

УДК: 524.387—54

РОЛЬ МАГНИТНОГО ЗВЕЗДНОГО ВЕТРА В ЭВОЛЮЦИИ ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД МАЛЫХ МАСС

А. В. ТУТУКОВ

Поступила 18 апреля 1984

Принята к печати 20 июля 1984

Магнитный звездный ветер играет решающую роль в образовании и эволюции тесных двойных звезд с расстоянием между компонентами меньше 10—12 солнечных радиусов, если, по крайней мере, один из компонентов имеет конвективную оболочку. Магнитный звездный ветер объясняет происхождение и, возможно, эволюцию звезд W UMa катаклизмических двойных, а также происхождение части «голубых беглецов». Для объяснения отсутствия катаклизмических двойных с орбитальными периодами в интервале 2—3 часа необходимо принять, что стандартный магнитный звездный ветер существует только для звезд с массами $0.3—1.5 M_{\odot}$, а для звезд с массами заполняющих полость Роша компонентов менее $\sim 0.3 M_{\odot}$ движущей силой эволюции является излучение гравитационных волн. Часть ярких ($L_x = 10^2—10^4 L_{\odot}$) рентгеновских источников может быть членами тесных двойных, эволюция которых определяется также этим ветром.

1. *Введение.* Статистическое исследование спектроскопических двойных звезд показало, что тесные двойные, состоящие из звезд главной последовательности, с большой полуосью менее $\sim 6 (M_1/M_{\odot})^{1/3}$ очень редки [1, 2]. Мы предположили для объяснения этой особенности, что образуются только двойные звезды с $a/R_{\odot} \lesssim 6 (M_1/M_{\odot})^{1/3}$ [1, 3]. Тесные двойные звезды с массами компонентов менее $\sim 1.5 M_{\odot}$ имеют конвективные оболочки и поэтому могут терять угловой момент магнитным звездным ветром (МЗВ), как это было предложено Хуангом [4]. В результате большие полуоси таких звезд уменьшаются и становятся меньше 10 солнечных радиусов, что наблюдается для двойных с $M_1 \lesssim 1.5 M_{\odot}$. Уменьшение большой полуоси может продолжаться до контакта компонент, ведущего к образованию систем типа W UMa и, возможно, одиночных звезд.

Происхождение и движущая сила катаклизмических двойных систем долгое время оставались неясными. Поскольку масса заполняющего свою полость Роша компонента обычно не превосходит солнечной, ее ядерная

эволюция не может служить движущей силой наблюдаемого обмена веществом. В работах [5—7] было показано, что для столь тесных систем излучение гравитационных волн (ИГВ) может удалить орбитальный момент за время, короче космологического. Обширное численное исследование Раппопорта и др. [8] показало, что скорость обмена веществом между компонентами катаклизмических двойных, индуцированная только ИГВ, ограничена величиной $\sim 2 \cdot 10^{-10} M_{\odot}$ /год. Но хорошо известно, что наблюдаемая скорость обмена для большинства катаклизмических двойных с периодом более трех часов превосходит этот предел в десятки раз [9, 10]. Это обстоятельство вынуждает искать другие возможные причины эволюции катаклизмических двойных. В этой статье мы обсудим эволюцию катаклизмических двойных и ряда других двойных малой массы, вызванную потерей углового орбитального момента МЗВ.

2. *Магнитный звездный ветер.* В отсутствие теории МЗВ, свободной от параметров, мы можем использовать эмпирический закон торможения вращения звезд, полученный Скуманичем [11]. Использование этого закона основано на нескольких предположениях. Мы принимаем, что торможение не зависит от масс компонентов, и что закон Скуманича, полученный для одиночных звезд солнечной массы со скоростями вращения ниже ~ 30 км/с, может быть использован и для компонентов тесных двойных со скоростями ~ 150 км/с. Мы принимаем также, что константа (уравнение 1) не зависит от массы звезды.

Расчеты ранних стадий эволюции звезд с массами $\sim M_{\odot}$ [12] обнаружили, что стадия с полным перемешиванием, предположительно разрушающим реликтовое магнитное поле, вероятно, отсутствует. Следовательно, реликтовое поле может остаться вмороженным в радиативное ядро звезд малой массы. Но потеря вещества такой же звездой — членом тесной двойной системы ведет к постепенному проникновению основания конвективной оболочки в «заматниченное» радиативное ядро. Этот механизм может поддерживать магнитный звездный ветер, пока сохраняется радиативное ядро. Предположение о реликтовой природе магнитного поля, поддерживающего МЗВ, помогает понять, почему эффективность МЗВ резко уменьшается, если масса вторичного компонента становится меньше $\sim 0.3 M_{\odot}$, поскольку в этот момент звезда, став полностью конвективной, «исчерпывает» реликтовое поле.

Предполагая теперь, что торможение вращения компонентов тесных двойных с массами $0.3—1.5 M_{\odot}$ описывается эмпирическим законом Скуманича [11]: $v = a \cdot 10^{14} t^{-1/2}$ см/с, можно найти, что

$$\frac{d \ln L}{dt} = -9.6 \cdot 10^{-15} a^{-2} \frac{R_2^4 (M_1 + M_2)^2}{a^3 M_1} \text{ с}^{-1}, \quad (1)$$

где L — угловой момент, R_2 и M_2 — радиус и масса вторичного компонента, M_1 — масса первичного компонента, a — большая полуось. Массы и радиусы — в солнечных единицах. Система предполагается вращающейся твердотельно. Мы принимаем также, что потеря вещества звездным ветром незначительна по сравнению с обменом, поэтому общая масса системы считается постоянной.

3. *W UMa* звезды. Теперь уравнение (1) может быть использовано для оценки времени, необходимого молодой, еще аккрецирующей тесной двойной звездой, окруженной общей конвективной оболочкой, для потери ею орбитального углового момента и превращения ее в одиночную звезду. Примем, что массы компонентов равны $M_1 = M_2$, $a = 2R_2$. Характерное время потери момента будет $\tau_w = 5 \cdot 10^6 a^2 (M_1/M_\odot)^{-2.3}$ лет, что близко к тепловой шкале времени звезды с радиусом в половину большой полуоси $3 (M_1/M_\odot)^{1/3}$, которое составляет $\sim 10^7 M_1/M_\odot$ лет. Этим, вероятно, и объясняется отсутствие молодых звезд с $a \lesssim 6 (M_1/M_\odot)^{1/3}$ [2]. Куки [13], исследуя вращение молодых звезд, нашел, что торможение вращения особенно эффективно на стадиях, предшествующих главной последовательности. Поэтому, согласно приведенной выше оценке, МЗВ может действительно удалить весь орбитальный момент молодой звезды с $a/R_\odot \lesssim 6 (M_1/M_\odot)^{1/3}$, превращая эту двойную звезду в одиночную быстро вращающуюся звезду с удвоенной массой. Если более массивный компонент к моменту контакта успеет значительно изменить содержание водорода в ее ядре, то может образоваться система типа *W UMa*.

Теперь мы используем уравнение (1) для оценки времени сближения компонентов тесной двойной звезды с массами компонентов меньшими $\sim 1.5 M_\odot$, которые эволюционируют под влиянием МЗВ. Поскольку массы компонентов полагаются равными, скорость потери момента может быть удвоена. Время жизни компонентов с массами порядка солнечной на стадии горения водорода $\sim 10^{10}$ лет. Интегрируя уравнение (1) найдем, что двойные с массами компонентов $\sim M_\odot$ и $a/R_\odot \lesssim 11.5 a^{-0.4}$ могут потерять орбитальные угловые моменты за время жизни компонентов на главной последовательности. Соответствующие предельные орбитальные периоды будут $P = 2.7 a^{-0.6}$ дн.

Если эволюция звезд типа *W UMa* определяется целиком МЗВ, уравнение (1) позволяет оценить характерное время их эволюции как

$$\tau_w \sim \frac{3 \cdot 10^7 a^2 M_1 P_{orb}^{2.3}}{(M_1 + M_2)^{1.3} M_2^{4/3}} \text{ лет}, \quad (2)$$

где P_{orb} — орбитальный период системы в часах.

Принимая $P_{\text{orb}} = 10$ часов, $M_2/M_{\odot} = 0.3$, $M_1/M_{\odot} = 1$, получим $\tau_{\text{в}} = 7 \cdot 10^8$ лет, что примерно в 14 раз короче времени жизни их компонентов при $M_1 \approx M_2 = M_{\odot}$. Этим и объясняется сравнительная редкость звезд типа W UMa [2], поскольку они могут образоваться только из систем с начальными $6 \leq a/R_{\odot} \leq 11.5$. Ван Вир [15] нашел, принимая во внимание эволюционные и селективные эффекты, что перед наступлением контакта массы компонентов звезд типа W UMa были, как правило, равны. Поскольку молодые звезды имеют сравнимые массы [1], это кажется естественным.

Первые звезды типа W UMa могут появиться, согласно уравнению (1), только после $\tau = 4 \cdot 10^8 \alpha (M_1/M_{\odot})^{-16/3}$ лет, поскольку двойные звезды с $a/R_{\odot} \leq 6 (M_1/M_{\odot})^{1/3}$ вначале отсутствовали. Действительно, W UMa звезды были найдены с определенностью только в скоплениях с возрастом, превышающим $5 \cdot 10^8$ лет [16]. Согласно наблюдениям, масса по крайней мере одного из компонентов действительно меньше $1.5 M_{\odot}$ (см. рис. 1). Двойные звезды с массами компонентов ниже $0.3-0.4 M_{\odot}$ не могут стать контактными из-за отсутствия ветра. Это ограничивает массу обоих компонентов системы снизу величиной $\sim 0.8 M_{\odot}$ (см. рис. 1). На рис. 1 показаны также границы нескольких областей, отличающихся характером обмена веществом между компонентами маломассивных тесных двойных систем [20]. „Разрешенный“ для полуразделенных двойных район находится левее ограничивающих его сплошных линий.

Рис. 1 показывает, что почти все известные W UMa звезды действительно расположены в области, где хотя бы один из компонентов имеет конвективную оболочку, а система может эволюционировать под действием МЗВ. Два исключения: AW UMa и XU Boo, чьи вторичные компоненты легче $0.3 M_{\odot}$, а первичные более массивны, чем $\sim 1.5 M_{\odot}$. Возможно, конечно, что массы компонентов пока недостаточно надежны или эволюция под влиянием МЗВ только что закончилась по выключению МЗВ заполняющего свою полость Роша компонента.

Линия $M_1 = 1.5 M_{\odot}$ разграничивает на рис. 1 звезды типа А от звезд типа W. Если принять, что структура оболочек компонентов двойных типа W UMa близка к структуре оболочек одиночных звезд той же массы, то можно заключить, что оба компонента звезд типа W имеют конвективные оболочки. У звезд типа А только вторичный компонент обладает конвективной оболочкой. Циркуляционный обмен энергией между компонентами [21] может, конечно, несколько изменить положение этой границы. W UMa звезды типа А отличаются также более низкой величиной углового момента [18, 19], что делает возможным превращение звезды ти-

па W в звезду типа A. Несколько треков консервативной по массе эволюции ($M_1 + M_2 = \text{const}$) показаны на рис. 1.

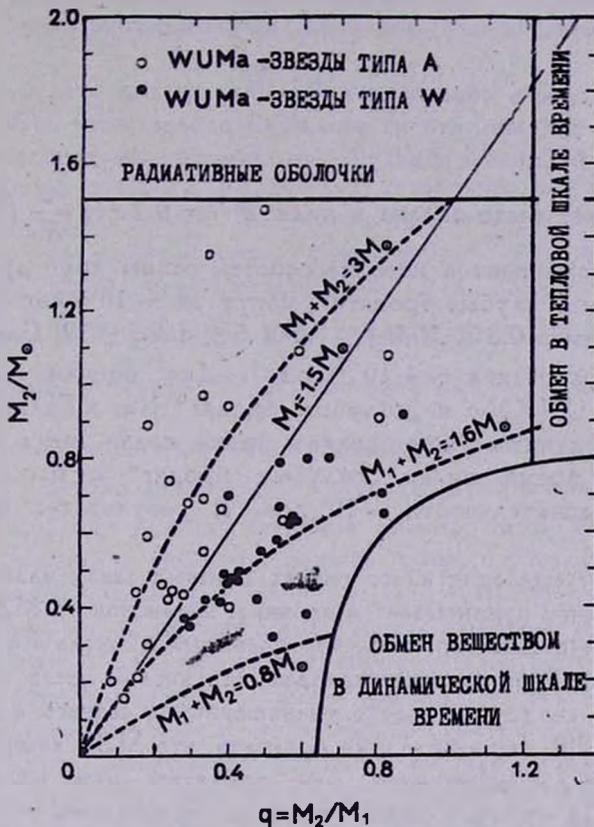


Рис. 1. Звезды типа WUMa в плоскости M_2 — q . Сплошными линиями нанесены границы областей с различной скоростью обмена веществом между компонентами согласно [20]. Штриховыми линиями нанесены эволюционные треки систем с постоянными массами. Массы компонентов WUMa систем приняты согласно [18, 19].

Эволюция звезд типа WUMa может, согласно Веббинку [21], вести к образованию одиночных звезд. Это кажется особенно возможным, если в момент контакта компоненты были химически однородны. Светимость одиночной звезды будет в 10—30 раз превышать светимость исходной системы. Такие звезды могут быть предложены в качестве объяснения феномена «голубых бродяг». Звезды — продукты слияния — с массами, менее $\sim 1.5 M_{\odot}$, имеют конвективные оболочки и могут повтому затормозить свое вращение. Звезды с большими массами останутся быстровращающимися долгое время. Кроме высоких скоростей вращения они могут также отличаться и низким для звезд такой массы содержанием Li, Be

и В, которые были разрушены в глубоких конвективных оболочках компонентов W UMa звезд. Следует отметить, что присутствие «слившихся» двойных может привести к значительной недооценке возраста звездного скопления, если оценивать последний по нескольким наиболее ярким звездам.

Оценим скорость образования W UMa звезд и «голубых бродяг» в Галактике, при условии, что их эволюция определяется МЗВ. Для этого примем согласно Поповой и др. [2], что функция звездообразования двойных звезд может быть задана в виде $d^2N = 0.2 d \lg \frac{a}{R_\odot} \left(\frac{M_\odot}{M_1}\right)^{2.5} d \frac{M_1}{M_\odot}$ и что массы компонентов исходных систем равны друг другу. Звезды типа W UMa и «голубые бродяги» могут за $\sim 10^{10}$ лет образоваться только из систем с $0.3 \leq M/M_\odot \leq 1.5$ и $6 \leq a/R_\odot \leq 12$. Следовательно, частота их образования $\sim 4 \cdot 10^{-2}$ год $^{-1}$. Для оценки общего числа звезд типа W UMa N_W и «голубых бродяг» N_{BS} в Галактике примем согласно приведенным выше оценкам время жизни звезд типа W UMa $\sim 7 \cdot 10^8$ лет, а время жизни «голубых бродяг» с массой $\sim 2 M_\odot$ на главной последовательности $\sim 10^9$ лет. В результате: $N_W = 3 \cdot 10^7$ и $N_{BS} = 4 \cdot 10^7$.

Существует еще один класс тесных двойных звезд малой массы, чья активность обычно приписывается влиянию интенсивного МЗВ. Это звезды типа RS CVn. Если принять, что превышение числа RS CVn звезд с уменьшающимся орбитальным периодом над числом звезд с увеличивающимся периодом свидетельствует о уменьшении последнего в шкале времени $\sim 10^7$ лет [10], то необходимо признать, что МЗВ компонентов звезд типа RS CVn более эффективен, чем принятый нами на основе закона Скуманича. Для окончательных выводов необходимы более надежные оценки скоростей потери углового момента звездами типа RS CVn.

4. Катаклизмические двойные звезды. Оценим теперь, каковы должны быть исходные большие полуоси двойных звезд для образования катаклизмических двойных, состоящих из вырожденного карлика и заполняющей свою полость Роша звезды главной последовательности с массой, меньше $\sim 1.5 M_\odot$. В этом случае только звезда главной последовательности теряет момент путем МЗВ, и предыдущая оценка становится: $a/R_\odot \leq 10$. Максимальная большая полуось систем с компонентами солнечной массы оказывается $\sim 10 R_\odot$, в то время как для систем, движимых излучением гравитационных волн, этот предел близок к $\sim 3 R_\odot$. Таким образом, МЗВ гораздо эффективней излучения гравитационных волн в образовании полуразделенных катаклизмических систем из исходных разделенных систем — продуктов эволюции тесных двойных звезд на стадии с общей оболочкой.

Система из вырожденного карлика и звезды главной последовательности солнечной массы с большой полуосью менее $\sim 10 R_{\odot}$ может возникнуть после стадии с общей оболочкой [22, 23]. Если общая оболочка теряется в результате торможения двойного ядра, то можно использовать закон сохранения энергии для оценки конечной большой полуоси a_f [24]:

$$\beta \frac{M_2 M_d}{a_f} = \frac{M_0^2}{a_0}, \quad (3)$$

где a_0 — начальная большая полуось системы, M_0 — масса гиганта, образующего общую оболочку, M_2 — масса вторичного компонента — звезды главной последовательности, M_d — масса вырожденного ядра гиганта или сверхгиганта, β — эффективность трансформации энергии связи двойного ядра в потерю массы из общей оболочки. Для звезд с вырожденными ядрами $a_0/R_{\odot} \approx 10^{3.0} (M_d/M_{\odot})^2$, так что $M_d/M_{\odot} \approx (a_f/10^3 R_{\odot})^{1/4} (M_0^2/\beta M_2)^{1/4}$.

Для того, чтобы оставить вторичный компонент с $\frac{R}{R_{\odot}} \approx \frac{M}{M_{\odot}}$ внутри его полости Роша, a_f должна быть больше $2 (M_1 + M_2)^{1/3} M_2^{2/3} R_{\odot}$. Так как $M_{\odot}/(\beta M_2) \geq 1$, можно немедленно получить ограничение: $M_d/M_{\odot} \geq 0.21 (M_2 M_{\odot})^{1/6}$. Численно близкая величина может быть найдена при рассмотрении эволюции звезд умеренных масс с учетом МЗВ [25], поскольку только компоненты двойных с $a \geq 10 R_{\odot}$ ($R \geq 4 R_{\odot}$) развивают гелиевые вырожденные ядра, масса которых определяется радиусом полости Роша. Причем радиусу $\sim 4 R_{\odot}$ соответствует масса ядра $\sim 0.2 M_{\odot}$. Линия $M_2 = 0.2 M_{\odot}$ указана на рис. 2 вместе с пределами для динамической и термической устойчивостей для химически однородного компонента нормального химического состава, заполняющего свою полость Роша [20]. Линия $M_1 = 0.5 M_{\odot}$ отделяет катаклизмические двойные с углеродно-кислородными карликами (вверху) от систем с гелиевыми карликами (внизу).

Рудерман и Шахам [26] показали, что вторичный компонент катаклизмической двойной может быть разрушен в динамической шкале времени, если масса вырожденного или конвективного карлика, заполняющего свою полость Роша, станет меньше $\sim 0.02 M_{\odot}$. Причина разрушения состоит в отставании процесса обмена угловым моментом между компонентами от обмена веществом. Линия $M_2/M_1 = 0.02$ показана на рис. 2. Поскольку уменьшение массы до $\sim 0.02 M_{\odot}$ происходит за время короче $\sim 10^{10}$ лет, все катаклизмические двойные могут в конце эволюции превратиться в вырожденные одиночные карлики, если $M_1 + M_2 \lesssim 1.5 M_{\odot}$.

Уравнение (3) позволяет получить минимальную величину a_0 , требуемую для получения системы, состоящей из вырожденного карлика

и звезды главной последовательности с $a_f \lesssim 10 R_\odot$. Если $M_\odot \lesssim 2.5 M_\odot$, то для образования углеродно-кислородного ядра необходимо, чтобы исходная большая полуось системы превышала $\sim 400 R_\odot$. Следовательно, согласно (3): $M_0/M_\odot \approx 6.2 \frac{(M_2 M_0)^{1/2}}{M_\odot} \beta^{1/2}$. Поэтому начальное отношение масс компонентов протокатаклизмических двойных должно быть большим: $\sim 5-10$. Переход к большим массам $M_0 \geq 2.5 M_\odot$ избавляет от ограничения на исходную большую полуось, так как в таких системах углеродно-кислородный карлик может образоваться и

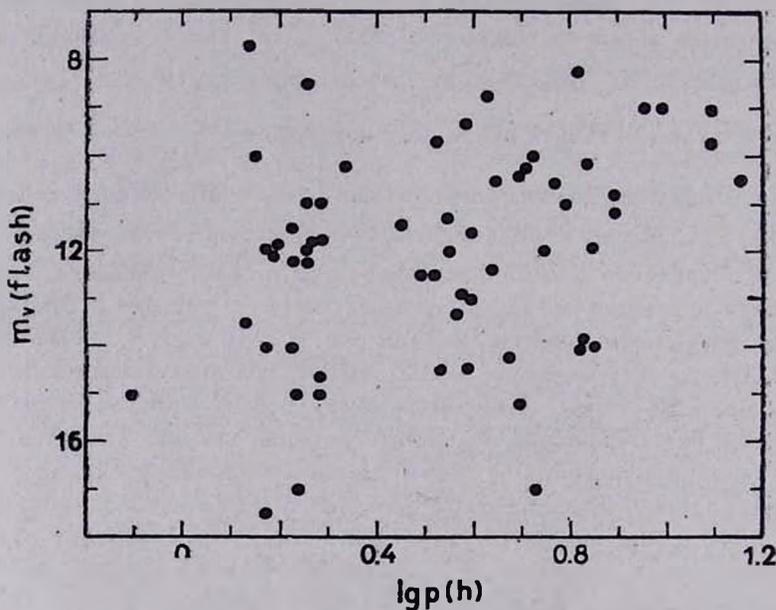


Рис. 2. Катаклизмические двойные и рентгеновские системы малой массы в плоскости $M_2/M_\odot - p$. Сплошными линиями нанесены границы областей с различной скоростью обмена веществом между компонентами [20]. Системы, расположенные выше штриховой линии, имеют массы, превышающие чандрасекаровский предел. Массы компонентов согласно [20, 29].

в компактной системе, но оставляет исходное отношение масс компонентов, превышающих 3—5. Масса остатка компонента тесной двойной после обмена: $M_R/M_\odot \approx 0.1 (M_1/M_\odot)^{1.2}$. Следовательно, звезды с начальной массой компонентов, превышающей $3.8 M_\odot$, могут образовывать углеродно-кислородные карлики с $M_{CO} \geq 0.5 M_\odot$. Конечные большие полуоси предкатаклизмических систем должны быть 1—10 солнечных

радиусов. Для оценки частоты образования катаклизмических двойных используем формулу [25]:

$$\frac{dN}{dt} \approx 0.2 \frac{M_2}{M_0} \int_{3.8}^{10} d \lg a M_v^{-2.5} M_{\odot}^{2.5} \frac{dM_0}{M_{\odot}}, \quad (4)$$

которая при $M_0 = 3.8 M_{\odot}$ и $d \lg a = 1.0$ дает $dN/dt \approx 0.004 M_2/M_{\odot} \text{год}^{-1}$. Кроме того, частоту образования катаклизмических двойных можно оценить, используя яркости катаклизмических двойных в течение спокойных фаз между вспышками. Звездные величины ряда катаклизмических звезд во время вспышек и между вспышками приведены на рис. 3

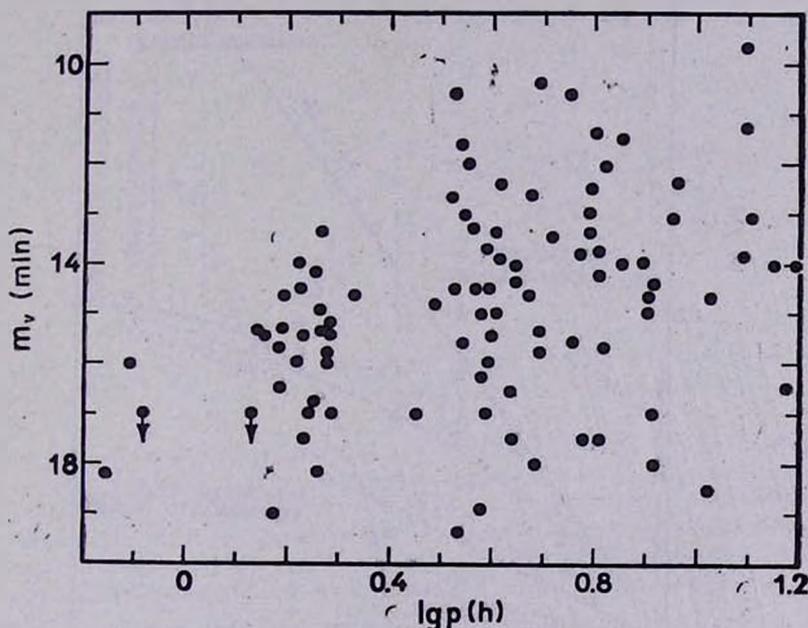


Рис. 3. Катаклизмические двойные в плоскости M_v (во время вспышки) — $\lg P$. Абсолютные величины звезд во время вспышки приняты согласно [10, 29].

и 4 в зависимости от орбитального периода систем. Очевидно разделение всех звезд на две группы по их орбитальным периодам. Поскольку катаклизмические двойные обнаруживаются обычно во время вспышек, распределение звезд по максимальной яркости сходно (рис. 3). Но распределения по стационарным светимостям различны для звезд с разными периодами.

Долгопериодические катаклизмические двойные звезды (ДД) с орбитальным периодом более трех часов имеют звездную величину $m_v \approx 10^m$

(см. рис. 4). Время жизни таких систем может быть оценено как $\tau_{AA} \approx 0.5 M_{\odot} / \dot{M}_{AA}$. Короткопериодические катаклизмические звезды (КД) с орбитальным периодом короче двух часов имеют $m_0 \approx 13^m 6$ и $\tau_{KA} \approx 0.1 M_{\odot} / \dot{M}_{KA}$. \dot{M} — скорость обмена в массах Солнца в год. Теперь,

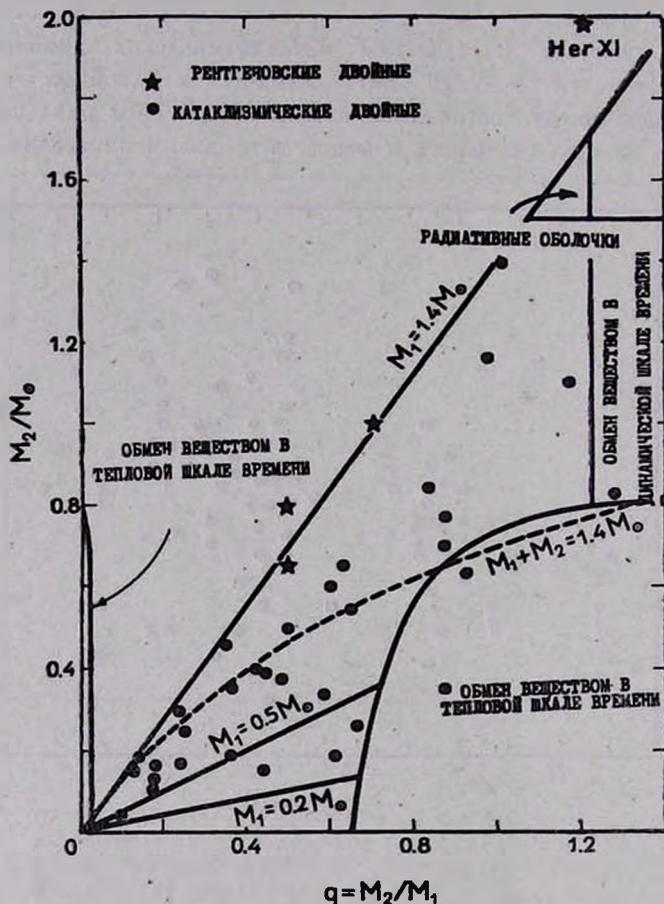


Рис. 4. Катаклизмические двойные в плоскости M_0 (в стационарном состоянии) — $\lg P$. Абсолютные величины согласно [10, 29].

полагая, что светимость системы определяется только скоростью обмена, мы можем оценить расстояние до ближайших катаклизмических звезд, их число в Галактике и частоту образования систем обеих групп. Частота образования ДД оказывается: $\lg \nu_{AA} \approx -6.5 - 0.5 \lg \dot{M}_{AA}$ год⁻¹, а короткопериодических (КД): $\lg \nu_{KA} \approx -8.0 - 0.5 \lg \dot{M}_{KA}$ год⁻¹.

Принимая $M_{ад} = 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$, а $M_{ка} = 10^{-11} M_{\odot}/\text{год}$ ([9, 10] и рис. 5), найдем, что $\nu_{ад} \approx \nu_{ка} \approx 0.003 \text{ год}^{-1}$.

Эти полуэмпирические оценки частоты образования двух типов катаклизмических систем согласуются с приведенными выше чисто теоретическими оценками, но неопределенности обеих оценок остаются, к сожалению, большими. Теперь, зная времена жизни и частоты образования, оценим общее число катаклизмических двойных в нашей Галактике: $N_{ад} \approx 2 \cdot 10^5$, а $N_{ка} \approx 10^7$. Близость частот образования обоих типов катаклизмических двойных предполагает возможность эволюции всех долгопериодических двойных в короткопериодические (см. рис. 5).

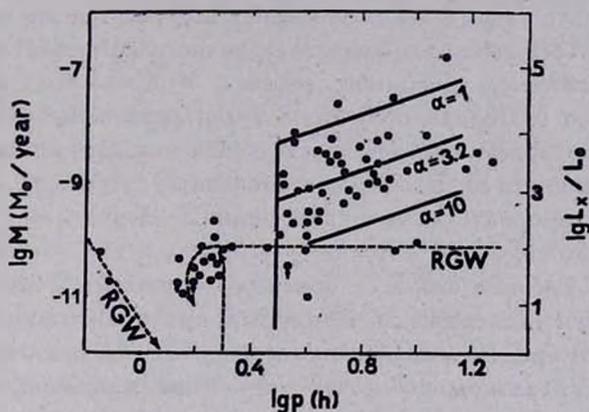


Рис. 5. Катаклизмические двойные в плоскости $\dot{M} - \lg P$. Скорости обмена приняты согласно [10]. На правой шкале указаны светимости нейтронных звезд, являющихся членами маломассивных систем. Приведены теоретические оценки скоростей обмена, вызванного МЭВ,—сплошными линиями, и излучением правитационных волн — штриховыми линиями. Левая штриховая линия относится к системам, в которых заполняющая свою полость Роша звезда является вырожденным водородным карликом [9]. Неопределенность в \dot{M} указана согласно Паттерсону [10] слева вверху.

Частоту образования новых звезд ν_n можно оценить независимо: $\nu_n \approx N M_n / M_2 \approx 6 \cdot 10^{-4} \text{ (год}^{-1}\text{)}$, где $N = 10 \text{ год}^{-1}$ — частота вспышек новых звезд в Галактике, $M_n \approx 3 \cdot 10^{-5} M_{\odot}$ — характерная масса оболочки новой, а M_2 — масса вторичного компонента. Таким образом, возможно, что частота образования новых звезд ниже частоты образования катаклизмических звезд и частоты взрывов сверхновых первого типа, предшественниками которых порой считают катаклизмические звезды.

5. Обсуждение. Теперь обсудим кратко эволюцию катаклизмических двойных звезд, вызванную МЭВ. Из уравнения (1) следует, что скорость обмена в полуразделенной системе под влиянием МЭВ:

$$M \approx 10^{-7.6} \frac{M_2^{5/3} (M_1 + M_2)^{1/3}}{\alpha^2 M_1} M_{\odot} \text{ год.}$$

Если звезда, заполняющая свою полость Роша, является звездой главной последовательности, то эта скорость превышает скорость обмена, идущего в тепловой шкале времени этой звезды. Поэтому она значительно отклоняется от состояния теплового равновесия к моменту исчезновения радиативного ядра и связанного с этим прекращения МЗВ. С прекращением последнего шкала времени эволюции системы увеличивается до времени потери момента излучением гравитационных волн: 10^9 — 10^{10} лет. Поскольку радиус термически неравновесных моделей звезд с $M \lesssim 0.8 M_{\odot}$ всегда превышает радиус термически равновесных моделей той же массы [20], то прекращение МЗВ вызывает сжатие вторичного компонента и прекращение обмена в системе. Двойные звезды с $M_2 \lesssim 0.3 M_{\odot}$ могут достичь контакта только благодаря излучению гравитационных волн. А в отсутствие обмена подобные системы просто почти необнаружимы из-за малой светимости компонентов. Это может объяснить отсутствие катаклизмических систем с орбитальными периодами 2—3 часа, если $\alpha \lesssim 3.5$. (см. рис. 5).

Довольно высокая скорость обмена, достигаемая с помощью МЗВ, приводит к двум последствиям. Во-первых, при такой скорости появляется возможность избежать сильные термоядерные вспышки на поверхности вырожденных карликов, облегчая увеличение массы карлика и взрыв сверхновой при достижении последним чандрасекаровского предела. Образование нейтронных звезд как типичного продукта подобных взрывов, вероятно, исключено. Иначе, имея в виду сравнимость частоты образования катаклизмических двойных с частотой взрывов сверхновых первого типа, наблюдалось бы слишком большое число рентгеновских двойных малой массы [25]. Второе следствие высокой скорости обмена заключено в том, что теперь можно объяснить высокие светимости рентгеновских двойных малых масс [25] с орбитальными периодами 3—15 часов (см. рис. 5). Наблюдаемые светимости этих систем, 10^2 — 10^4 солнечных светимостей [27], не могут быть объяснены обменом в системе, эволюция которой определяется излучением гравитационных волн. Наличие гелиевого ядра у звезды, заполняющей свою полость Роша, могло бы объяснить высокую светимость. Но короткие орбитальные периоды исключают такую возможность.

Джиуричин и Мардироян [28] изучили физические параметры около ста Алголей. Анализируя их параметры, они пришли к выводу, что потеря углового момента была особенно эффективна для систем с начальными массами компонентов менее $\sim 1.5 M_{\odot}$. Эта потеря может быть объяснена качественно и количественно МЗВ [25].

Итак, магнитный звездный ветер «стандартной эффективности» может объяснить эволюцию звезд малых масс, принадлежащих к различным типам.

Эта работа была выполнена частично во время пребывания автора в отделе астрономии университета штата Иллинойс (США). Автор благодарит проф. И. Ибена за приглашение, содействие и обсуждение.

Астрономический совет АН СССР

THE MAGNETIC STELLAR WIND IN THE LOW MASS CLOSE BINARY EVOLUTION

A. V. TUTUKOV

Magnetic stellar wind (MSW) can play a decisive role in the origin and evolution of low mass binaries with semimajor axis smaller than $\sim 10-12 R_{\odot}$, if at least one of the components has a convective envelope. The MSW can also explain the origin and, possibly, evolution of W UMa, cataclysmic binary stars and the origin of a part of "blue stragglers". To explain the 2-3 hours' gap in the distribution of cataclysmic binaries one needs to suppose that MSW can exist only for main-sequence stars with masses $0.3-1.5 M_{\odot}$. Some of the bright ($L_x \approx 10^3-10^4 L_{\odot}$) X-ray sources may be members of binaries whose evolution is driven by this MSW.

ЛИТЕРАТУРА

1. Э. Т. Крайчева, Е. И. Попова, А. В. Тутуков, Л. Р. Юнелисон, *Астрон. цирк.*, 55, 1176, 1978.
2. Е. И. Попова, А. В. Тутуков, Л. Р. Янгелсон, *Astrophys. Space Sci.*, 1982 (in press).
3. А. В. Тутуков, *Письма Астрон. ж.*, 9, 160, 1983.
4. S. S. Huang, *Ann. Astrophys.*, 29, 331, 1966.
5. R. P. Kraft, J. Mathews, J. L. Greenstein, *Ap. J.*, 136, 312, 1962.
6. B. Paczynski, *Acta Astron.*, 17, 287, 1967.
7. J. Faulkner, *Ap. J. Lett.*, 170, L99, 1971.
8. S. Rappaport, P. S. Joss, R. Webbink, *Ap. J.*, 254, 616, 1982.
9. А. В. Тутуков, Л. Р. Янгелсон, *Acta Astron.*, 25, 665, 1979.
10. J. Patterson, Preprint MTI, 1982.
11. A. Skumanich, *Ap. J.*, 171, 565, 1972.
12. S. W. Stahler, F. N. Shu, R. E. Taam, *Ap. J.*, 241, 637, 1980.
13. L. V. Kuhi, *Moon and Planets*, 19, 199, 1978.
14. S. W. Mochnicki, *Ap. J.*, 245, 650, 1981.
15. F. van't Veer, *Astron. Astrophys.*, 98, 213, 1981.
16. O. Vilhu, *Astron. Astrophys.*, 109, 17, 1982.

17. L. *Blinnendijk*, *Vistas in Astronomy*, 12, 217, 1970.
18. W. *van Hamme*, *Astron. Astrophys.*, 105, 389, 1982a.
19. W. *van Hamme*, *Astron. Astrophys.*, 116, 27, 1982.
20. А. В. *Тутуков*, А. В. *Федорова*, Л. Р. *Юнзельсон*, *Письма Астрон. цнрл.*, 8, 365, 1982.
21. R. *Webbink*, *Ap. J.*, 215, 851, 1977. 1982.
22. B. *Paczynski*, *Proc. of the IAU Symp. 73*, Eds. P. Eggleton, S. Mitton, J. Whelan, 1976, p. 75.
23. R. E. *Taam*, P. *Bodenheimer*, J. P. *Ostriker*, *Ap. J.*, 222, 269, 1978.
24. A. V. *Tutukov*, L. R. *Yungelson*, *Proc. of the IAU Symp.*, 83, 1978.
25. I. *Iben*, A. *Tutukov*, (in preparation) 1983.
26. M. A. *Ruderman*, J. *Shaham*, (частное сообщение).
27. F. *Verbunt*, C. *Zwaan*, *Astron. Astrophys.*, 100, L17, 1981.
28. G. *Giuricin*, F. *Mardrossian*, *Ap. J.*, Suppl. ser., 46, 1, 1981.
29. H. *Ritter*, *Preprint MPI*, 22, 1982.