

УДК: 524.382

ЗВЕЗДНЫЙ ВЕТЕР КАК СТИМУЛЯТОР
АККРЕЦИОННОЙ АКТИВНОСТИ В МОЛОДЫХ
ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХВ. П. ГРИНИН^{1,2}

Поступила 17 апреля 2000

Рассматривается молодая двойная система с отношением масс компонентов $M_2/M_1 \ll 1$, в которой низкоскоростная часть звездного ветра маломассивного компонента (так называемый, дисковый ветер) может быть частично захвачена гравитацией главного компонента. Показано, что в результате этого происходит крупномасштабное перераспределение вещества и углового момента между внутренними и внешними частями газопылевого диска, окружающего двойную систему, и, как следствие, увеличение темпа аккреции на главный компонент системы. В тех случаях, когда эксцентриситет орбиты вторичного компонента отличен от нуля, должна наблюдаться модуляция темпа аккреции на главный компонент с периодом, равным орбитальному, а в случае сильно вытянутой орбиты аккреция вещества приобретает импульсный характер. Поскольку в дисковом ветре вторичного компонента может присутствовать пыль, то захват звездного ветра будет приводить к увеличению эффективной геометрической толщины газопылевого диска. По этой причине инфракрасные (ИК) избытки излучения таких звезд (особенно в ближней ИК области спектра), и их собственная поляризация могут быть значительно больше по сравнению со случаем одиночной звезды, окруженной таким же по массе околозвездным диском, а в их поведении со временем также может присутствовать периодическая компонента. Кроме того, из-за нарушения аксиальной симметрии в распределении пыли в окрестности молодой двойной системы орбитальный период может присутствовать и в изменениях ее блеска. Обсуждается роль этих эффектов в физике молодых звезд.

1. *Введение.* Как установлено в последние годы (см. обзор [1] и цитированные в нем статьи), подавляющее большинство молодых звезд являются двойными и кратными системами. Получены также доказательства того, что двойственность звезд является важным фактором, оказывающим существенное влияние на структуру и динамику окружающих их газопылевых дисков [2]. Следуя установившейся терминологии, мы будем называть их СВ дисками (circumbinary).

Главным фактором, определяющим структуру СВ дисков, считаются периодические гравитационные возмущения, обусловленные вращением компонентов двойной системы вокруг общего центра масс. Под действием этих возмущений в центральной части СВ диска образуется область, свободная от вещества [3-5]. В эту область, как показывают расчеты [5], проникают две струи из СВ диска, которые периодически образуются в результате приливных взаимодействий и подпитывают аккреционные диски вокруг компонентов системы. Эффективность этого процесса зависит от параметров СВ диска и его температуры [5], а также от удельного углового момента вещества в СВ диске [6]. В частности, согласно [5], образование

таких струй возможно лишь в "теплых", геометрически толстых дисках.

В данной статье мы обращаем внимание на другой важный фактор, который при определенных условиях может оказывать существенное влияние на угловой момент СВ диска и аккреционную активность молодой двойной системы. Это - звездный ветер вторичного компонента; вещество ветра частично уходит из двойной системы, а частично может быть захвачено гравитацией главного компонента и попадает в СВ диск. Подобная ситуация на качественном уровне обсуждалась около десяти лет назад применительно к молодым двойным системам с коричневым карликом в качестве второго компонента [7]. Эта работа, однако, не имела продолжения и вопрос о том, что происходит с угловым моментом СВ диска, в который возвращается часть вещества, теряемого вторым компонентом, не рассматривался. Между тем, как мы увидим ниже, этот процесс представляет значительный интерес с точки зрения эволюции углового момента СВ диска и аккреционной активности молодой двойной системы и может дать ключ к пониманию ряда явлений, наблюдаемых на ранних стадиях эволюции молодых звезд.

2. *Истечение вещества из маломассивных молодых звезд.*

Истечение вещества (звездный ветер) наблюдается у многих молодых звезд, однако, наиболее детально это явление исследовано у маломассивных молодых звезд типа Т Тельца [8]. В частности, по профилям запрещенных линий [OI] и [SII] установлено [9], что звездный ветер имеет анизотропный характер и может быть описан в рамках двухкомпонентной модели, включающей высокоскоростную и низкоскоростную компоненты. Источником ветра в обоих случаях является аккреционный диск. Высокоскоростная компонента формируется в непосредственной близости от звезды при взаимодействии аккреционного диска с ее магнитосферой, либо с магнитным полем самого диска [10]. На ранних стадиях эволюции звезд она часто наблюдается в виде биконических истечений и узкоколлимированных джетов, движущихся со скоростями 100-300 км/с [11,12]. Низкоскоростная компонента образуется в результате перераспределения углового момента между фрагментами аккреционного диска под действием турбулентной и магнитной вязкости и поэтому ее часто называют дисковым ветром. Она характеризуется более низкой температурой газа и значительно меньшими скоростями движения: на больших расстояниях от звезды, в области образования запрещенных линий, они составляют всего 5-40 км/с [11,12]. Оценки показывают, что темп истечения вещества из классической звезды типа Т Тельца сравним по величине с темпом аккреции: 10^{-7} - $10^{-8} M_{\odot}$ /год [13], причем основная часть потери массы происходит за счет дискового ветра [14].

Нетрудно представить теперь, что, если маломассивная звезда входит в состав двойной системы в паре с более массивной, то скорость дискового ветра от маломассивного компонента может оказаться меньше скорости убегания из двойной системы на расстоянии его орбиты. В

результате часть вещества, теряемого маломассивным компонентом, будет захвачена гравитацией главного компонента. Рассмотрим влияние этого процесса на структуру СВ диска и эволюцию его углового момента.

3. *Баллистическая модель.* В этой статье мы будем рассматривать звездный ветер как совокупность частиц, преодолевших гравитацию вторичного компонента и движущихся по баллистическим траекториям в поле тяготения главного компонента. Подобный подход, как показывает опыт [6], может служить хорошим первым приближением к более строгому решению задачи методами газовой динамики.

Предположим, что маломассивный компонент ($M_2/M_1 \ll 1$) движется по круговой орбите со скоростью u_k и примем скорость убегания на расстоянии орбиты: $v_{esc} = \sqrt{2GM_1/r_0}$ и радиус орбиты r_0 за единицу: $v_{esc} = 1$; $r_0 = 1$. Примем далее, что в системе координат вторичного компонента дисковый ветер обладает аксиальной симметрией¹, и что вещество в нем движется радиально со скоростью v_w в пространстве между двумя конусами с углами раствора θ_0 и θ_1 (рис.1). Поскольку дисковый ветер обязан своим происхождением аккреционному диску вторичного компонента, который в свою очередь подпитывается из СВ диска, то ось симметрии ветра должна в хорошем приближении совпадать с осью симметрии СВ диска.

В системе координат центра масс двойной системы (в нашем случае главного компонента) частицы ветра, движущиеся в разных

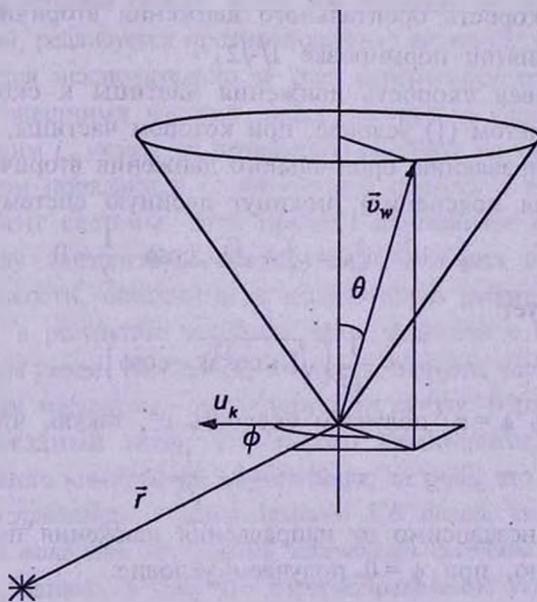


Рис.1. Компоненты скорости дискового ветра в системе координат вторичного компонента.

¹ Это условие выполняется с большой точностью на всем протяжении аккреционного диска вторичного компонента за исключением его периферийных слоев, в которых важную роль могут играть приливные возмущения, вызванные главным компонентом двойной системы.

направлениях, при сложении их вектора скорости с орбитальным движением вторичного компонента будут иметь разные скорости (рис.1). Часть из них может покинуть двойную систему, а часть - остаться в ней. С учетом зеркальной симметрии звездного ветра относительно плоскости СВ диска, вещество ветра остающееся в системе, будет при падении сверху и снизу на СВ диск взаимно гасить вертикальную компоненту скорости и становиться частью диска (подогревая его в результате перехода кинетической энергии вертикальной компоненты скорости в энергию ударных волн и далее в тепло).

Рассмотрим сначала случай, когда углы θ_0 и θ_1 близки к $\pi/2$, т.е. частицы движутся почти в плоскости орбиты двойной системы. Заметим, что в модели α -диска Шакуры и Сюняева [15], которая широко применяется в астрофизике молодых звезд, аккреционный диск является геометрически тонким образованием с углом раствора порядка 0.05. Поэтому часть вещества в дисковом ветре может двигаться под малыми углами к плоскости диска. Как мы увидим позже, этот частный случай приводит к результатам, правильным по порядку величины.

Переходя в систему координат, связанную с главным компонентом, получаем радиальную и тангенциальную скорости частиц, покидающих вторичный компонент системы:

$$v_0 = v_w \sin \phi; \quad u_0 = v_w \cos \phi + u_k \quad (1)$$

Здесь u_k - скорость орбитального движения вторичного компонента, равная в принятой нормировке $1/\sqrt{2}$.

Приравняв скорость движения частицы к скорости убегания, получаем с учетом (1) условие, при котором частицы, движущиеся под углом ϕ к направлению орбитального движения вторичного компонента (см. рис.1 для пояснения), покинут двойную систему

$$v_0^2 + u_0^2 - v_{esc}^2 = v_w^2 + \sqrt{2}v_w \cos \phi - \frac{1}{2} = 0. \quad (2)$$

Из него следует:

$$v_w = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\sqrt{1 + \cos^2 \phi} - \cos \phi \right). \quad (3)$$

Полагая здесь $\phi = \pi$, получаем скорость v^+ , такую, что при

$$v_w \geq v^+ = 1 + \frac{1}{\sqrt{2}} \quad (4)$$

все частицы независимо от направления движения покидают систему. Соответственно, при $\phi = 0$ получаем условие:

$$v_w < v^- = 1 - \frac{1}{\sqrt{2}}, \quad (5)$$

при котором все частицы ветра захватываются двойной системой.

В промежуточной области: $v^- < v_w < v^+$ существует значение ϕ :

$$\cos \phi_c = \mu_k = \frac{1 - 2v_w^2}{2\sqrt{2}v_w}, \quad (6)$$

которое делит дисковый ветер на две части: частицы движущиеся в направлениях $|\phi| \leq \phi_c$, покидают двойную систему, а в направлениях $|\phi| > \phi_c$ - остаются в ней.

4. *Звездный ветер вторичного компонента и эволюция углового момента СВ диска.* В первом случае, когда все частицы ветра покидают двойную систему, они уносят с собой угловой момент:

$$J = \dot{M}_w j_k = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \frac{u_0 r_0}{j_k} d\phi = \dot{M}_w j_k, \quad (7)$$

где \dot{M}_w - темп потери массы в виде дискового ветра, $j_k = r_0 \cdot u_k$ - удельный угловой момент вещества на расстоянии орбиты вторичного компонента, равный в принятых нами единицах $1/\sqrt{2}$. Поскольку источником звездного ветра является аккреционный диск вторичного компонента, который в свою очередь питается за счет аккреции вещества из СВ диска, то удельный угловой момент аккрецирующего вещества также равен j_k . Поэтому в рассмотренной выше ситуации, когда все частицы звездного ветра покидают систему, угловой момент диска уменьшается исключительно за счет уменьшения массы диска. Удельный угловой момент вещества в диске при этом не меняется.

В другом предельном случае, когда все частицы ветра захватываются двойной системой, реализуется противоположная ситуация: угловой момент СВ диска меняется исключительно за счет перераспределения его между внутренними и внешними частями диска: частицы с удельным угловым моментом, большим j_k , уходят на периферию системы, частицы с меньшим угловым моментом попадают в ее внутренние области и аккрецируют на главный компонент системы. Этот процесс напоминает обмен угловым моментом между элементами аккреционного диска под действием турбулентной вязкости, описанный в классической работе Линден-Белла и Прингла [16], в результате которого часть вещества с более высоким угловым моментом уходит на периферию диска, а другая часть - с меньшим удельным угловым моментом - аккрецирует на звезду. В рассматриваемом здесь случае звездный ветер вторичного компонента, захваченный гравитацией главного компонента, играет такую же роль, что и турбулентная вязкость: *перераспределяет угловой момент СВ диска, стимулируя, тем самым, аккрецию вещества на главный компонент системы.* Существенное отличие состоит, однако, в том, что перераспределение углового момента за счет вязкости имеет локальный характер и происходит между соседними слоями аккреционного диска, тогда как в нашем случае этот процесс обладает значительно большей эффективностью, поскольку имеет *крупномасштабный* характер и затрагивает фактически весь диск.

В промежуточном случае, который наиболее интересен с точки зрения приложений, вещество, покидающее систему, уносит угловой момент:

$$J^- = \dot{M}_w j_k \frac{1}{\pi} \int_0^{\phi_c} \frac{u_0 r_0}{j_k} d\phi. \quad (8)$$

Интегрирование с учетом (5) дает:

$$J^- = \dot{M}_w \frac{\phi_c}{\pi} j^-(v_w), \quad (9)$$

где

$$j^-(v_w) = j_k \left(1 + \sqrt{2} v_w \frac{\sin \phi_c}{\phi_c} \right). \quad (10)$$

В формуле (9) отношение ϕ_c/π - определяет долю вещества, покидающего систему; j^- - выносимый им удельный угловой момент. Из (10) (см. также рис.2) видно, что он теперь больше орбитального. Последняя особенность является принципиально важной. Она означает, что в результате потери массы двойной системой уменьшается не только угловой момент СВ диска, но также и удельный угловой момент вещества, из которого он состоит, чего не было в первом случае, когда все вещество звездного ветра покидало двойную систему.

Из условия сохранения углового момента нетрудно найти угловой момент, приобретаемый СВ диском в результате захвата вещества звездного ветра:

$$J^+ = J - J^- = \dot{M}_w \frac{\pi - \phi_c}{\pi} j^+(v_w), \quad (11)$$

где

$$j^+(v_w) = j_k \left(1 - \sqrt{2} v_w \frac{\sin \phi_c}{\pi - \phi_c} \right) \quad (12)$$

- удельный угловой момент, привносимый ветром в СВ диск. Как видно из рис.2, он не только меньше удельного орбитального момента j_k , но может быть даже отрицательной величиной. Последнее означает, что вещество звездного ветра, захваченное двойной системой, имеет *обратное вращение*.

Таким образом, реализуется следующая ситуация: вещество СВ диска с удельным угловым моментом, близким к орбитальному j_k , аккрецирует на вторичный компонент и порождает звездный ветер, который частично уходит из двойной системы, а частично захватывается ею и возвращается обратно в СВ диск. При этом вещество покидает систему с удельным угловым моментом $j^- > j_k$, а захватывается с удельным угловым моментом $j^+ < j_k$, причем часть захваченного вещества вращается в направлении, противоположном вращению СВ диска.

5. Трехмерная модель. В трехмерной модели появляется вертикальная компонента скорости ветра w_z , и в системе координат вторичного компонента соответствующие компоненты скорости

определяются соотношениями (рис.1):

$$v_0 = v_w \sin \phi \sin \theta; \quad u'_0 = v_w \cos \phi \sin \theta, \quad w_0 = v_w \cos \theta, \quad (13)$$

где θ - по-прежнему угол между вектором скорости \vec{v}_w и осью симметрии диска, ϕ - угол между проекцией вектора \vec{v}_w на экваториальную плоскость и направлением орбитального движения вторичного компонента.

При переходе в систему координат центра масс двойной системы тангенциальная составляющая скорости ветра u' складывается со скоростью орбитального движения: $u_0 = u'_0 + u_k$. В результате квадрат скорости частицы в системе координат центра масс системы зависит не только от азимута ϕ , но и от угла θ : $v_w^2 + u_k^2 + 2u_k \cdot v_w \cos \phi \sin \theta$. Приравнявая его снова квадрату скорости убегания на расстоянии r_0 , определяемой по условию задачи главным компонентом системы (и принятой нами за единицу), получаем вместо (2):

$$v_w^2 + \sqrt{2} v_w \sin \theta \sin \phi - \frac{1}{2} = 0. \quad (14)$$

Отсюда для каждого фиксированного угла θ получаем значения скорости v^+ и v^- , аналогичные по смыслу (4) и (5):

$$v^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\sqrt{1 + \sin^2 \theta} + \sin \theta \right); \quad v^- = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\sqrt{1 + \sin^2 \theta} - \sin \theta \right), \quad (15)$$

такие, что при $v_w > v^+$ все частицы ветра, независимо от азимута первоначального движения ϕ , покидают систему, а при $v_w < v^-$ - наоборот, все частицы захватываются гравитацией главного компонента. Соответственно, в промежуточной области: $v^- < v_w < v^+$ существует критический угол ϕ_c :

$$\cos \phi_c = \frac{1 - 2v_w^2}{2\sqrt{2}v_w \sin \theta}, \quad (16)$$

который, как и прежде, делит ветер на две зоны: При $\phi \leq \phi_c$ частицы ветра покидают двойную систему, вынося удельный угловой момент

$$j^-(v_w, \theta) = \frac{j_k}{\phi_c} \int_0^{\phi_c} \left(1 + v_w \sqrt{2} \sin \theta \cos \phi \right) d\phi = j_k \cdot \left(1 + v_w \sqrt{2} \sin \theta \frac{\sin \phi_c}{\phi_c} \right), \quad (17)$$

который, как видно из этого соотношения, всегда больше орбитального. При $\phi > \phi_c$ частицы ветра остаются в системе и присоединяются к СВ диску с удельным угловым моментом

$$j^+(v_w, \theta) = \frac{j_k}{\pi - \phi_c} \int_{\phi_c}^{\pi} \left(1 + v_w \sqrt{2} \sin \theta \cos \phi \right) d\phi = j_k \cdot \left(1 - v_w \sqrt{2} \sin \theta \frac{\sin \phi_c}{\pi - \phi_c} \right), \quad (18)$$

меньшим орбитального.

На рис.2а показано отношение ϕ_c/π , определяющее долю вещества дискового ветра, движущегося под углом θ к оси симметрии диска и уходящего из двойной системы, как функция безразмерной скорости ветра v_w . На рис.2б приведены отношения j^+/j_k и j^-/j_k , рассчитанные по формулам (17) и (18), как функции скорости ветра v_w для трех

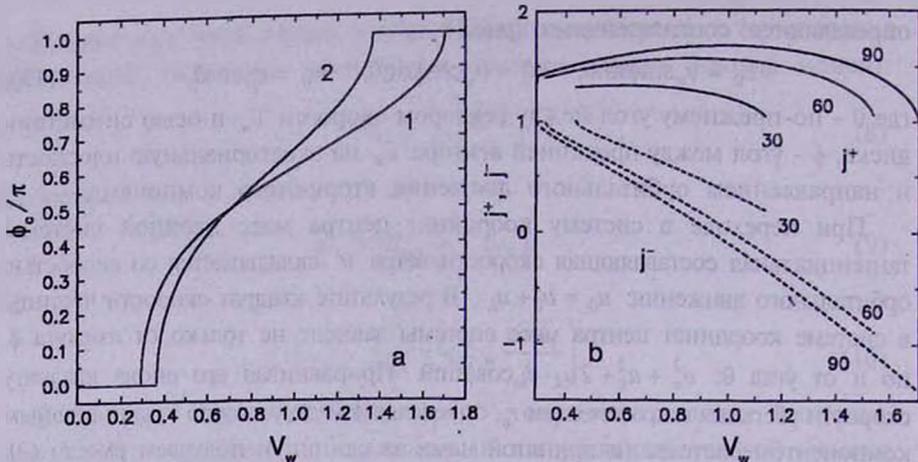


Рис.2а. Доля вещества дискового ветра, покидающего двойную систему, как функция безразмерной скорости ветра v_w для двух значений угла θ между вектором скорости \vec{v}_w и осью симметрии СВ диска: 1 - $\theta = 90^\circ$, 2 - $\theta = 45^\circ$; б - удельный угловой момент вещества, выносимый из двойной системы звездным ветром вторичного компонента (j^-) и добавляемый в двойную систему при частичном захвате ветра (j^+), как функции скорости ветра v_w для значений угла $\theta = 30, 60$ и 90° (удельный угловой момент орбитального движения j_k принят за единицу). Эксцентриситет орбиты вторичного компонента $e = 0$.

значений угла θ : $90, 60$ и 30 градусов. Видно, что при $v_w \geq 1$ и углах $\theta \geq 45^\circ$ удельный угловой момент вещества, захватываемого двойной системой, является величиной отрицательной. Это означает, что при определенных условиях в двойной системе возможно формирование подсистемы газа с обратным вращением.

Нетрудно показать, что в предельном случае, когда все частицы звездного ветра покидают двойную систему, они выносят угловой момент, определяемый соотношением (7). Когда часть ветра покидает двойную систему, а часть захватывается ею, выносимый звездным ветром угловой момент определяется соотношением:

$$J^- = 2 \cdot \int_{\theta_0}^{\theta_1} \dot{m}_w(\theta) \cdot \frac{\phi_c}{\pi} j^-(v_w, \theta) \sin \theta d\theta, \quad (19)$$

где \dot{m}_w - темп истечения вещества в дисковом ветре в элементарном сегменте телесного угла в направлениях, составляющих угол θ с осью симметрии диска, $j^-(v_w, \theta)$ - среднее значение удельного углового момента, уносимого частицами ветра в указанных направлениях, определяемое формулой (17), множитель 2 учитывает тот факт, что истечение вещества происходит в двух симметрично расположенных относительно плоскости СВ диска конусах.

6. Обсуждение. Следует отметить прежде всего определенную аналогию между рассмотренным выше сценарием захвата вещества звездного ветра и классическим случаем перетекания вещества в тесной двойной системе, один из компонентов которой заполняет полость Роша. В обоих случаях

часть вещества покидает систему, часть аккрецирует на второй компонент, в результате чего образуется общая оболочка (см., например, [17]). Существенное отличие этих двух ситуаций состоит в том, что в тесной двойной системе источником вещества являются сами звезды, причем, как правило, главный компонент системы, тогда как в нашем случае источником звездного ветра является аккреционный диск маломассивного компонента, который в свою очередь питается за счет аккреции вещества из СВ диска. Возвращая ему часть вещества, но уже с меньшим удельным угловым моментом, вторичный компонент стимулирует аккреционную активность молодой двойной системы. Если его орбита находится вблизи основной массы вещества СВ диска (характерный радиус этой зоны обычно порядка 10 а.е.), то тогда, как показано в [5], маломассивный компонент может аккрецировать на себя больше вещества, чем главный компонент системы. Этим и определяется его важная роль в качестве звезды-донора и регулятора аккреционной активности двойной системы. Это позволяет говорить о двухкаскадном механизме аккреции, в котором маломассивный компонент играет роль промежуточного звена.

6.1 Эффективность механизма. Оценки показывают, что рассмотренный выше сценарий эволюции углового момента СВ диска обладает достаточно высокой эффективностью. Действительно, если вторичным компонентом является, например, звезда типа Т Тельца, то, как отмечалось в п.2, темп потери массы такой звездой может быть порядка $10^{-7} - 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$. Это означает, что за время жизни звезды до прихода на главную последовательность (порядка 10^6 лет [8]) она может аккрецировать все вещество околозвездного диска, составляющего по массе в среднем порядка 10% массы самой звезды [18]. Если главным компонентом системы является звезда Ae/Be Хербига, то при массе этой звезды $3 \cdot M_{\odot}$ и расстоянии между компонентами порядка 5-10 а.е. скорость убегания v_{esc} будет сравнима с характерной скоростью дискового ветра от звезды типа Т Тельца. В результате заметная часть звездного ветра вторичного компонента будет захвачена двойной системой и вернется обратно в СВ диск, но уже с меньшим или даже отрицательным удельным угловым моментом. Такой круговорот вещества в СВ диске может произойти многократно за время активной фазы эволюции молодой пары, каждый раз уменьшая удельный угловой момент диска. *Это означает, что аккреционная активность молодой двойной системы с неравными по массе компонентами и "оптимальным" расстоянием между ними должна быть существенно выше, по сравнению с одиночной молодой звездой.* Соответственно время жизни таких дисков должно быть существенно короче по сравнению с одиночными звездами.

6.2. Вертикальная структура СВ диска и ИК избытки излучения молодых звезд. Захват вещества звездного ветра вторичного

компонента радикальным образом меняет вертикальную структуру СВ диска: в результате того, что вещество звездного ветра сначала поднимается над плоскостью СВ диска и затем падает на него, увеличивается эффективная толщина диска (рис.3б). Поскольку часть дискового ветра образуется в холодной области аккреционного диска, где пыль не успела сублимировать, то наряду с газом в звездном ветре должна присутствовать также и пыль. Появление пыли над СВ диском (при наличии заметной оптической толщины) должно дать дополнительный вклад в ИК излучение двойной системы.

Это обстоятельство имеет важное значение в свете известных трудностей, связанных с интерпретацией ИК избытков излучения молодых звезд [19-21]: они часто оказываются больше предсказываемых на основе существующих моделей аккреционных дисков, в которых диск нагревается излучением звезд. В принципе такие расхождения могут означать, что кроме излучения звезды диск подогревается еще и турбулентным трением [22]. Такая интерпретация, однако, приводит к слишком большим значениям темпа аккреции и противоречит наблюдениям [23]. Поэтому для устранения этого расхождения предложен ряд модификаций моделей околозвездных пылевых дисков [23,24], представляющих собой гибриды стандартной модели диска и пылевой оболочки. Однако физические основы таких гибридных моделей в случае одиночных звезд не вполне ясны.

Другое дело, если молодая звезда является двойной системой. В

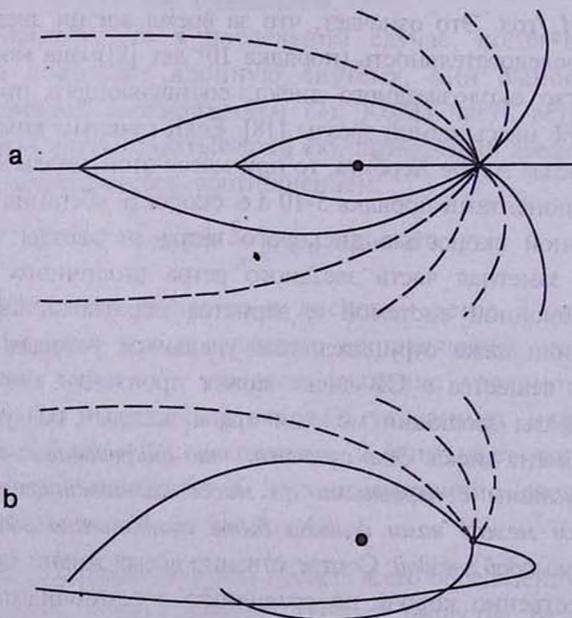


Рис.3. Схематическая картина, иллюстрирующая движение частиц дискового ветра вторичного компонента: а) - в проекции на картинную плоскость, б) - в проекции на СВ диск. Пунктирными линиями обозначены траектории частиц, покидающих двойную систему.

этом случае, как мы убедились выше, образование протяженной оболочки вполне возможно. Учитывая высокую частоту встречаемости двойных систем среди молодых звезд, естественно поэтому предположить, что *более мощный по сравнению с предсказываемым стандартной моделью диска ИК-избыток излучения является индикатором двойственности молодой звезды с неравным отношением масс компонентов и оптимальным (в указанном выше смысле) расстоянием между ними.*

6.2.1. Загадка WTTS. С этих позиций можно подойти и к объяснению феномена молодых звезд, известных в литературе под названием weak T Tauri stars, или WTTS. Эти звезды имеют такой же возраст, что и обычные (классические) звезды типа Т Тельца, и отличаются от них низким уровнем эмиссионной активности и малыми ИК-избытками излучения [25]. Их обнаружение в областях звездообразования [26] оказалось полной неожиданностью для астрономов, и до сих пор, насколько нам известно, нет общепринятого объяснения этого странного явления.

С учетом сказанного выше возможны две интерпретации низкой аккреционной активности таких звезд. Согласно первой из них WTTS - это двойные системы, в которых рассмотренный выше механизм усиленной аккреционной активности уже сработал, в результате чего вокруг них почти не осталось околзвездного вещества. Во втором случае WTTS - это, наоборот, молодые звезды с "недоразвитыми" околзвездными дисками. Это могут быть одиночные молодые звезды или двойные системы, параметры которых далеки от оптимальных. Поэтому их околзвездные диски близки к стандартным моделям геометрически тонких аккреционных дисков, обладающих низкими ИК светимостями. Ответ на вопрос, какой из этих двух сценариев имеет место, может дать сравнительный анализ двойственности WTTS и классических звезд типа Т Тельца, который должен включать не только анализ расстояний между компонентами двойных систем, но и отношений их масс.

6.3. Звезды типа UX Ori. Звезды этого типа относятся к числу фотометрически наиболее активных молодых звезд, амплитуды оптической переменности которых достигают 2-3 звездных величин. В минимумах блеска, обусловленных затмениями звезд околзвездными пылевыми облаками, наблюдается рост линейной поляризации до 5-8%, связанный с увеличением вклада рассеянного излучения околзвездной пыли [27,28]. При этом, как показывают расчеты [29], для объяснения наблюдаемой степени поляризации необходим пылевой диск с углом раствора, заметно превышающим угол раствора классического аккреционного диска. С аналогичной проблемой сталкивается также интерпретация ИК-избытка излучения самой UX Ori: в ближней ИК-области спектра интенсивность излучения заметно выше по сравнению с модельными распределениями

энергии, рассчитанными на основе стандартных моделей дисков [21].

Кроме того, имеются указания на то, что распределение пыли в околозвездных дисках звезд типа UX Oг1 сильно отклоняется от аксиальной симметрии, и высказано предположение, что подобные отклонения связаны с присутствием у этих звезд маломассивных компонентов [30,31]. На это, в частности, указывает циклический характер изменений блеска этих звезд. Оценки расстояний между компонентами, основанные на продолжительности циклов, дают значения порядка 5-10 а.е. С учетом того, что массы звезд типа UX Oг1 порядка $2-3 \cdot M_{\odot}$, получается, что параметры предполагаемых двойных близки к "оптимальным" параметрам двойных систем, в которых имеет место частичный захват вещества звездного ветра вторичного компонента.

Таким образом, рассмотренная выше модель позволяет предложить разумное объяснение перечисленным выше особенностям звезд типа UX Oг1 и заслуживает более детального количественного анализа.

Следует отметить, что согласно [28,32,33] звезды типа UX Oг1 отличаются от фотометрически спокойных звезд тех же спектральных классов ориентацией околозвездных дисков: с ребра или под небольшим углом к лучу зрения. Если диск ориентирован к наблюдателю под углом, близким к $\pi/2$, то такая звезда должна быть фотометрически спокойной (если, разумеется, отсутствуют другие источники переменности блеска). Если она является двойной и реализуется рассмотренный выше сценарий захвата звездного ветра вторичного компонента, то из-за нарушения аксиальной симметрии в распределении околозвездной пыли должна наблюдаться периодическая модуляция параметров Стокса рассеянного излучения. Легко показать, что в случае круговой орбиты степень линейной поляризации будет постоянной, тогда как ее позиционный угол будет меняться с периодом, равным половине орбитального. В случае вытянутой орбиты периодическая модуляция с орбитальным периодом будет присутствовать в изменениях степени поляризации, тогда как позиционный угол поляризации будет, по-прежнему, меняться с периодом, равным половине орбитального. Таким образом, патрульные наблюдения поляризации фотометрически спокойных молодых звезд могут стать ценным источником информации о двойственности таких звезд, которую практически невозможно получить другими методами.

6.4. Циклы аккреционной активности в молодых двойных системах. В рассмотренной выше модели молодой двойной системы ключевым параметром является отношение скорости звездного ветра к скорости убегания на расстоянии орбиты вторичного компонента, определяемой главным компонентом системы. В случае эллиптической орбиты этот параметр является периодической функцией времени. В случае сильно вытянутой орбиты возможна ситуация, когда на внешней

части орбиты $v_{\text{в}} \gg v_{\text{орб}}$ и звездный ветер вторичного компонента полностью покидает двойную систему, тогда как на внутренней части орбиты имеет место обратная картина. В этом случае должна наблюдаться сильная модуляция аккреционной активности главного компонента двойной системы с периодом, равным орбитальному.

Следует заметить, что кроме звездного ветра, захватываемого двойной системой, дополнительным источником вещества, питающего аккреционный диск главного компонента, могут быть также потоки вещества из СВ диска, существование которых предсказано в работе Артимовича и Любова [5]. Согласно [5] эффективность этого механизма также увеличивается с уменьшением расстояния между компонентами системы. Кроме того, часть вещества может перетекать на главный компонент из периферийных слоев аккреционного диска вторичного компонента в результате приливных возмущений, которые также максимальны в периастрии орбиты. Таким образом, темп поступления вещества в аккреционный диск главного компонента от всех трех источников увеличивается при сближении компонентов.

Поскольку в случае сильно вытянутой орбиты вторичный компонент большую часть времени проводит в апоастрии орбиты, приближаясь к главному компоненту лишь на короткое время, то аккреционная активность таких звезд должна носить ярко выраженный импульсный характер: вспышки активности должны чередоваться с длительными паузами (рис.4). Таким же импульсным по своему характеру должно быть и истечение вещества из главного компонента системы.

6.4.1. Вспышки фуоров и родственные явления. Подобная форма

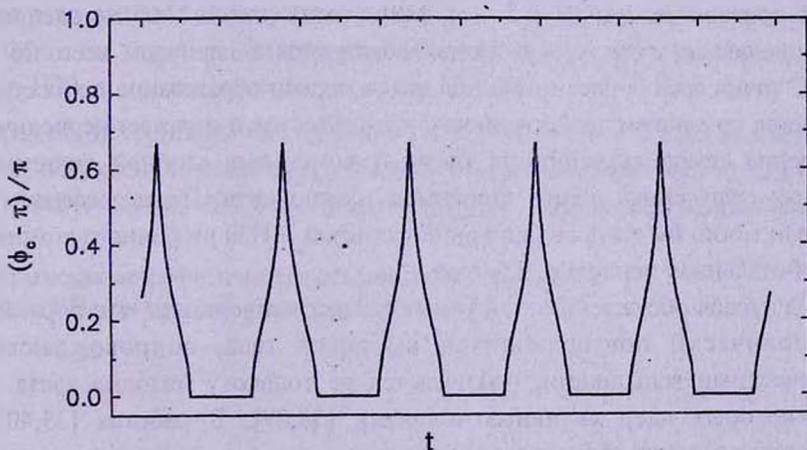


Рис.4. Иллюстрация к предлагаемой модели формирования периодических структур в узкоколлимированных джетах: показана доля вещества дискового ветра вторичного компонента, захваченного главным компонентом двойной системы, как функция времени в случае сильно вытянутой орбиты ($e=0.8$). Отношение скорости ветра к скорости убегания в апоастрии орбиты равно 0.5, угол $\theta = 45^\circ$.

аккреционной активности идеально подходит для объяснения вспышек фуоров, природа которых до сих пор не вполне ясна. Хартманн и Кеньон [34] связывают это явление с увеличением темпа аккреции околозвездного вещества на молодую звезду. Статистика таких событий указывает на то, что они неоднократно повторяются у одних и тех же звезд. Предполагается, что резкое усиление темпа аккреции может быть следствием неустойчивостей, развивающихся в массивных околозвездных дисках [35]. Однако по данным наблюдений в миллиметровом диапазоне (см. обзор [18]), массы околозвездных дисков у большинства звезд типа Т Тельца находятся в пределах от 0.01 до 0.1 масс самих звезд, то есть, эти диски не являются массивными.

Рассмотренная выше двухкаскадная модель аккреции указывает на возможность более простого объяснения явления фуора в рамках модели молодой двойной системы с маломассивным компонентом, находящимся на сильно вытянутой орбите. Вспышка фуора в этой модели совпадает с моментом наибольшего сближения компонентов системы, когда эффективность захвата ветра вторичного компонента (а следовательно, и аккреционная активность главного компонента системы) максимальна.

Эта же модель может дать ключ к пониманию еще одного интересного явления, наблюдаемого у ряда молодых звезд с узкоколлимированными джетами: на изображениях джетов, полученных с высоким пространственным разрешением, отчетливо видны периодически повторяющиеся яркие конденсации [36,37]. Имеются попытки объяснить образование таких конденсаций в рамках магнитогидродинамических моделей [14]. Однако характерное время между выбросами джетов в этих моделях получается слишком коротким по сравнению с наблюдаемым. Например, в объекте HH30 интервал времени между последовательными выбросами струек газа составляет около 2.5 лет [38], тогда как в МГД-моделях [14] периодические структуры в джетах образуются с периодом всего 26 дней.

С точки зрения рассмотренной выше модели образование таких структур является признаком двойственности этих объектов и отражает периодическое усиление темпа аккреции на главный компонент двойной системы при тесных сближениях с ним вторичного компонента. Подтверждением этой модели могло бы стать обнаружение у объекта HH30 вторичного компонента с орбитальным периодом 2.5 года.

Завершая обсуждение этой темы, следует подчеркнуть, что образование периодически повторяющихся выбросов газа, сопровождающихся оптическими вспышками, наблюдается не только у молодых звезд, но и у некоторых ядер активных галактик [38,39]. В работах [39,40] для объяснения таких эффектов предложены модели двойных ядер, в которых вещество из аккреционного диска одного из компонентов перетекает под действием приливных сил на более массивный компонент. Рассмотренная нами модель в идейном отношении близка к указанным моделям и

отличается от них тем, что мы рассматриваем другой механизм возврата вещества из аккреционного диска вторичного компонента в двойную систему с последующей аккрецией на главный компонент системы. Эта аналогия между физическими процессами, протекающими на столь разных по своим масштабам астрофизических объектах, представляется нам весьма интересной. Она может служить дополнительным аргументом в пользу двойственности молодых звезд как источника ритмов их аккреционной активности.

7. *Заключение.* Основные результаты данной статьи можно суммировать следующим образом:

1. Показано, что в рамках модели молодой двойной системы, компоненты которой заметно отличаются по массам, существует механизм, способный оказывать сильное воздействие на параметры СВ диска и аккреционную активность главного компонента системы. Им является частичный захват вещества дискового ветра вторичного компонента гравитацией главного компонента системы. В результате этого увеличивается эффективная геометрическая толщина СВ диска, а следовательно, и его способность больше поглощать и рассеивать излучение главного компонента. Поэтому ИК-светимость и собственная поляризация молодой двойной системы должны быть всегда выше по сравнению с молодой одиночной звездой и должны быть периодическими функциями времени.

2. В случае сильно вытянутой орбиты аккреционная активность главного компонента двойной системы приобретает импульсный характер. Именно такой режим аккреции необходим для объяснения вспышек фуоров и образования периодических структур в узкоколлимированных джетах, наблюдаемых у некоторых звезд. Доказательством того, что природа этих явлений действительно связана с двойственностью молодых звезд, могло бы служить обнаружение вторичного компонента у молодого объекта H30 с периодом орбиты около 2.5 лет.

Выражаю искреннюю благодарность В.А.Антонову и Ю.Н.Гнедину за полезные обсуждения и замечания. Данная работа выполнена при поддержке гранта РФФИ N99-02-18520 и государственной программы "Астрономия".

¹ Крымская астрофизическая обсерватория, Украина

² Санкт-Петербургский университет, Россия

STELLAR WIND AS A STIMULATOR OF ACCRETION ACTIVITY IN YOUNG BINARY SYSTEMS

V.P.GRININ

The young binary system with the ratio of mass components $M_2/M_1 \ll 1$ is considered. In such a system the low velocity part of the wind of the low mass component (so called the disk wind) can be partly captured by the gravity of the primary component. It is shown, that it results the large scale redistribution of the matter and angular momentum between internal and external parts of the gas and dust disk surrounded the binary and, as a consequence, an increase of the accretion rate onto the primary component. In the case of non-circular orbit the accretion rate has to be the periodical function of time and in the case of the highly eccentric orbit the accretion process becomes impulsive. Since the dust can be present in the disk wind of the secondary component, the capture of the stellar wind will lead to an increase of the effective geometrical thickness of the gas and dust disk. For this reason the infrared (IR) excesses of the radiation of such stars (especially in the near IR region of spectrum) and their intrinsic polarization can be significantly larger in compare with the case of a single star surrounded with the circumstellar disk of the same mass, and their behaviour can be periodical in a certain time. Besides, the orbital period can also exist in the variations of the brightness of the young binary system due to the deviations of the axial symmetry in the dust distribution in the disk. The role of these effects in the physics of the young stars is discussed.

ЛИТЕРАТУРА

1. *A.M.Ghez*, in "Evolutionary Processes in Binary Stars", eds. R.A.M.J. Wijers et al., Kluwer Acad. Publ., 1996, p.1.
2. *R.D.Mathieu*, *ibid*, p.11.
3. *D.N.C.Lin, J.C.B.Papaloizou*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **191**, 37, 1979.
4. *P.Goldreich, S.Tremaine*, *ARA&A*, **20**, 249, 1982.
5. *P.Artimowics, S.H.Lubov*, *Astrophys. J.*, **467**, L77, 1996.
6. *M.R.Bate, I.A.Bonnell*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **285**, 33, 1997.
7. *S.J.Wolk, S.C.Beck*, *PASP* **102**, 323, 1990.
8. *G.Basri, C.Bertout*, in "Protostars and Planets III", eds. E.H.Levy, J.I.Lunine, Univ. of Arisona Press, Tucson, 1993, p.543.
9. *J.Kwan, E.Tademaru*, *Astrophys. J.*, **332**, L41, 1988.
10. *A.Königl*, in "Disks and Outflows around Young stars", eds. S.Bekwith et al.,

Springer, 1996, p.282.

11. *G.A.Hirth, R.Mundt, J.Solf*, *Astron. Astrophys.*, **285**, 929, 1994.
12. *P.Hartigan, S.E.Edwards, L.Ghandour*, *Astrophys. J.*, **436**, 125, 1995.
13. *I.Appenzeller, R.Mundt*, *Astron. Astrophys. Rev.* **1**, 291, 1989.
14. *A.P.Goodson, K.-H.Böhm, R.Winglee*, *Astrophys. J.*, **524**, 142, 1999.
15. *N.I.Shakura, R.A.Sunyaev*, *Astron. Astrophys.* **24**, 337, 1973.
16. *D.Lynden-Bell, J.E.Pringle*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **168**, 603, 1974.
17. *N.Mastromedemos, M.Morries*, *Astrophys. J.*, **523**, 357, 1999.
18. *A.Natta, V.P.Grinin, V.Mannings*, in "Protostars and Planets. IV", Eds. F.Adams et al, 2000.
19. *S.J.Kenyon, L.Hartmann*, *Astrophys. J.*, **323**, 714, 1987.
20. *E.I.Chiang, P.Goldreich*, *Astrophys. J.*, **490**, 368, 1997.
21. *A.Natta, T.Prusti, R.Neri et al*, *Astron. Astrophys.* **350**, 541, 1999.
22. *L.A.Hillenbrand, S.E.Strom, F.J.Vrba, J.Keene*, *Astrophys. J.*, **397**, 613, 1992.
23. *N.Calvet, L.Hartmann, S.J.Kenyon, B.A.Whitney*, *Astrophys. J.*, **434**, 330, 1994.
24. *A.Natta*, *Astrophys. J.*, **412**, 761, 1993.
25. *T.Montmerle, E.D.Feigelson, J.Bouvier, P.Andre*, in "Protostars and Planets III", eds. E.H.Levy, J.I.Lunine, Univ. of Arizona Press, Tucson, 1993, p.689.
26. *F.M.Walter*, *Astrophys. J.*, **306**, 573, 1986.
27. *В.П.Грунин*, *Письма в Астрон. ж.* **14**, 65, 1988.
28. *V.P.Grinin, N.N.Kiselev, N.Kh.Minikhulov, G.P.Chernova, N.V.Voshchinnikov*, *Astrophys. Space Sci.*, **186**, 283, 1991.
29. *A.N.Rostopchina, V.P.Grinin, A.Okazaki, S.Kikuchi et al*, *Astron. Astrophys.*, **327**, 145, 1997.
30. *В.П.Грунин, А.Н.Ростопчина, Д.Н.Шаховской*, *Письма в Астрон. ж.*, **24**, 925, 1998.
31. *А.Н.Ростопчина, В.П.Грунин, Д.Н.Шаховской*, *Письма в Астрон. ж.*, **25**, 291, 1999.
32. *V.P.Grinin*, *Astron. Astrophys. Transactions*, **3**, 17, 1992.
33. *A.Natta, V.P.Grinin, V.Mannings, H.Ungerechts*, *Astrophys. J.*, **491**, 885, 1997.
34. *L.Hartmann, S.Kenyon*, *Astrophys. J.*, **299**, 462, 1985.
35. *L.Hartmann, S.Kenyon, P.Hartigan*, in "Protostars and Planets III", eds. E.H.Levy, J.I.Lunine, Univ. of Arizona Press, Tucson, 1993, p.497.
36. *S.Edwards, T.P.Ray, R.Mundt*, *ibid*, p.567.
37. *C.J.Burrows et al*, *Astrophys. J.*, **473**, 437, 1996.
38. *Е.Белоконь*, *Астрон. ж.*, **68**, 1, 1991.
39. *M.S.Begelman, R.D.Blandford, M.J.Rees*, *Nature*, **287**, 307, 1980.
40. *A.Sillanpää, S.Haarala, M.J.Valtonen et al*, *Astrophys. J.*, **325**, 628, 1988.