

О МЕХАНИЗМАХ ЗАТМЕНИЙ В ЭКЗОТИЧЕСКИХ  
ЗАТМЕННЫХ СИСТЕМАХВ.П.ГРИНИН<sup>1,2</sup>, Л.В.ТАМБОВЦЕВА<sup>1</sup>

Поступила 25 апреля 2006

Звезды  $\epsilon$  Aig, КН 15D и Н 187 представляют собой совершенно разные по своим фундаментальным характеристикам объекты. Их объединяют, однако, две важные особенности: 1) у всех трех объектов наблюдаются продолжительные затмения и 2) отсутствуют спектроскопические признаки второго компонента. Кривые блеска этих объектов обладают значительным сходством, что может свидетельствовать о единообразии механизмов затмений. В данной статье анализируются модели затмений данных объектов, предложенные различными авторами и обсуждаются проблемы, связанные с их применимостью.

1. *Введение.* Несколько звезд, называемых в астрономической литературе экзотическими затменными системами, привлекают внимание астрономов своими необычными свойствами. Это - затменная двойная  $\epsilon$  Aig, которая наблюдается уже более 200 лет, молодая звезда КН 15D, затмения которой обнаружены около десяти лет назад, и молодая звезда Н 187, у которой несколько лет назад наблюдалось обширное (и пока единственное) затмение и спустя пять лет наблюдается новое. Затмения, которые наблюдаются у этих объектов, длятся гораздо дольше, чем у обычных затменных двойных. Как бы ни различались предложенные механизмы затмений для всех этих систем, все авторы сходятся на том, что затмевающим телом не может быть звезда; в качестве экрана предлагается либо околос звездный (ОЗ) диск одной из звезд двойной системы (см. например, Хуанг [1], Лиссо и Бэкман [2], Кэррол и др. [3], Лиссо и др. [4]), или СВ-диск (от английского *circumbinary*) (Чанг и Мюррей-Клер [5], Уинн и др. [6-8], Коуэн и др. [9]), либо дисковый ветер, истекающий из аккреционного диска вторичного компонента (Гринин и Тамбовцева [10], Гринин и др. [11]). Каждая модель накладывает свои ограничения на физические условия в окрестностях молодых звезд. Эти ограничения позволяют объяснить качественно и количественно наблюдаемые затмения, но, в свою очередь, требуют своего обоснования. Несмотря на внимание исследователей к этим объектам в последние десятилетия, они все еще остаются загадкой, так как порой противоречат общепринятому сценарию образования двойных звезд. В данной работе мы обсуждаем современные модели, разработанные для объяснения

механизмов затмений в этих экзотических системах, опираясь на все данные наблюдений, накопленные к настоящему времени.

2. *Затменные системы. Данные наблюдений.* Двойная система  $\epsilon$ Аиг является самой яркой среди затменных двойных звезд: ее звездная величина в визуальной области спектра меняется во время затмений в пределах:  $V=2.8-3.6$ , что позволяет наблюдать звезду с помощью весьма скромных по своим размерам телескопов. Благодаря этому наблюдения  $\epsilon$ Аиг ведутся на протяжении многих лет (первое затмение наблюдали в начале 18-ого столетия). Тем не менее,  $\epsilon$ Аиг до сих пор остается одной из астрономических загадок.

Уникальны прежде всего параметры этой системы: ее период, определенный в 1904г. Лудендорфом [12] равен 27.1 года, продолжительность затмений составляет около 2 лет<sup>1</sup>. Главный компонент является сверхгигантом класса F высокой светимости  $L \approx 10^4 - 10^5 L_{\odot}$ <sup>2</sup>. Вторичный компонент никак себя не проявляет в оптическом диапазоне и выполняет лишь роль экрана, периодически экранирующего главный компонент от наблюдателя. По этой причине к настоящему времени известна лишь функция масс системы:  $f = 3.12 M_{\odot}$  [14], но неизвестны массы ее компонентов. В силу этой неопределенности до сих пор неясен эволюционный статус системы и неизвестны ее фундаментальные характеристики. Как следует из обзора Гуинана и ДеВарфа [15], наблюдательные свойства  $\epsilon$ Аиг могут быть одинаково успешно интерпретированы на основе двух очень разных по своим характеристикам моделей. Согласно одной из них  $\epsilon$ Аиг является массивной F звездой ( $M_* \approx 15 M_{\odot}$ ), недавно покинувшей Главную последовательность; вторичный компонент имеет массу около  $13 M_{\odot}$ . Согласно другой - это проэволюционировавшая пост-AGB звезда массой порядка  $1 M_{\odot}$ , которая вращается вокруг более массивного вторичного компонента массой около  $4-5 M_{\odot}$ . В пользу последней модели свидетельствует, в частности, сходство фундаментальных характеристик  $\epsilon$ Аиг и объекта Кувано (PU Vul), который является кандидатом в пост-AGB звезды (Гершберг [16]).

На рис.1с показана кривая блеска  $\epsilon$ Аиг, полученная во время последнего затмения 1982-1985гг. Обращает на себя внимание поярчение звезды в центральной части затмения. Подобная форма кривой блеска, однако, не наблюдалась во время предыдущих затмений 1928-1930гг. и 1955-1957гг. (рис.1а, b). На рис.1d приведена усредненная по трем затмениям кривая блеска звезды. На ней нет резко выраженного

<sup>1</sup> Следующее затмение ожидается в начале 2009г.

<sup>2</sup> Хотя из интерферометрических наблюдений известен угловой диаметр  $\epsilon$ Аиг [13], неопределенность в оценке  $L$  довольно велика и связана с неопределенностью в оценке расстояния до системы и величины межзвездного поглощения.

подъема блеска в центральной части минимума, наблюдавшегося во время затмения 1982-1985гг. Вероятнее всего он был вызван случайным наложением на эту часть кривой блеска малоамплитудной пульсации блеска главного компонента системы с периодом около 80 дней, которая

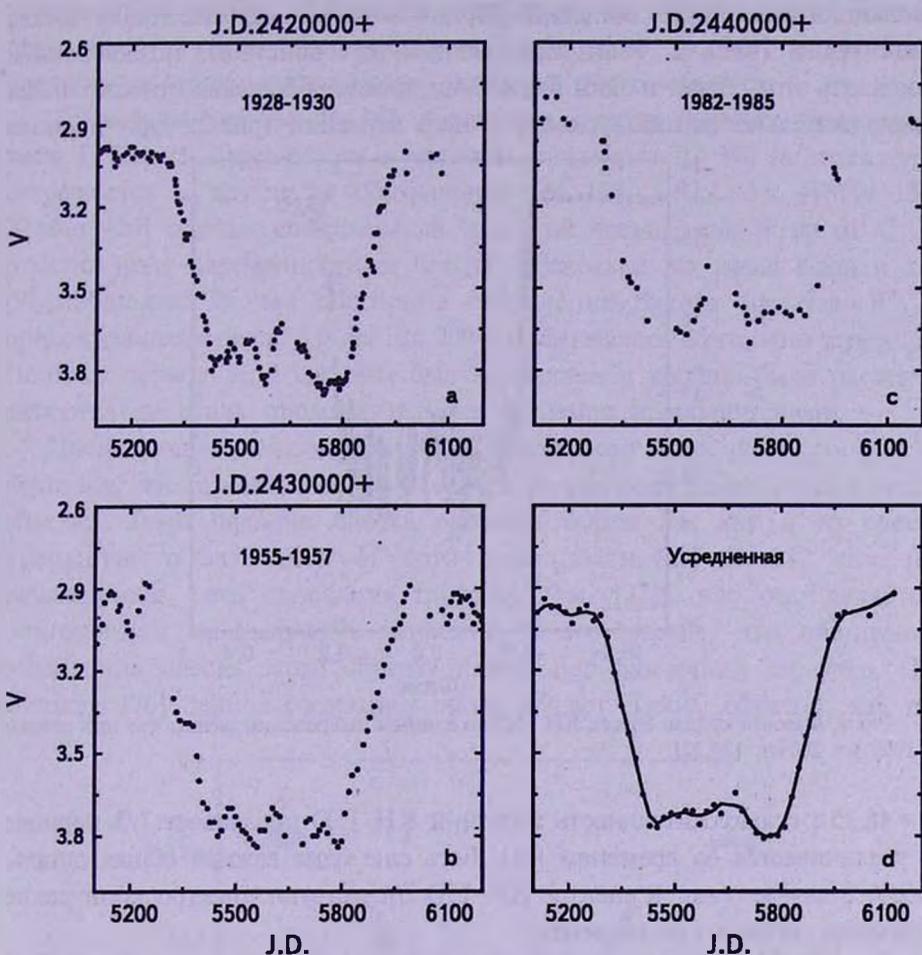


Рис.1. Кривые блеска  $\epsilon$ Ауг во время минимумов 1928-1930 (а), 1955-1957 (б), 1982-1985 (с) и усредненная по всем трем затмениям (д).

наблюдается у  $\epsilon$ Ауг также и вне затмений [17]. Вместе с тем, небольшое по величине повышение блеска между вторым и третьим контактами заметно и на усредненной кривой блеска  $\epsilon$ Ауг и, по-видимому, реально.

После последнего затмения 1982-1984гг. не появилось новых работ, проливающих свет на параметры этой системы. В работе Тарановой и Шенаврина [18] проанализированы результаты инфракрасной (ИК) фотометрии  $\epsilon$ Ауг и сделан вывод о существовании в системе холодного источника с температурой около 1000 К.

Объект КН 15D обнаружен в 1997г. Кирнсом и Хербстом [19] при фотометрическом исследовании молодого скопления IC 348 и во многих отношениях является антиподом  $\epsilon$ Ауг. Во-первых, это очень слабый объект низкой светимости ( $V=18-21.5$ ); во-вторых, известен его эволюционный статус: согласно [20] это молодая маломассивная звезда типа WTTs (weak T Tauri star). Общим же свойством, позволяющим поставить этот объект в один ряд с  $\epsilon$ Ауг, является большая относительная продолжительность наблюдаемых у него затмений (рис.2): при периоде

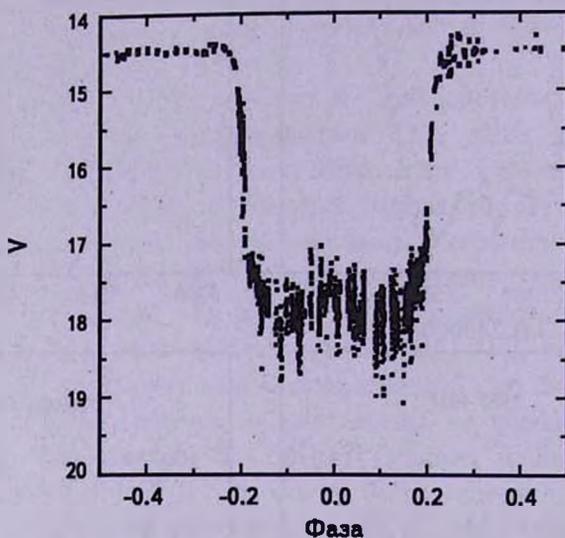


Рис.2. Фазовая кривая блеска КН 15D по данным наблюдений разных групп в сезоны с 1999 по 2004гг. [20,22].

$P=48.35$  d продолжительность затмений КН 15D превышает 1/3 периода и увеличивается со временем [21]. Есть еще одна важная общая деталь: как и в случае  $\epsilon$ Ауг в спектре КН 15D отсутствуют спектроскопические признаки второго компонента.

За последние два года опубликован ряд работ, которые существенно обогатили сведения об этом объекте. Прежде всего установлен сам факт двойственности КН 15D: Джонсон и др. [23] обнаружили периодические изменения радиальной скорости объекта с амплитудой 10.7 км/с и оценили наиболее вероятные интервалы значений функции масс системы ( $0.125 \leq f_M/\sin^3 i \leq 0.5 M_\odot$ ) и эксцентриситета орбиты  $0.68 \leq e \leq 0.80$ .

Используя старые коллекции фотографических наблюдений скопления NGC 2264, членом которого является КН 15D, Уинн и др. [6] и Джонсон и Уинн [24] установили, что кривая блеска этого объекта в 60-80 годы прошлого столетия отличалась от наблюдаемой в настоящую эпоху: минимумы были менее глубокими и объект вне

затмений был ярче примерно на  $0^m.7$ . Кроме того, как показал анализ Гарвардской коллекции фотографических наблюдений [6], в начале прошлого столетия затмения КН 15D либо вовсе не наблюдались, либо были существенно менее продолжительными по сравнению с современной эпохой. Последнее предположение представляется вполне вероятным в свете обнаруженного Хербстом и др. [21] медленного увеличения продолжительности затмений этого объекта.

Затменная система *H* 187 обнаружена совсем недавно. Это звезда типа Т Тельца, находящаяся в молодом скоплении IC 348 (в литературе встречаются и другие ее обозначения: TJ 108; LRL 35; HMW 15). Хербиг [25] оценил спектральный тип этой звезды, как поздний G, и отметил факт переменности ее блеска. Несколько лет назад Коэн и др. [9] наблюдали у нее обширное ослабление блеска на  $\Delta m \approx 0^m.7$ , продолжавшееся около 3.5 лет. До 2004г. наблюдалось всего одно затмение. Поэтому период этой системы был неизвестен и вообще было не ясно, являются ли столь продолжительные затмения периодическими.

Последующие наблюдения *H* 187 (Барсунова и др. [26]) (см. рис.3) показали, что в конце 2004г. началось новое понижение блеска этого объекта. Темп падения блеска оказался таким же, как и во время предыдущего затмения. И хотя новое затмение *H* 187 еще не завершилось, есть основания полагать (см. [27]), что оно является повторением предыдущего затмения, а это значит, что обширные ослабления блеска этого объекта имеют периодический характер. По оценкам [26] период составляет около 4.9 лет. Таким образом, как по

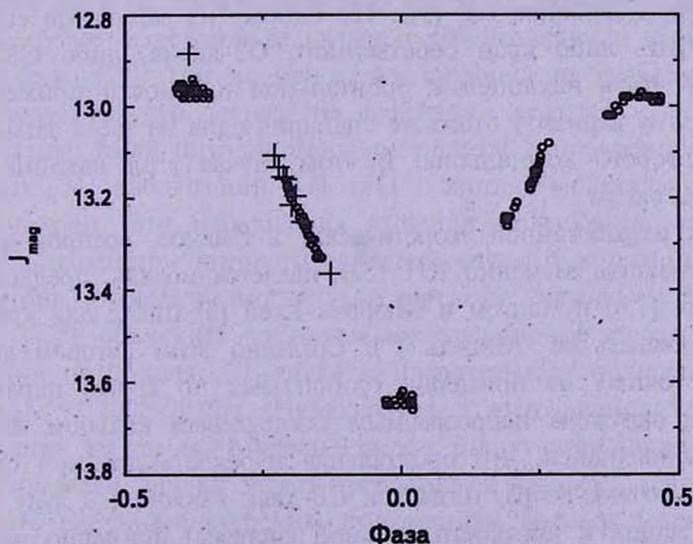


Рис.3. Фазовая кривая блеска *H* 187. Круги - данные Коуэна и др. [9], кресты - фотометрические данные Барсуновой и др. [26].

абсолютной продолжительности затмений, так и по отношению продолжительности затмения к периоду,  $\text{H 187}$  является сегодня абсолютным рекордсменом среди затменных систем. В ноябре 2005г. Дж. Хербиг (частное сообщение) получил с помощью телескопа Кеск спектр  $\text{H 187}$  с разрешением  $R=45000$ . Анализ этого спектра подтвердил принадлежность этой звезды к подклассу молодых звезд типа  $\text{WTTS}$ . Кроме того, как и в случае  $\epsilon\text{Aur}$  и  $\text{KH 15D}$ , в спектре  $\text{H 187}$  не было обнаружено никаких признаков второго компонента.

3. *Механизмы затмений.* В случае  $\epsilon\text{Aur}$  одной из наиболее популярных моделей затмений является модель, предложенная впервые Хуангом [1]. В этой модели затмения вызываются холодным газопылевым диском, окружающим невидимый вторичный компонент, и слегка наклоненным к лучу зрения. Разработкой этой модели занимались Кэрролл и др. [3] и Лиссо и др. [4]. Чтобы воспроизвести наблюдаемую кривую блеска, они предположили, что диск имеет центральную полость, свободную от пыли<sup>3</sup>. Полная неопределенность природы вторичного компонента делает неопределенными и все гипотезы, привлекаемые для объяснения природы затмений.

Возможные механизмы необычного затмения звезды  $\text{H 187}$  обсуждались в работе [9]. Предпочтение было отдано сценарию, в котором звезда входит в состав двойной системы, затмевается оптически толстым околос звездным или СВ-диском, либо какой-то протяженной структурой СВ-диска. Эта затмевающая структура по оценкам авторов должна быть очень большой и одновременно обладать резким краем (подробнее см. [9]). По одному из вариантов сценария это может быть либо край собственного ОЗ-диска, либо СВ-диска. Диск должен быть наклонен к орбитальной плоскости примерно на  $0^\circ.4$ . По второму варианту этого же сценария одна из звезд затмевается ОЗ-диском второго компаньона. В этом случае угол наклона диска должен быть около  $3^\circ$ .

Наиболее разработанной теоретически, а главное, воспроизводящей необычные свойства затмений  $\text{KH 15D}$ , является модель, предложенная Уинном и др. [7,8] и Чангом и Мюррэй-Клей [5] (ниже для краткости мы будем называть ее "Модель 1"). Согласно этим авторам двойная система, состоящая из примерно одинаковых по своим параметрам компонентов, окружена непрозрачным газопылевым кольцом или СВ-диском. Предполагается, что орбитальная плоскость двойной системы наблюдается почти с ребра, тогда как СВ-диск наклонен к лучу зрения (и, соответственно, к плоскости двойной системы) примерно на  $20^\circ$  и

<sup>3</sup> Согласно гипотезе Лиссо и Бэжмана [2] и Эгглтона и Прингла [28], вторичный компонент в  $\text{Aur}$  сам является двойной системой.

медленно прецессирует относительно центра масс системы. Затмения в этой модели происходят тогда, когда один или оба компаньона в процессе орбитального движения попадают в "тень" от СВ-диска. Край диска должен быть чрезвычайно резким. При этом прецессия СВ-диска объясняет вековые изменения параметров затмений.

В первоначальной версии Модели 1 СВ-диск рассматривался как полностью непрозрачный, полубесконечный экран с резким краем ("knife-edge"). Эта модель, однако, не объясняла ряд наблюдательных фактов. Во-первых, она не воспроизводила наблюдаемые вариации потока вне затмений, во-вторых, в начале и в конце затмений предсказываемые изменения потока происходили быстрее, чем это наблюдалось, и в-третьих, модель не могла воспроизвести наблюдаемое в современную эпоху центральное поярчение (согласно модели, обе звезды в этот момент полностью скрыты от наблюдателя непрозрачным диском). Поэтому в новой версии [8] авторы представляют модифицированную модель затмений КН 15D, в которой скорректированы параметры орбит компонентов системы. Предполагается также, что каждый компаньон системы окружен протяженным светящимся гало.

Эта модель вполне удовлетворительно объясняет как кривые блеска, так и постепенное увеличение глубины и продолжительности затмений. Ее слабыми местами являются требование некомпланарности двойной системы и окружающего ее СВ-диска, а также существование чрезвычайно резкого (по сравнению с радиусом звезды) края СВ-диска. В короткопериодических двойных системах, подобных КН 15D, которые образовались в результате гравитационного сжатия одного протозвездного облака, более естественным является компланарность двойной системы и СВ-диска [29]. Тем не менее, эта ситуация не является нереальной, если допустить, что система не двойная, а кратная.

Недавно были опубликованы результаты панорамных [30] и спектральных [31] наблюдений КН 15D в линиях молекулы  $H_2$  в области двух микрон. Эти наблюдения выявили молекулярное истечение из объекта, параметры которого свидетельствуют о заметном наклоне оси симметрии истечения относительно картинной плоскости. Модель Уинна и др. [7,8] объясняет наблюдаемое увеличение продолжительности затмений прецессией СВ-диска и предсказывает полное исчезновение КН 15D к 2008-2010гг. Наблюдения в этот период времени будут решающим тестом для Модели 1 и, как пишут сами авторы, эта система из величайшей загадки может превратиться в объект, который поможет снабдить нас более глубоким пониманием физики молодых звезд.

4. *Затмения дисковым ветром вторичного компонента.* Как видно из рис.1 и 2, несмотря на большие различия в амплитудах и

продолжительностях затмений, наблюдаемых у  $\epsilon$  Aul и КН 15D, кривые блеска этих объектов объединяет одна общая деталь: в обоих случаях в центральной части затмения наблюдается небольшое поярчание. Как отмечалось выше, в случае  $\epsilon$  Aul для объяснения этой детали предполагается, что затмения вызываются газопылевым диском вторичного компонента, в центре которого имеется полость, свободная от пыли. Такая модель, однако, совершенно не подходит для КН 15D, поскольку продолжительность затмений этого объекта составляет более трети орбитального периода, и следовательно, характерный размер затмевающего тела должен быть сравним с радиусом орбиты. То же самое относится и к Н 187. В двойных системах околовзвездные диски с такими размерами неустойчивы по отношению к приливным возмущениям [32] и должны быстро разрушаться. С другой стороны, модель затмений КН 15D, предложенная в работах [5] и [7], также не подходит к  $\epsilon$  Aul. Таким образом, несмотря на значительное сходство кривых блеска, наблюдаемых у этих объектов, модели, предложенные для их объяснения, несовместимы друг с другом.

Механизм затмений, способный объяснить кривые блеска всех трех вышеупомянутых объектов, рассмотрен недавно в статьях [10,11] применительно к молодым двойным системам, аккрецирующим вещество из остатков протозвездного облака. Поскольку эта модель (назовем ее Модель 2) детально рассмотрена в указанных выше работах, мы ограничимся здесь лишь кратким изложением ее основных свойств и обсудим условия, при которых она может быть применима к рассматриваемым затменным системам.

В Модели 2 роль затмевающего "тела" выполняет дисковый ветер, образующийся в аккреционном диске вторичного компонента. Как показал Сафье [33], в дисковых ветрах молодых звезд, наряду с газом, должна присутствовать также и пыль, причем примерно в той же пропорции по отношению к газовой компоненте, что и в самом аккреционном диске. Как показано в [10], при темпе истечения, характерном для молодых звезд  $\dot{M}_w = 10^{-7} - 10^{-8} M_\odot$  в год, и "стандартном" соотношении пыль/газ (1:100), содержащаяся в дисковом ветре пыль может создать оптическую толщину на луче зрения, достаточную для глубоких ослаблений блеска главного компонента. В отличие от классических затменных систем, в которых затмения могут наблюдаться лишь в сравнительно узком интервале наклонений экваториальной плоскости системы к лучу зрения, затмения дисковым ветром возможны даже при заметном наклоне системы. Отсутствие жесткого ограничения на ориентацию двойной системы относительно наблюдателя является важным преимуществом этой модели. При этом, чем больше угол

между плоскостью орбиты и лучом зрения, тем продолжительнее могут быть затмения. В двойных системах с некруговыми орбитами продолжительность и форма затмений зависят также от эксцентриситета орбиты и ориентации линии апсид относительно наблюдателя [11]. Рассмотрим, при каких условиях Модель 2 может быть применима ко всем трем рассматриваемым здесь затменным системам.

4.1. *Оптические характеристики дисковых ветров.* Как известно, дисковый ветер сопутствует дисковой аккреции и способствует оттоку избыточного углового момента из аккреционного диска. Поэтому истечение вещества в той или иной форме наблюдается во всех объектах с аккреционными дисками. В аккреционных дисках молодых звезд основная потеря массы и углового момента (до 80%) происходит за счет, так называемой, медленной компоненты ветра [34]. У звезд типа Т Тельца характерная скорость этой компоненты, определяемая по профилям запрещенных линий [35,36], составляет в среднем несколько десятков километров в секунду.

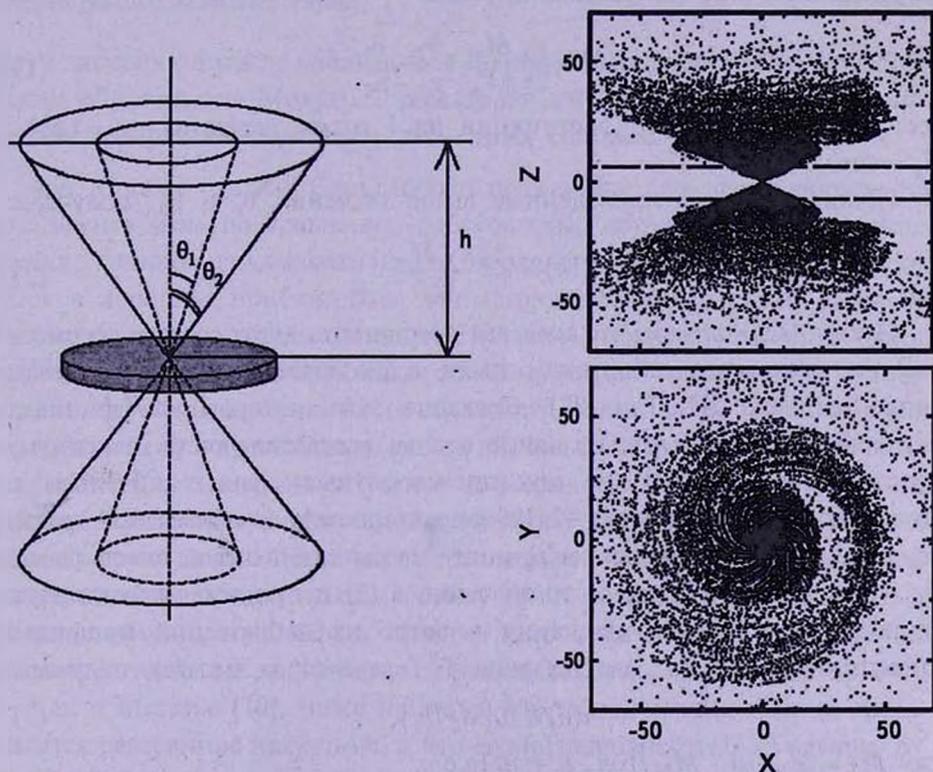


Рис.4. Слева: Конус дискового ветра (детали в тексте). Справа: Распределение вещества в дисковом ветре в двух проекциях XZ ("с экватора") и XY (с полюса) в системе координат, связанной с главным компонентом. Параметры модели указаны в тексте. Большая полуось системы (принята за единицу) совпадает с осью X. Вторичный компонент находится в точке с координатами  $X = 0.5$ ,  $Y = 0$ .

В Модели 2 предполагается, что: 1) дисковый ветер зеркально симметричен относительно плоскости аккреционного диска вторичного компонента (который в свою очередь компланарен экваториальной плоскости двойной системы) и представляет собой смесь пыли и газа с отношением масс 1:100, характерным для межзвездной среды; 2) истечение происходит из точечного источника с постоянной радиальной и тангенциальной компонентами скорости  $V_w$  и  $U_w$ ; 3) угол раствора ветра определяется углами  $\theta_1$  и  $\theta_2$ , отсчитываемыми от оси симметрии, ветер характеризуется азимутальной симметрией в системе координат вторичного компонента (рис.4). Следуя Гудсону и др. [34], можно в хорошем приближении принять, что основная часть потока вещества и углового момента в медленной компоненте ветра ограничена углами  $\theta_1 \approx 40^\circ$  и  $\theta_2 \approx 60^\circ$ . Если принять для простоты, что в этом интервале углов концентрация вещества не зависит от  $\theta$  и пренебречь вращением ветра (что допустимо на больших расстояниях от аккреционного диска), то оптическая толщина ветра вдоль луча зрения, проходящего параллельно плоскости аккреционного диска на прицельном расстоянии  $\rho=0$  от оси симметрии и на расстоянии  $h$  от его плоскости, равна:

$$\tau_\lambda(h) = \frac{\kappa_\lambda \dot{M}_w}{2\pi h V_w} \cdot \frac{\theta_2 - \theta_1}{\mu_1 - \mu_2}, \quad (1)$$

где,  $\kappa_\lambda$  - коэффициент экстинкции на 1 грамм вещества,  $\mu_1 = \cos\theta_1$ ;  $\mu_2 = \cos\theta_2$ .

Подставляя сюда приведенные выше значения  $\theta_1$  и  $\theta_2$ , получаем:

$$\tau_\lambda(h) = 0.2 \frac{\kappa_\lambda \dot{M}_w}{V_w h}. \quad (2)$$

Следуя [11] примем, что пылевая компонента ветра состоит из смеси частиц, аналогичных частицам пыли в околозвездном диске звезды типа Т Тельца HL Tau [37]. Согласно этим авторам коэффициент поглощения такой смеси на длине волны, соответствующей максимуму пропускания полосы  $V$ , на единицу массы пыли равен:  $\approx 5 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{г}$ . При соотношении пыль/газ = 1/100 (характерном для межзвездной среды) коэффициент поглощения на единицу массы газопылевой смеси равен:  $\kappa_V = 500 \text{ см}^2/\text{г}$ . Подставляя это значение в (2) и принимая характерную скорость радиального движения в ветре из наблюдений профилей запрещенных линий в звездах типа Т Тельца ( $V_w = 50 \text{ км/с}$ ), получаем:

$$\tau(h) \approx 10 \left( \dot{M}_7 / h_1 \right), \quad (3)$$

где  $\dot{M}_7 = \dot{M}_w / 10^{-7} M_\odot / \text{год}$ ,  $h_1 = h / 1 \text{ а.е.}$

Отсюда следует, что при темпе потери массы порядка  $10^{-7} M_\odot$  в год дисковый ветер может быть непрозрачен для оптического излучения

вплоть до расстояний порядка нескольких а.е. от источника ветра. При этом, при любом фиксированном  $h$  максимальная оптическая толщина ветра в принятой нами модели достигается при значениях прицельного параметра  $\rho$ , соответствующих внутренним границам конуса (рис.5а). Поэтому при пересечении дисковым ветром луча зрения в центральной

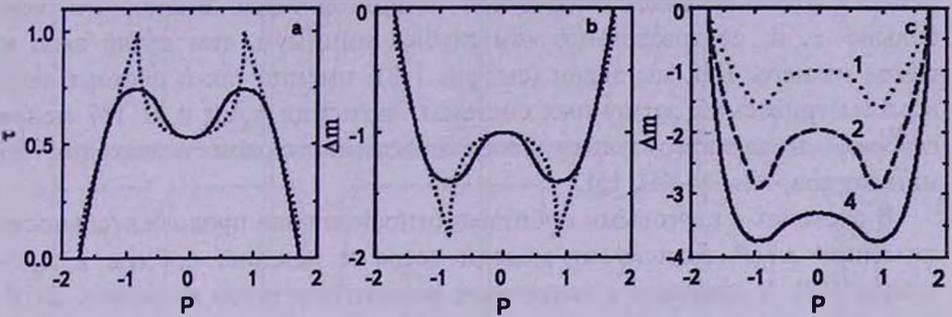


Рис.5. Изменение оптической толщины ветра с прицельным параметром (слева) и теоретические кривые блеска (в центре) для точечного (точки) и протяженного (сплошная линия) источника. Кривые блеска для различных значений оптической толщины, значения которой указаны на кривых (справа).

части затмения должен наблюдаться небольшой подъем блеска (рис.5б). Таким образом, для Модели 2 характерна именно такая форма кривой блеска, которая наблюдается в затменных системах  $\epsilon$  Aul и KH 15D.

**4.2. Кривые блеска.** Если скорость орбитального движения вторичного компонента мала по сравнению со скоростью ветра, то при затмениях главного компонента дисковым ветром вторичного компонента кривая блеска будет в хорошем приближении симметричной относительно фазы 0, соответствующей середине затмения. При этом, амплитуда затмений будет тем больше, чем больше оптическая толщина ветра. Это справедливо до тех пор, пока поток излучения от главного компонента, ослабленный поглощением при прохождении сквозь дисковый ветер, не сравнивается во время затмения с потоком излучения от вторичного компонента (если оно наблюдается), либо с излучением главного компонента, рассеянным околосветной пылью. Начиная с этого момента падение блеска двойной системы должно прекратиться. Поэтому при расчете глубоких ослаблений блеска необходимо учитывать наличие источника излучения в двойной системе, который не закрывается от наблюдателя дисковым ветром.

Как и в статье [10], ниже принято, что таким ограничителем снизу является рассеянное излучение, и что его интенсивность  $I_{sc}$  не зависит от фазы орбитального движения. В этом случае кривая блеска описывается простым соотношением:

$$\Delta m = -2.5 \log \frac{e^{-\tau} + I_{sc}}{1 + I_{sc}}, \quad (4)$$

где  $\tau$  - оптическая толщина дискового ветра на данной длине волны.

В качестве примера на рис.5с показаны кривые блеска для нескольких моделей, отличающихся оптической толщиной ветра. Видно, что, чем больше  $\tau$ , и, следовательно, чем глубже минимум, тем круче вход и выход из него. Как мы знаем (см. рис.1-3), именно так и обстоит дело в рассматриваемых затменных системах: затмения  $\epsilon$  Aul и H 187 менее глубокие и характеризуются более пологими входом и выходом из минимумов, чем у KH 15D.

В системах с круговыми орбитами относительная продолжительность затмений  $\Delta t/P$  зависит от модели ветра и наклона орбиты к лучу зрения [10]. В системах с ненулевым эксцентриситетом величина  $\Delta t/P$  зависит также от долготы периастра [11]: она максимальна в системах, ориентированных к наблюдателю апоастром, и минимальна - в системах, ориентированных противоположным образом (что вполне естественно). Нетрудно показать, что  $\Delta t_{max}/\Delta t_{min} = (1+e)/(1-e)$ . В случае сильно вытянутой орбиты KH 15D ( $0.68 \leq e \leq 0.8$ ) отсюда получаем:  $5 \leq \Delta t_{max}/\Delta t_{min} \leq 9$ . Следовательно, если орбита двойной системы прецессирует, то параметры затмений будут меняться со временем. С этой точки зрения наблюдаемое в современную эпоху увеличение продолжительности затмений KH 15D означает приближение апоастра орбиты к наблюдателю. После достижения максимума продолжительность затмений должна уменьшаться. Это предсказание Модели 2 радикальным образом отличается от предсказания Модели 1, которая предсказывает монотонное увеличение продолжительности затмений до значений, равных орбитальному периоду этой системы.

**4.3. Асимметрия минимумов.** Если характерная скорость дискового ветра  $V_v$  сравнима со скоростью орбитального движения вторичного компонента  $V_p$ , то в результате векторного сложения этих скоростей образуется асимметричная общая оболочка и затмения приобретают асимметричную форму. Характер асимметрии зависит от параметров ветра, от наклона плоскости орбиты относительно луча зрения [10], а в моделях с некруговыми орбитами - также и от долготы периастра [11]. Согласно этим работам, при не слишком большом наклоне орбиты к лучу зрения и скоростях ветра порядка или больше 2-3 значений кеплеровской скорости, затмения становятся практически симметричными. Пример общей оболочки, ассоциированной с дисковым ветром и имеющей почти симметричную относительно центральной оси форму приведен на рис.4. Параметры модели:  $e = 0.5$ ,  $\theta = 40 - 60^\circ$ ,  $V_v = 3$ ,

$U_w = 0.5$  (здесь и далее компоненты скорости ветра  $V_w$  и  $U_w$  выражены в единицах кеплеровской скорости вторичного компонента в периастре орбиты). Темп потери массы в дисковом ветре предполагается постоянным.

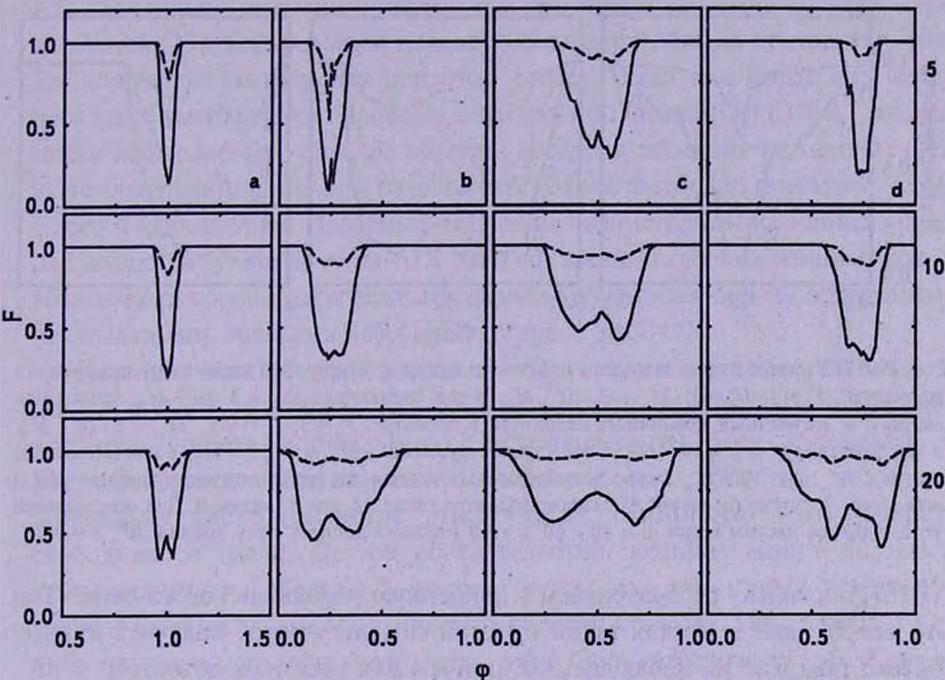


Рис.6. Кривые блеска в модели дискового ветра с параметрами  $V_w = 3$ ,  $U_w = 0.5$ ,  $\theta_1 = 40^\circ$ ,  $\theta_2 = 60^\circ$ ,  $e = 0.5$ . Цифры справа обозначают угол наклона системы "звезда + диск" к лучу зрения.

Для этой же модели на рис.6 показано семейство кривых блеска для четырех ориентаций орбиты относительно наблюдателя: в вариантах а) и с) затмения происходят в моменты прохождения вторичным компонентом соответственно периастра и апоафра, в вариантах б) и д) они происходят в промежуточных фазах:  $\pm 1/4$  до и после периафра. Видно, что в рассмотренной модели асимметрия минимумов выражена довольно слабо, независимо от ориентации орбиты двойной системы. На рис.7 показаны кривые блеска для других моделей ветра с меньшими радиальными скоростями частиц ( $V_w = 1$  (а)) и с такими же большими ( $V_w = 3$  (б,с)). Остальные параметры такие же, как в предыдущей модели. Когда вторичный компонент находится в периастре, форма кривой блеска даже под большим углом наклона диска к лучу зрения аналогична представленной на рис.7а. Она напоминает кривую блеска, наблюдавшуюся у H 187. Самые продолжительные затмения происходят в момент прохождения вторичным компонентом апоафра (рис.7в). По своей форме они напоминают минимумы, наблюдавшиеся у КН 15D и  $\epsilon$ Aug. Из рис.7 видно, что при

темпе потери массы  $\geq 5 \cdot 10^{-7}$  центральное поярчание практически исчезает.

Мы не ставили перед собой задачу добиться детального согласия теоретических кривых блеска с наблюдаемыми у КН 15D,  $\epsilon$  Aur и

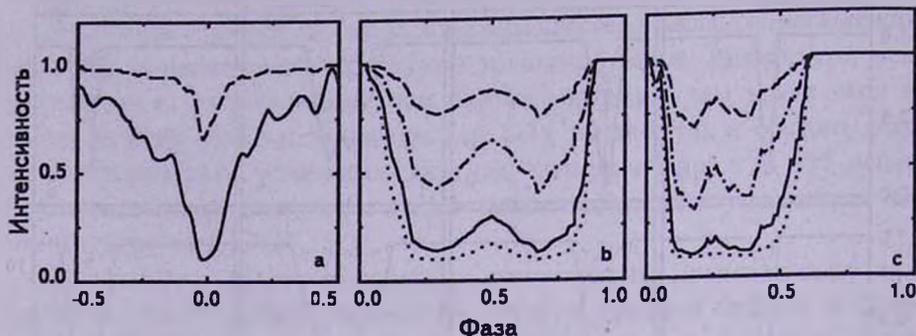


Рис.7. Кривые блеска в модели дискового ветра. а: Вторичный компонент находится в периастре.  $V_w = 1$ ,  $U_w = 0$ ,  $\dot{M}_w = 3 \cdot 10^{-9} M_\odot$  в год (пунктир),  $\dot{M}_w = 3 \cdot 10^{-8} M_\odot$  (сплошная линия); б: Вторичный компонент находится в апоастре.  $V_w = 3$ ,  $U_w = 0.5$ ,  $\dot{M}_w = 3 \cdot 10^{-8} M_\odot$  в год (пунктир),  $\dot{M}_w = 10^{-7} M_\odot$  в год (штрих-пунктир),  $\dot{M}_w = 3 \cdot 10^{-7} M_\odot$  в год (сплошная линия),  $\dot{M}_w = 5 \cdot 10^{-7} M_\odot$  (точки); с: Вторичный компонент находится между периастром и апоастром (желонка (б) на рис.6). Параметры ветра такие же, как в модели б. Для всех моделей угол выброса частиц ветра  $\theta = 40 - 60^\circ$ , угол наклона диска к лучу зрения  $20^\circ$ ,  $e = 0.5$ .

Н 187, поскольку рассматриваем упрощенную модель дискового ветра. Тем не менее, даже в рамках такой простой модели удается получить кривые блеска похожие на наблюдаемые, причем для всех трех объектов.

5. *Обсуждение.* Обсудим теперь более детально условия применимости Модели 2 к рассматриваемым здесь затменным системам.

КН 15D. При оценке оптической толщины дискового ветра необходимо учесть, что затмения этого объекта имеют нейтральный характер и, следовательно, вызываются крупными частицами [22]. Расчеты по теории Ми с оптическими константами из [38] показывают, что в интервале длин волн 0.5-0.9 микрон, в котором выполнялись фотометрические наблюдения этого объекта, нейтральный характер ослаблений блеска дают частицы с радиусом порядка  $0.3 \mu\text{m}$  и более. В частности, для частиц из астросиликата радиусом  $0.3 \mu\text{m}$  коэффициент поглощения на единицу массы  $\kappa_\nu \sim 320 \text{ cm}^2/\text{g}$ .

По оценкам Хербста и др. [21] при периоде 48.35 d большая полуось орбиты вторичного компонента КН 15D  $a \approx 0.2$  а.е. Если в формуле (2) принять  $h = a = 0.2$  а.е., то при указанном выше значении  $\kappa_\nu$  и  $\tau \approx 5$ , необходимом для объяснения наблюдаемой амплитуды минимумов ( $\Delta V \approx 3.5$ ), получаем  $\dot{M}_w \approx 2 \cdot 10^{-8} M_\odot$  в год. Таким образом, если компаньоном КН 15D является звезда типа Т Тельца, аккрецирующая вещество из СВ-диска и теряющая часть этого вещества в виде дискового ветра, то при указанном выше значении темпа потери массы можно

объяснить наблюдаемые у КН 15D затмения.

Главный компонент молодой двойной системы также аккрецирует вещество из СВ-диска. Следствием этого является присутствие в спектре КН 15D слабой эмиссии в линии  $H\alpha$ . Во время затмений ее параметры меняются [39]: центральный провал уменьшается, линия становится уже. Ее эквивалентная ширина при этом растет, тогда как поток излучения несколько уменьшается. Профиль запрещенной линии [OI] 6300 Å, которая также наблюдается в спектре объекта, во время затмения не меняется. Ее эквивалентная ширина при ослаблениях блеска растет, но поток излучения остается неизменным. Подобные изменения параметров эмиссионных линий наблюдаются у звезд типа UX Ori во время глубоких минимумов и объясняются коронографическим эффектом, обусловленным околос звездными газопылевыми облаками [40,41]; Роджерс и др. [42]<sup>4</sup>.

Достоинством Модели 1 является то, что она объясняет наблюдавшийся в 1997г. минимум КН 15D, в котором центральное поярчение достигло уровня нормального (внезатменного) блеска объекта. В Модели 2 такое событие можно объяснить лишь допустив, что в том эпизоде в дисковом ветре вторичного компонента была область свободная от пыли. Другое обстоятельство, которое может оказаться критическим для Модели 2, состоит в том, что вторичный компонент должен быть невидим в оптической области спектра. Он должен иметь либо намного меньшую светимость, либо быть скрытым от наблюдателя собственным газопылевым диском. Если же компоненты системы примерно одинаковы по массе (как это требует Модель 1), то и их светимости должны быть одного порядка. Поэтому уточнение параметров двойной системы КН 15D и, прежде всего, отношения масс ее компонентов, имеет важное значение при обсуждении вопроса о применимости Модели 1 к этой затменной системе.

εAur также допускает существование запыленного дискового ветра вторичного компонента. Напомним, что в первой из упомянутых во втором разделе моделей эта система имеет небольшой возраст и массивные компоненты. При этом более массивный (главный) компонент уже покинул Главную последовательность, тогда как менее массивный, вторичный компонент еще аккрецирует вещество из остатков протозвездного облака. В этом случае ситуация качественно ничем не отличается от рассмотренной выше применительно к КН 15D. Различия носят количественный характер и связаны с различиями в параметрах этих двух систем.

Согласно Кэрролл и др. [3] в этом случае большая полуось

---

<sup>4</sup> Этим же эффектом объясняется и рост линейной поляризации, наблюдаемый в минимумах звезд типа UX Ori, и наблюдавшийся также недавно в минимуме КН 15D [43].

двойной системы  $\epsilon$  Aul  $a = 27.6$  а.е. Глубина затмений (которые, как и в КН 15D, имеют нейтральный характер) составляет  $\Delta V \approx 0.8$ , что соответствует оптической толщине  $\tau_V \approx 0.7$ ; относительная продолжительность затмений  $\Delta t/P$  порядка 0.1. В Модели 2 такие затмения получаются при пересечении луча зрения дисковым ветром на высоте  $h \approx 0.1 \cdot \pi \sqrt{3} \approx 0.5 a \approx 14$  а.е. Подставляя эти значения  $\tau_V$  и  $h$  в (2) и принимая для оценок коэффициент поглощения пылью такой же, как и в КН 15D, получаем, что наблюдаемые в системе  $\epsilon$  Aul затмения можно объяснить на основе Модели 2, если темп истечения вещества из аккреционного диска вторичного компонента  $\dot{M}_w \approx 1.5 \cdot 10^{-7} M_\odot / \text{год}$ . Как известно, такие значения темпа потери массы молодыми звездами вполне возможны (см., например, [44]).

Если  $\epsilon$  Aul является пост-AGB звезда, то образование околос звездного диска вокруг вторичного компонента происходит в результате захвата им вещества, истекающего из главного компонента [2,28]. В этом случае большая полуось орбиты  $a = 17$  а.е. и, если предыдущую оценку скорректировать с учетом этого значения  $a$  (не меняя других модельных параметров), то мы получим значение темпа потери массы в дисковом ветре вторичного компонента примерно в два раза меньше приведенного выше значения.

На самом деле химсостав околос звездной пыли в окрестностях пост-AGB звезд отличается от химсостава пыли в окрестностях молодых звезд преобладанием графитовых пылинок. При таком же радиусе частиц ( $0.3 \mu m$ ), что и в модели КН 15D, коэффициент поглощения углеродными пылинками  $\kappa_V \sim 230 \text{ см}^2/\text{г}$ , что несколько меньше, чем для частиц из астросиликата. Если учесть это небольшое различие, то темп истечения вещества в дисковом ветре вторичного компонента, необходимый для интерпретации затмений  $\epsilon$  Aul, должен быть порядка  $10^{-7} M_\odot$  в год.

Если луч зрения пересекает дисковый ветер вблизи его основания (у поверхности аккреционного диска), то в этой области ветра должна присутствовать заметная тангенциальная компонента скорости, обусловленная кеплеровским вращением диска. В таких случаях во время затмений в спектре главного компонента могут наблюдаться абсорбционные линии, принадлежащие дисковому ветру и смещенные по частоте из-за вращения ветра: при входе в минимум и при выходе из него смещение должно иметь разный знак. Именно такое смещение линий молекулы  $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$  наблюдалось во время последнего затмения  $\epsilon$  Aul в 1982-1984гг. [45] и было приписано авторами указанной статьи вращающемуся диску вторичного компонента. В свете сказанного выше естественно предположить, что на самом деле они наблюдали линии

поглощения, принадлежащие дисковому ветру.

Таким образом, обе рассматриваемые в литературе модели  $\epsilon$ Aug допускают существование дискового ветра из аккреционного диска вторичного компонента с темпом потери массы, достаточным для объяснения затмений, наблюдаемых в этой двойной системе. При этом, в отличие от существующей сейчас модели затмений  $\epsilon$ Aug в Модели 2 для объяснения затмений нет необходимости предполагать, что газопылевой диск вокруг вторичного компонента наклонен к плоскости его орбиты.

Н 187. Оценки показывают, что для объяснения наблюдаемых у этого объекта затмений необходим темп потери массы в дисковом ветре предполагаемого вторичного компонента примерно такого же порядка, что и в случае КН 15D (при условии, что частицы пыли в обоих случаях имеют одинаковые оптические свойства). Если принять массу главного компонента этой системы равной  $1M_{\odot}$ , то при периоде орбитального движения 4.9 года радиус орбиты вторичного компонента равен примерно 3 а.е. При расстоянии 316 пк, на котором по оценкам Хербига [25] находится скопление IC 348, этому линейному размеру соответствует угловое расстояние около 8 mas. Такое угловое разрешение доступно современным телескопам-интерферометрам. Поэтому двойную систему Н 187 можно попытаться разрешить методами интерферометрии в ближней инфракрасной области спектра.

6. *Заключительные замечания.* Как мы убедились выше, продолжительные затмения, наблюдаемые в затменных системах КН 15D,  $\epsilon$ Aug и Н 187 могут быть описаны одной моделью двойной системы, в которой "затмевающим телом" является дисковый ветер вторичного компонента. В рамках этой модели получает объяснение как большая продолжительность затмений, так и общая особенность кривых блеска КН 15D и  $\epsilon$ Aug: наличие поярчания в центральной части затмений. Модель предсказывает существование у этих объектов низкоскоростных биконических истечений. Обнаружение таких структур на изображениях этих объектов может стать прямым наблюдательным подтверждением рассмотренной здесь модели затмений. В случае Н 187 важное значение будет иметь обнаружение спектроскопических проявлений двойственности этого объекта, а также оценка массы невидимого компонента и параметров его орбиты.

Для альтернативной модели, предложенной в [5] и [7] для объяснения необычных затмений объекта КН 15D, важное значение будет иметь подтверждение главного предсказания этой модели - увеличения относительной продолжительности затмений до теоретического верхнего предела:  $\Delta t/P = 1$ , при котором объект перестает быть видимым.

Авторы благодарят участников астрофизических семинаров Крымской астрофизической обсерватории и государственного Астрономического института им. П.К.Штернберга за полезное обсуждение вопросов, затронутых в данной статье. Работа выполнена при поддержке гранта Президиума РАН "Происхождение и эволюция звезд и галактик" и гранта ИНАС 03-51-6311.

<sup>1</sup> Главная астрономическая обсерватория, Пулково, Россия, e-mail: grinin@gao.spb.ru

<sup>2</sup> Астрономический институт им. В.В.Соболева, Россия

## ON THE NATURE OF THE ECLIPSE MECHANISM IN THE EXOTIC BINARIES

V.P.GRININ<sup>1,2</sup>, L.V.TAMBOVTSEVA<sup>1</sup>

$\epsilon$  Aur, KH 15D and H 187 are completely different objects according to their fundamental characteristics. Nevertheless, the two important features join them: 1) all of them demonstrate long lasting eclipses, and 2) there are no any spectroscopic signatures of the companion. Light curves of these objects are very similar that may indicate to the uniform mechanism of eclipses. In the present paper we analyse the eclipse models suggested by different authors and discuss the problems connected with their application.

Key words: *stars: eclipsing binaries*

## ЛИТЕРАТУРА

1. S.-S.Huang, *Astrophys. J.*, 141, 976, 1965.
2. J.J.Lissauer, D.E.Backman, *Astrophys. J.*, 286, L39, 1984.
3. S.M.Carroll, E.F.Guinan, G.P.McCook, R.A.Donahue, *Astrophys. J.*, 367, 278, 1991.
4. J.J.Lissauer, S.J.Wolk, C.A.Griffit, D.E.Backman, *Astrophys. J.*, 465, 371, 1996.
5. E.I.Chiang, R.A.Murray-Clay, *Astrophys. J.*, 607, 913, 2004.
6. J.N.Winn, P.M.Garnavich, K.Z.Stanek, D.D.Sasselov, *Astrophys. J.*, 593, L121, 2003.
7. J.N.Winn, M.J.Holman, J.A.Johnson et al., *Astrophys. J.*, 603, L45, 2004.
8. J.N.Winn, C.M.Hamilton, W.J.Herbst, J.L.Hoffman et al., *Astrophys. J.*,

2005 (in press).

9. R.E.Cohen, W.Herbst, E.C.Williams, *Astrophys. J.*, 596, L243, 2003.
10. В.П.Гринин, Л.В.Тамбовцева, *Письма в Астрон. ж.*, 28, 667, 2002.
11. В.П.Гринин, Л.В.Тамбовцева, Н.Я.Сотникова, *Письма в Астрон. ж.*, 30, 764, 2004.
12. G.Ludendorff, *Astron. Nachr.*, 164, 81, 1904.
13. D.Mozurkewich, J.T.Armstrong, R.B.Hindsley et al., *Astron. J.*, 126, 2502, 2003.
14. S.C.Morris, *JRASC*, 56, 210, 1962.
15. E.F.Guinan, L.E.DeWarf, in *Exotic Stars as Challenges to Evolution*, eds. C.A.Tout, W. Van Hamme, ASP Conference Series, vol. 279, p.121, 2002.
16. Р.Е.Гершберг, *Астрон. ж.*, 67, 76, 1990.
17. K.Gyldenkerne, *Vistas Astr.*, 12, 199, 1970.
18. О.Г.Таранова, В.И.Шенаврин, *Письма в Астрон. ж.*, 27, 393, 2001.
19. K.E.Kearns, W.H.Herbst, *Astron. J.*, 116, 261, 1998.
20. С.М.Hamilton, W.Herbst, C.Shih, A.J.Ferro, *Astrophys. J.*, 554, L201, 2001.
21. W.H.Herbst, G.M.Hamilton, F.J.Vrba, et al., *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 114, 1167, 2002.
22. О.Ю.Барсунова, В.П.Гринин, С.Г.Сергеев, *Астрофизика*, 48, 5, 2005.
23. J.A.Johnson, G.W.Marcy, C.M.Hamilton et al., *Astron. J.*, 128, 1265, 2004.
24. J.A.Johnson, J.N.Winn, *Astron. J.*, 127, 2344, 2004.
25. G.H.Herbig, *Astrophys. J.*, 497, 736, 1998.
26. О.Ю.Барсунова, В.П.Гринин, С.Г.Сергеев, *Астрофизика*, 48, 532, 2005.
27. О.Ю.Барсунова, В.П.Гринин, С.Г.Сергеев, *Письма в Астрон. ж.*, 2006 (в печати).
28. P.P.Eggleton, J.E.Pringle, *Astrophys. J.*, 288, 275, 1985.
29. S.H.Lubow, P.Artymowicz, *Protostars and Planets IV*, eds. V.Mannings, A.P.Boss, S.S.Russel, Tucson: Univ. Arizona Press, p.731, 2000.
30. A.T.Tokunaga, S.Dahm, W.Gässler et al., *Astrophys. J.*, 601, L91, 2004.
31. D.Deming, D.Charbonneau, J.Harrington, *Astrophys. J.*, 601, L87, 2004.
32. P.Artymowicz, S.H.Lubow, *Astrophys. J.*, 421, 651, 1994.
33. P.N.Safier, *Astrophys. J.*, 408, 115, 1993.
34. A.P.Goodson, K.H.Bohm, R.Winglee, *Astrophys. J.*, 524, 142, 1999.
35. P.Hartigan, S.E.Edwards, L.Ghandour, *Astrophys. J.*, 436, 125, 1996.
36. G.A.Hirth, R.Mundt, J.Solf, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 126, 437, 1997.
37. A.B.Men'shchikov, T.Henning, O.Fisher, *Astrophys. J.*, 519, 257, 1999.
38. B.T.Draine, H.M.Lee, *Astrophys. J.*, 285, 89, 1984.
39. C.Hamilton, W.Herbst, C.A.L.Bailer-Jones, R.Mundt, *Bull. AAS*, 34, 1134, 2002.
40. V.P.Grinin, P.S.Thé, D. de Winter et al., *Astron. Astrophys.*, 292, 165, 1994.
41. V.P.Grinin, L.V.Tambovtseva, *Astron. Astrophys.*, 293, 396, 1995.
42. B.Rodgers, D.Wooden, V.Grinin, D.Shakhovskoj, A.Natta, *Astrophys. J.*, 564, 405, 2002.
43. E.Agol, A.Barth, S.Wolf, D.Charbonneau, *Astrophys. J.*, 600, 781, 2003.
44. A.Natta, C.Giovanardi, *Astrophys. J.*, 356, 646, 1990.
45. K.H.Hinkle, T.Simon, *Astrophys. J.*, 315, 296, 1987.