. J. Lett.*, 1975, v. 198, p. L73.
31. Lightman A. P., Shapiro S. L.— *Astrophys. J.*, 1976, v. 203, p. 701.
32. Connors P. A., Stark R. F.— *Nature*, 1977, v. 269, p. 128.
33. Гнедин Ю. Н., Силантьев Н. А.— *Астрон. ж.*, 1976, т. 53, с. 338.
34. Gnedin Yu. N., Sunyaev R. A.— *Astron. and Astrophys.*, 1974, v. 36, p. 379.
35. Pringle J. E., Rees M. J.— *Ibid.*, 1972, v. 24, p. 1.
36. Илларионов А. Ф., Сюняев Р. А.— *Астрон. ж.*, 1972, т. 49, с. 58.
37. Felten J. E., Rees M. J.— *Astron. and Astrophys.*, 1972, v. 17, p. 226.
38. Поздняков Л. А., Соболев И. М., Сюняев Р. А.— *Астрон. ж.*, 1974, т. 54, с. 1246.
39. Eardley D. M.— In: *Symposium on X Ray Binaries*/Ed. Y. Kondo, E. Boldt. NASA SP-389.— Greenbelt, MD, 1976.
40. Katz J. I.— *Astrophys. J.*, 1976, v. 206, p. 910.
41. Agrawal P. C., Gokhale G. S., Lyengar V. S., Kunte P. K., Kanchanda R. K., Sreenkantan B. V.— *Astrophys. and Space Sci.*, 1972, 18, p. 408.
42. Canizares C. R., Oda M.— *Astrophys. J. Lett.*, 1977, p. 214, p. L119.
43. Sanford P. W., Ives J. C., Bell-Burnell S. J., Mason K. O., Murdin P.— *Nature*, 1975, v. 256, p. 109.
44. Coe M. J., Engel A. R., Quenby J. J.— *Nature*, 1976, v. 259, p. 544.

45. Heise J. et al.— Nature, 1975; v. 256, p. 107.
46. а) Holt S. S., Boldt E. A., Kaluzienski L. J., Serlemitsos P. J.— Ibid., p. 108.
б) Шеффер Е. К., Москаленко Е. И., Климук П. И., Севастьянов В. И., Курт В. Г., Титарчук Л. Г. Письма Астрон. ж., 1977, т. 3, с. 63.
47. Eardley D. M., Lightman A. P.— Nature, 1976, v. 262, p. 196.
48. Lightman A. P.— Astrophys. J., 1974, v. 194, p. 419.
49. Илларионов А. Ф., Сюняев Р. А.— Письма Астрон. ж., 1976, т. 1, с. 11.
50. Ichimaru S.— Astrophys. J., 1977, v. 214, p. 840.
51. Oda M., Doi K., Ogawara Y., Takagishi K., Wada M.— Astrophys. and Space Sci., 1976, v. 42, p. 223.
52. Сюняев Р. А.— Астрон. ж., 1972, т. 49, с. 1153.
53. Lightman A. P., Eardley D. M.— Astrophys. J., 1974, v. 187, p. L1.
54. Canizares C. R.— Astrophys. J. Lett., 1976, v. 207, p. L101.
55. Rothshild R. E., Boldt E. A., Holt S. S., Serlemitsos P. J.— Ibid., 1974, v. 189, p. L13.
56. Weisskopf M. C., Sutherland P. G.— Columbia University Astrophysics Laboratory Preprint, 1977.
57. Canizares C. R., Laufer B., Primini F.— Bull. A. A. S., 1976, v. 8, p. 439.
58. Pringle J. E., Rees M. J., Pacholczyk A. G.— Astron. and Astrophys., 1973, v. 29, p. 179.
59. Terrell N. J.— Astrophys. J. Lett., 1972, v. 174, p. L35.
60. Forman W., Jones C., Tananbaum H.— Astrophys. J., 1976, v. 208, p. 849.
61. Toor A.— Astrophys. J. Lett., 1977, v. 215, p. L57.