

УДК 524.337.7-355

ВСПЫШЕЧНЫЙ ЦИКЛ КАРЛИКОВОЙ НОВОЙ SS Cygni

© 2018 Н. Ф. Войханская*

Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, 369167 Россия

Поступила в редакцию 21 ноября 2017 года; принята в печать 19 декабря 2017 года

В работе исследуется обширный наблюдательный материал, накопленный к настоящему времени. Особое внимание уделено данным внеатмосферных наблюдений. Оценен спектральный класс белого карлика и сделан вывод, что единственный источник жесткого рентгеновского потока в системе — аккреция материи на него. Показано, что вращение вторичного компонента синхронно, поэтому облучение его жестким рентгеном приводит к образованию звездного ветра. Это основной механизм перетекания материи на белый карлик. При существующей геометрии системы звездный ветер не может образовать диск. Он образует квазисферическую оболочку. Ее переменность влияет на вспышечный процесс. Пользуясь этими выводами, объяснены свойства системы, которые до сих пор не удавалось объяснить: кратковременное появление необычного спектра на подъеме блеска во вспышке, довольно постоянная ширина абсорбционных линий в течение вспышки, сужение эмиссионных линий во вспышке, изменение потоков рентгена и ультрафиолета в течение обычных вспышек и во время низкоамплитудных аномальных вспышек и, наконец, квазипериодичность вспышек.

Ключевые слова: *звезды: карликовые новые — звезды: индивидуальные: SS Cyg*

1. ВВЕДЕНИЕ

SS Cyg — ярчайшая карликовая новая, поэтому она многократно исследовалась в оптическом диапазоне. В результате этих исследований было установлено, что это тесная двойная система, состоящая из маломассивного красного карлика и белого карлика, определены характеристики системы: величина орбитального периода, наклон плоскости орбиты к лучу зрения, массы компонентов, радиусы и температуры, расстояние между ними и пр.

Первые внеатмосферные наблюдения показали, что система является источником рентгеновского и ультрафиолетового излучений. Сводка первых результатов внеатмосферных наблюдений приведена в работе [1]. Оказалось, что SS Cyg излучает в широком диапазоне высокоэнергичного излучения: ультрафиолет (UV), мягкий ($h\nu < 2$ keV) и жесткий ($h\nu > 20$ keV) рентген. Последующие интенсивные наблюдения выявили обратную корреляцию между оптическим блеском и потоком жесткого рентгена и прямую корреляцию с UV-поток, позволили изучить спектр в области высоких энергий, его изменения и многое другое.

Для объяснения свойств карликовых новых предложено несколько теоретических моделей. Все они основаны на предположении о существовании в системе дисковой оболочки (диска) вокруг белого карлика, которая образуется из перетекающей от

вторичного компонента материи, и пограничного слоя (boundary layer), расположенного между внутренним краем диска и поверхностью белого карлика. Через этот слой материя поступает на белый карлик. О структуре пограничного слоя и его расположении в системе единого мнения нет. Диск считается источником линейчатого спектра и континуума. Причиной вспышек предполагается термовязкая неустойчивость (thermoviscous instability) диска.

Несмотря на многочисленные теории, объяснить многие наблюдаемые явления не удастся. Например, если вспышка возникает в диске, то почему эмиссионные линии водорода сужаются при подъеме блеска и в его максимуме; почему так велика ширина абсорбционных линий водорода и она довольно постоянна; почему в интервале высоких энергий во время вспышки сильнее линии ионов с меньшим потенциалом ионизации, а в минимуме блеска — с более высоким; непонятна причина квазипериодичности вспышек и многое другое.

В заключение процитируем несколько строк из книги «Взаимодействующие двойные звезды» [2], которые, нам кажется, очень подходят к нашему случаю. «Если мы гарантируем, что в среднем за длительное время происходит перетекание вещества с достаточно стационарной скоростью, которая определяется длительной (намного больше одного года) эволюционной шкалой системы, то механизм, который мы ищем, должен привносить

*E-mail: vojn@sao.ru

переменность в стационарное течение во временных масштабах много меньших месяцев или дней».

В надежде найти механизм, который приводит к квазипериодичному появлению вспышек SS Cyg, автор проанализировал накопившийся объем сведений о системе, учтя то новое, что дали внеатмосферные наблюдения.

В разделе 2 рассматриваются характеристики рентгеновского и ультрафиолетового излучения SS Cyg. Параметры и взаимодействие компонентов системы описаны в разделе 3. В разделе 4 представлены характеристики SS Cyg в оптическом диапазоне. Перетекание вещества на белый карлик и взаимодействие оттекающей материи с рентгеновским потоком обсуждаются разделах 5 и 6. Особенности линейчатого спектра SS Cyg анализируются в разделе 7. В последнем разделе приводятся заключение и выводы.

2. ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕНТГЕНОВСКОГО И УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ SS Cyg

Интенсивные внеатмосферные наблюдения позволили изучить изменение потоков в рентгене и ультрафиолете с изменением блеска в оптическом диапазоне. Наблюдения со спутника Ariel V с ноября 1974 г. по апрель 1977 г. в полосе 2–8 keV [1] показали, что в минимуме блеска поток рентгена довольно велик $F \approx 10^{31} - 10^{33}$ эрг с⁻¹ и очень переменен: соседние измерения потока могут различаться в 10 раз. Во вспышке поток падает до нуля. Подобное изменение рентгеновского потока зарегистрировано еще у нескольких карликовых новых (DNe) систем: SU UMa [3], WW Cet [4], VW Hyi [4, 5], U Gem [6, 7] и, по-видимому, является их общим свойством.

Две коротких вспышки SS Cyg изучались в [8] со спутника EXOSAT с 11 ноября 1983 г. по 22 сентября 1984 г. в полосах 0.04–2 keV и 2–50 keV. Авторы [8] подтвердили, что в минимуме блеска от системы идет яркий и очень переменный поток жесткого рентгена. С началом оптической вспышки с задержкой примерно 0^d.5 этот поток начинает быстро расти. Через некоторое время он очень быстро (примерно за два часа) падает до нуля и сменяется потоком ультрафиолета. В самом конце вспышки, когда оптический блеск почти вернулся к минимальному значению, виден снова небольшой всплеск рентгена и одновременно ультрафиолета. Авторы приводят оценки светимости системы в жестком рентгене L_h и в мягком L_s (практически ультрафиолет): $L_h = 1.2 \times 10^{33} (d/200pc)^2$ эрг с⁻¹ и $L_s = 1.8 \times 10^{33} (d/200pc)^2$ эрг с⁻¹. L_h оценено на спаде вспышки 4 декабря 1983 г. в полосе 2–10 keV, а L_s оценено в [9] для вспышечного

состояния в предположении чернотельного излучения. Обращает внимание, что светимости практически одинаковы.

Обзор изменения потоков экстремального ультрафиолета (EUV) во вспышках карликовых новых систем, причем с самого начала вспышки, появился благодаря наблюдениям со спутника EUVE. В частности, SS Cyg наблюдалась во время аномальной L вспышки (вспышка с медленным подъемом блеска) в августе 1993 г. через 8 часов после начала подъема блеска в оптическом диапазоне [10]. Регистрировалась полоса от 60 до 200 Å. Увеличение EUV-потока было быстрым, но с задержкой в начале вспышки относительно кривой блеска в оптике на 3 дня, а максимума обе кривые достигли одновременно.

В [11] резюмированы результаты наблюдений DNe-систем в EUV и сравнений с оптическими кривыми блеска. Во время аномальных вспышек SS Cyg задержка потока EUV относительно оптики может быть несколько дней, до 10^d. При обычных вспышках она составляет примерно 1^d.5. Однако в первом случае обе кривые блеска достигают максимума одновременно, а во втором — максимум потока в оптическом диапазоне наступает на 1–1^d.5 раньше, чем его достигнет EUV-поток.

При угасании вспышки EUV-поток сначала понижается параллельно с оптикой, а потом быстрее. В самом конце оптической вспышки он ненадолго возрастает.

Изменения экстремального ультрафиолета были довольно хорошо прослежены к концу 90-х годов, благодаря наблюдениям с EUVE. А сведения о свойствах жесткого рентгена были еще фрагментарны. С целью проследить эволюцию потока жесткого рентгена во время вспышки и понять его связь с потоками в оптическом и EUV диапазонах Уитли и др. [12] предприняли длительные синхронные наблюдения на EUVE и RXTE. Оптическая кривая блеска была предоставлена AAVSO. В октябре 1996 г. наблюдалась S вспышка SS Cyg с быстрым подъемом блеска. RXTE начал слежение менее чем через 10^h после начала оптической вспышки. Приведены данные для полосы 2.3–15.2 keV. Примерно через 5^h после RXTE начались наблюдения на EUVE в интервале длин волн 72–130 Å. Подъем высокоэнергичного излучения начался с жесткого рентгена спустя примерно 0^d.9–1^d.4 после начала подъема в оптическом диапазоне. Скорость счета возрастала очень быстро: в 4 раза за полдня, а затем резко упала почти до нуля меньше чем за 2 часа. Момент максимума жесткого рентгена совпал с моментом максимума оптического потока.

Практически одновременно с падением жесткого рентгена начался быстрый рост потока EUV. Достигнув максимума примерно через день после оптического максимума, он стал снижаться: сначала медленно, примерно параллельно падению оптического потока, потом все быстрее. В конце вспышки, когда оптический блеск почти достиг минимума, появились сильный максимум в рентгене и более слабый в ультрафиолете. Время обоих максимумов совпало.

Потоки всех видов излучения очень переменны, в них отмечены осцилляции на временах минуты и короче. Но мы их рассматривать здесь не будем.

Отметим еще работу [13], в которой выполнено статистическое исследование вспышек SS Cyg по архивным данным. Оптические кривые блеска получены от AAVSO, сведения о рентгеновских потоках взяты из архива RXTE в полосах 1.3–3.2 keV и 3–12.2 keV, а также эпизодические данные в полосе 3–20 keV. И использованные данные покрывают интервал времени с 4 января 1996 г. по 30 августа 2001 г. В этот интервал попали 22 широких вспышки (L), 27 узких (S) и 7 аномальных (это почти симметричные низкоамплитудные вспышки как правило с медленным подъемом блеска). На большом ансамбле разнообразных вспышек авторы подтвердили большинство результатов, полученных другими авторами. В спокойном состоянии системы (в минимуме блеска) поток жесткого рентгена довольно высок и переменен. С началом подъема оптического блеска поток жесткого рентгена быстро (≤ 0.5 сут) возрастает в 5–6 раз и затем резко понижается почти до нуля меньше чем за два часа. В течение максимального блеска системы он остается равным нулю. В конце вспышки поток вновь возрастает, достигнув кратковременного ($2\text{--}4^{\text{д}}$) максимума. Несмотря на большую переменность в минимуме блеска, поток остается постоянным в течение орбитального периода. Что касается вывода о возможном понижении потока к началу последующей вспышки, то он очень ненадежен и требует подтверждения.

При аномальных вспышках картина иная: потоки в оптическом диапазоне, ультрафиолете и жестком рентгене изменяются синхронно.

В отличие от других авторов в [13] не обнаружили кратковременного быстрого подъема потока в жестком рентгене в начале L вспышек. Возможно, это какая-то методическая ошибка или пропуск в наблюдениях рентгена, который можно заметить на рис. 2 их работы. В работе [1], где наблюдали L вспышку, начальный кратковременный подъем жесткого рентгена четко заметен. В работе [10] наблюдали L вспышку в августе 1993 г. в полосе EUV. Поток начал расти с задержкой $3\text{--}4^{\text{д}}$ относительно оптики, как и положено при начальном росте

рентгена, и достиг максимума почти одновременно с оптикой.

Итак, общие свойства потоков в оптическом, ультрафиолетовом и жестком рентгеновском диапазонах и корреляцию между ними можно считать хорошо установленными. Отметим несколько важных обстоятельств: потоки жесткого рентгена и сменяющего его во вспышке ультрафиолета практически одинаковы; в самом конце оптической вспышки происходит непродолжительный, но одновременный подъем жесткого рентгена и ультрафиолета; в аномальных вспышках, которые иногда наблюдаются у SS Cyg, одновременно видны жесткий рентген, ультрафиолет и оптика.

3. КОМПОНЕНТЫ СИСТЕМЫ

Параметры компонентов системы определялись неоднократно. Отметим результаты работы [14], в которой довольно корректно проанализирован оптический спектр, наблюдаемый в минимуме блеска системы. Спектральный класс вторичного компонента оценен как K2–K3V вместо общепринятого K5V. Далее, приняв массы компонентов, оцененные авторами ранее в [15], $M_1 = 0.97_{-0.05}^{+0.14} M_{\odot}$, $M_2 = 0.56_{-0.03}^{+0.08} M_{\odot}$ ($q = 0.58$) и наклон плоскости орбиты к лучу зрения $i = 40^{\circ}$, определили радиус главного компонента $R_1 = 7.3_{-0.3}^{+0.8} \times 10^{-3} R_{\odot}$ вращательную скорость вторичного компонента $V_{\text{rot}} \sin i = 87 \pm 4 \text{ km s}^{-1}$, а также расстояние между центрами звезд $a = 14.7 \times 10^{10} \text{ sm}$ и положение внутренней точки Лагранжа $8.14 \times 10^{10} \text{ sm}$ от центра белого карлика.

В более поздних работах оценки параметров системы несколько менялись в зависимости от сделанных предположений. Например, в одной из последних работ [16] оценены массы компонентов $M_1 = 0.82 \pm 0.19 M_{\odot}$, $M_2 = 0.55 \pm 0.13 M_{\odot}$, вращательная скорость вторичного компонента $V_{\text{rot}} \sin i = 89 \text{ km s}^{-1}$, а наклон орбиты увеличен $45^{\circ} < i < 56^{\circ}$.

Причиной увеличения наклона послужили результаты наблюдения блеска SS Cyg, которые выявили его изменение в течение орбитального периода [17, 18]. Различие средних UBV -кривых хорошо заметно и переменность сильнее всего проявляется в фильтре U . Объясняется переменность в [18] эллипсоидальностью вторичного компонента, вероятно, потому что максимумы блеска наблюдаются когда просматривается пространство между звездами. Если же рассматривать оригинальные, а не средние кривые блеска, то видно, что кривые очень переменны: меняются положения всех экстремумов, их величины, отношение высот максимумов. Иногда наблюдаются кратковременные выбросы. Полная амплитуда изменений блеска составляет не

более $0^{\text{m}}2$, а переменность — в пределах 0.02–0.04 звездной величины. Эти особенности кривых скорее указывают на то, что угол наклона i должен быть мал.

Главным компонентом системы, аккрецирующим массу, является белый карлик. Непосредственно его спектр мы не видим, поэтому представление о нем приходится составлять косвенным путем. Первое определение его температуры в минимуме блеска и во вспышке было сделано в [19] по участку спектра в ультрафиолете 1100–2100 Å. Континуум аппроксимировался излучением абсолютно черного тела температурой 25 000 К в минимуме блеска и 30 000–40 000 К во вспышке. Вторая оценка может быть сделана по величине бальмеровского скачка [20, 21], который равен $D = 0.03–0.05$. Обе оценки указывают на спектр В0–В3. При $T = 25\,000$ К максимум излучения будет на $\lambda \approx 1150$ Å, т.е. в ближнем ультрафиолете. Это значит, что собственного заметного потока жесткого рентгена у него практически нет. А наблюдаемый в минимуме оптического блеска поток жесткого рентгена возникает в результате аккреции материи, перетекающей от вторичного компонента.

Еще одна попытка оценить некоторые параметры белого карлика была сделана в работе [22]. Использовались несколько спектров из архивов спутников FUSE и HST. Совместно они покрыли интервал 920–1660 Å. В спектре присутствовали сильные эмиссионные линии C, N, O, S и Si в разных стадиях ионизации от II до VI. Для анализа использовалась новая оценка массы белого карлика $0.81 M_{\odot}$ ($\lg g = 8.3$), наклон $i = 50^{\circ}$ из [16] и расстояние до системы 166 pc, оцененное по параллаксу в [23]. В результате моделирования континуума сделан вывод, что в минимуме блеска температура белого карлика достигает 45 000–55 000 К. Если же учесть вклад в континуум от диска, то получается $T = 46\,000$ К, скорость аккреции $10^{-10} M_{\odot}/\text{уг}$, доля потока в ультрафиолете от белого карлика составляет 88% и 12% от диска.

В заключение несколько слов о расстоянии до системы. Автор подробно изучал область пространства в направлении на SS Cyg и ее окрестности. Результатом была оценка расстояния до нее 72 ± 10 pc [24]. После появления оценки 166 pc [23] мы подробно проанализировали причину расхождения и подтвердили свой результат [25]. Так что высокие температуры белого карлика в минимуме блеска, вероятно, результат использования большого расстояния до системы из [23].

4. ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ SS Cyg

Самой заметной особенностью SS Cyg, как и других DNe-систем, являются квазипериодические

вспышки блеска, во время которых система становится ярче примерно на 4^{m} . Различается крутизна восходящей и нисходящей ветвей вспышек, а по длительности фазы максимума блеска они разделяются на длинные (L) и короткие (S). Изредка происходят аномальные вспышки — это низкоамплитудные ($2^{\text{m}}–2^{\text{m}}5$) симметричные вспышки.

В линейчатом спектре SS Cyg в минимуме блеска присутствуют сильные эмиссионные линии водорода, более слабые эмиссионные линии He I и слабые абсорбционные линии вторичного компонента. С началом вспышки спектр заметно меняется: по мере возрастания блеска эмиссионные линии ослабевают, их сменяют эмиссионно-абсорбционные линии (широкие абсорбции с эмиссией в центре). При дальнейшем возрастании блеска эмиссии могут ненадолго исчезнуть, но затем они появляются вновь, обычно уже в максимуме блеска. Их интенсивность увеличивается, а широкие абсорбции постепенно ослабевают. К концу вспышки вид спектра восстанавливается. Линия He II $\lambda 4686$ Å изменяется иначе: в минимуме блеска она очень слаба, а чаще отсутствует. Во вспышке она появляется, ее интенсивность растет с увеличением блеска, достигая максимума в максимуме вспышки. С началом понижения блеска ее интенсивность быстро убывает, и она может исчезнуть до достижения минимума блеска. Скорость изменения спектра различается у разных вспышек в зависимости от крутизны восходящей ветви вспышки.

Распределение энергии в континууме изучено Киплингером [26] по наблюдениям 18–24 ноября 1975 г. в максимуме блеска (интервал 3300–5100 Å) и 5, 8, 9, 11 июня 1976 г. в минимуме блеска (интервал 3200–6800 Å). В максимуме блеска распределение круто поднимается в сторону коротких длин волн. Хорошо заметен положительный бальмеровский скачок $D = 0.045$. Линейчатый спектр представлен широкими линиями поглощения водорода и эмиссией He II. По сравнению с континуумом звездных фотосфер с таким же бальмеровским скачком континуум SS Cyg менее крутой (наклон спектра меньше). По мере понижения блеска бальмеровский скачок постепенно уменьшается до нуля, а наклон спектра почти не меняется. В минимуме блеска, когда полностью восстановился эмиссионный спектр, распределение энергии иное: сильный отрицательный бальмеровский скачок $D = -0.16$, за которым континуум довольно круто идет вверх. С длинноволновой стороны от скачка континуум медленно растет, что объясняется влиянием пашеновского континуума.

Обсуждая итоги проведенных наблюдений и результаты сравнения их с теорией, Киплингер [26]

пишет: «Так как существование жестких рентгеновских потоков более соответствует сферической, чем круговой дисковой аккреции на малом расстоянии r_0 (r_0 — *внутренний радиус диска*), очевидно, что самая подходящая величина r_0 может быть много больше радиуса белого карлика.» Во время подъема блеска у SS Cyg на короткое время появляется чисто абсорбционный спектр с сильными бальмеровскими линиями и положительным бальмеровским скачком. Уже на следующую ночь абсорбционные линии заливаются эмиссией и наблюдаются обычные абсорбционно-эмиссионные линии. Чисто абсорбционный спектр существует очень недолго. В литературе мы нашли три примера такого спектра [21, 27, 28]. На рис. 1 показан спектр из [28], полученный 16/17 августа 1956 г. во время подъема блеска при $m = 8.5$. Здесь же показан спектр звезды сравнения BD+41°3352 спектрального класса A2 IV. Спектры похожи, но линии спектра SS Cyg шире: их полуширины примерно в два раза больше. В [21] подобный спектр наблюдался во время подъема блеска при $m = 9.6$ и сравнивался со звездами HD 73 (B 1.5 IV-V) и HD 217050 (звезда с оболочкой shell-star) тоже спектрального класса B. И наконец, в [27] такой спектр наблюдался на подъеме блеска при 8^m85 (4 ноября 1935 г., JD 242811.281). По мнению автора [28], спектр похож на спектр звезды A0–A1. Таким образом, все авторы отмечают, что чисто абсорбционный спектр похож на спектр звезды раннего спектрального класса.

Возникает вопрос: появление такого спектра — редкость, или его не удастся наблюдать из-за кратковременности этой фазы вспышки? Мы просмотрели большое количество опубликованных спектров DNe-систем и нашли примеры чисто абсорбционных спектров. На рис. 2 показан спектр AM Cas из атласа [29] и спектр этой же системы, полученный на БТА 25 марта 2017 г. в 04h 41m местного времени в минимуме блеска. Интервал изменения блеска AM Cas от 15^m2 до 12^m3. Абсорбционный спектр в [29] наблюдался на его подъеме при 13^m6.

Похоже, что появление чисто абсорбционного спектра не редкость, а определенный этап в развитии линейчатого спектра, который характеризует изменения, происходящие в системе во время вспышки.

Кривые лучевых скоростей SS Cyg получались неоднократно. При их сравнении видно, что по амплитуде кривых и γ -скорости сильно различаются. Это неприятное обстоятельство, т.к. оно вносит неуверенность в оценки масс компонентов и, следовательно, других характеристик системы. Попытка найти какую-нибудь связь наблюдаемых различий с блеском системы или фазой вспышки результатов не дала. Единственно,

можно отметить, что кривые, полученные в минимуме блеска, как можно дальше от предыдущей и последующей вспышек, бывают близки. Например, кривая из [30] $K_1 = 90 \pm 2 \text{ km s}^{-1}$, $K_2 = 153 \text{ km s}^{-1}$, $\gamma_1 = \gamma_2 = -15 \text{ km s}^{-1}$ и из [31] $K_1 = 96 \pm 3 \text{ km s}^{-1}$, $K_2 = 156 \pm 3 \text{ km s}^{-1}$, $\gamma_1 = 23 \text{ km s}^{-1}$, $\gamma_2 = -15 \pm 2 \text{ km s}^{-1}$.

Измерение лучевых скоростей по разным элементам линейчатого спектра и по особенностям отдельных линий является пока единственным методом изучения движений вещества в системе.

Еще одна возможность судить о том, что происходит в системе — изучение бальмеровских декрементов. Форма декремента довольно сложным образом зависит от физических условий в излучающей среде, а диапазон изменений широк: от очень крутых при низких плотностях излучения и вещества до пологих и инверсных при высоких плотностях излучения и вещества. Последние называются аномальными, т.к. указывают на аномальное (небольцмановское) заселение энергетических уровней атомов. Появление аномальных декрементов указывает на неоднородность излучающей среды, на то, что в ней существуют области с разными физическими условиями.

В [32] впервые построен бальмеровский декремент SS Cyg и прослежено его изменение с изменением блеска. В минимуме блеска он оказался аномальным с максимумом на линии H γ . Изменения в течение орбитального периода не было обнаружено. По мере возгорания вспышки в нем постепенно пропадало инверсное отношение интенсивности линий. При угасании вспышки вид декремента менялся в обратном направлении. При вспышках разной крутизны декремент изменяется по-разному: при большой скорости возрастания блеска декремент менялся очень быстро, а у вспышек с плавным возрастанием блеска — гораздо медленнее. При одинаковом блеске вид декремента существенно различался на восходящей и нисходящей ветвях вспышки. Поэтому при публикации спектра надо указывать не только блеск в момент его получения, но и фазу вспышки. В [32] предложен критерий прогнозирования вспышек: форма бальмеровского декремента начинает заметно меняться за 3–4 дня до начала подъема блеска, когда еще ничто не предвещает вспышку.

Продолжено исследование декрементов в работе [33]. Было построено более 80 декрементов разных DNe-систем карликовых новых в минимуме блеска. Все они оказались аномальными. Более того, декременты одной и той же системы, построенные по разновременным наблюдениям, заметно различались. Это указывает не только на неоднородность излучающей среды, но и на ее переменность во времени.

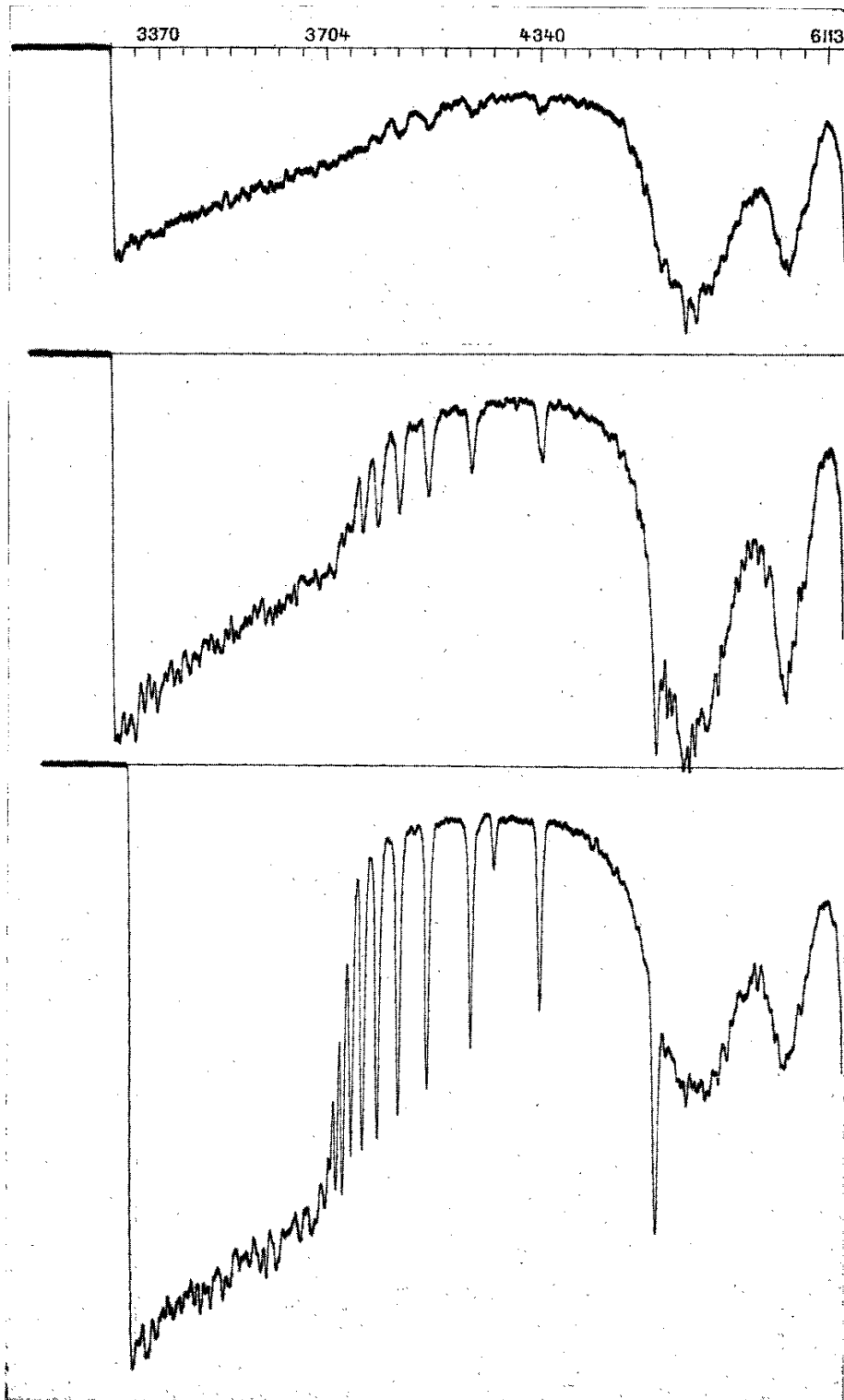


Рис. 1. Пример сильного абсорбционного спектра SS Cyg из работы [28] (в середине). Вверху спектр SS Cyg на следующую ночь. Внизу спектр звезды сравнения BD 41°3352 A2 IV. Спектры получены фотографически и записаны в почернениях.

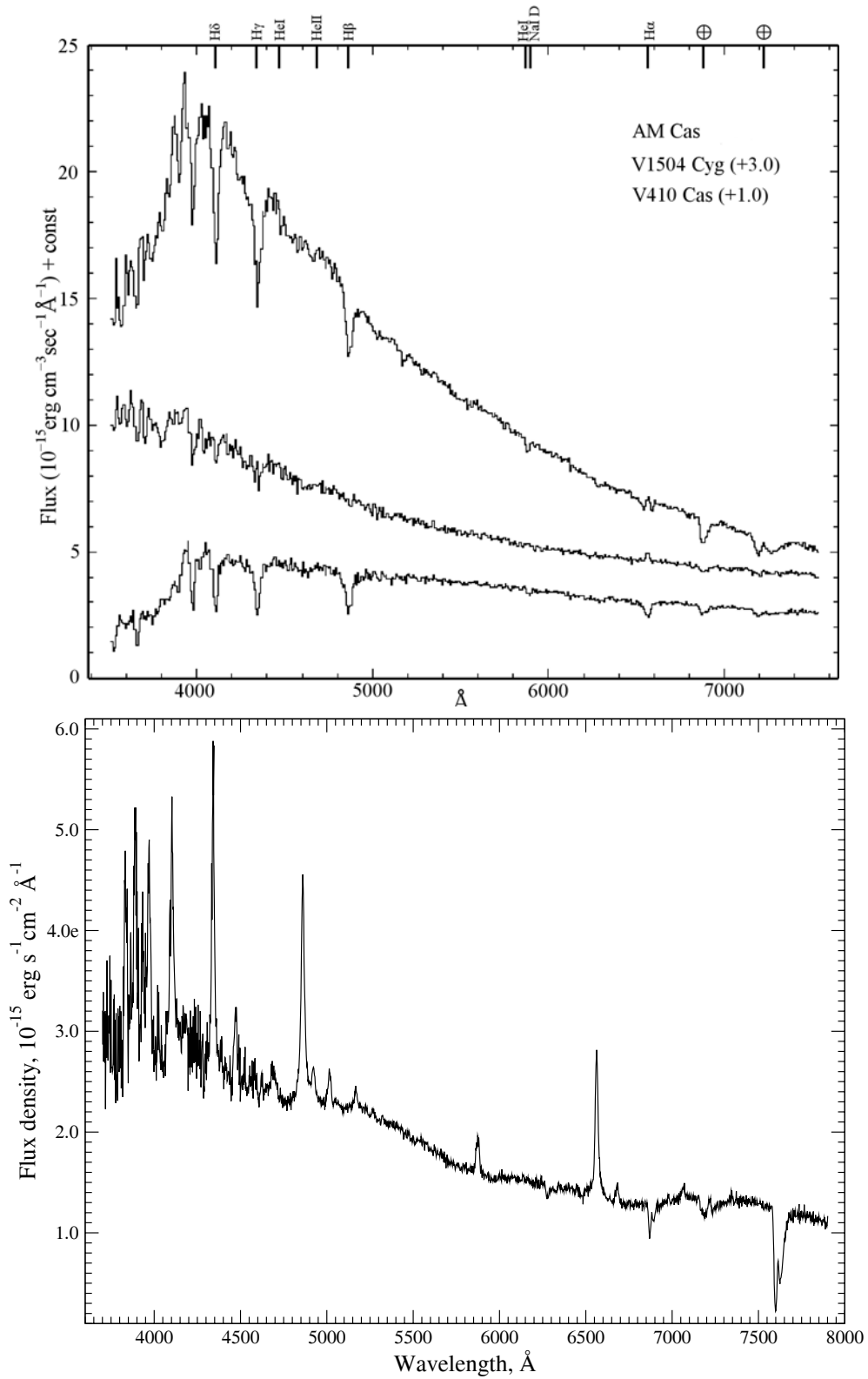


Рис. 2. Спектр AM Cas из атласа [29] (а) и в минимуме блеска, полученный на БТА (b). Спектр V 410 Cas на верхней панели близок к аномальному спектру.

Более 40 бальмеровских декрементов различных DNe-систем построено в разных фазах вспышек. Все они довольно крутые (круче, чем в минимуме блеска) и в них не видно никаких аномалий. Т.е. вспышка делает светящуюся область более однородной и разреженной. Или, возможно, это светит какая-то другая область, свечения которой мы не видим в минимуме блеска.

Как сказано выше, декремент был предложен в [32] в качестве индикатора приближения вспышки. По мере приближения вспышки (за 3–4 дня) декремент становится все круче.

Вывод. Оптические свойства SS Cyg указывают на большую переменность внутренней среды в этой системе. Автор предполагает, что вспышка начинается определенных изменений, которые делают среду более однородной. Во время подъема блеска, ближе к концу, наблюдается сильный чисто абсорбционный спектр с большим положительным бальмеровским скачком. Дисковая модель не может объяснить такой спектр, под каким бы углом не наблюдался аккреционный диск. Да и вклад его в континуум невелик, как показывают оценки. Такой спектр и скачок может дать только сферическая (или квазисферическая) оболочка, которая должна появиться во вспышке. Подробнее об этом речь пойдет дальше.

5. ПЕРЕТЕКАНИЕ ВЕЩЕСТВА НА БЕЛЫЙ КАРЛИК

Главным компонентом в SS Cyg является белый карлик, а вторичным — карлик спектрального класса K3–5V. Материя от него потечет на белый карлик, если выполнено хотя бы одно из трех условий:

- 1) вторичный компонент заполняет (или почти заполняет) свою полость Роша;
- 2) вращение вторичного компонента асинхронно;
- 3) вторичный компонент облучается высокоэнергичным излучением (рентгеном).

Заполнение полости Роша. Параметры SS Cyg определялись неоднократно. Мы используем результаты из [14]. Массы компонентов равны $M_1 = 0.97M_{\odot}$, $M_2 = 0.56M_{\odot}$. Массе вторичного компонента соответствует радиус $0.68R_{\odot}$. Радиус полости Роша вторичного компонента $0.70R_{\odot}$, а главного $0.9R_{\odot}$, расстояние между центрами звезд $\geq 2.05R_{\odot}$. Т.е. вторичный компонент почти заполняет свою полость Роша, и ее размер меньше размера полости главного компонента.

Если использовать средние оценки параметров системы из других работ, получим примерно тот же результат.

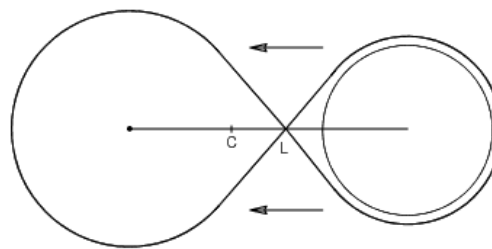


Рис. 3. Схема SS Cyg с внутренней полостью Роша в масштабе. Справа вторичный компонент, слева (точка) белый карлик, L — внутренняя точка Лагранжа, C — центр масс. Стрелки показывают размер и направление потока материи.

Асинхронность вращения — это неравенство периода вращения звезды вокруг своей оси и орбитального периода. Оценка скорости осевого вращения вторичного компонента получена в [14] $V_{\text{rot}} \sin i = 87 \pm 4 \text{ km s}^{-1}$ при $i = 40^\circ$ и в [16] 89 km s^{-1} при $45^\circ \leq i \leq 56^\circ$. С этими оценками период осевого вращения получается примерно $6^{\text{h}}5$, что в пределах неточности совпадает с орбитальным периодом $6^{\text{h}}6$. Т.е. вращение практически синхронное, и этот механизм не способствует перетеканию материи к белому карлику. Синхронность вращения означает, что вторичный компонент будет всегда обращен к главному одной и той же стороной.

Облучение рентгеном. Спектр высокоэнергичного излучения SS Cyg очень широк: от мягкого ультрафиолета до жесткого рентгена $h\nu > 20 \text{ keV}$. Потоки рентгена и ультрафиолета не меняются с орбитальной фазой в течение периода, но меняются с изменением блеска системы. Как показано выше, рентгеновское излучение возникает в процессе аккреции на белый карлик материи, перетекающей от вторичного компонента. Сторона спутника, постоянно обращенная к белому карлику, облучается рентгеновским потоком. Поэтому температура и яркость этой стороны сильно возрастают, но из-за малого наклона системы соответствующей переменности в течение орбитального периода не наблюдается.

Итак, условия 1 и 3 выполняются, и материя будет перетекать от спутника к белому карлику. Перетекание может происходить в виде струи через внутреннюю точку Лагранжа L_1 или в виде потока горячего газа (звездный ветер). Из-за геометрии системы (рис. 3) и малой массы вторичного компонента маловероятно возникновение мощной струи холодной материи, которая образует толстый диск вокруг белого карлика. Хотя небольшой тонкий диск может возникнуть. Основным механизмом перетекания материи будет звездный ветер. В этом

случае сечение потока материи может быть сравнимо и даже больше диаметра полости Роша вторичного компонента. А в коротковолновой области спектра должны наблюдаться эмиссионные линии элементов в высоких стадиях ионизации.

6. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ОТТЕКАЮЩЕЙ МАТЕРИИ С РЕНТГЕНОВСКИМ ПОТОКОМ

Вопрос о переработке рентгеновского излучения в атмосфере нормальной звезды рассмотрен в работах Баско и др. [34, 35]. У холодных звезд с низкой эффективной температурой, таковой является вторичный компонент, основной вклад в непрозрачность обусловлен поглощением ионами H^- . Спектр рентгеновского излучения SS Cyg очень жесткий $h\nu > 20$ keV, поэтому прогрев внешних слоев звезды рентгеновским излучением изменит структуру ее атмосферы, благодаря чему рентгеновский поток проникнет под фотосферу и переработается там в оптическое излучение. Часть потока может быть поглощена в оптически тонкой области атмосферы и переизлучена в виде эмиссионных линий. Оттекающая с поверхности вторичного компонента материя (звездный ветер) будет облучаться жестким рентгеновским потоком, идущем от главного компонента, и в ней возникнут линии обильных элементов в высокой стадии ионизации. Итак, в коротковолновой области спектра должны наблюдаться многочисленные эмиссионные линии элементов в высокой стадии ионизации.

Один из первых спектров SS Cyg в ультрафиолете приведен в [19]. Регистрировалась область 1150–2150 Å во вспышке и вблизи минимума блеска. Уже эти первые наблюдения показали присутствие сильных эмиссионных линий и большую переменность спектра. В минимуме линейчатый спектр представлен сильным резонансным дублетом C IV $\lambda 1550$ Å, линиями He II $\lambda 1640$ Å, Si IV $\lambda 1403$ Å и Ly α $\lambda 1216$ Å. У линии Si IV, возможно, профиль типа P Cyg, который соответствует скорости примерно 2300 km s $^{-1}$. В максимуме она стала простой абсорбцией. Очень сильная линия C IV в максимуме ослабела, и ее профиль изменился на P Cyg со скоростью около 2100 km s $^{-1}$. Линия Ly α стала глубокой абсорбцией.

Ультрафиолетовый участок спектра в интервале 70–130 Å наблюдался со спутника EUVE [10] в максимуме аномальной вспышки в августе 1993 г. Спектр эмиссионный, сложный, из которого авторы смогли отождествить: $\lambda 83.5$ – 84 Å Mg II, $\lambda 85.3$ – 85.7 Å Si III, $\lambda 88.1$ – 98.2 Å Ne VIII.

Более длинноволновый участок спектра 900–1800 Å получен телескопом HST [36] в

минимуме блеска три раза: первый спектр получен через 4^d после окончания L вспышки и за 37^d до следующей вспышки, второй — через 20^d после S вспышки и за 8^d до следующей и третий спектр — через 17^d после L вспышки и за 12^d до следующей. Все три спектра похожи между собой и содержат эмиссионные линии ионов C II–IV, Si III–IV, N IV–V, O VI, He II. Интенсивность линий меняется. Например, эквивалентная ширина линии C IV $\lambda 1550$ Å равна 56, 44 и 66 Å в первом, втором и третьем спектрах соответственно. Все линии, кроме линии He II $\lambda 1640$ Å, имеют низкий потенциал возбуждения, менее 10 eV. Потенциал возбуждения линии He II — 48.4 eV, и она одна из самых слабых линий в этом спектре. Третий спектр имеет хорошее разрешение и поэтому заметно, что некоторые линии раздвоены. Раздвоение линий C II и III соответствует скорости ≈ 103 km s $^{-1}$.

Все линии ультрафиолетового диапазона переменны. Они меняются не только с изменением блеска, но и в минимуме блеска.

В наблюдениях со спутника Ginga [37] в минимуме блеска 25–26 ноября 1987 г. была впервые измерена линия K α Fe XXV. Определена ее длина волны 6.68 ± 0.12 keV и эквивалентная ширина $W = 355 \pm 70$ eV. Наблюдения во время аномальной вспышки 27 мая 1993 г. со спутника ASCA [38] дали такую же длину волны этой линии 6.7 ± 0.02 keV, а $W = 735$ eV, т.е. вдвое больше. В [39] наблюдения с ROSAT при понижении блеска после L вспышки в ноябре 1990 г. дали ее длину волны 6.5 ± 0.18 keV и $W = 650$ eV. Блеск системы в это время мог быть 10 – 11^m .

В работе [40] приводятся спектры в интервале 0.5–7 keV, полученные со спутника CHANDRA в минимуме блеска 24–25 августа и 14–15 сентября 2000 г. на спаде вспышки: через 3^d после пика яркости, при блеска 9 – 9^m7 . В спектрах очень много эмиссионных линий, но авторы рассматривают только K α линии гелиевоподобных (He-подобных) и водородоподобных (H-подобных) ионов: Si XIII–XIV, Mg XI–XII, Ne IX–X, O VII–VIII. Простого взгляда на спектры достаточно, чтобы видеть как сильно меняются линии при изменении блеска, но меняются они по-разному. В минимуме блеска гораздо сильнее линии H-подобных ионов. У них больше эквивалентные ширины, полуширины, интенсивности. Во вспышке оба вида линий усилились, но линии He-подобных ионов гораздо сильнее. На самом краю спектра заметны обе K α линии железа. Авторы их не рассматривают. Однако можно заметить, что во вспышке линия H-подобного иона исчезла.

Величины последних потенциалов ионизации при возниковнии ионов нужной конфигурации

Элемент	V(He), eV	V(H), eV	V(H)/V(He)
Si	529	2436	4.7
Mg	367	1761	4.8
Ne	239	1196	5.0
O	138	739	5.4

В таблице приведены последние потенциалы ионизации для получения иона нужной конфигурации. Видно, что для получения H-подобного иона нужно примерно в 5 раз больше энергии, чем для получения He-подобного. Кажется странным, что во вспышке наиболее сильны линии He-подобных ионов, для появления которых нужно гораздо меньше энергии, а в минимуме блеска — наоборот. Ответ прост: во вспышке не хватает высокоэнергичного излучения, т.е. жесткого рентгена.

В работе [41] рассмотрены спектры из работы [40]. Авторы считают, что сильное уширение линий во вспышке указывает на присутствие высокоскоростного газа или на кеплеровских орбитах вокруг белого карлика, или оттекающего из системы.

Итак, результаты наблюдений указывают на богатый эмиссионный спектр в коротковолновой области. В нем присутствуют линии элементов разной степени ионизации вплоть до He-подобных и H-подобных. Так и должно быть при облучении вторичного компонента потоком жесткого рентгена.

7. ЛИНЕЙЧАТЫЙ СПЕКТР И ЕГО СВОЙСТВА

Измерения лучевых скоростей SS Cyg, выполненные разными авторами в разное время в разных состояниях блеска системы по разным линиям и их частям показывают заметную переменность амплитуд кривых лучевых скоростей K , γ -величин и сдвига кривых по фазе на 10° и больше. Найти закономерность в этих изменениях пока не удастся. Так как внутренняя среда системы очень переменна, на что указывает переменность бальмеровских декрементов, то положение областей формирования линий может несколько меняться. Можно предположить, что амплитуда кривой лучевой скорости определяется суммой двух векторов: первый — скорость вращения на данном расстоянии от центра масс, он перпендикулярен к линии, соединяющей центры звезд; второй направлен в сторону движения вещества к белому карлику. Угол между этими векторами может отличаться от 90° . Даже

при небольшом смещении области формирования линий изменятся оба вектора, и амплитуда кривой будет меняться. Такая же ситуация для линий, формирующихся в окрестностях белого карлика.

Так как мы знаем массы компонентов и расстояние между центрами звезд, то можем вычислить положение их центра масс и орбитальные скорости. При $a = 14.7 \times 10^{10}$ sm, $M_1 = 0.97M_\odot$, $M_2 = 0.56M_\odot$ и периоде вращения $6^{\text{h}}6$ скорости движения по орбите будут 256 km s^{-1} вторичного компонента и 142 km s^{-1} главного. Очевидно, что первый вектор не может быть больше орбитальной скорости компонента, в окрестностях которого формируется линия.

В работе [31] отмечено изменение величины K_2 — полуамплитуды лучевой скорости вторичного компонента с изменением блеска системы. При блеске ярче $10^{\text{m}}3$ величина K_2 растет, достигает максимума во время максимума блеска и затем уменьшается с понижением блеска до прежней величины. Кроме вышеназванной причины, отметим еще, что в этом интервале блеска на его подъеме появляется сильный абсорбционный спектр. Возможно, что сильные широкие абсорбционные линии могут повлиять на профили слабых абсорбционных линий вторичного компонента, а следовательно на их длину волны и величину K_2 . В то же время изменение блеска не влияет на кривые лучевых скоростей, полученных по крыльям бальмеровских эмиссий в минимуме блеска и по широким бальмеровским абсорбциям и узким эмиссиям в их центральной части в максимуме блеска.

Сравнение ширин линий с целью выявить закономерности в их изменении не дало определенного результата. Измерялась ширина основания линий, т.к. в центре иногда была эмиссия, что не позволяло измерить полуширину линии. Ниже приводятся средние результаты, т.к. они различались по спектрам, полученным в разное время, в разных фазах блеска системы и по разным линиям.

Средняя ширина линий в чисто абсорбционном спектре, который наблюдался в работах [21, 27, 28] примерно 4000 km s^{-1} (5000, 4100, 3000 km s^{-1}). Все спектры получены на восходящей ветви вспышек в интервале блеска $9^{\text{m}}5 - 8^{\text{m}}5$.

В минимуме блеска ширина оснований эмиссионных линий меняется в пределах от 3500 до 4200 km s^{-1} . По линиям в ультрафиолете C IV $\lambda 1530 \text{ \AA}$ и Si IV $\lambda 1403 \text{ \AA}$ скорости больше $4500-5500 \text{ km s}^{-1}$. Эти линии образуются скорее всего в оттекающей от вторичного компонента материи, облучаемой рентгеном.

При подъеме блеска ширина абсорбций была 4200 km s^{-1} [42]. В максимуме блеска [26] ширина абсорбций была 6500 km s^{-1} , а затем уменьшалась

до 6000 km s^{-1} в первый день и до 5000 km s^{-1} во второй после начала понижения блеска. Хотя первый спектр получен в максимуме блеска, в линии H β уже заметна эмиссия.

Если обобщить эти разрозненные сведения, то можно отметить, что ширина линий различается в разных вспышках. В минимуме блеска она равна примерно 4000 km s^{-1} в оптической области и около 5000 km s^{-1} в ультрафиолете. При подъеме блеска средняя ширина 4000 km s^{-1} (изменения в пределах $3000\text{--}5000 \text{ km s}^{-1}$). В максимуме блеска ширина 6500 km s^{-1} . При понижении блеска среднее те же 6500 km s^{-1} (изменения в пределах $5600\text{--}7900 \text{ km s}^{-1}$). То есть ширина линий, следовательно, скорости в системе, возможно, немного возрастают в максимуме блеска.

В области жесткого рентгена, по данным [40], можно сравнить изменения K α линий H-подобных и He-подобных ионов Si, Mg, Ne и O. В минимуме блеска интенсивности линий H-подобных ионов примерно в 2 раза больше, чем линий He-подобных ионов. Во вспышке интенсивности линий He-подобных ионов увеличились примерно в 8 раз и стали сильнее линий H-подобных ионов на 30%, а интенсивности линий последних увеличились только примерно в 2.5 раза. Полуширины линий He-подобных ионов увеличились и стали немного больше (примерно на 10%), чем у H-подобных. Интересно, что профили линии H-подобных ионов стали почти прямоугольными, что может указывать на их формирование в сферической оболочке. Скорости по полуширинам в минимуме блеска $400\text{--}600 \text{ km s}^{-1}$, а в максимуме примерно 2000 km s^{-1} по всем линиям. Если оценивать по основанию линий, то скорости по линиям He-подобных ионов возрастут раза в 1.5–2, а H-подобных — на 50%. Т.е. скорости меньше, чем по линиям в оптике.

В работе [43] приведен спектр SS Cyg в области $5\text{--}25 \text{ \AA}$ ($2.5\text{--}0.5 \text{ keV}$), полученный в минимуме блеска в марте 2002 г. Хорошо видна форма континуума (предположительно тормозного), который плавно, но довольно быстро растет в сторону коротких длин волн (больших энергий). Очень богатый эмиссионный спектр, в котором хорошо видны линии H-подобных и He-подобных ионов S, Si, Mg, Ne, O, N, а также линии Fe от XVII до XXIV (полный комплект линий L-оболочки). Для аппроксимации континуума авторы используют модель охлаждающего потока и определяют некоторые характеристики системы: $T = 80 \text{ keV}$ ($9.3 \times 10^8 \text{ K}$), скорость перетекания массы $\dot{M}d^{-2} = 2.6 \times 10^{-11} M_{\odot}/\text{уг}$ при расстоянии до системы 100 pc. Если принять нашу

оценку расстояния $d = 72 \text{ pc}$ [25], то скорость перетекания массы будет $5 \times 10^{-11} M_{\odot}/\text{уг}$. Ширины линий в предположении постоянства ушоряющей скорости для всех линий равны 550 km s^{-1} , что хорошо согласуется с нашей оценкой по линиям в ультрафиолете.

Трудности возникли с линией Fe XXV 6.7 keV из-за ее большой эквивалентной ширины, около 1 keV . Такая ширина не может возникнуть за счет доплеровского уширения. В [39] в качестве ушоряющего механизма предложено комптоновское рассеяние. Но авторы отмечают, что и тут большие трудности.

Линия 6.7 keV (1.85 \AA) является резонансной линией He-подобного иона железа Fe XXV. Она возникает при переходе $1s2p^1P_1 \rightarrow 1s^2^1S_0$, поэтому ее интенсивность определяется заселенностью уровня 1P_1 . С увеличением электронной плотности уровень 1P_1 начинает дополнительно заселяться столкновительным переходом $1s2s^1S_0 \rightarrow 1s2p^1P_1$. Величина электронной плотности для эффективности этого перехода $n_e = 7 \times 10^5 (Z - 1)^{9.3} = 7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

В спектре источника, содержащего многозарядные ионы, резонансные линии сопровождаются большим количеством сателлитов. Сателлиты — это линии, которые возникают при распаде автоионизационного состояния иона на единицу меньшей кратности. Образование таких состояний происходит при диэлектронной рекомбинации He-подобного иона или при возбуждении электронным ударом L-оболочки Li-подобных ионов железа (Fe XXIV). Последний процесс гораздо менее эффективен. Он вносит заметный вклад в интенсивность сателлитов при возрастании электронной плотности до $5.2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Линии Li-подобного иона железа хорошо представлены в спектре SS Cyg [43], так что оба механизма заселения уровня 1P_1 должны быть эффективны.

В работе [40] линия 6.7 keV хорошо заметна на краю спектра. В минимуме блеска ее полуширина примерно равна 0.03 \AA , в максимуме — 0.074 \AA . В [44] рассчитаны положения сателлитов этой линии. Ее ширина вместе с сателлитами колеблется от 0.02 до 0.04 \AA . То есть, в минимуме блеска ширина этой линии вполне объясняется присутствием сателлитов. В максимуме ширина увеличилась примерно в 2.5 раза. Возможно ли объяснить увеличение ширины этой линии в максимуме блеска за счет сателлитов, неясно. А вот увеличение интенсивности линии в максимуме блеска за счет увеличения интенсивности сателлитов вполне возможно, но требует понижения температуры плазмы [44]. На

понижение температуры плазмы указывает усиление линий He-подобных ионов. Определять скорости по He-подобной линии, вероятно, не имеет смысла, т.к. полуширина самой резонансной линии менее 0.001 \AA если плазма равновесная, а если нет, то может быть больше.

Ситуация с резонансной линией H-подобного иона примерно такая же. Расстояние между резонансными линиями H- и He-подобного ионов равны примерно 0.06 \AA . Расстояние между крайними сателлитами H-подобного иона — 0.076 \AA , а He-подобного — 0.037 \AA [44]. Возможно, что при низком разрешении обе линии сливаются и дают сильную бленду.

Что касается предположенного в [45] ветра, оттекающего из системы во время вспышки со скоростью $1.1 \times 10^{-16} \text{ g/s}$ ($1.74 \times 10^{-42} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$), то никаких проявлений его в линейчатом спектре незаметно. Кроме того, автору [45] требуется, чтобы белый карлик очень быстро вращался: $V_{\text{rot}} \sin i = 2300 \text{ km s}^{-1}$. И при $i = 40^{\circ}$ $V_{\text{rot}} = 3900 \text{ km s}^{-1}$. Это очень много.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Спектральные наблюдения SS Cyg начались в 20-х годах прошлого века, а ее двойственность была доказана только в 1956 г. Джоем [46]. Продолжительные оптические наблюдения SS Cyg и других катаклизмических переменных дали много для понимания этих систем и процессов, происходящих в них, позволили построить их модель. Но по мере увеличения наших знаний увеличивались трудности с их пониманием и объяснением.

Внеатмосферные наблюдения, начавшиеся во второй половине прошлого века, принесли первую неожиданность: SS Cyg — яркий рентгеновский источник, не только мягкого, но и жесткого рентгена $h\nu > 20 \text{ keV}$. В минимуме оптического блеска рентгеновский поток очень переменен, а с началом вспышки падает до нуля. Выше было показано, что белый карлик может быть источником рентгена только при аккреции на него перетекающей материи. При дисковой аккреции большая часть рентгеновского потока должна быть поглощена в диске. И еще одно противоречие с наблюдениями: во время вспышки скорость аккреции увеличивается, что должно привести к увеличению рентгеновского потока, а он падает до нуля.

Таким образом, в модели с дисковой аккрецией нельзя объяснить ни большую переменность рентгеновского потока в минимуме блеска, ни его исчезновение во вспышке.

В ультрафиолетовой и рентгеновской областях наблюдается очень богатый эмиссионный спектр ионов наиболее обильных элементов в высоких

стадиях ионизации вплоть до He- и H-подобных. Причем в минимуме блеска сильнее линии H-подобных ионов, а во вспышке — He-подобных. Это странно, т.к. для появления H-подобных ионов надо примерно раз в 5 больше энергии, чем для He-подобных. Вряд ли все эти эмиссионные спектры могут возникнуть в диске, т.к. для них нужны слишком разные условия. В струе перетекающей материи они тоже возникнуть не могут, т.к. рентгеновского потока, который неперехвачен диском, явно не достаточно.

В оптической области на короткое время возникает сильный абсорбционный спектр с положительным бальмеровским скачком, соответствующий звезде раннего спектрального класса. Однако ширина линий в этом спектре больше, чем у обычных звезд. Этот спектр возникает во время вспышки на подъеме блеска близко к моменту, когда поток рентгена резко сменяется потоком ультрафиолета. Существует этот спектр очень недолго. Диск не может дать такой спектр, под каким бы углом он не наблюдался.

Это далеко не все трудности дисковой модели.

Рассмотрев все способы перетекания материи от вторичного компонента к главному мы пришли к выводу, что основным механизмом перетекания должен быть звездный ветер.

Выше показано, что вторичный компонент вращается синхронно, следовательно он обращен к белому карлику всегда одной и той же стороной, которая будет облучаться рентгеновским потоком. Материя с ее поверхности испаряется и начинает течь в сторону белого карлика. Т.к. светимость в рентгене обусловлена аккрецией материи, оттекающей от вторичного компонента, то возникает связь: чем больше поток рентгена, тем больше отток вещества, что еще увеличивает поток рентгена. Наконец наступает момент, когда оттекающее вещество будет поглощать почти весь поток рентгена. После этого отток уменьшится и поток рентгена восстановится. Такая авторегулировка рентгеновского потока объясняет большую переменность его в минимуме блеска.

Если перетекание материи происходит в виде звездного ветра, то размер сечения оттекающего потока будет не меньше размеров полости Роша вторичного компонента. Почти весь этот поток попадет в полость Роша белого карлика, т.к. ее размер больше размера полости компаньона. Сечение потока гораздо больше размеров белого карлика, поэтому он будет полностью погружен в перетекающую материю. Частицы перетекающей материи оказываются на разных расстояниях от белого карлика и будут двигаться по кеплеровским орбитам вокруг него, но в разных плоскостях и направлениях. Возникнет не диск, а оболочка, и аккреция будет сферической. Назовем оболочку

квазисферической. Часть материи аккрецируется, а часть останется. По мере накопления вещества оболочка становится все плотнее. Частицы сталкиваются и постепенно приближаются к белому карлику. Наконец наступает момент лавинообразной аккреции. Рентгеновский поток быстро растет, за несколько часов увеличивается в 4–5 раз, а затем резко падает до нуля примерно за 2 часа. Практически одновременно с падением потока жесткого рентгена начинается быстрый рост потока ультрафиолета. Т.е. квазисферическая оболочка поглотила весь рентген и переизлучила его в ультрафиолете. Поэтому потоки рентгена и ультрафиолета одинаковы.

Поток ультрафиолета быстро понижается, излучаясь в оптическом диапазоне. В конце вспышки одновременно наблюдаются небольшие максимумы рентгена и ультрафиолета. Что, вероятно, связано с тем, что за время вспышки натекло некоторое количество материи, которая вместе с остатком прежней квазиоболочки поглотила часть рентгена, который переизлучила в ультрафиолете. Но т.к. весь рентген она поглотить не смогла, то одновременно видны два максимума. Такая же ситуация, вероятно, в низкоамплитудных аномальных вспышках: возникающая оболочка не может поглотить весь рентген, поэтому одновременно видны оптика, рентген и ультрафиолет. После того как вся энергия, поглощенная квазиоболочкой, высветилась система возвращается в спокойное состояние (минимум блеска). Все начинается сначала до следующей вспышки.

Когда возникает сильный абсорбционный спектр раннего спектрального класса точно не известно. Вероятно, сразу после конца лавинообразной аккреции, когда белый карлик прогревает квазисферическую оболочку. Тогда по этому спектру можно судить о спектре белого карлика и его температуре. Широкие абсорбционные линии не исчезают. Они заливаются эмиссией, которая постепенно заполняет их целиком. Поэтому ширина абсорбций довольно постоянна. А новые эмиссии в центре абсорбционных линий возникают в натекающей материи, которая расположена пока позади квазиоболочки и не участвует в бурном движении близ белого карлика. Поэтому они уже, чем эмиссии до вспышки.

Очень богатый эмиссионный спектр в ультрафиолетовой и рентгеновской областях принадлежит ионам разной степени ионизации наиболее обильных элементов. Вероятно, он возникает в потоке оттекающей от вторичного компонента материи, облучаемой потоком жесткого рентгена. В пользу этого предположения говорит изменение линий при переходе от спокойного (минимум блеска) состояния во вспышку. Некоторые эмиссионные линии могут возникнуть в атмосфере вторич-

ного компонента, но они тоже будут чувствительны к изменению рентгеновского потока. Прояснить ситуацию могло бы измерение лучевых скоростей по линиям ультрафиолетового и рентгеновского диапазонов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор благодарит Т. А. Фатхуллина за получение спектра AM Cas на телескопе БТА и Г. А. Чунтонова за помощь в оформлении статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. M. J. Ricketts, A. R. King, and D. J. Raine, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **186**, 233 (1979).
2. G. T. Bath and J. E. Pringle, in *Interacting Binary Stars*, Eds. J. E. Pringle and R. A. Wade (Cambridge University Press, Cambridge, 1985), p. 177.
3. D. J. Collins and P. J. Wheatley, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **402**, 1816 (2010).
4. D. Fertig, K. Mukai, T. Nelson, and J. K. Cannizzo, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **123**, 1054 (2011).
5. J. E. Pringle, F. M. Bateson, B. J. M. Hassall, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **225**, 73 (1987).
6. J. H. Swank, E. A. Boldt, S. S. Holt, et al., *Astrophys. J. Lett.* **226**, L133 (1978).
7. K. O. Mason, M. Lampton, P. Charles, and S. Bowyer, *Astrophys. J. Lett.* **226**, L129 (1978).
8. M. H. Jones and M. G. Watson, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **257**, 633 (1992).
9. F. A. Cordova, T. J. Chester, I. R. Tuohy, and G. P. Garmire, *Astrophys. J.* **235**, 163 (1980).
10. C. W. Mauche, J. C. Raymond, and J. A. Mattei, *Astrophys. J.* **446**, 842 (1995).
11. C. W. Mauche, J. A. Mattei, and F. M. Bateson, *ASP Conf. Series* **229**, 367 (2001).
12. P. J. Wheatley, C. W. Mauche, and J. A. Mattei, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **345**, 49 (2003).
13. K. E. McGowan, W. C. Priedhorsky, and S. P. Trudolyubov, *Astrophys. J.* **601**, 1100 (2004).
14. I. G. Martinez-Pais, F. Giovannelli, C. Rossi, and S. Gaudenzi, *Astron. and Astrophys.* **291**, 455 (1994).
15. F. Giovannelli, S. Gaudenzi, C. Rossi, and A. Piccioni, *Acta Astronomica* **33**, 319 (1983).
16. M. A. Bitner, E. L. Robinson, and B. B. Behr, *Astrophys. J.* **662**, 564 (2007).
17. I. B. Voloshina, *Pisma v Astronomicheskii Zhurnal* **12**, 219 (1986).
18. I. B. Voloshina and T. S. Khruzina, *Astronomy Reports* **44**, 89 (2000).
19. S. R. Heap, A. Boggess, A. Holm, et al., *Nature* **275**, 385 (1978).
20. R. S. Polidan and J. B. Holberg, *Nature* **309**, 528 (1984).
21. D. Chalonge, L. Divan, and L. V. Mirzoyan, *Astrofizika* **4**, 603 (1968).
22. E. M. Sion, P. Godon, J. Myzcka, and W. P. Blair, *Astrophys. J. Lett.* **716**, L157 (2010).

23. T. E. Harrison, B. J. McNamara, P. Szkody, and R. L. Gilliland, *Astron. J.* **120**, 2649 (2000).
24. N. F. Voikhanskaya, *Astron. Zh.* **50**, 786 (1973).
25. N. F. Voikhanskaya, *Astrophysical Bulletin* **67**, 216 (2012).
26. A. L. Kiplinger, *Astrophys. J.* **234**, 997 (1979).
27. F. Hinderer, *Astronomische Nachrichten* **277**, 193 (1949).
28. M. C. Zuckermann, *Annales d'Astrophysique* **24**, 431 (1961).
29. U. Munari, T. Zwitter, and A. Bragaglia, *Astron. and Astrophys. Suppl.* **122**, 495 (1997).
30. R. J. Stover, E. L. Robinson, R. E. Nather, and T. J. Montemayor, *Astrophys. J.* **240**, 597 (1980).
31. F. V. Hessman, E. L. Robinson, R. E. Nather, and E.-H. Zhang, *Astrophys. J.* **286**, 747 (1984).
32. N. F. Vojkhanskaja, *Astrofizicheskie Issledovaniia (Izvestiya Spetsial'noj Astrofizicheskoi Observatorii)* **9**, 16 (1977).
33. N. F. Vojkhanskaja, *Astrophysical Bulletin* **72**, 191 (2017).
34. M. M. Basko and R. A. Sunyaev, *Astrophys. and Space Sci.* **23**, 117 (1973).
35. M. M. Basko, R. A. Sunyaev, and L. G. Titarchuk, *Astron. and Astrophys.* **31**, 249 (1974).
36. K. S. Long, C. S. Froning, C. Knigge, et al., *Astrophys. J.* **630**, 511 (2005).
37. K. Yoshida, H. Inoue, and Y. Osaki, *Publ. Astron. Soc. Japan* **44**, 537 (1992).
38. J. A. Nousek, C. J. Baluta, R. H. D. Corbet, et al., *Astrophys. J. Lett.* **436**, L19 (1994).
39. T. J. Ponman, T. Belloni, S. R. Duck, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **276**, 495 (1995).
40. S. Okada, R. Nakamura, and M. Ishida, *Astrophys. J.* **680**, 695 (2008).
41. C. W. Mauche, P. J. Wheatley, K. S. Long, et al., *ASP Conf. Series* **330**, 355 (2005).
42. J. T. Clarke, S. Bowyer, and D. Capel, *Astrophys. J.* **287**, 845 (1984).
43. K. Mukai, A. Kinkhabwala, J. R. Peterson, et al., *Astrophys. J. Lett.* **586**, L77 (2003).
44. L. P. Presnyakov, *Soviet Physics Uspekhi* **19**, 387 (1976).
45. C. W. Mauche, *Astrophys. J.* **610**, 422 (2004).
46. A. H. Joy, *Astrophys. J.* **124**, 317 (1956).

Flare Cycle of the Dwarf Nova SS Cygni

N. F. Voikhanskaya

Extensive observational data obtained to date is analyzed with special attention given to space observations. The spectral type of the white dwarf is estimated and it is concluded that accretion of matter on it is the only source of the x-ray flux in the system. The rotation of the secondary is shown to be synchronous and therefore its illumination by hard x-rays results in the formation of stellar wind. This is the main mechanism of mass flow onto the white dwarf. The geometry of the system prevents the formation of the disk by stellar wind. Instead, stellar wind forms a quasispherical envelope whose variability influences the outburst process. Based on these conclusions, the properties of the system are interpreted, which so far have remained unexplained: short-term appearance of peculiar spectrum during the rising phase of the outburst, rather constant width of absorption lines during the outburst, decrease of the width of emission lines during the outburst, variation of the x-ray and ultraviolet flux during ordinary and low-amplitude anomalous outbursts, and, finally, the quasiperiodicity of the outbursts.

Keywords: *stars: Dwarf Novae—stars: individual: SS Cyg*