АСТРОФИЗИКА

ТОМ 24 ФЕВРАЛЬ, 1986 ВЫПУСК 1

УДК: 524.387—54

ЭВОЛЮЦИЯ ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД МАЛЫХ МАСС С ПОТЕРЕЙ ОРБИТАЛЬНОГО МОМЕНТА

А. В. ТУТУКОВ, А. В. ФЕДОРОВА, Э. В. ЭРГМА, Л. Р. ЮНГЕЛЬСОН

Поступила 5 июля 1985
Принята к печати 20 сентября 1985

С учетом потери орбитального момента посредством магнитного звездного ветра и излучения гравитационных волн рассчитана эволюция вторичных компонентов в тесных двойных системах с компактными первичными компонентами. Рассмотрены звезды с химическим составом, соответствующим объектам диска и объектам балджа. Исследовано влияние индуцированного звездного ветра на эволюцию вторичных компонентов. Результаты расчетов позволяют объяснить распределение по периодам катаклизмических переменных, и наблюдаемые у них, и маломассивных рентгеновских источников, скорости обмена веществом.

1. *Введение.* В последнее время в связи с быстрым накоплением наблюдательных данных значительно возрос интерес к исследованию эволюции тесных двойных систем, первичный компонент которых является компактным объектом — белым карликом (в катаклизмических переменных) или нейтронной звездой (в рентгеновских источниках), а вторичный — маломассивной нормальной звездой, заполняющей полость Роша. Было показано, что эволюция подобных короткопериодических систем (орбитальный период $P \lesssim 10^h$) определяется потерей орбитального момента из-за излучения гравитационных волн (ГВ) и/или магнитного звездного ветра (МЗВ). В предыдущей статье авторов [1] была исследована эволюция подобных систем с неоднородными вторичными компонентами. Удалось показать, что в этом случае обмен веществом и потеря момента приводят к формированию ультракороткопериодических систем с $P < 1^h$.

Настоящая статья является развитием работы [1]. Нами проведены расчеты эволюции вторичных компонентов с малым содержанием металлов ($z = 0.001$), исследовано влияние звездного ветра на значение минимального периода и проведено сравнение результатов расчетов с данными наблюдений катаклизмических переменных звезд и маломассивных рентгеновских источников (раздел 2). Получена теоретическая оценка численности катаклизмических переменных (раздел 3).

2. *Результаты расчетов.* Нами рассчитаны треки вторичных компонентов двойных систем с массами 0.85 $M_\odot$ и 1.25 $M_\odot$ в предположении, что потеря момента происходит за счет магнитного звездного ветра и излучения гравитационных волн. Выражения, описывающие потерю момента, приведены в [1]. Параметры треков указаны в табл. 1. В вариантах 3 и 4 предполагалось, в соответствии с гипотезой Спрюита и Риттера [2] и Тутукова [3], что МЗВ есть только у звезд, имеющих радиативные ядра. В вариантах 3′ и 4′ мы полагали, что МЗВ присутствует у всех рассчитанных моделей. Расчеты эволюции продолжались до достижения звездой массы порядка 0.01 $M_\odot$, после чего эти звезды, вероятно, распадаются в

Таблица 1

ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЭВОЛЮЦИОННЫХ ТРЕКОВ

№	$M_{1,0}/M_\odot$	$M_{2,0}/M_\odot$	$X_{c,0}$ $M_{He}/M_\odot^*$	Z	P_0, (час)	$\delta \lg P$	P_{min}, (час)	P_f, (час)	$M_{2,f}/M_\odot$	$X_{c,f}$ $M_{He,f}/M_\odot^*$	J_f/J_0	t, 10^9 (лет)
1	1.00	1.25	$4\cdot10^{-5}$	0.001	12.9	—	0.22	0.66	0.016	0.0	0.010	4.95
2	1.00	1.25	0.03*	0.03	24.0	—	17.0	29.4	0.172	0.138*	0.306	5.90
3	0.75	0.85	0.70	0.001	6.3	0.05	1.11	1.13	0.043	0.70	0.059	1.61
3′	0.75	0.85	0.70	0.001	6.3	—	1.03	1.10	0.040	0.70	0.055	3.61
4	0.75	0.85	0.70	0.03	7.1	0.07	1.24	1.32	0.038	0.70	0.053	2.02
4′	0.75	0.85	0.70	0.03	7.1	—	1.13	1.60	0.024	0.70	0.036	6.34
5	0.75	0.85	0.70	0.03	7.1	0.30	—	—	—	—	—	—

Примечание к таблице. № — номер трека; $M_{1,0}$ и $M_{2,0}$ — начальные массы аккрецирующего и теряющего вещество компонентов соответственно; $X_{c,0}$ — начальное содержание водорода в центре заполняющего свою полость Роша компонента; M_{He} — начальная масса гелиевого ядра; Z — содержание тяжелых элементов; P_0 — начальный период; $\delta \lg P$ — ширина „пробела" в периодах; P_{min} и P_f — минимальные и конечные орбитальные периоды систем; $M_{2,f}$ — конечная масса компонента, теряющего вещество, и $X_{c,f}$ — содержание водорода в его центре; $M_{He,f}$ — конечная масса гелиевого ядра; J_f/J_0 — отношение конечного орбитального момента к начальному; t — продолжительность эволюции систем от момента заполнения вторичным компонентом полости Роша до последней рассчитанной модели.

динамической шкале времени [4, 5]. Один из треков (вариант 5) рассчитан в предположении, что скорость потери момента в 10 раз превышает ту, которую задает закон торможения звезд Скуманича (формула (2) в нашей работе [1]). Тем самым мы попытались имитировать возможное индуцирование звездного ветра в случае аккреции на нейтронную звезду и исследовать влияние интенсивности МЗВ на результаты.

На рис. 1 приведены треки моделей на диаграмме Герцшпрунга—Рессела. Если исходные модели были химически однородными, звезда эво-

люционирует вдоль начальной главной последовательности (НГП) для звезд соответствующего химсостава. Прекращение МЗВ и восстановление теплового равновесия практически не возмущают трек звезды. Лишь в варианте 5, рассчитанном с МЗВ, эффективность которого завышена в 10 раз, по сравнению с «обычным» вариантом 4, заметно отклонение трека от НГП. Трек звезды с малым исходным X_c радикально отличается от описанных. Вначале звезда смещается параллельно НГП. Когда в результате потери массы и проникновения конвекции обилие гелия в поверхностных слоях звезды начинает увеличиваться, сжатие звезды ускоряется, и она при почти постоянной светимости перемещается в область более высоких эффективных температур. Следующий поворот трека к меньшим T_e и падение светимости обусловлены быстрым падением энерговыделения в слоевом источнике, когда последний оказывается из-за потери массы вблизи поверхности звезды.

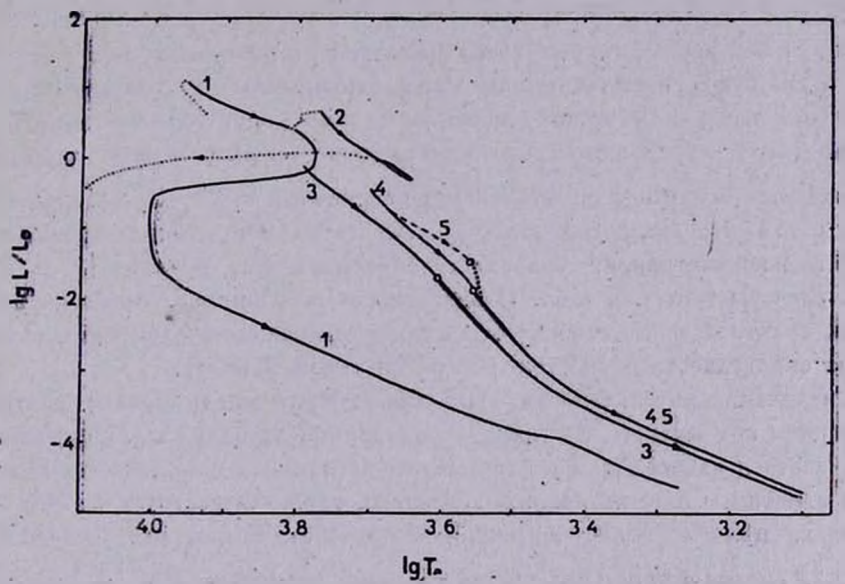

Рис. 1. Эволюционные треки звезд на диаграмме Герцшпрунга — Рессела. Нумерация треков соответствует табл. 1. Трек 2 — из работы [1]. Пунктир — участки треков до заполнения полости Роша. Жирный пунктир на треке 5 соответствует стадии эволюции в «пробеле» в периодах. Кружками отмечено положение первых полностью конвективных моделей. Треки 3′ и 4′ практически не отличаются от треков 3 и 4, соответственно.

Полное перемешивание однородных звезд происходит при $M_1 \approx \approx 0.29\ M_\odot$ (при $Z = 0.001$) и $M_2 = 0.28\ M_\odot$ ($Z = 0.03$). Светимости и абсолютные звездные величины равны при этом $0.022\ L_\odot$ и $0.016\ L_\odot$ и 10^m и $10^m.4$, соответственно, а показатель цвета $B - V \approx 1.45$ (для

$Z = 0.03$, согласно [6]). Это значение $B - V$ близко к показателю цвета одиночных звезд главной последовательности ≈ 1.65, при котором у них происходит резкое уменьшение хромосферной активности и рентгеновской светимости [7, 8], которые связываются с „выключением" динамо-механизма. Следует, однако, отметить, что величина L_x/L_{bol} у карликов класса М остается постоянной при переходе к поздним подклассам, а это может служить аргументом против „выключения" МЗВ [9]. Звезда с малым исходным X_c становится полностью конвективной, когда ее масса составляет всего лишь $\sim 0.02\ M_\odot$, представляя в момент перемешивания чисто гелиевый карлик.

Для сравнения на рис. 1 нанесен трек звезды, которая в момент заполнения полости Роша имела гелиевое ядро $M_{He} \approx 0.03\ M_\odot$ [1]. Обмен веществом в этом случае напоминает обычный случай В обмена массой, система эволюционирует к большим значениям периода, звезда превращается в гелиевый карлик 0.17 $M_\odot$ с тонкой водородной оболочкой.

На рис. 2 эволюционные треки нанесены на диаграмму $\lg P - \lg M_2$. Если МЗВ существует постоянно, треки непрерывны. В этом случае распределение катаклизмических переменных по орбитальным периодам должно быть непрерывным, что противоречит существованию дефицита наблюдаемых систем с орбитальными периодами $\sim 2^h - 3^h$. Предположение о том, что звездный ветер отключается, когда звезда становится полностью конвективной, позволяет объяснить этот дефицит [2, 3, 11]. Наши расчеты (рис. 2 и табл. 1) показывают, что ширина «пробела» в периодах практически не зависит от содержания тяжелых элементов, а полностью определяется скоростью потери системой момента.

Увеличение интенсивности МЗВ может быть индуцировано жестким излучением компактного спутника — нейтронной звезды [12]. Эффект может оказаться важным для рентгеновских источников малой массы. В этой связи отметим, что у последних, возможно, также существует «пробел» в периодах, причем более широкий, чем у катаклизмических переменных. Среди 15 систем с известными орбитальными периодами $P < 10^h$ ни одна не попадает в интервал периодов $1^h5 - 4^h$, а семь систем имеют $P \approx 4^h - 5^h$.

Минимальные периоды систем с первоначально однородными вторичными компонентами с неотключенным МЗВ примерно на 10% больше, чем у систем с отключенным МЗВ, т. к. у первых больше степень отклонения от теплового равновесия. Вблизи минимальных периодов скорость потери момента за счет МЗВ составляет 50—75% скорости потери за счет ГВ. Таким образом, в отсутствие гравитационных волн звездный ветер также смог бы привести к ограничению периодов величиной, близкой

к наблюдаемому пределу 80^m. Следовательно, только совместное рассмотрение причин дефицита катаклизмических переменных с $P \approx 2^h - 3^h$ и существования «минимального периода» дает свидетельство в пользу того, что «минимальный период» обусловлен излучением ГВ и что он может рассматриваться как аргумент в пользу действительного существования ГВ.

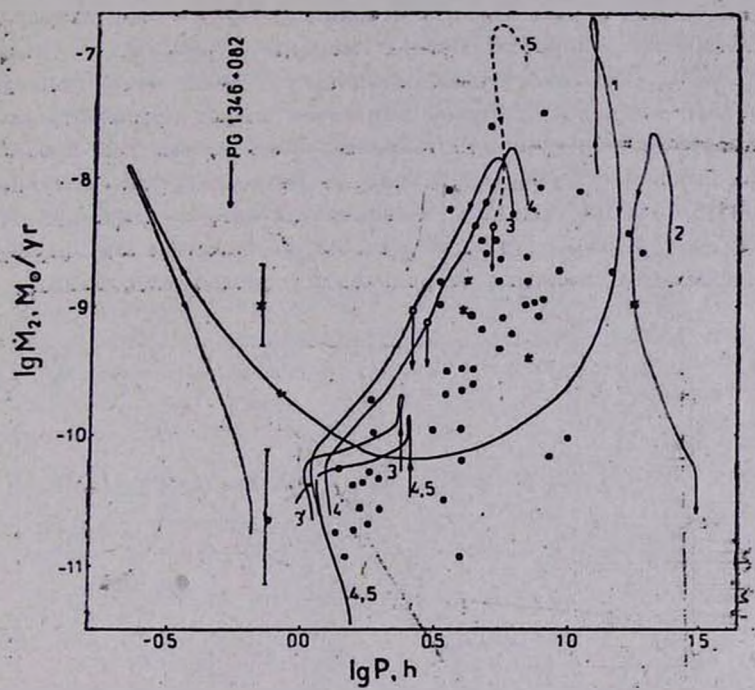

Рис. 2. Эволюционные треки вторичных компонентов в плоскости $\lg P - \lg \dot{M}_2$. Нумерация соответствует табл. 1. Кружки — положение первых полностью конвективных моделей. Точки — наблюдаемые скорости обмена веществом в катаклизмических системах согласно [13], звездочки—скорости аккреции в рентгеновских системах согласно [1]. Для примера указана характерная погрешность оценок $\dot{M}$. Стрелкой отмечено значение периода наиболее короткопериодической из известных катаклизмических переменных PG 1346+082.

На рис. 2 нанесены оценки скорости обмена веществом в катаклизмических переменных [13] и рентгеновских системах малой массы [1]. Оценки $\dot{M}$ для катаклизмических переменных основаны на предположении, что их наблюдаемая светимость обусловлена «горячим пятном» в месте соударения струи газа, истекающего из окрестностей точки Лагранжа L_1, с аккреционным диском. Отметим, что оценки эти характеризуются значительной неопределенностью. Рис. 2 показывает, что учет потери момента

за счет МЭВ позволяет удовлетворительно объяснить наблюдаемые $\dot{M}$ для систем с $P \gtrsim 3^h$. Для систем с $80^m \lesssim P \lesssim 2^h$ наблюдаемые $\dot{M}$ объясняются потерей момента за счет ГВ. Высокие скорости обмена веществом у ультракороткопериодических систем с $P \lesssim 1^h$ естественно объясняются как результат обогащения гелием оболочек моделей, у которых к моменту заполнения полости Роша имелись небольшие ($M_{He} \approx 0.01\ M_\odot$) гелиевые ядра. Увеличение скорости потери момента приводит к увеличению скорости обмена. В очень плотных звездных системах, таких, как ядра шаровых скоплений, скорость обмена веществом может превышать скорость, задаваемую только потерей орбитального момента, так как прохождения одиночных звезд могут уменьшать большие полуоси орбит, стимулируя обмен [5, 14]. Очевидно, что для галактических катаклизмических переменных звезд этот фактор роли не играет, но он может иметь значение для маломассивных рентгеновских источников в шаровых скоплениях.

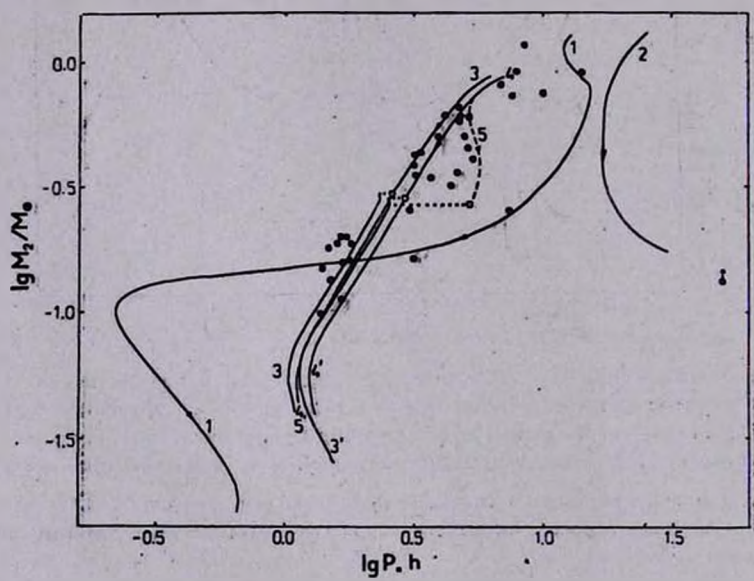

Рис. 3. Эволюционные треки вторичных компонентов в плоскости $\lg P - \lg M_2$. Обозначения как на рис. 1 и 2. Пунктирными линиями указаны участки треков с постоянной массой. Точки — массы вторичных компонентов наблюдаемых катаклизмических переменных согласно [15].

На рис. 3 приведены эволюционные треки вторичных компонентов на диаграмме $\lg P - \lg M_2$. На этот же рисунок нанесены оценки масс вторичных компонентов катаклизмических систем согласно [15]. Учитывая значительные неопределенности в оценках M_2, согласие теории и наблю-

дений для систем с $M_2 > 0.3\ M_\odot$ можно считать удовлетворительным. Рис. 3 показывает, что в ядрах вторичных компонентов некоторых систем часть водорода могла выгореть. Вместе с тем часть звезд в наиболее короткопериодических системах имеет массы, значительно превышающие теоретические оценки. Усиление интенсивности МЗВ расширяет полосу, в которой могут располагаться двойные системы с компонентами — звездами главной последовательности.

Рис. 3, так же, как и рис. 2, показывает, что левая граница теоретического «пробела» в периодах значительно отличается от наблюдаемой. Расхождение могло бы быть устранено за счет некоторого увеличения радиусов неравновесных моделей при одновременном уменьшении значения M_2, при котором исчезает лучистое ядро. Как показывает расчет трека с усиленным МЗВ, эту проблему можно решить подбором скорости потери момента.

3. *Оценка численности катаклизмических двойных систем.* Оценим относительную численность катаклизмических переменных в различных интервалах орбитальных периодов. Примем, что их светимость полностью определяется светимостью „горячего пятна“: $L = \frac{GM_1\dot{M}_2}{R_d}$, где R_d — радиус диска. Системы обнаружимы в сферических объемах, радиусы которых пропорциональны $L^{0.5}$. В этом случае число звезд ярче некоторой звездной величины в единичном интервале логарифма орбитального периода равно

$$n(P) = \frac{dN}{d\lg P} = \dot{M}^{3/2} P/\dot{P}. \qquad (1)$$

Зависимость $n(P)$ от $\lg P$ для $M_2 = 0.85\ M_\odot$, $X = 0.70$, $Z = 0.03$ (трек 4) приведена на рис. 4.

Оценим, далее, относительную частоту систем, эволюционирующих к ультракоротким периодам. Предположим, что системы, в которых наблюдается «катаклизмический синдром», распределены по периодам так же, как непроэволюционировавшие звезды: $dN \propto 0.2\, d\lg a \approx 0.13\, d\lg P$ [16]. Всем системам, которые могут стать катаклизмическими, соответствует $\Delta \lg P \approx 1$, а системам, которые становятся ультракороткопериодическими—$\Delta \lg P \approx 0.2$—0.3 (см. рис. 2, 3). Таким образом, отношение численностей двух групп звезд порядка 0.15. Кривая $n(P)$ для $M_2 = 1.25\ M_\odot$, $X_c \approx 0$, $Z = 0.001$ (трек 1) с учетом этого последнего отношения также нанесена на рис. 4. Она показывает, что в «пробеле» орбитальных периодов действительно должно наблюдаться $\sim 1\%$ всех систем. Конечно, эта оценка очень ненадежна. Она зависит от принятого нами без на-

дежных оснований распределения систем по периодам, распределения вторичных компонентов по массам, влияния потери момента на размеры большой полуоси до наступления контакта, возможного изменения интенсивности МЗВ в ходе эволюции.

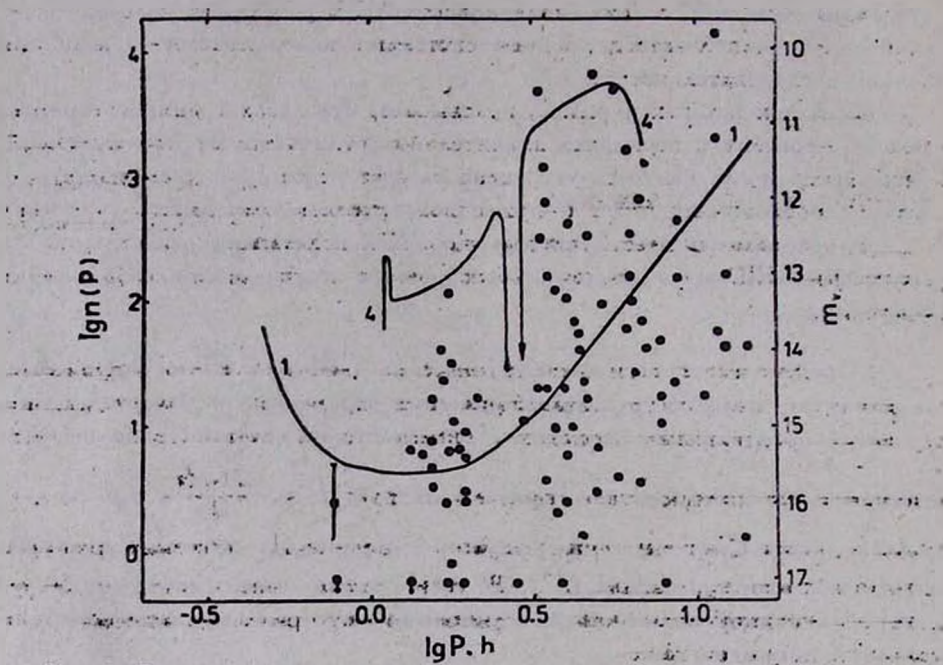

Рис. 4. Зависимость числа катаклизмических переменных на единицу логарифма орбитального периода от периода (левая шкала) и соотношение между периодом и видимой звездной величиной (правая шкала). Совмещены максимумы шкал и для связи масштабов использовано соотношение $d \lg n = 0.6\ dm_V$. Точки — видимые величины катаклизмических переменных согласно [13].

К сожалению, наблюдаемые распределения катаклизмических переменных по периодам и звездным величинам отягощены различными эффектами селекции, не поддающимися численному учету. Это обстоятельство не позволяет непосредственно оценить относительную пространственную плотность наблюдаемых систем в долго- и короткопериодической группах ($P \gtrsim 3^h$ и $80^m \lesssim P \lesssim 2^h$, соответственно). Однако можно использовать тот факт, что для двух групп звезд с одинаковыми светимостями, ограниченных одной и той же видимой звездной величиной,

$$d \lg n\,(P)/dm_V = 0{,}6, \qquad (2)$$

где m_V — видимая звездная величина. Предельная видимая величина для обеих групп звезд $m_V \approx 17^m$. Соотношение (2) позволяет связать

теоретическую относительную численность звезд в единичном интервале $\lg P$ с разностью звездных величин наиболее ярких звезд двух групп Δm_V.

На рис. 4 мы нанесли видимые звездные величины катаклизмических переменных в минимуме блеска согласно [13], совместив максимум шкалы $n(P)$ с максимумом шкалы m_V и связав обе шкалы соотношением (2). Рис. 4 показывает, что $\Delta \lg n(P) \approx 1.2$—$1.5$ примерно соответствует наблюдаемой разности звездных величин ярчайших звезд $\Delta m_V \approx 3^m$.

В случае, когда эффективность потери момента за счет МЗВ увеличена в 10 раз, скорость обмена веществом для звезд долгопериодической группы существенно возрастает, что приводит к увеличению теоретической разности звездных величин объектов двух групп, т. е. позволяет улучшить согласие с наблюдениями.

Известные катаклизмические переменные имеют орбитальные периоды меньшие 16 часов (за единственным исключением GK Per, $P \approx 2^d$). При больших периодах вторичные компоненты систем должны иметь вырожденные гелиевые ядра. До заполнения полости Роша подобные звезды обладают глубокими конвективными оболочками. Условие динамической устойчивости обмена веществом в системах, где контактный компонент имеет глубокую конвективную оболочку, $M_2/M_1 \lesssim 0.6$ [17]. Это условие накладывает очень жесткие ограничения на возможность образования широких катаклизмических систем. Например, при $M_1 \approx 1.4\ M_\odot$ масса вторичного компонента $0.8 \lesssim M_2/M_\odot \lesssim 0.85$, а при меньших M_1 возникновение подобных систем практически невозможно. Кроме того при периодах, превышающих несколько дней, светимость вторичного компонента должна быть столь высока, что «синдром» катаклизмической переменной, вероятно, ненаблюдаем.

В случае систем с нейтронными звездами условие устойчивости обмена накладывает менее жесткие ограничения. Действительно, рентгеновские системы с $P \lesssim 10^d$ наблюдаются. При $P \gtrsim 100^d$ скорость обмена веществом должна превышать критическую эддингтоновскую, и рентгеновские источники не возникают из-за образования общих оболочек. Источники с $10^d \lesssim P \lesssim 100^d$ возможно неизвестны из-за отсутствия достаточно длительных рядов наблюдений.

4. *Заключение.* Рассмотрим зависимость результатов от некоторых не учтенных нами параметров. Мы принимали, что полная масса системы в ходе эволюции сохраняется. В действительности она может уменьшаться, например, из-за взрывов новых или индуцированного излучением нейтронной звезды звездного ветра.

Радиус компонента, заполняющего полость Роша, равен $R_R \approx \approx 0.52a\ (M_2/M_t)^{0.44}$, где a — расстояние между компонентами, $M_t = = M_1 + M_2$ [18]. В этом случае период системы $P \propto R_2^{1.5} M_t^{0.16} M_2^{0.66}$ и скорость потери момента за счет звездного ветра $d\ln J/dt \propto \propto M_2^{1.76} M_1^{-1} M_t^{-0.09}$. Следовательно, в полуразделенной системе скорость потери момента, регулирующая скорость обмена веществом, и период слабо зависят от полной массы системы, если потеря момента происходит так, что торможение вращения описывается «законом» Скуманича $v \propto t^{-0.5}$. Однако индуцированный звездный ветер может существенно изменить картину. Действительно, энерговыделение при аккреции на ней-

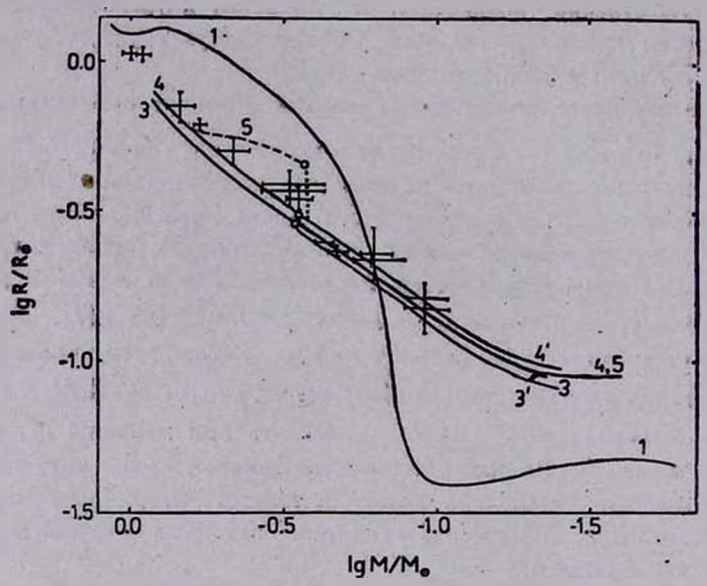

Рис. 5. Зависимость масса — радиус для звезд малых масс. Обозначения как на рис. 1—3. Кресты — положение наблюдаемых компонентов широких двойных звезд согласно [19].

тронную звезду $\varepsilon \sim 10^{20}$ эрг/г. В типичной рентгеновской системе с массами компонентов, например, 1.5 и 0.5 $M_\odot$ несколько процентов ($\sim 10^{18}$ эрг/г) излученной при аккреции энергии перехватывается спутником. Это внешнее облучение приводит к нагреву вещества, образованию короны и усилению потери вещества. Если вся «перехваченная» энергия идет на усиление ветра, то 10^{18} эрг достаточно, чтобы удалить с поверхности спутника $\sim 10^3$ г вещества. Таким образом, при эффективности переработки излучения $\sim 10^{-3}$ индуцированный звездный ветер может быть самопод-

держивающимся. Вызванная им потеря момента и ее влияние на эволюцию заслуживают специального исследования.

Для систем с короткими периодами ($P \lesssim 2^h$) доминирует потеря момента за счет излучения ГВ, скорость последней существенно зависит от радиуса вторичного компонента: в полуразделенной системе $(d \ln J/dt) \propto \propto R_2^{-4}$. По этой причине желательно оценить возможную погрешность при вычислении радиусов моделей. На рис. 5 наиболее надежные оценки радиусов звезд главной последовательности с $M \lesssim M_\odot$ из широких двойных систем из окрестностей Солнца [19] сопоставлены с радиусами наших моделей с химическим составом $X = 0.7$, $Z = 0.03$ (радиусы однородных моделей приведены в табл. 1 в Приложении). При $0.1 \lesssim M/M_\odot \lesssim 0.3$, когда модели являются практически термически равновесными, согласие с наблюдениями вполне удовлетворительное. При $M/M_\odot > 0.3$ согласие с наблюдениями хуже, но и здесь рассогласование порядка погрешности в оценках наблюдаемых радиусов. С другой стороны, Паттерсон [13] отметил, что наблюдаемые радиусы вторичных компонентов катаклизмических двойных звезд заметно превышают теоретические оценки радиусов звезд тех же масс. Увеличение радиуса может быть вызвано отклонением от теплового равновесия, обусловленным быстрой потерей вещества (см. трек 5 на рис. 5).

Астрономический совет
АН СССР

Приложение

Основные параметры однородных равновесных моделей звезд малых масс с химическим составом $X = 0.7$, $Z = 0.27$, $^3X = 3.8 \cdot 10^{-4}$, отношением длины пути перемешивания к высоте однородной атмосферы $l/H_p = 1.8$. Использовано табличное уравнение состояния [20]. ^3X — содержание ^3He.

$M/M_\odot$	$\lg (R/R_\odot)$	$\lg (L/L_\odot)$	$\lg T_e$
0.1	−0.889	−2.970	3.464
0.3	−0.523	−1.874	3.555
0.5	−0.346	−1.308	3.608
0.85	−0.087	−0.428	3.699
1.25	0.101	0.378	3.806

EVOLUTION OF LOW—MASS CLOSE BINARIES WITH ORBITAL MOMENTUM LOSSES

A. V. TUTUKOV, A. V. FEDOROVA, E. V. ERGMA, L. R. YUNGELSON

The evolution of secondary components of close binaries with compact primaries has been computed, taking into account angular momentum losses due to gravitational radiation and magnetic stellar wind. Stars with chemical composition corresponding to disk and bulge populations have been considered. The influence of induced stellar wind on evolution has been investigated. The results of computations allow us to explain the distribution of cataclysmic binaries over periods and mass exchange rates, observed in cataclysmic binaries and low-mass X-ray systems.

ЛИТЕРАТУРА

1. *А. В. Тутуков, А. В. Федорова, Э. В. Эргма, Л. Р. Юнгельсон*, Письма в Астрон. ж., 11, 123, 1985.
2. *H. C. Spruit, H. Ritter*, Astron. and Astrophys., 124, 267, 1983.
3. *A. V. Tutukov*, Preprint Univ. Illinois, IAP 83—3, 1983.
4. *M. Ruderman, J. Shaham*, Nature, 304, 425, 1983.
5. *B. Paczynski, P. Hut*, Astrophys. J., 284, 675, 1984.
6. *К. У. Аллен*, Астрофизические величины, М., Мир, 1977.
7. *M. S. Giampapa*, in "Solar and Stellar Magnetic Fields: Origins and Coronal Effects", ed. J. O. Stenflo, Reidel, Dordrecht, 1983, p. 187.
8. *L. Golub*, "Activity in red dwarf stars", eds. M. Rodono and P. B. Byrne. Reidel, Dordrecht, 1983, p. 83.
9. *S. M. Rucinski*, Astron. and Astrophys., 132, L9, 1984.
10. *E. L. Robinson, E. S. Barker, A. L. Cochran, W. D. Cochran, R. E. Nather*, Astrophys. J., 251, 611, 1981.
11. *A. V. Fedorova, L. R. Yungelson*, Astrophys. and Space Sci., 103, 125, 1984.
12. *M. M. Basko, S. Hatchett, R. McCray, R. A. Sunyaev*, Astrophys. J., 215, 276, 1977.
13. *J. Patterson*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 54, 443, 1984.
14. *J. H. Krolik, A. Meiksin, P. C. Joss*, Astrophys. J., 282, 466, 1984.
15. *H. Ritter*, Preprint Max-Plank-Int. Physik und Astrophysik, MPA 106, 1984.
16. *E. I. Popova, A. V. Tutukov, L. R. Yungelson*, Astrophys. and Space Sci., 88, 155, 1982.
17. *З. Т. Крайчева, А. В. Тутуков, Л. Р. Юнгельсон*, Астрофизика, 22, 105, 1985.
18. *I. Iben, Jr., A. V. Tutukov*, Astrophys. J., 284, 719, 1984.
19. *D. M. Popper*, Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 18, 115, 1980.
20. *G. Fontaine, H. C. Graboske, H. M. Van Horn*, Astrophys. J., Suppl. Ser., 35, 293, 1977.