

523.84

СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ДАННЫХ О ЛЕБЕДЕ Х-1*)

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

СОДЕРЖАНИЕ

1. Лебедь Х-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 Х-1 — ЧЕРНАЯ ДЫРА?

Мы бы были счастливы, если бы Лебедь Х-1 оказался черной дырой. Но, честно говоря, полной уверенности в этом у нас пока нет. Несмотря на энергичные поиски черных дыр в природе, Лебедь Х-1 остается пока единственным достоверным «кандидатом в черные дыры». Уникальность требует особой осторожности при вынесении окончательного приговора источнику Лебедь Х-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 Х-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 Х-1? Несмотря на наличие большого числа детальных моделей течения газа в двойной звездной системе, акреции и механизмов генерации рентгеновского излучения (обсуждаемых ниже), пока наиболее сильными аргументами в пользу черной дыры являются компактность рентгеновского источника Лебедь Х-1 и его большая масса, которая превышает допустимые значения для нейтронной звезды или белого карлика. Доказательство компактности вытекает из наблюдений быстрой 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_{av}, в спектре которого присутствуют линии только одного компонента двойной системы¹. Масса этой звезды должна составлять примерно $25 M_{\odot}$. Отождествление Лебедя 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 совпадало со звездой V 1357 Cyg. Периодические допплеровские 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 наклонения.

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 Ави 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 акреция — падение вещества на черную дыру, сопровождающееся выделением гравитационной энергии. Если падающее вещество имеет момент количества движения относительно черной дыры, то осуществляется режим дисковой акреции, и эффективность энерговыделения при дисковой акреции 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 $\alpha = d\ln I_v / d\ln v$ 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 $h\nu \geq 100$ кэв достаточно неопределены. 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 Х-1 с массивным спутником сверхгигантом V 1357 Суг 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 ввиду 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 «ионным пульсаром». Очень важен расчет устойчивости таких систем в течение времени, превышающего 10^6 лет; приливная диссипация может оказаться гибельной 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 V 1357 Суг⁹ 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. Кемп¹⁰ 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 Нег Х — 1 = HZ Нег, природа которого пока еще остается неясной. Оставим, однако, эти экзотические возможности и примем более вероятную гипотезу: пусть система Лебедь Х-1 содержит черную дыру.

2. ГЕОМЕТРИЯ АККРЕЦИРУЮЩИХ ГАЗОВЫХ ПОТОКОВ

По-видимому, в системе Лебедь Х-1 реализуется нечто среднее между двумя экстремальными случаями потери массы нормальной звездой — переполнением полости Ропса (или приливной полости) и сильным звездным ветром. Согласно Ван-ден-Хьювелу¹¹ и Ламерсу и др.¹² типичная скорость потери массы сверхгигантами с массами $15-30 M_{\odot}$, переполняющими свою полость Ропса, 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 акреции 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» акреции на черную дыру рентгеновское излучение будет поглощаться непрозрачной окружающей квазисферической оболочкой и переизлучаться

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, акреция 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 Сyg почти

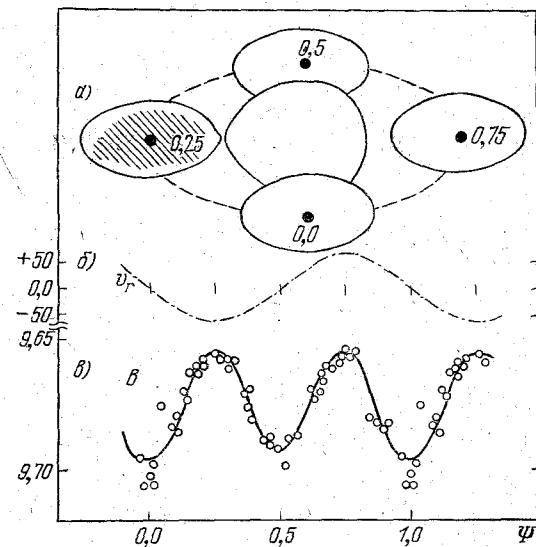


Рис. 1. а) Схема расположения окружающего черную дыру аккрецирующего диска в Лебеде X-4 относительно оптического компонента двойной системы в различных фазах орбитального периода; б) кривая лучевых скоростей (штрих-пунктирная линия), полученная из дошлеровских смещений линий поглощения оптического компонента; в) кривая блеска V 1357 Сyg в фильтре B¹⁶.

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 акреция звездного ветра к сферически-симметричному течению газа вблизи рентгеновского источника или же в системе формируется аккрецирующий диск. Сферически-симметричный ламинарный акреционный поток не дает наблюдаемого рентгеновского спектра (см. обзор¹⁷ работ по сферической акреции); при турбулентной акреции с аннигиляцией магнитных полей^{18, 19} может генерироваться требуемый спектр излучения²⁰ благодаря процессу комптонизации на электронах с $T_e \approx 10^6 \text{ К}$. К сожалению, отсутствуют детальные расчеты эффективности энерговыделения и спектра излучения при сферически-симметричной акреции (которая должна быть высокой $\sim 10\%$).

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, $L \approx \approx 10^{38} \text{ эрг/сек}$, отношение внешнего радиуса диска r_D к радиусу последней устойчивой орбиты вокруг черной дыры с метрикой Шварцшильда $r_I = = 6GM/c^2$ получается порядка $r_D/r_I \geq 5$, 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 Ропса компактной звезды, то он может частично затмеваться нормальной

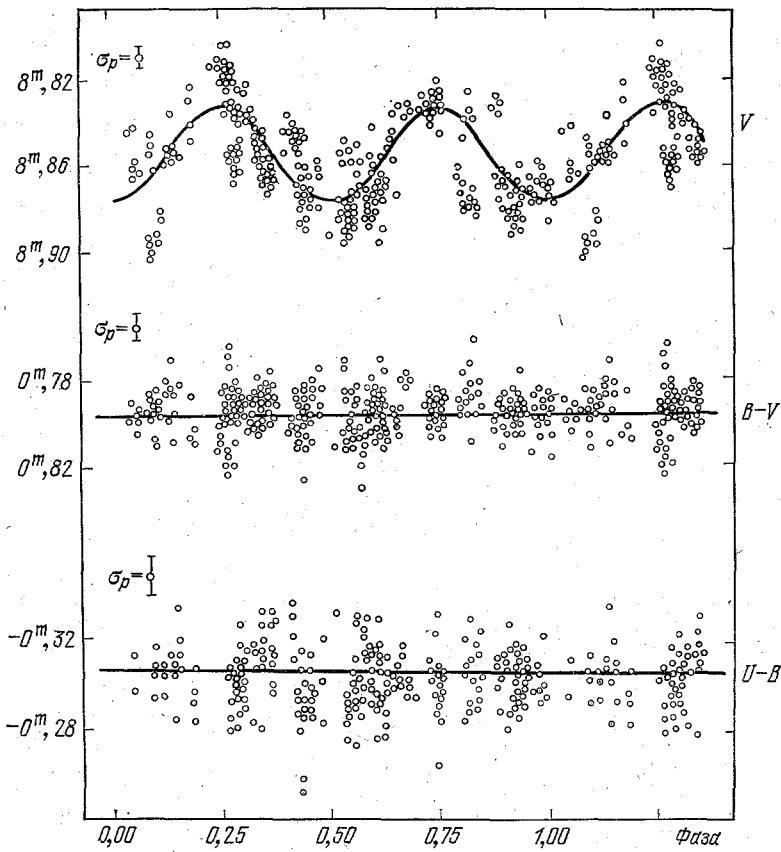


Рис. 2. Кривая блеска в фильтре B и показатели цвета $B - V$, $U - B$ V 1357(Cyg ^{21b}).

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 флюктуирует ^{21b} (рис. 2); это можно объяснить лишь переменностью оптического излучения протяженного диска. Форма диска подобна двум приложенным друг к другу блюдцам, он утолщается

с удалением от гравитационного центра. Его внешние части перехватывают заметную долю рентгеновского излучения и перерабатывают жесткие фотонны 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 ($T_e \geq 5 \cdot 10^8$ °К) 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 возможными следующие модели:

1) холодная тонкая внешняя область, окружающая горячую утолщенную внутреннюю зону с $r \leq (10-20) GM_X/c^2$ ^{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 «небоскребам 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 $E \leq 10$ 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 Вайсконфа 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 поляризации 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 ($\geq 20\%$) 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 Лебедя Х-1 присутствует жесткая (до $h\nu \geq 100$ кэв) компонента излучения. Показано, что такая особенность может возникать как «жесткий хвост» в стандартной дисковой модели^{13, 35} благодаря процессам «комптонизации» 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 «комптонизации» показывают, что единый степенной 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» фотонны рождаются в холодных областях диска. Этот механизм в действительности очень похож на механизм Ферми ускорения космических лучей. Полурелятивистский и релятивистский случаи исследовались Поздняковым, Соболем 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 $E \sim 1/3 m_e c^2 \sim 150$ кэв, когда начинает работать формула Клейна — Ниншины для сечения рассеяния.) На рис. 2, заимствованном из работы³⁸, приведены результаты расчета спектра методом Монте-Карло для слаборелятивистского случая $kT_e = 0,5 m_e c^2 = 260$ кэв и нескольких значений оптической толщины τ относительно томсоновского рассеяния. Величина $\tau = 1$ дает $\alpha = 0,5$. Большая часть исследователей, занимающихся построением моделей Лебедя Х-1, полагает, что спектр Лебедя Х-1 в жесткой рентгеновской области формируется именно этим механизмом.

Величина T_e в Лебеде Х-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 $E \sim 125 -$

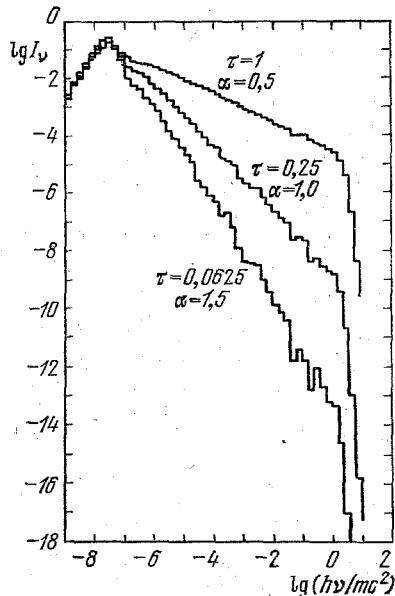


Рис. 3. Спектры излучения, обусловленные процессами многократного комптоновского рассеяния мягких фотонов в оптически тонком конечном объеме плазмы при различных значениях оптической толщины относительно томсоновского рассеяния³⁸.

150 кэв, однако эксперимент в этой области энергий и выше затруднен, так что существование и величина этой особенности в спектре пока еще находится 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. Канизарес 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 фотонны 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 кэв⁴⁴, 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 $\sim 10^{38}$ эр/сек⁴⁵. 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 диском⁴⁷. Полагая, что это тело не может излучать энергию с эффективностью большей, чем черное тело, можно получить следующие пределы на его температуру и размеры: $T \lesssim 2 \cdot 10^6 \text{ }^{\circ}\text{K}$, $R \gtrsim 3GM/c^2 \approx 50 \text{ км}$. 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 дисков⁴⁸. 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, длиющиеся месяцы и годы, могут быть связаны с флюктуациями в аккрецирующем звездном ветре^{21, 49} или с изменениями оптической толщины газа на внешней границе аккреционного диска⁵⁰, которые в свою очередь управляют переходами в газовых потоках вблизи черной дыры.

4. ПЕРЕМЕННОСТЬ ВО ВРЕМЕНИ

Лебедь Х-1 является в высокой степени переменным рентгеновским источником с флюктуациями интенсивности, наблюдаемыми в большом диапазоне временных масштабов — от миллисекунд до месяцев и даже лет (обзор данных см., например, в⁵¹). Мы можем выделить по крайней мере четыре теоретические модели для объяснения хаотической переменности на коротких масштабах времени. Орбитальный период⁵² «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 неустойчивостями²⁷ 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 комптонизации⁵⁴ 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 флюктуации интенсивности в Лебеде Х-1 на временных масштабах $\lesssim 1$ миллисекунды наблюдались Ротшильдом и др.⁵⁵, но их статистическая значимость пока сомнительна⁵⁶. Недавние наблюдения Капизареса 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 квазиperiодичности такие флюктуации могли бы указывать на существование диска вокруг черной дыры⁵². Хаотические флюктуации 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 Сюняев-

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 вспышек $0,2$ — $0,5$ сек и скоростью повторения около $(10$ — $100)$ f^2 сек⁻¹, где f — часть сигнала, обусловленная вспышками. 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 Канизарес и Ода⁴² наблюдали вспышки от Лебедя X-1 с длительностью 1—10 сек, которые проявляют себя в флуктуациях как спектра, так и интенсивности. Эти вспышки 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 Лебедя 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 $\lesssim 10$ 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 ($M \approx 5$ — $12 M_\odot$) 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 ($L_X \approx 10^{35}$ 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., Keilogg 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. Лютый 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. Abbott 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. L409.
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. Бочкарёв Н. Г., Карицкая Е. А., Шакура Н. И.— *Письма Астрон. ж.*, 1975, т. 1, с. 42.
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 Б. 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. a) Shapiro S. L., Lightman A. P.— *Astrophys. J.*, 1976, v. 204, p. 555.
б) Бруевич В. В., Килияков Н. Н., Сюняев Р. А., Шевченко В. С.— *Письма Астрон. ж.*, 1978, № 11.
в) Халиуллин Х. В.— *Ibid.*, 1975, т. 1, с. 30.
г) Лютый 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. Thorpe K. S., Price R. H.— *Astrophys. J. Lett.*, 1975, 195, p. L101.
24. Ostriker E. P., частное сообщение (1975).
25. Bisnovatyi-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. 174, 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. Гнедин Ю. Н., Суняев Р. А.— *Astron. and Astrophys.*, 1974, v. 36, p. 379.
35. Pringle J. E., Rees M. J.— *Ibid.*, 1972, v. 21, p. 1.
36. Илларионов А. Ф., Сюняев Р. А.— *Астрон. ж.*, 1972, т. 49, с. 58.
37. Feltman J. E., Rees M. J.— *Astron. and Astrophys.*, 1972, v. 17, p. 226.
38. Поздняков Л. А., Соболь 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., Queenby J. J.— *Nature*, 1976, v. 259, p. 544.

45. Heise J. et al.— Nature, 1975, v. 256, p. 107.
46. a) 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., Севастянов 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., Ogawa 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. Weisskoff 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.