

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

523.84

**ТЕСНЫЕ ДВОЙНЫЕ ЗВЕЗДЫ И ИХ ЗНАЧЕНИЕ
ДЛЯ ТЕОРИИ ЗВЕЗДНОЙ ЭВОЛЮЦИИ****Д. Я. Мартынов**

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	701
2. Двойные звезды	705
3. Изменения орбиты тесной пары	709
4. Эволюция звезд в тесных двойных системах	712
5. Успехи и неудачи теории	717
6. Новые звезды и двойные звезды	720
7. «Черные дыры»	722
8. Проверка теорий внутреннего строения звезд с помощью тесных двойных звезд	725
Цитированная литература	729

1. ВВЕДЕНИЕ

Теория звездной эволюции, так же как и теория внутреннего строения звезд, до последнего времени разрабатывалась для одиночных звезд. Между тем одиночных звезд меньше ¹, чем звезд двойных, тройных и вообще кратных. Правда, эволюция такой «кратной» звезды, как Солнце, ничем не отличается от эволюции одиночной звезды, потому что планеты Солнечной системы отстоят от Солнца сравнительно далеко и обладают ничтожными массами. То же можно сказать и о большинстве так называемых *визуально-двойных звезд*, в которых компоненты *) обладают сравнимыми массами, но расположены друг от друга на расстояниях в сотни раз больше их размеров.

Другое дело — тесные двойные звезды, у которых компоненты имеют размеры, сравнимые с их взаимными расстояниями, так что между ними существуют разного рода взаимодействия — взаимные приливы, сильное взаимное облучение, обмен материей, находящейся в их внешних слоях, и т. д. Орбитальное движение компонент происходит со скоростями в десятки и сотни км/сек, которые легко наблюдаются и измеряются по доплеровскому смещению спектральных линий, меняющемуся периодически с периодом обращения по орбите. Обнаруженные по такому признаку двойные звезды получили название *спектрально-двойных звезд* (СДЗ). Когда у СДЗ плоскость орбиты составляет незначительный угол с лучом зрения, для наблюдателя возможны периодически повторяющиеся затмения одной компоненты другою, что легко установить с помощью фотометрических измерений. Такие двойные звезды называются *затменными двойными звездами* (ЗДЗ). У ЗДЗ в течение одного орбитального периода могут быть наблюдаемы два минимума — главный и вторичный

*) То есть звезды, составляющие данную пару.

(рис. 1, а), но нередко вторичный минимум ускользает от наблюдателя, например, если спутник имеет много меньшую поверхностную яркость или вообще много слабее главной компоненты. В этом случае и в спектре линии спутника остаются незамеченными, и по периодическим смещениям линий только главной компоненты, отражающим ее движение по орбите, определяются размеры только этой орбиты, тогда как орбита спутника остается неизвестной.

Каждая ЗДЗ является одновременно и СДЗ, но обратное несправедливо. С другой стороны, фотометрическим наблюдениям при прочих

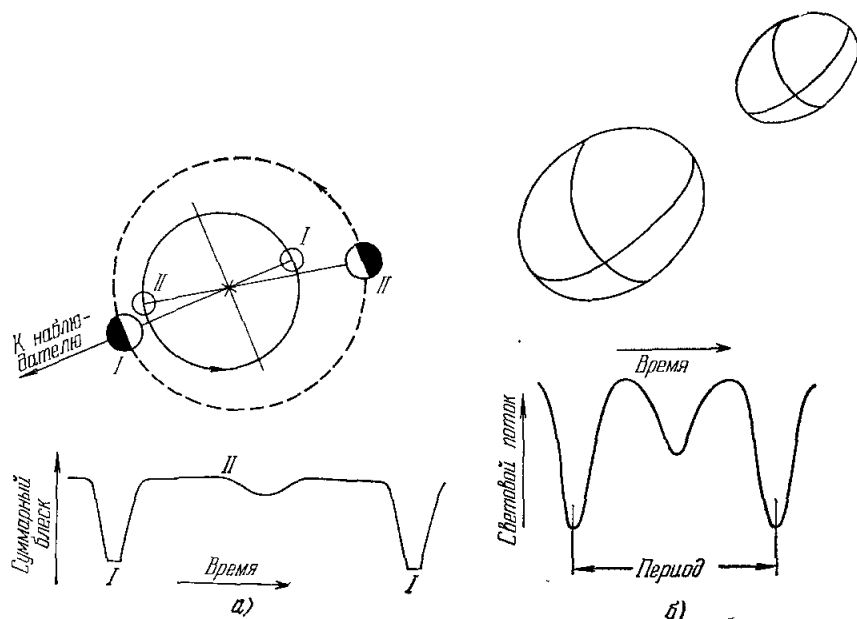


Рис. 1. а) Схема затменной двойной с шаровыми компонентами в эллиптической орбите (показаны два положения компонент в их орбитах около центра масс (\times) и соответствующие им места на кривой блеска (внизу)); б) схема затменной двойной β Лирь с эллипсоидальными компонентами и соответствующая кривая блеска (внизу).

равных инструментальных средств доступны звезды, несравненно более слабые, чем спектральным. Поэтому ЗДЗ известно гораздо больше, чем СДЗ. Так, к 1970 г. было установлено свыше 4000 ЗДЗ² и менее 800 СДЗ³.

Анализ спектральных наблюдений — изменений скорости компонент по лучу зрения и фотометрических измерений по построенной кривой блеска (см. рис. 1, а) — дает обширную информацию о физических характеристиках компонент: их массы M_1 и M_2 , радиусы R_1 и R_2 , средние плотности ρ_1 и ρ_2 , наклон орбиты к лучу зрения и относительные светимости L_1 и L_2 компонент (полагая $L_1 + L_2 = 1$)^{4, 5}, откуда нетрудно перейти к абсолютным значениям L в долях светимости Солнца L_\odot , если известно расстояние. Если же компоненты заметно деформированы приливными эффектами (рис. 1, б), то определяют степень деформации. Когда кривая блеска особенно точна, может быть определено распределение яркости по диску одной или обеих компонент⁵. Все названные величины определяются без дополнительных предположений, т. е. их можно считать наблюдаемыми величинами. Но когда у СДЗ наблюдаются линии только одной компоненты, массы и размеры компонент не могут быть получены без дополнительных предположений. В этом случае из измерения спектрограмм может быть выведена функция масс $f(M)$, имеющая

смысл ⁴

$$f(M) = M_2^3 \sin^3 i / (M_1 + M_2)^2, \quad (1)$$

где i — дополнение до 90° угла между лучом зрения и плоскостью орбиты — величина у ЗДЗ, близкая к 90° и определяемая из наблюдений. Если сделать предположение об отношении масс $\alpha = M_2 : M_1$ (чему иногда помогает знание L_1 и L_2), то формула (1), переписанная в виде

$$f(M) = M_2 \sin^3 i / (1 + \alpha^{-1})^2, \quad (1')$$

дает возможность определить массу M_2 , а затем и $M_1 = \alpha^{-1} M_2$. Этим соображениям мы найдем применение впоследствии (см. гл. 7).

Одним из крупнейших достижений астрофизики XX столетия является установление связи между массой звезды и ее светимостью, т. е. полным количеством энергии, излучаемой звездой в единицу времени. Светимость звезд выражают обычно в единицах светимости Солнца $L_\odot \approx 4 \cdot 10^{33}$ эрг/сек. Ввиду огромного разнообразия звездных светимостей (от 10^{-6} до $10^5 L_\odot$) их представляют в логарифмической форме абсолютной звездной величины M :

$$M = 2.5 \lg L + \text{const},$$

где константа выбрана так, что Солнцу приписано значение $M \approx 5^m$ *). Среднестатистически светимость пропорциональна кубу массы звезды, а более точно ⁴

$$L \propto M^{3+p},$$

где $p \leq 1$, но может быть у отдельных групп звезд $p < 0$. Отсюда понятно, что массивные звезды, например с массами $15-30 M_\odot$, излучают неизмеримо больше энергии, чем Солнце.

Другим фундаментальным завоеванием астрономии XX века является построение диаграммы Герцшпрунга — Расселла (ГР), определяющей расположение звезд в плоскости «абсолютная звездная величина — спектр» или «светимость — эффективная температура» **). Как видно из рис. 2, звезды располагаются на диаграмме $L - T_{\text{eff}}$ не равномерно, но хорошо выраженными группами или последовательностями.

*) m сверху обозначает звездную величину (magnitudo).

**) Эффективная температура получается в предположении, что звезда излучает, как абсолютно черное тело, т. е. выраженная в ваттах светимость звезды $L = 4\pi R^2 \sigma T_{\text{eff}}^4$, где R — радиус звезды.

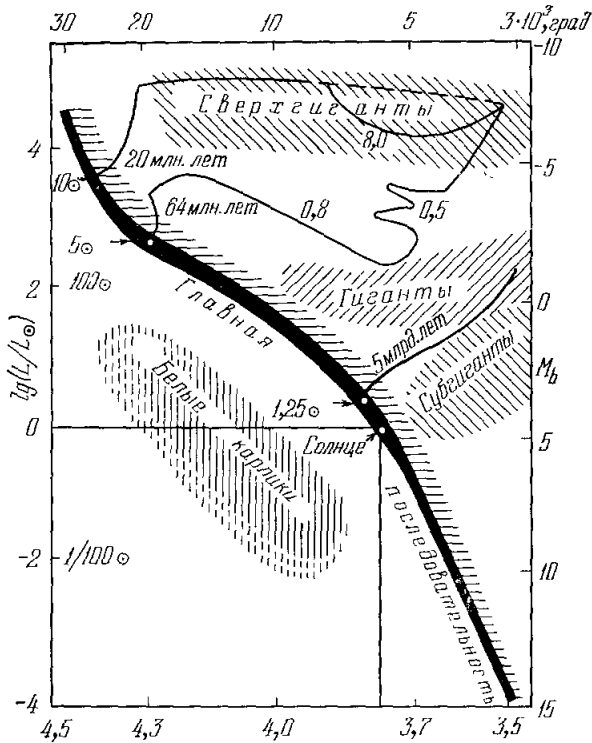


Рис. 2. Диаграмма Герцшпрунга — Расселла, показывающая эволюционные треки звезд различной массы.

Рядом приводится длительность (в млн. лет) прохождения звездой соответствующего отрезка пути. (По оси абсцисс отложена величина $-\lg T_{\text{eff}}$, а сверху рисунка T_{eff} .)

Наибольшее их число располагается приблизительно по диагонали *последовательностью*, получившей название *главной* (ГП). В нижней части ГП представлена так называемыми *карликами*, а в верхней — *горячими звездами*, которые известны нам в большом числе, так как благодаря большой светимости мы можем наблюдать их и изучать детально, даже если они находятся от нас далеко. Но мы не называем их *гигантами*, так как название это присвоено определенной группе звезд холодных, но излучающих раз в 50—100 больше Солнца (очевидно, за счет очень больших размеров). Ниже гигантов располагаются субгиганты, которые можно рассматривать и как избыточно светящиеся желтые и красные звезды ГП. К такому толкованию склоняет нас то обстоятельство, что массы их, как правило, невелики.

Самую верхнюю часть диаграммы ГР занимают *сверхгиганты*, излучающие колоссально много энергии и имеющие соответственно большие массы. Наоборот, в нижней части диаграммы ГР под главной последовательностью располагаются *белые карлики*, имеющие сравнительно высокую эффективную температуру, чем они и отличаются от обычных карликов главной последовательности (красных карликов).

Белые карлики вследствие низкой светимости наблюдаются только в близких окрестностях Солнца и известны в сравнительно небольшом числе, хотя на самом деле они могут быть весьма многочисленной группой звезд. Между горячими звездами ГП и белыми карликами есть небольшое количество звезд, которые иногда именуют *бело-голубой последовательностью*. Ниже средней части ГП наблюдается еще группа *субкарликов*.

Теории звездной эволюции проверяются через установление связей между различными группами звезд на диаграмме ГР, причем малая заселенность той или иной области на диаграмме является свидетельством быстротекущей фазы развития звезды. Разумеется, при этом нужно принимать во внимание наблюдательную селекцию. Так, хотя известные нам гиганты многочисленны, их пространственная плотность весьма мала. Наоборот белые карлики знаменуют собой какую-то весьма длительную фазу развития звезды, а переход к ним от горячих звезд (если он реален), совершается весьма быстро, так же как и от звезд ГП к гигантам. Очень быстро эволюция звезды может быть описана следующим образом.

Как полагают, звезда возникает из сгущения образовавшегося в плотном космическом газово-пылевом облаке. В процессе последующего сжатия сгущение разогревается за счет уменьшения гравитационной потенциальной энергии. Этот процесс идет сравнительно быстро, причем его ускоряют некоторые простейшие термоядерные реакции, не требующие высокой температуры. Так возникает звезда, а когда в ее центре создается температура порядка 10^7 °K, при которой становится возможной достаточно эффективная реакция «сгорания» водорода — объединения четырех протонов в α -частицу, — звезда вступает в фазу длительного существования, своей «зрелости». В это время на диаграмме ГР звезда представлена точкой у левой границы ГП, которую называют *начальной ГП*. Она излучает за счет реакций ${}_1\text{H}^1 + {}_1\text{H}^1 + {}_1\text{H}^1 \rightarrow {}_2\text{He}^3$, ${}_2\text{He}^3 + {}_2\text{He}^3 \rightarrow {}_4\text{He}^4 + {}_2\text{H}^1$ (протон-протонная реакция) или объединения четырех протонов в ${}_2\text{He}^4$ при участии ${}^{12}_6\text{C}$ с промежуточными ${}^{13}_7\text{N}$, ${}^{13}_6\text{C}$, ${}^{14}_7\text{N}$, ${}^{15}_8\text{O}$, ${}^{15}_7\text{N}$ (*углеродно-азотный цикл Бете*) (4, гл. IV; 6, гл. 4).

В зависимости от первоначальной массы фаза существования звезды на ГП длится от 10^{10} лет у мало массивных звезд до 10^7 лет у самых массивных. При этом звезда слегка разогревается в центре, ее размеры и светимость немного возрастают, а T_{eff} падает, но звезда не покидает основной полосы ГП. При отсутствии перемешивания вещества в недрах звезды, в самом центре ее, водород постепенно истощается, и образуется гелиевое

ядро, лишенное источников энергии (кроме гравитационного); оно будет сжиматься, разогреваться, тогда как остальные части звезды расширяются, как расширяется нагретый газ, а основной реакцией, поддерживающей лучеиспускание звезды и расширение ее оболочки, становится «сгорание» водорода в слое, примыкающем к изотермическому гелиевому ядру. Этот процесс, сопровождаемый значительным (в десятки и сотни раз) возрастанием радиуса, идет очень быстро — на 1—2 порядка короче, чем стадия пребывания на ГП. Естественно, что при увеличении радиуса эффективная температура $T_{\text{эф}}$ значительно падает и звезда переходит в фазу гиганта. А так как ядро продолжает сжиматься, близ центра его температура достигает ~ 200 млн. градусов. Тогда выходит на свободу реакция объединения трех α -частиц в ядро углерода: $3_2\text{He}^4 \rightarrow {}_6\text{C}^{12}$; реакция проходит столь бурно, что энергия не успевает выходить наружу полностью, ядро все больше разогревается, оно расширяется, а слоевое сгорание водорода от уменьшения плотности несколько падает, так что светимость звезды после начала гелиевой вспышки падает. Далее происходит сжатие оболочки, возрастание температуры $T_{\text{эф}}$. Совместное выделение энергии в слое и в гелиевом ядре нагревает звезду в состояние сверхгиганта умеренной температуры (⁶, гл. 6; ^{7a}). Но эта стадия доступна только звездам большой массы.

Дальнейшее развитие звезды не вполне ясно, но поскольку другие ядерные реакции с углеродом и более тяжелыми элементами недостаточно эффективны, звезда переходит к быстротекущей фазе лучеиспускания за счет гравитационной энергии, она быстро спадается и, как полагают, переходит в состояние белого карлика, т. е. звездной конфигурации очень (!) малого размера, главную часть которой занимает вырожденное ядро *). Здесь плотность достигает значений 10^7 г/см^3 , так что вырождение может быть релятивистским. Оно сменяется обычным вырождением в прилежащих к ядру областях, где плотность на 1—2 порядка меньше; лишь самые поверхностные слои белого карлика свободны от вырождения.

Спадание звезды — *коллапс* — происходит потому, что давление газа не в состоянии больше сопротивляться гравитации. Теория указывает, что конфигурация белого карлика с массой больше $1,2M_{\odot}$ неустойчива. Такие белые карлики не могут существовать. Если массивная звезда приходит к состоянию белого карлика, то она должна где-то сбросить избыток массы. Принято думать, что такой сброс происходит катастрофически и проявляет себя вспышкой сверхновой звезды ^{8b}.

2. ДВОЙНЫЕ ЗВЕЗДЫ

Среди компонент двойных звезд встречаются представители всех групп звезд, кроме разве пульсаров (возможно, что два рентгеновских пульсара Cen X-3 и Cyg X-1 входят в состав двойных систем). Более того, в звездных парах встречается сочетание компонент, которые мы считаем весьма разными по возрасту, как, например, тесная пара BD + 16°516, где звезда ГП K0V сочетается с горячим белым карликом (см. таблицу). Конечно, и красный карлик — немолодая звезда, но белый карлик много старше. Как они могли сочетаться воедино? Еще более парадоксально сочетание в визуально-двойной системе Сириуса относительно молодой звезды спектрального класса A2V с белым карликом. Это — отличный от первого случай, так как в системе Сириуса компоненты

*) Имеется в виду вырождение электронного газа (^{7b}, гл. 5; ^{8a}), давление которого при $T = 10^7 - 10^8 \text{ }^\circ\text{K}$ значительно превосходит давление ионное и давление излучения.

Физические характеристики компонент типичных тесных двойных систем

Вид сочетания звезд в паре	Название системы	Период, сутки	Спектральный класс компоненты	M_V	T_{eff}	Масса, ед. M/M_{\odot}	Радиус, ед. R/R_{\odot}	Размер орбиты, ед. A/R_{\odot}
Обе звезды с ГП	Υ Лебеда	2,996	B0 B0	-2 ^m ,5 -2,5	22 000° 22 000	17,7 17,2	5,9 5,9	28,5
То же	TT Возничего	1,333	B3 B7	-1,4 -1,2	16 000 13 000	6,7 5,3	3,7 3,4	11,7
» »	YY Б. Близнецов	0,814	M1 M1	9,3 9,5	3 500 3 500	0,64 0,64	0,62 0,62	1,98
То же, но система — контакт- ная	W Медведицы	0,334	F8 F8	4,1 4,7	6 200 6 200	1,3 0,6	1,1 0,6	2,5
Звезда ГП и субгигант	U Цфея	2,493	B8 G8III	-0,6 2,3	12 000 4 000	4,8 1,9	2,7 4,6	14,7
Звезда ГП и сверхгигант	ζ Возничего	972,1	K4II B6V	-2,5 -1,1	3 700 14 000	8,3 5,3	160 2,3	960
Два гиганта	α Возничего	104,0	G5III G0III	-0,3 +0,1	4 650 5 300	3,09 2,95	14 8	169
Звезда ГП и белый карлик	BD +16°516	0,521	K0V B	+6,3 +11	4 900 15 000	0,8 0,6	0,6 0,012	3
Звезда ГП и звезда Вольф— Райе	V 444 Лебеда	4,212	O6 WN6	-5 -3,5	30 000 13 000?	35 (27?) 19,5 (11?)	12,5 18	42
Сверхгигант и ?	ε Возничего	9890	F2Ia ?	-8 —	7 000 ?	35 23	290	7500
Горячая ГП и ?	β Лиры	12,9	B8p A7?	-3,4 —	12 000 7 700?	10 20	15	68

расставлены очень далеко ($P \approx 50$ лет). Но не менее парадоксальными выглядят и все многочисленные случаи сочетания в паре звезды ГП со звездой-субгигантом, когда субгигант обладает массой меньше, чем у звезды ГП: ведь звезды меньшей массы эволюционируют медленнее, а субгигант представляется нам объектом, уже сошедшим с ГП?

В таблице сведены физические характеристики наиболее типичных представителей различных классов звезд, встречающихся в тесных парах.

Спектральные наблюдения ЗДЗ показали, что нередко в таких системах наблюдаются разнообразные признаки существования горячих газовых масс в пространстве между компонентами *). Это проявляется чаще всего в форме эмиссионных линий, указывающих либо на газовое кольцо, вращающееся вокруг главной компоненты, либо на газовые потоки, движущиеся от одной звезды в паре к другой, иногда с очень большой скоростью (сотни км/сек). Мы имеем в виду не тот случай, что в феномене звезд так называемых Вольф — Райе (см. еще стр. 716), где преобладает постоянно существующая газовая оболочка, окружающая одну звезду в паре, но асимметрично расположенные довольно плотные потоки, переменные во времени. Такие потоки особенно заметны у β Лиры, RZ Шита и др. ^{4, 5}.

Существование газовых потоков в тесных парах может быть объяснено с позиций небесной механики и именно с помощью классической задачи — ограниченной задачи трех тел ^{10, 11}.

В этой задаче рассматривается движение точки с исчезающе малой массой в поле тяготения двух точечных же масс \mathcal{M}_1 и \mathcal{M}_2 , движущихся по круговым орбитам вокруг центра масс (ЦМ) с кеплеровой угловой скоростью ω_K . Уравнение движения этой точки в системе координат (x, y, z) , вращающейся со скоростью ω_K , будет

$$\frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} + 2 \left(\omega_K \frac{d\mathbf{r}}{dt} \right) = \text{grad } \Psi, \quad (2)$$

где Ψ — потенциальная функция (со знаком минус). Это уравнение имеет интеграл Якоби

$$(1/2) (d\mathbf{r}/dt)^2 = \Psi - C,$$

где C — константа, определяемая начальными условиями, эквипотенциальная поверхность $\Psi = C$ является предельной для данного рода движений, так как у более удаленных поверхностей становится $\Psi < C$ и скорость будет мнимой. Поэтому поверхность

$$\Psi = C$$

называют *поверхностью нулевой скорости*.

Начальные условия, определяющие константу C , таковы: если точка имеет координаты (x_0, y_0, z_0) и слагающие вектора скорости $[dx/dt]_0, \dots$, а расстояния от \mathcal{M}_1 и \mathcal{M}_2 соответственно r_{10} и r_{20} , то

$$C = \frac{1-\mu}{r_{10}} + \frac{\mu}{r_{20}} - \mu x_0 + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{dx}{dt} \right)_0^2 + \left(\frac{dy}{dt} \right)_0^2 + \left(\frac{dz}{dt} \right)_0^2 \right] + \frac{1}{2} (x_0^2 + y_0^2);$$

здесь $\mu = \mathcal{M}_2/(\mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2)$.

Значения функции Ψ при малых расстояниях от \mathcal{M}_1 и \mathcal{M}_2 велики, и поверхности $\Psi = \text{const}$ представляют собой изолированные сферы вокруг каждой из масс. Эти сферы с убыванием C вытягиваются по направлению друг к другу и в конце концов сливаются в одну поверхность, имеющую форму песочных часов (рис. 3), а в сечении плоскостью орбиты —

*) См. прекрасный обзор наблюдательных данных у Беттена ⁹ с обширной библиографией.

восьмерки. Эта поверхность есть предельная *поверхность Роша*, а точка слияния двух полостей — *первой лагранжевой точкой*. При дальнейшем убывании значения C поверхности объемлют обе точки M_1 и M_2 и во второй лагранжевой точке L_2 перестают быть замкнутыми *).

Пока областью возможных движений остается предельная поверхность Роша, материальная точка относится к той или иной из притягивающих масс M_1 или M_2 , а если она попадает с нулевой скоростью в точку L_1 , то она должна там остаться, так как в L_1 не только скорость, но и ускорение равны нулю. Таким образом, в первой лагранжевой точке может происходить накопление материи.

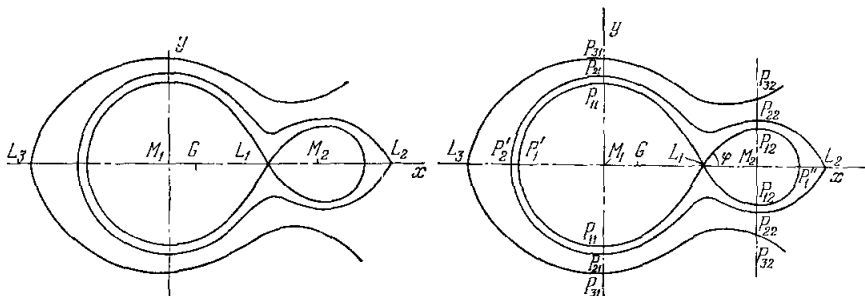


Рис. 3. Сечение в экваториальной плоскости двух поверхностей нулевой скорости для отношения масс $1:0,216$.

Точки L_1 и L_2 — первая и вторая лагранжевы точки.

При достижении материальной точки поверхности Роша с некоторой скоростью поверхность эта будет пересечена и наша точка окажется внутри поверхности, объемлющей всю систему, т. е. она не будет принадлежать ни той, ни другой массе M_1 или M_2 . Это может быть временным явлением или длительным, причем может происходить перенос материи из полости M_1 в полость M_2 или обратно. С наибольшей легкостью такой перенос осуществится через точку L_1 , ибо здесь $\text{grad } \Psi = 0$ и переход осуществляется без совершения работы. Аналогичным образом выход вещества за пределы системы легче всего осуществляется через точку L_2 .

Решения ограниченной задачи трех тел могут быть применены к движениям газовых потоков внутри системы двойной звезды, если можно принять, что масса каждой компоненты сосредоточена в ее центре — *модель Роша*. На самом деле этого конечно нет, но, как показали расчеты ¹² в применении к звездам, построенным по *политропным моделям* с различными степенями концентрации материи, качественно картина движений остается неизменной, а размеры предельной поверхности Роша и положение лагранжевых точек остаются почти теми же.

Другой вопрос — о применимости ограниченной задачи трех тел к движению частиц в газовых потоках, обладающих большой плотностью. В этом случае в уравнении движения (2) необходимо учесть давление газа p (а именно, внести член $-\rho^{-1} \text{grad } p$ в его правую часть), о чем в изложенной небесномеханической теории не говорится ни слова. Реальная задача — задача газовой динамики — только поставлена в применении к нашему случаю, лишь с очень большими упрощениями ^{13, 14}. Некоторые изменения в задачу вносит вращение одной или обеих компонент пары, если они вращаются с угловой скоростью Ω , отличной от орбитальной ω_K ¹⁵⁻¹⁷. В этом варианте ограниченной задачи трех тел в выражение потенциала необходимо внести выражение потенциала

*) Мы рассматриваем здесь лишь часть решений ограниченной задачи трех тел.

центробежной силы в системе координат (ξ, η, ζ) , вращающейся вместе со звездой, т. е. член $(1/2)(1+f)^2(\xi^2 + \eta^2)$, где $1+f = \Omega/\omega_K$, а это приводит к тому, что предельные поверхности Роша при больших значениях f значительно уменьшаются в размерах, как это показано для примера на рис. 4. В этом случае создается большая неустойчивость вдоль всего экватора быстро вращающейся звезды.

Относительные размеры полостей поверхности Роша зависят только от отношения масс $M_1 : M_2$. Для количественного описания поверхностей нулевых скоростей построены детальные таблицы¹⁸.

Поскольку в ряде случаев у ЗДЗ известны и отношения масс, и размеры компонент, можно судить о том, как далеко отстоят поверхности компонент от критической поверхности Роша данной системы. Анализ этого вопроса привел Копала¹⁹ в 1955 г. к выводу о распределении тесных двойных звезд по трем группам: а) разделенные системы, где компоненты имеют размеры много меньше их полости Роша, б) полуразделенные системы, у которых поверхность одной компоненты совпадает с ее полостью Роша и в) контактные системы, у которых обе компоненты заполняют свои полости Роша. Из нашего списка в таблице к разделенным системам относятся, например, первые три системы, к полуразделенным — пятая, сюда же относится первая из открытых ЗДЗ — β Персея или Алголь. Наконец, контактные системы представлены четвертой звездой нашего списка — W Б. Медведицы. Если разделенные системы хорошо описываются схемой рис. 1, а, то к контактным ближе подходит схема рис. 1, б, лишь с еще бóльшим сближением компонент.

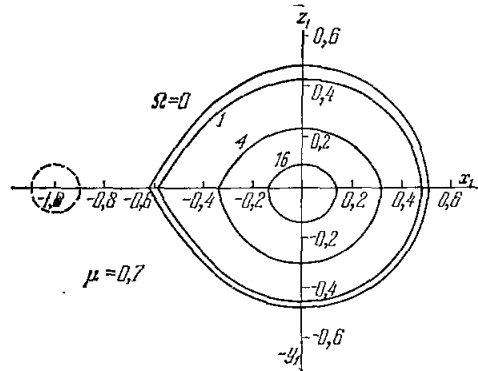


Рис. 4. Экваториальное и полярное сечения предельных поверхностей Роша для компоненты, вращающейся несинхронно с угловой скоростью $\Omega = 0, 1, 2, 4$ и $16 \omega_K$, при $\alpha = 0,43$.

3. ИЗМЕНЕНИЯ ОРБИТЫ ТЕСНОЙ ПАРЫ

Если звезда в тесной паре заполняет свою полость поверхности Роша, то даже простое тепловое движение газовых частиц ее атмосферы достаточно для ускользания их либо в околозвездное пространство, либо через точку L_1 к звезде-спутнику. Мы видели выше, что звездная эволюция приводит звезду ГП к стадии гиганта, при которой радиус увеличивается в десятки и сотни раз, притом в довольно быстром темпе. Но тогда эта звезда в составе тесной пары обязательно заполнит свою полость Роша и будет непрерывно «переливаться» через край или, вернее, через «носик» у точки L_1 . Если этот процесс будет достаточно устойчивым, то одна звезда в паре, а именно, более массивная, опережая эволюцию спутника, начнет быстро терять массу, передавая ее спутнику, остающемуся примерно неизменным по размеру, но с непрерывно растущей массой. В результате такой эволюции компоненты пары обмениваются ролями и бывший спутник станет главной звездой. Именно такой механизм «перемены ролей» предложил Крофорд²⁰ в 1955 г. для объяснения упомянутого нами выше парадокса сочетания в одной паре звезды ГП с субгигантом меньшей массы. Идея эта оказалась необычайно плодотворной и была развита в многочисленных последующих исследованиях.

Применение этого механизма к реальным звездам требует прежде всего разработки вопроса об изменении размеров орбиты двойной звезды, так как абсолютные размеры полости Роша зависят и от отношения масс компонент, и от абсолютных размеров орбиты. В самом деле, орбитальный момент импульса \mathcal{H} двойной системы определяется равенством (см., например, ¹⁵)

$$\mathcal{H}^2 = G\mathcal{M}_1\mathcal{M}_2(\mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2)^{-1} a (1 - e^2),$$

где G — константа тяготения, a — большая полуось орбиты. Если нет уноса материи из системы, то эта величина должна быть постоянна. Тогда для круговой орбиты ($e=0$) при обозначении $\mathcal{M} = \mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2$

$$a = \frac{\mathcal{H}^2 (\mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2)}{G} \frac{1}{\mathcal{M}_1^2 \mathcal{M}_2^2} = \frac{\text{const}}{\mathcal{M}_1^2 (\mathcal{M} - \mathcal{M}_1)^2}. \quad (3)$$

Минимальное значение этой функции будет при $\mathcal{M}_1 = \mathcal{M}_2$.

Если же происходит изотропный уход материи за пределы системы, то соблюдается условие ^{19, 21}

$$a (\mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2) = \text{const}, \quad (4)$$

справедливое, впрочем, лишь для медленных изменений массы. Но в условие (3) может быть внесена существенная поправка, когда при переносе материи с одной компоненты на другую переносится также и часть вращательного («спинового») момента звезды, теряющей массу. Разумеется, этот процесс эффективен лишь в случае, если в системе отсутствует синхронизация всех вращений.

Детальный анализ показывает ^{21, 22}, что когда происходит перенос масс от более массивной компоненты к менее массивной, размеры орбиты (и период обращения) уменьшаются. Обратный эффект происходит при обратном процессе. Заметим, что в формуле (3) массы \mathcal{M}_1 и \mathcal{M}_2 входят симметрично. Если при переходе масс $\mathcal{M}_1 \rightarrow \mathcal{M}_2$ орбита уменьшается, то, после того как \mathcal{M}_1 станет равным \mathcal{M}_2 , при дальнейшем уменьшении \mathcal{M}_1 до того, что новое $\mathcal{M}_2 : \mathcal{M}_1$ станет равным первоначальному $\mathcal{M}_1 : \mathcal{M}_2$, размеры орбиты должны восстановиться. Этого не случится, однако, если переносимая с \mathcal{M}_1 на \mathcal{M}_2 материя образует вокруг \mathcal{M}_2 вращающееся кольцо, — именно в него уходит переносимый момент импульса ²³. Взаимодействие между вращательным и орбитальным моментами очень сложно. В зависимости от скорости и направления выбора частицы либо переносится на другую компоненту, либо возвращаются обратно. Различными будут обстоятельства переноса также в зависимости от того, быстрее орбитального или медленнее его происходит осевое вращение звезды. Для частиц, возвращающихся на звезду, в первом случае будет происходить перенос момента от осевого вращения к орбитальному, а во втором — наоборот. Для частиц же, переносимых на вторую компоненту, как сказано выше, важно — с менее или более массивной звезды происходит перенос. Таким образом, период тесной двойной звезды будет подвергаться изменениям в зависимости от преобладания того или другого процесса ^{15, 21}. Кроме того, если материя вовсе покидает систему, увеличивается большая полуось орбиты, согласно (4), и период неизменно возрастает.

Одним из средств количественной проверки высказанных здесь соображений являются наблюдения за изменением периодов ЗДЗ, которые могут быть проведены с большой точностью. Эти наблюдения показали, что периоды ЗДЗ в большинстве своем непостоянны и изменяются как скачками, так и непрерывным образом ^{24, 25}, причем увеличение периода сменяется его уменьшением и наоборот. Случаев возрастания периода имеется столько же, сколько убывания его ²⁶.

Другое средство состоит в спектрографических наблюдениях ЗДЗ, в первую очередь эмиссионных линий, которые показывают, как правило, иные скорости по лучу зрения, чем линии поглощения, принадлежащие фотосферам звезд. Впрочем, и линии поглощения в некоторых парах (U Цефея, RW Тельца) оказываются искаженными в результате абсорбции холодных газовых масс, заслоняющих звезду для наблюдателя. Но как раз сравнительно большая интенсивность эмиссионных линий и искажения линий поглощения указывают на значительную оптическую толщину газовых потоков и довольно высокую плотность вещества в них, а в таких случаях, как было сказано выше, чистый небесномеханический подход к задаче о переносе масс недостаточен для количественного анализа. Однако если не вдаваться в тонкости, то статистически совокупность ЗДЗ с эмиссионными линиями соответствует расчетам, в которых ищутся устойчивые периодические орбиты вокруг одной из компонент, захватившей вещество другой компоненты²⁷. Прямые наблюдения ЗДЗ RW Тельца во время полного затмения главной компоненты показывают, что, когда от системы остается ничтожная доля света спутника, отчетливо выступают в спектре иначе невидимые эмиссионные линии, свидетельствующие о газовых массах, движущихся вокруг главной компоненты с огромной скоростью (до 350 км/сек)²⁸. Однако это явление оказалось преходящим. При последующих наблюдениях оно больше не повторялось, в согласии с теоретическим анализом, показавшим отсутствие устойчивых периодических орбит в данных конкретных условиях²⁹.

Другой фактор, изменяющий период, а с ним и размеры орбиты тесной двойной системы, — приливное трение. Оно отсутствует в случае, когда достигнута синхронность орбитального (ω_K) и осевого (Ω) вращений. Но если такой синхронности нет, то появляется пара сил, стремящихся согласовать обе угловые скорости через вязкость вещества звезды: при ее наличии приливная вытянутость не совпадает с линией центров обеих звезд пары, а сама вытянутость перемещается по телу звезды. В зависимости от знака разности $\omega_K - \Omega$ это вызовет ускорение или замедление вращения звезды с заимствованием или передачей вращательного момента в орбитальный. Детальная теория этого вопроса³⁰, затрудненная неуверенностью оценки вязкости звездной материи, показывает, что у звезд с конвективной оболочкой (это звезды с малой массой, например $1,0 - 0,6 M_{\odot}$) даже полное отсутствие синхронности вращения и обращения ликвидируется за немногие тысячи лет, а если при $\omega_K = \Omega$ возникнет десинхронизация, то она устраняется в течение немногих сотен оборотов по орбите. Если же звезда имеет конвективное ядро при лучистом переносе энергии в оболочке (это свойство массивных звезд), то вследствие малых размеров ядра приливные влияния гораздо слабее и синхронизация достигается медленнее — порядка десятков миллионов лет у звезды с $M = 2,5 M_{\odot}$ и сотен тысяч лет при $M = 10 M_{\odot}$, но в обоих случаях не превышает 10% времени пребывания такой звезды на ГП. Приливное воздействие на лучистые слои звезды несравненно меньше, и свободное от конвекции ядро может сохранять первоначальное быстрое вращение, когда конвективная оболочка давно пришла к синхронности.

Все сказанное относится к взаимодействию звезд с неизменной массой. Но если существует перенос вещества от одной компоненты к другой, то происходит также и перенос момента импульса, достигнутая синхронизация нарушается. И хотя восстановление ее происходит быстро, если этот процесс постоянно действующий, в системе будет происходить постоянно действующий обмен моментами между осевым вращением и обращением. На возможность этого механизма было указано более четверти века назад^{31a}, но он все еще остается неразработанным количественно.

Наконец, в очень короткопериодных системах с периодом в 12 часов и менее орбитальный момент может быть существенно израсходован на излучение гравитационных волн, не затрагивая масс компонент ³² (см. об этом в гл. 6).

4. ЭВОЛЮЦИЯ ЗВЕЗД В ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХ

Итак, примем за основу эволюционный путь одиночной звезды, разработанный на основе теоретических представлений об ее внутренней структуре, ее источниках энергии и на сопоставлениях наблюдаемых интегральных характеристик с теоретически вычисленными. Какие изменения в эту картину внесет вхождение такой звезды в состав звездной пары? Что касается внутреннего строения звезды и ее энергетического баланса, то, по-видимому, существенных изменений вращательные и приливные явления в эту картину не внесут, по крайней мере если вращение и обращение синхронны ³³. Но эволюция звезды, начиная с некоторой фазы, пойдет по существенно иному пути — пути быстрой потери массы из наружных частей звезды, наиболее богатых водородом.

Как и в случае исследования эволюционного пути одиночной звезды, задача решается посредством интегрирования общих уравнений равновесия, состояния вещества и переноса энергии, только с добавлением условия потери массы, темпы которого определяются в основном темпами выхода звезды за пределы поверхности Роша. Размеры этой поверхности прогрессивно сокращаются, так что процесс убыли массы идет ускоренно. В этом последнем явлении состоит разница в подходе к задаче в наши дни по сравнению с тем, как она ставилась до рождения идеи Крофорда в 20-х годах ^{34a} и позже ^{34b}, когда имелся в виду унос массы либо с лучистой энергией, либо путем корпускулярного излучения. Оба эти процесса ведут к потере незначительной доли массы звезды.

Пока звезда находится на ГП, т. е. имеет умеренные размеры (в разделенных системах), ее эволюция происходит, как у одиночной звезды, но по исчерпанию водорода в ядре ее размеры растут (⁶, гл. 6; ³⁵) по-разному в зависимости от массы звезды (ср. рис. 2), и поэтому выход поверхности звезды за пределы поверхности Роша осуществится на разных этапах эволюционного пути звезды.

Объединяя приближенное выражение для среднего радиуса r_1 полости Роша ¹⁸

$$\lg (r_1/a) = -0,4221 - 0,2084 \lg (\mathcal{M}_2/\mathcal{M}_1)$$

с третьим законом Кеплера в форме (см. ⁴, формула (12.28))

$$(R_1/R_\odot)^3 = 74,4 (r_1/a)^3 P^2 (\mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2),$$

мы можем для любых значений \mathcal{M}_1 и \mathcal{M}_2 найти орбитальный период P , при котором компонента I заполняет полость Роша. В частности, для значений $\mathcal{M}_1 = 5 \mathcal{M}_\odot$ и $\mathcal{M}_1 : \mathcal{M}_2 = 2$ Пачинский получает ³⁶

$$\lg P_{\text{сутки}} = 1,5 \lg (R_1/R_\odot) - 0,84.$$

На рис. 5, а показаны значения R_1/R_\odot и соответствующие фазы ядерной эволюции звезды для этого случая. Отсчет шкалы времени начинается с момента ухода компоненты I от главной последовательности (на которой она провела около 10^8 лет). Такую же картину изменений радиуса дает и звезда с массой $1,2 \mathcal{M}_\odot$ ³⁷, только в пять-десять раз медленнее. Естественно, что у звезд более массивных соответствующие процессы протекают много быстрее.

В зависимости от орбитального периода в данной двойной системе и отношения масс данная компонента может заполнить свою полость Роша, будучи в фазе медленного роста радиуса (этап *A* на рис. 5, *a*), быстрого роста при разогревании ядра и последующего 3α -процесса (этап *B*) и нового разогревания с включением процессов «сгорания» углерода (этап *C*). До этого последнего этапа могут дойти только массивные звезды с $M > 10M_{\odot}$ и только в долгопериодичных системах (как, например, VV Цефея, $P = 20$ лет; ϵ Возничего, $P = 27$ лет и т. п.), так как иначе они были бы захвачены процессом потери массы на более раннем этапе.

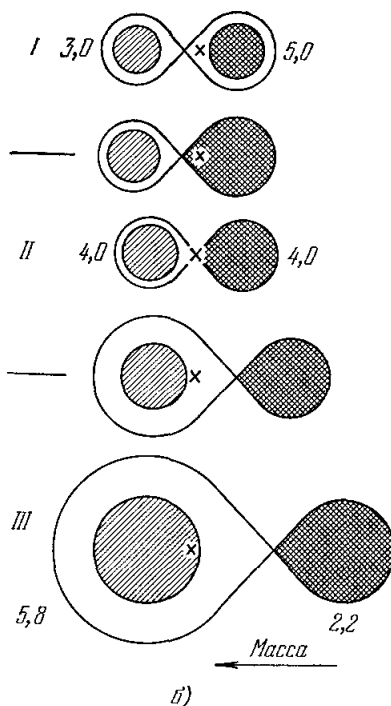
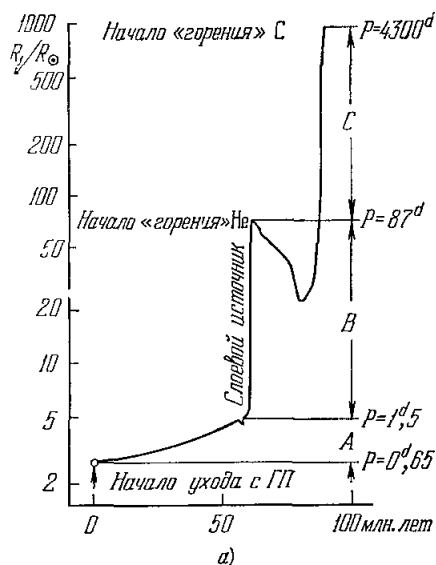


Рис. 5. *a*) Изменения радиуса звезды с массой $5M_{\odot}$ при ее эволюции в составе тесной двойной системы с вторичной компонентой $2,5M_{\odot}$ (показаны изменения радиуса главной компоненты, если она достигла предельной поверхности Роша, и соответствующие значения орбитального периода P ; отмечены этапы *A*, *B* и *C* возможного обмена массами) (по ³⁶); *б*) эволюция компонент в тесной двойной системе с массами 5 и $3M_{\odot}$ (модель системы U Цефея) и поверхности Роша (цифрами указаны массы компонент на соответствующем этапе) (по⁵¹).

За минувшее десятилетие процессы развития звезды с потерей массы на разных этапах (*A*, *B* и *C*) рассматривались в многочисленных работах, в которых принимались самые разнообразные начальные значения масс. Как указывалось выше, задача эта решается методом моделирования, путем чисто вычислительным. Описание метода обычно предшествует изложению результатов, впрочем, встречается и независимое изложение ³⁸.

После первых расчетов Мортон в 1960 г. ³⁹ наибольший прогресс в изучении эволюции звезд в тесных двойных системах замечен в работах варшавских ⁴⁰⁻⁵⁷, гёттингенских ⁵⁸⁻⁷⁰ и пражских (Онджейов) ⁷¹⁻⁸⁷ ученых. Ученые других стран ⁸⁸⁻⁹⁶ также внесли заметный вклад на разных этапах этих исследований. Пет возможности дать изложение всех этих работ, детализирующих развитие различных комбинаций компонент в тесных двойных системах. Поэтому мы ограничимся описанием нескольких типичных

результатов. Но сперва — одно общее соображение по отношению к процессу, предложенному Кроффордом.

Потеряв некоторую долю своей массы, звезда будет стремиться к восстановлению нарушенного гидростатического равновесия, что возможно лишь тогда, когда она уйдет внутрь полости Роша. Это произойдет быстро — за время порядка 10^4 сек. Но тут звезда окажется в противоречии со своей внутренней структурой и энергосвободением, которые требуют, чтобы звезда вышла за пределы поверхности Роша, что и произойдет и вызовет новую потерю массы. Конечно, это процесс непрерывный, и он прекратится лишь тогда, когда окончательно установится тепловое равновесие в звезде, т. е. в течение кельвиновской шкалы времени (4, стр. 217; ⁸⁷):

$$\tau = G M^2 / R L = 3 \cdot 10^7 (M/M_{\odot})^2 (R_{\odot}/R) (L_{\odot}/L).$$

Это — очень короткое время по сравнению с характеристическим временем ядерной эволюции звезды и для массивных звезд ($M > 10 M_{\odot}$).

Рассмотрим теперь несколько частных случаев. Проще других решается задача об эволюции не очень массивной звезды в тесной паре, когда она достигает размеров полости Роша в стадии А — постепенного истощения водорода в ядре. Для примера возьмем систему, первоначально состоящую из двух звезд ГП с массами, равными 3 и $5 M_{\odot}$ ^{78, 98}.

На рис. 5, б показано взаимное расположение компонент и объемлющая их поверхность Роша. Орбитальный период в этой системе составляет 1,23 суток. Более массивная компонента после 50 млн. лет пребывания на ГП подходит к истощению водорода в ядре, увеличивается в размерах и постепенно заполняет свою полость поверхности Роша (этап б), после чего начинается потеря массы, первоначально медленная. Удерживаясь в состоянии равновесия звезда несколько сжимается, но сжатие ее полости Роша идет быстрее и передача массы массивной звезды к звезде-спутнику идет ускоряющимся образом (см. обоснование этого в работе ⁹⁴). При этом размеры орбиты прогрессивно сокращаются, уменьшается и период обращения в ней, и когда массы обеих компонент сравниваются (этап с) при четырех массах Солнца, период достигает минимального значения 0,9 суток. Переброс массы продолжается, но теперь вещество идет уже от менее массивной компоненты к более массивной, что вызывает увеличение размеров орбиты, а вскоре после этого и абсолютных размеров полости Роша для рассматриваемой компоненты, ставшей вторичной, в то время как прежний спутник стал главным телом в системе (этап d). Так как размеры орбиты растут, разрыв между скоростью роста звезды-спутника и ее полости уменьшается и, наконец, на этапе e они сравниваются. Массы компонент становятся равными $5,8 + 2,2 M_{\odot}$, приближаясь к современным значениям масс компонент в системе U Цефея — типичной ЗДЗ в группе полуразделенных пар. Но спутник-субгигант в этой реальной системе гораздо более холодный — он принадлежит к спектральному классу G2 или G5, а не FIII, как на рис. 6, а, поясняющем описанную эволюцию по диаграмме ГР.

Эволюционный путь компоненты с первоначальной массой $5 M_{\odot}$ на рис. 6, а следует сравнивать с эволюционным путем одиночной звезды той же массы, показанным на рис. 2. Отличие того и другого разительно. Особенно резко оно выступает, если обратить внимание на темпы эволюции: путь от б до с наша звезда проходит за 70 000 лет, теряя около 10^{28} г ($10^{-5} M_{\odot}$) в год, но затем процесс замедляется и путь от с до e звезда проходит за 900 000 лет. И вместо того, чтобы попасть в область сверхгигантов (см. рис. 2), она оказывается в группе гигантов и даже субгигантов с абсолютной звездной величиной $M_b \sim 0^m - 1^m$. Дело в том, что, несмотря

на достигнутое в системе равновесия, звезда продолжает терять массу. За время быстрого уменьшения массы центральная температура звезды падала (она пропорциональна M/R). Ядро сжималось, но превращение $4H \rightarrow He$ продолжалось, как на ГП, теперь с меньшей массой. Звезда расширяется, но уже медленно, теряя примерно $10^{-8} M_{\odot}$ в год, так что лишь через 40 млн. лет (от e до f) произойдет дальнейшее уменьшение ее массы на $0.4 M_{\odot}$. Масса звезды становится равной $1,8 M_{\odot}$, а главная компонента в паре имеет теперь массу $6,2 M_{\odot}$.

На стадии $b - d$, которую наша звезда проходила очень быстро, содержание водорода в ядре уменьшилось незначительно. Блеск звезды

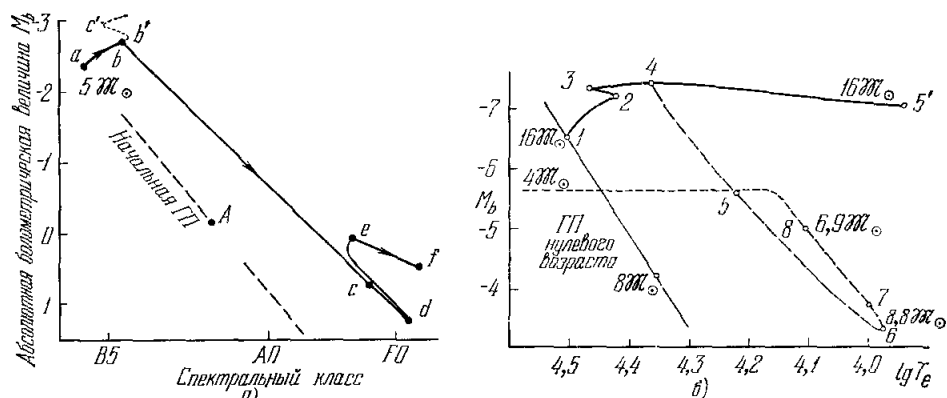


Рис. 6. а) Эволюция звезды (У Цефея) с массой $5 M_{\odot}$ в составе тесной двойной системы с вторичной компонентой $3 M_{\odot}$ (А) (схему надо рассматривать совместно с рис. 5, 6 и рис. 2) ⁸⁸; б) эволюция массивной звезды в тесной паре $16 + 8 M_{\odot}$ (по ⁴⁵).

Этап 1—4 звезда $16 M_{\odot}$ проходит за 7 млн. лет, а этапы 4—8 — за 4 тыс. лет. На этапе 6—7 звезда теряет $0,003 M_{\odot}$ в год. Водород исчерпан в ядре в точке 3, равенство масс компонент достигается в точке 5, «зажигание» гелия — у излома штриховой линии.

быстро падал, так как значительная часть ядерной энергии уходила на механическую работу расширения звезды. Затем на стадии $d - e$, длящейся сравнительно долго, происходит более значительное истощение H в ядре, а на стадии $e - f$ водород приходит к истощению, включается слоевой источник, приводящий к росту гелиевого ядра. Вырождение электронного газа в ядре защищает его от быстрого сжатия, но когда масса гелиевого ядра достигнет $0,4 - 0,5 M_{\odot}$ ($M_b \approx -1^m$), вырождение прекращается (вследствие роста T_c), начинается гелиевая вспышка и быстрое сжатие звезды — звезда отрывается от своей полости Роша, и система из полуразделенной превращается в разделенную. Но этот этап эволюции звезды идет уже, как у одиночной. Другое дело, если орбитальный период пары достаточно велик, чтобы ее компоненты развивались без переноса масс вплоть до стадии интенсивного слоевого источника, когда радиус ее быстро растет (см. рис. 5, а) на этапе b и приводит поверхность звезды к предельной поверхности Роша ^{41,58}.

В частности, звезда с массой больше $10 M_{\odot}$ пройдет стадию заполнения своей полости Роша примерно за 10 000 лет. Шансов застичнуть звездную пару в этой фазе ее развития очень мало. При этом гелиевое ядро продолжает развиваться почти независимо от оболочки по шкале времени, соответствующей ядерной эволюции. Оболочка почти вся переходит к другой компоненте, ядро сжимается, разогревается, разогревается и поверхность звезды, так что звезда переходит по диаграмме ГР левее ГП, пока бурный ход реакции $3\alpha \rightarrow C^{12}$ не остановит расширение

звезды и перенос масс (рис. 6, б). Именно оттого, что звезда во время описанной эволюции теряет большую долю своей массы из *внешних* слоев почти до слоевого источника, где значительная часть водорода превратилась в гелий, она становится гелиевой звездой в спектроскопическом смысле. В этом случае определение содержания гелия и водорода по их спектральным линиям указывает на значительное преобладание гелия. Так, у β Лиры отношение $\text{He} : \text{H} = 2,25$ вместо обычного $1 : 3-1 : 4$ ⁹⁹. В это же время данная пара может наблюдаться как тесная двойная, одна из компонент которой — звезда Вольф — Райе *). Время пребывания звезды левее ГП порядка 10^5 лет^{43, 62}.

Если перенос масс на стадии *B* застигает звезду меньшей массы ($3-5 M_{\odot}$), образовавшееся гелиевое ядро, не достигнув критических размеров $0,4-0,5 M_{\odot}$, становится вырожденным, что будет препятствовать его дальнейшему сжатию и увеличению размеров. Все же слоевой источник будет поддерживать размеры звезды и медленный рост их, так что потеря массы будет идти, но медленно, и звезда будет находиться в стадии субгиганта долгое время. Мы же будем наблюдать эту пару как полуразделенную, типа Алголя, часто встречающуюся среди тесных ЗДЗ. В конце концов ядро этой звезды также вырастет до критических размеров, произойдет гелиевая вспышка, уменьшение размеров звезды, на этот раз окончательное. Система остается полуразделенной, но в ней субгигант — «недомерок» (undersized subgiant), обладающий весьма избыточной светимостью (до 10^m) для своей массы и почти чисто гелиевым составом. Это, впрочем, относится и к звездам с первоначальной массой больше $10 M_{\odot}$. Отличие между теми и другими состоит главным образом в размерах орбиты и, как следствие этого, в длине орбитального периода. Полуразделенные системы с гелиевым субгигантом имеют тем больший период, чем больше их масса. Если же первоначальная масса невелика (например, $M_1 = 2 M_2$), то после интенсивной передачи вещества другой компоненте с $M_2 = M_{\odot}$ у первой остается масса, равная всего лишь $0,26 M_{\odot}$ ⁵⁹. Центральная температура у такой звезды не может подняться до возгорания гелия, и звезда, исчерпав ядерные источники энергии, сжимается до белого карлика. В то же время ставшая главной вторая компонента эволюционирует с массой $2,74 M_{\odot}$ и может достичь стадии желтого или красного гиганта. В гл. 2 мы описали систему у $\text{BD} + 16^{\circ}516\text{B}$ состоящую из красного и белого карликов^{100, 101} (см. таблицу на стр. 706). Эта пара остается пока единственной в своем роде, но подобных систем, наверно, много — они лишь обнаруживаются с большим трудом из-за малой амплитуды и быстроты изменений блеска. Без переноса масс в прошлой своей истории подобное сочетание звезд представилось бы совершенно противоестественным, так как их возраст при нормальной эволюции отличается по крайней мере на порядок. Еще больше разрыв возрастов в паре $(0,26 + 2,74) M_{\odot} \sim 10^{10} - 3 \cdot 10^8$ лет.

Перенос масс на этапе $3\alpha \rightarrow \text{C}^{12}$ может случиться лишь после того, как массивная пара избежала энергичного переноса масс на более ранних стадиях своего существования. Это произойдет при достаточно долгом периоде (см. рис. 5, а); у звезд же с малой массой реакция сгорания углерода вообще не может начаться¹⁰². Эволюция звезды на этом этапе рассмотрена в работах^{64, 65, 88}.

Быть может, примером пары, пережившей или переживающей сгорание углерода, служит уже упоминавшаяся затменная система VV Цефея с периодом 20 лет, состоящая из красного сверхгиганта спектрального

*) Это — звезды с обширными внешними оболочками — обилием ярких полос в спектре, свидетельствующих о бурном расширении оболочки и о наличии в атмосфере углерода и азота в значительном количестве.

класса M2 ($R = 1,3 \cdot 10^3 R_{\odot}$) и горячего сверхгиганта спектрального класса Be; массы их соответственно равны 18,3 и 19,8 M_{\odot} . Спектральные наблюдения указывают на значительные газовые потоки внутри системы¹⁰³.

Возможен еще один вариант эволюции тесной пары — промежуточный между A и B, когда перенос масс происходит еще при горении водорода в ядре^{54–57 *}).

Наиболее распространенные среди ЗДЗ системы — контактные, — к сожалению, не находят себе объяснения ни в круге идей, развитых здесь, ни вообще. Среди них особенно многочисленны так называемые *звезды W Б. Медведицы*, отличающиеся непрерывным изменением блеска, подобным тому, что было показано на рис. 1, б, но со вторичным минимумом примерно той же глубины, что и главный. Массы компонент мало отличаются друг от друга — статистическое среднее отношение масс 2 : 1. Ему соответствуют мало отличающиеся друг от друга размеры обеих полостей Роша, которые заполнены звездами-компонентами. Спектральные классы компонент меняются в сравнительно узких пределах: F — G — K (T_{eff} от 8000 до 4000°). Характер изменений блеска у ЗДЗ этого класса и изменения ширины спектральных линий в течение орбитального цикла (которые часто выглядят очень широкими, но не раздваивающимися в узлах **) настойчиво говорят за то, что в контактных системах обе компоненты имеют общую оболочку. Из соображений равновесия эта оболочка должна быть конвективной¹⁰⁵. Через нее происходит передача другой компоненте значительной доли энергии, выработанной в массивной звезде. Но для переноса материи от одной компоненты к другой нет оснований, так как обе заполняют свои полости Роша. Не случайно то, что среди ЗДЗ именно у контактных двойных типа W Б. Медведицы наблюдаются очень короткие периоды. Здесь мог бы возникать обмен массами по схеме A с самого начала возникновения системы, но то ли он уже имел место в ней, то ли он еще будет происходить, сказать трудно, потому что неясно, движутся ли еще компоненты пары к нулевой линии ГП или же по крайней мере хоть одна из них покидает ГП^{105–107}. Может быть, одна из компонент (более массивная) уже продвинулась настолько, что в ней в полном объеме происходит реакция цикла CN, тогда как у более слабой только началась протон-протонная реакция, менее продуктивная.

Вообще в этих системах много своеобразного. Так, светимости компонент относятся как их массы в первой степени (вместо обычного показателя степени 3—4), и это происходит потому, что более массивная компонента в контактной паре имеет недостаточную светимость и она же имеет пониженную поверхностную яркость, так что при ее затмении наблюдается не главный, а вторичный минимум.

Приливные явления должны играть важную, если не решающую, роль в эволюции такой двойной системы, но, к сожалению, вопрос этот совсем не рассмотрен в литературе.

5. УСПЕХИ И НЕУДАЧИ ТЕОРИИ

Из всего предшествующего изложения видно, что теория переноса материи внутри тесных двойных систем объяснила ряд наблюдаемых явлений и факторов. Одни из них, как, например, наблюдаемые спектральные признаки существования газовых потоков внутри тесных пар, прямо говорят о перемещениях вещества от одной компоненты к другой.

*) Более подробное петехническое изложение всех изученных вариантов переноса масс в тесных системах см. в обзоре Плавца¹⁰⁴.

**) Узлами в двойных системах называются точки, в которых компонента, двигаясь по орбите, пересекает картинную плоскость, проходящую через центр масс системы.

Другие говорят о том же, но косвенно. Прежде всего, это — описанные выше «невозможные» по возрасту сочетания компонент, которые теперь описываются теорией не только качественно, но и количественно. Далее следует отметить факт отсутствия субгигантов среди *первичных* компонент в системах ЗДЗ⁹⁴. В то же время именно субгиганты у ЗДЗ обладают большим разнообразием масс и светимостей, чего нет у одиночных субгигантов. По-видимому, существующий у звезд Вольф — Райе нижний предел масс также гармонирует со схемой возникновения этих звезд в результате эволюции массивных звезд при потере массы в стадии *B* перед гелиевой вспышкой, когда у гелиевых звезд при $M > 8M_{\odot}$ появляется конвективная зона у поверхности^{45,108}.

К выводу о переносе масс неизбежно толкает упоминавшаяся уже переменность периодов у многих ЗДЗ^{24,109}. У одних пар наблюдается вековое уменьшение периода (SV Центавра, $P = 1^d, 66$), у других — увеличение его (β Лиры, $P = 12^d, 9$; W Змеи, $P = 14^d, 16$), иногда оно происходит скачками (RU Единорога, $P = 3^d, 58$) и часто меняет знак (XZ Андромеды, $P = 1^d, 36$). Нередко изменение периода наблюдается в системах, хорошо разделенных. Правда, все эти изменения говорят лишь о выбросе масс у одной или обеих компонент, но ничего не говорят о дальнейшей судьбе выбросов. Систематическое увеличение периода, например, может говорить и за перенос массы от более легкой компоненты к более тяжелой, и за унос материи за пределы двойной системы (см. (4)).

Некоторое указание на характер обмена массами дает статистика масс в тесных системах⁹⁶. У разделенных субгигантов и в контактных системах с уменьшением отношения масс $\alpha = M_2/M_1$ от единицы к нулю массы M_2 статистически убывают, а M_1 возрастают, что говорит о приобретении массы главным телом. Наоборот, у разделенных и полуразделенных систем это явление не наблюдается — с убыванием α убывает M_2 , а M_1 остается неизменным; следовательно, если здесь происходит эволюция с потерей массы вторичной компонентой, то первичная ничего от этого не приобретает, а теряемая масса покидает систему. Статистика орбитальных моментов импульса большого числа ЗДЗ подтверждает эти заключения^{110,111}.

Можно встретиться и с более радикальным взглядом¹¹², вытекающим из статистического сопоставления орбит и орбитальных моментов в разделенных и полуразделенных системах: в системах с умеренными массами ($\sum_i M_i < 6M_{\odot}$), когда главная компонента теряет 84% своей массы, 2/3 этой потери вовсе покидает систему. В более массивных парах ($8 < \sum_i M_i < 12$) при потере 75% массы главной звезды на долю спутника достается всего лишь 10%.

Но если это верно, построения предыдущей главы в значительной степени обесцениваются, так как в их основании лежит предположение о неизменности суммарной массы и полного момента импульса системы. Так как в случае потери массы системы в целом отношение масс $q = M_1/M_2$ падает гораздо медленнее, а размеры системы увеличиваются, потеря массы главной звездой будет происходить медленно и, быть может, лишь на стадии *B*, включающий гелиевую вспышку, когда размеры звезды растут сильно и быстро. Математически этот вариант еще не рассмотрен.

Другой вопрос — эволюция спутника, который в случае приобретения им массы от главной звезды сам становится главной компонентой двойной системы. Чисто качественно можно допустить обратную эволюцию, когда спутник быстро набирает значительную массу; его нормальная эволюция звезды ГП с превращением $4H \rightarrow He$ ускоряется во много раз

и приведет к увеличению размеров, которое выведет ее поверхность за пределы ее полости Роша. Так образуется контактная система, но особого рода: компоненты ее обладают значительными массами.

Несколько иначе представляется этот процесс, если учесть, что падающие массы газа движутся со сверхзвуковой скоростью^{113, 114} и разогреваются в ударной волне. Они разогреваются еще больше при последующем сжатии. Вторичная звезда становится гораздо горячей и ярче, ее радиус возрастает и звезда становится больше размеров полости Роша,

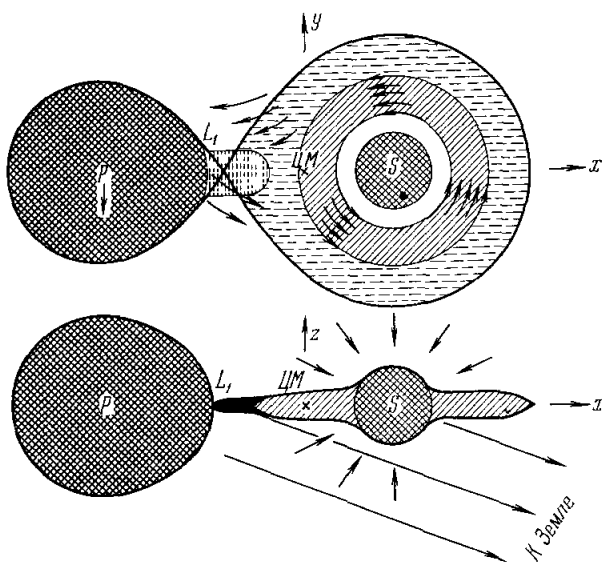


Рис. 7. Схема системы β Лиры.

Система показана в двух проекциях: сверху она дана «в плане», картинная плоскость совпадает с плоскостью орбиты; внизу — она же «в разрезе». Плоскость симметрии диска, окружающего вторичную компоненту, совпадает с плоскостью орбиты. Показаны также газовые потоки, обнаруживаемые спектроскопически¹⁴⁴².

получив совсем незначительную долю массы главной звезды. Если этот механизм реально действует, он может привести к образованию контактной системы умеренной массы, даже если значительная часть массы уходит за пределы системы.

Вообще при быстром переносе значительного количества материи и вращательного момента от одной звезды к другой последняя может оказаться не в состоянии воспринять так много. Либо процесс переноса оборвется на сравнительно ранней стадии и материя будет выбрасываться за пределы системы, как это было изложено только что, либо около спутника образуется плотный диск, содержащий значительную долю массы и момента импульса системы. Тогда спутник продолжает развиваться нормальным путем²³. Об этом было сказано раньше.

Доказательство возможности существования такого диска, способного вызвать глубокое затмение другой компоненты, сняло бы ряд затруднений при истолковании некоторых ЗДЗ и, в частности, одной из наиболее типичных и «знаменитых» — β Лиры, где более массивная компонента ничем не проявляет себя спектроскопически, но дает глубокое затмение спутника, доминирующего в спектре (рис. 7). Была предложена модель^{115, 116}, в которой диску приписывается масса, равная массе звезды, которую он окружает, порядка $10 M_{\odot}$. Стабильность такого диска требует дальнейшего исследования, но хотя она и вызывает сомнение, в поляризационных наблюдениях β Лиры гипотеза диска встречает поддержку¹¹⁷⁻¹¹⁹

6. НОВЫЕ ЗВЕЗДЫ И ДВОЙНЫЕ ЗВЕЗДЫ

Особое место в проблеме звездной эволюции занимают Новые звезды и их «смягченный» вариант — Новоподобные (или повторные Новые) и карликовые Новые. У всех них наблюдались вспышки — одна или две и даже три, а у карликовых Новых — многократно. Во время вспышки блеск звезды возрастает в 10^4 раз у Новых и в 50—100 раз у карликовых Новых. Спектроскопически это связано с выбросом массы, который по сравнению с массой звезды невелик — порядка $10^{-3} M_{\odot}$ и меньше.

Примечательным фактором, установленным за последние 15 лет, является то, что во всех случаях, когда звезда одного из названных типов подвергалась тщательному фотометрическому или спектроскопическому анализу, она оказывалась тесной двойной со сверхкоротким периодом: за двумя исключениями (Т Сев. Короны и ГК Персея), период у них составляет несколько часов, а у повторной новой (WZ Стрелы) даже 81,5 минуты.

В нескольких случаях двойственность доказать не удалось, но исключить ее также было невозможно, и этот результат настойчиво приводил к заключению, что феномен Новой звезды и его вариантов необходимо связан с тем, что Новая есть двойная звезда.

Вот перечисление достоверно установленных в последние годы случаев двойственности: четыре из недавно вспыхивавших Новых ¹²⁰ — N 1891 \equiv Т Возничего, N 1901 \equiv ГК Персея, N 1918 \equiv V 603 Орла, N 1934 Геркулеса *) ¹²², две предполагаемых бывших Новых — UX Б. Медведицы, RW Треугольника, две повторных Новых — Т Сев. Короны: Wz Стрелы ¹²³, три карликовых Новых — U Блинецов ^{124, 125}, SS Лебеда ¹²⁶, RU Пегаса ¹²⁷.

Во всех этих парах сочетаются звезда позднего спектрального класса с горячей звездой, окруженной плотной газовой оболочкой или сильно сплюснутым диском ¹⁴. Именно в горячей компоненте и проявляется взрывчатая активность. На диаграмме ГР эта звезда располагается слева, ниже ГП, но несколько выше белых карликов (см. рис. 2), так что ее рассматривают как субкарлика. Однако в некоторых случаях это может быть настоящий белый карлик.

Газовая оболочка или диск обладают значительной оптической (и геометрической) толщиной, в какой-то степени экранируя горячую звезду, возбуждающую свечение газовых масс, что проявляется спектроскопически. С другой стороны, фотометрическая картина во время и вне затмений в системах DQ Геркулеса ¹²², UX Б. Медведицы, U Блинецов ^{124, 125} легко истолковывается в том смысле, что вытекающий из холодной компоненты мощный газовый поток, встречаясь с газовым диском на сверхзвуковой скорости, вызывает сильный разогрев газовых масс (в сечении диаметром всего лишь 30 000 км). Таким образом, в биографии рассматриваемых звезд существовал или существует эволюционный этап с потерей или переносом массы внутри системы, причем у собственно Новых этот процесс вызывал особенно большой сброс массы.

Теоретический анализ показал ^{128, 129}, что аккреция (наращивание) богатого водородом вещества поверхностью субкарлика или белого карлика может вызвать бурное выделение энергии в тонком слоевом источнике на границе с вырожденным **) горячим ядром, которое у этих звезд

*) С открытия затмений у этой звезды в 1954 г. Уокером ¹²¹ началось систематическое обследование взрывных звезд на двойственность.

**) Условия вырождения здесь важны, так как при заметном вырождении давление почти не зависит от температуры, и потому звезда не будет растрчивать нагрев на расширение и изменение конфигурации. Существенно также то, что у белого карлика горячее ядро находится недалеко под поверхностью.

содержит почти всю массу звезды, за исключением тонкого поверхностного слоя. Как один из возможных вариантов ¹²⁰, может произойти пульсационная неустойчивость, которая приведет к отрыву внешних масс от звезды.

К сожалению, произведенные модельные вычисления этого рода никем из авторов не были количественно применены к реальным случаям, так как процесс изменения белого карлика при «сгорании» водорода рассматривался как серия статических состояний, между тем как на заключительном этапе развитие идет столь быстро, что необходимо учитывать динамические эффекты.

Разумеется, достаточно интенсивная аккреция вещества одиночной звездой из межзвездной среды маловероятна. Вхождение субкарлика или белого карлика в двойную систему сильно облегчает этот процесс и делает его вполне вероятным. Но в описанной картине существует одна трудность — очень короткий период в двойной системе, когда происходит вспышка *). Если вспыхивающая компонента прошла ускоренную эволюцию с потерей массы на этапах *b* или *c* (чтобы дойти до стадии вырождения), то это происходило в широких парах долгого периода (сотни дней), что мы находим лишь у одной Новой — Т Сев. Короны ($P = 227^d$). Но не виден механизма, который сделал бы такую пару тесной, оставив незначительную массу компоненты, ушедшей вперед в своем развитии. Как правило, массы горячей компоненты в системах Новых и Новоподобных, незначительны (от 1 до 0,1 M_{\odot} , кроме Т Сев. Короны, где она достигает 2,6 M_{\odot}). Более того, если она достигла состояния белого карлика, она и не может иметь массу больше 1,2 M_{\odot} ⁴, а если она имела такую массу ранее, то она должна была ее сбросить в некоем катастрофическом процессе, подобном вспышке Сверхновой ⁸⁵, но это был бы выброс за пределы двойной системы, при котором размеры орбиты и орбитальный период растут.

Таким образом, стадий, предшествующей стадии двойной с новообразными вспышками горячей компоненты, могли бы служить лишь системы весьма короткого периода и малой массы. Это вновь наталкивает на мысль о контактных системах ¹³⁰. Сильным аргументом в пользу этого служит одинаковое распределение в пространстве и кинематика систем звезд типа W Б. Медведицы и U Близнецов ¹³⁰. Но не удалось пока показать, каким путем контактная система из двух немассивных звезд поздних спектральных классов превращается в систему полуразделенную, где одна из компонент очень горячая.

В тех сверхкороткопериодных системах, где моменты минимумов отмечались достаточно долгое время, замечено возрастание периода, которое, если его истолковывать как следствие потери массы системой в целом, указывает на такие темпы убыли массы (согласно формуле (4)): у DQ Геркулеса — $2,03 \cdot 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$ ¹²², у U Близнецов — $3,1 \cdot 10^{-7} M_{\odot}$ в год ¹²⁵, у SS Лебеда — $1,8 \cdot 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$ ¹²⁶. При таком же изменении периода в гипотезе *переноса* вещества к горячей звезде убыль массы холодного спутника будет того же порядка. Но коль скоро наблюдается *удлинение* периода, необходимо, чтобы спутник был менее массивным телом в системе (см. стр. 710). На самом деле в одних системах (GK Персея, U Близнецов, WZ Стрелы) это так, а в других (DQ Геркулеса, RU Пегаса, SS Лебеда) — наоборот. Придавать большое значение этому разделению не следует, так как определение масс во всех описанных случаях сделано ненадежно (кроме GK Персея и RU Пегаса).

*) Новая 1934 г. в Геркулесе была двойной и до вспышки 1934 г. с тем же периодом 4 час 34 мин, что и после нее.

Кроме того, существует механизм, который делает возможным укорочение периода даже в случае $M_2 < M_1$. Этот упоминавшийся уже механизм — *гравитационное излучение* ³², которое становится заметным при достаточно коротком периоде. Согласно ¹³¹ в системе масс, вращающихся по круговой орбите, потеря энергии с гравитационными волнами равна

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{32}{5} \frac{G}{c^5} \left(\frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} \right)^2 a^4 \omega^6$$

($\omega = 2\pi/P$), откуда можно получить следующее выражение для изменения периода ³²:

$$\frac{dP}{dt} = -1,169 \cdot 10^{-61} \frac{M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^{1/3}} P^{-5/3}. \quad (5)$$

При значениях $P = 10^3 - 10^4$ сек это ведет к быстрому сближению компонент, в результате чего звезда-спутник даже при очень малых значениях массы ($M_2 \approx 0,1 - 0,03 M_\odot$) может оказаться больше своей полости Роша. Начнется процесс перекачки материи к горячей компоненте, который будет самоподдерживающимся, если $M_2 > M_1$, и вести к возрастанию периода, вопреки (5), если $M_2 < M_1$. Количественно процесс этот зависит от химического состава спутника ^{32,132,133}. Если процесс будет идти неизменно, то он приведет к образованию системы звезда + спутник планетных размеров. Если бы переноса масс не было, гравитационное излучение привело бы к слиянию обеих компонент. Однако нелишне напомнить, что существование гравитационных волн все еще не подтверждено экспериментально.

7. «ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ»

Теория звездной эволюции рассматривает как возможный такой путь звезды, когда при исчерпании ядерных источников энергии звезда катастрофически спадается ¹³⁴ до предельно малого размера, ниже гравитационного радиуса Шварцшильда (G — гравитационная постоянная):

$$R_g = 2GM/c^2.$$

На поверхности шара радиусом R_g (сферы Шварцшильда) сила тяготения становится бесконечной, а протекание процессов бесконечно замедляется для внешнего наблюдателя ¹³⁵. Таким образом, звезда, ушедшая внутрь сферы Шварцшильда, уже никак не общается с внешним миром, кроме тяготения. Эволюционируя к белому карлику, звезда избегнет этого состояния, коль скоро ее масса ниже предела, установленного Чандрасекхаром ¹³⁶:

$$M_{\text{lim}} = 1,44 M_\odot.$$

У холодных сферических тел в гидростатическом равновесии нет равновесных конфигураций, если их масса превосходит этот предел. Впрочем, учет дополнительных эффектов еще больше снижает этот предел — до $1,2 M_\odot$ (ей соответствует $R = 250$ км). Если звезда имела массу больше этой, она избегнет полного коллапса, «заблаговременно» сбросив избыток массы, может быть, посредством процесса, проявляющего себя как вспышка Сверхновой. Если же это почему-либо не произошло, она превращается в «коллапсар» или, как ее еще называют, в «застывшую звезду» ^{76, 135}. Название «застывшая» вытекает из отмеченного выше явления замедления времени вблизи $R = R_g$. Процесс ухода звезды внутрь шварцшильдовской сферы для внешнего наблюдателя и все явления на ней как бы застывают.

Впрочем, если небольшой избыток массы (порядка $(0,5-0,8) M_{\odot}$) не был устранен, звезда не уйдет внутрь сферы Шварцшильда, но приобретает столь высокую плотность ($10^{14}-10^{15}$ г/см³), что основная масса ее вещества превращается в нейтроны. Для нейтронных звезд верхний предел массы точно не установлен (вероятно, он близок к $2 M_{\odot}$). Недавно открытые пульсары, по-видимому, представляют собой именно такие нейтронные звезды. Вероятно, в определении судьбы звезды — быть ли ей нейтронной или уйти внутрь гравитационного радиуса — немалую роль играет ее вращение. Лишь очень немногие звезды могут стать коллапсарами ^{76, 135, 137}.

Было бы чрезвычайно интересно найти среди звезд такие, для которых из наблюдений была бы установлена плотность больше $10^{14}-10^{15}$ г/см³. Их следует искать среди компонент двойных звезд — звезд большой массы и ничтожных размеров, что проявилось бы в их ничтожной или даже нулевой светимости при значительной массе. Такие звезды-коллапсары получили красочное название «черных дыр» (black holes).

Среди СДЗ встречаются такие, где при высоком значении функции масс (см. формулы (1) и (1')) спутник ничем не проявляет себя. Так, например, в затменной системе β Лиры $f(M) = 8,5 M_{\odot}$; варьируя $\alpha^{-1} = M_{\text{гл}} : M_{\text{сп}}$ от 0 до 2, получаем (при $i = 90^\circ$) значения для $M_{\text{сп}}$ от 8,5 до 76,5 M_{\odot} и $M_{\text{гл}}$ от 0 до 153 M_{\odot} . Разумный выбор можно сделать на основании косвенных соображений. Разумеется, крайние числа из приведенных здесь отпадают естественным образом, так как видимая звезда в паре, главная, имеет абсолютную визуальную звездную величину $M_V = -3^m, 4$, что требует значительной, но несколько не исключительной массы. Между тем уже при $\alpha^{-1} = 1$ $M_{\text{гл}} = M_{\text{сп}} = 34 M_{\odot}$, и при $\alpha^{-1} > 1$ массы компонент еще больше, что возможно, лишь если главная компонента очень неполноценна по светимости. Проще допустить, что $\alpha^{-1} < 1$ *), например при $\alpha^{-1} = 1/2$ найдем $M_{\text{сп}} = 20 M_{\odot}$ и $M_{\text{гл}} = 10 M_{\odot}$. Теперь выступает еще более резко выраженная недостаточность светимости спутника. Тем не менее с этим вариантом можно согласиться, так как его подтверждает еще несколько аргументов ¹³⁹.

Как показывает опыт спектроскопистов, в двойной системе более слабая компонента, как правило, не может быть замечена в спектре уже при отношении светимостей компонент $L_1 : L_2 < 1 : 3 \div 1 : 4$, так как ее спектральные линии обладают слишком малым контрастом на фоне более яркого спектра первичной компоненты. В системе β Лиры происхождения затмения, которые позволяют установить отношения $L_1 : L_2 = 1 : 5$. Но мы только что приняли $\alpha = 2$. У нормальных звезд отношение светимостей при отношении масс 20 : 10 должно быть порядка 8. Это значит, что в системе β Лиры светимость спутника по его массе недостаточна в 40 раз, или на 4^m . У более слабых звезд (например, у R Б. Пса) мы наблюдаем еще большее несоответствие между массой и светимостью в другую сторону. Поэтому нельзя, вообще говоря, по большому значению функции масс у СДЗ с одним спектром заключать, что спутник является «черной дырой» или, более обще, коллапсаром. В литературе обсуждались также СДЗ ^{134, 140}, но ни в одном случае не возникало даже малой уверенности, что хотя бы в одной из них есть коллапсар. Привлекались также статистические соображения ¹⁴¹⁻¹⁴³ и тоже безуспешно.

В системе β Лиры — будь она только СДЗ — оставалась бы такая же неуверенность. Но наблюдаемые в ней затмения как будто полностью исключают гипотезу коллапсара, так как затмение главной звезды обозна-

*) Любопытно, что первый исследователь β Лиры как СДЗ — А. А. Белопольский — делал именно такое допущение ¹³⁸ и нашел $M_{\text{гл}} = 8,4 M_{\odot}$, $M_{\text{сп}} = 19,0 M_{\odot}$.

чает, что спутник имеет конечные *размеры*, а вторичный минимум блеска говорит за то, что спутник имеет конечную *светимость*. Более того, для него из фотометрических наблюдений выведен спектральный класс — от A7 до F2 (т. е. $T_{\text{eff}} \approx 7-8$ тыс. градусов).

Уже было сказано, что трудности интерпретации кривой блеска β Лиры заставили существенно отойти от классической схемы рис. 1, б и принять, что спутник окружен большим, сильно сплюснутым к плоскости орбиты газовым диском. Мы отмечали, что динамически возможность существования такого диска не доказана и не отвергнута^{144б}. Но если раньше диск с массой, равной массе звезды, в него погруженной¹¹⁵, представлялся очень маловероятным, то в гипотезе коллапсара, в котором сосредоточена почти вся масса спутника, возможность существования такого диска можно принять. Стационарное гравитационное поле коллапсара ничем не ограничено. Большая масса его говорит в пользу «черной дыры», а не нейтронной звезды.

При аккреции частиц на коллапсар в двойной системе они приобретают почти релятивистские скорости (вследствие очень сильно гравитационного поля), и в образующейся ударной волне с температурой порядка $10^7 - 10^8$ °K возникает сильное рентгеновское излучение^{76,135,145} в сопровождении слабого оптического: $L \approx 10^{29} - 10^{31}$ эрг/сек. К тому же может привести синхротронное излучение намагниченной плазмы, сжимаемой при аккреции. Так или иначе вокруг коллапсара образуется рентгеновский и оптический ореол. Последний останется незамеченным рядом с яркой главной компонентой. Коллапсар в двойной звезде проявит себя как рентгеновский источник — единственный в системе, так как вторая компонента — нормальная звезда — не дает рентгеновского излучения. Теория указывает на возможность вспышек рентгеновского излучения у подобных звезд, и несколько вспыхивающих рентгеновских источников Cen X-2, Cen X-4 и Cyg X-1 нам известны.

Но сама система β Лиры не обнаружена как рентгеновский источник, хотя она удалена от нас незначительно ($260 \text{ пс} \approx 8 \cdot 10^{20} \text{ см}$). Гипотеза коллапсара в данном случае отпадает. Другие звезды, очень похожие на β Лиры¹⁴⁶, также не зафиксированы как рентгеновские источники.

Более обнадеживающий при поиске коллапсаров случай — хорошо известный рентгеновский источник Лебедь X-1, у которого недавно было обнаружено радиоизлучение на волнах 1495 и 2695 Мгц¹⁴⁷. В радиодиапазоне было определено точное (до нескольких дуговых секунд) положение его, близко около которого оказалась звезда HD 226868 \equiv BD + + 34°3815. Ее звездная величина 8^m,89 (V), а спектр — горячего сверхгиганта B0Ib¹⁴⁸. Эта звезда подверглась в 1971 г. обстоятельному и всестороннему изучению¹⁴⁹, которое не показало в ней никаких значительных отклонений от нормы, но было открыто ее периодическое движение по лучу зрения, что заставляет отнести звезду к СДЗ с одним наблюдаемым спектром¹⁵⁰. Период обращения $P = 5^d,60$, $f(M) = 0,12 M_{\odot}$ и большая полуось орбиты яркой звезды $a_B \sin i = 6,6 R_{\odot}$, так что размеры этой орбиты меньше размеров самой звезды. Изменения потока рентгеновского излучения у источника Лебедь X-1, наблюдавшиеся раньше, тоже подчиняются периоду 5^d,60, но резкие падения его приходятся на фазы, когда сверхгигант находится за невидимым спутником, так что рентгеновский источник затмевается невидимым спутником, точнее говоря, он находится над поверхностью спутника со стороны главной звезды. Это соответствует нашим представлениям о потоке вещества, переносимого от сверхгиганта, который в данном случае выходит за пределы своей полости Роша. Путем остроумных расчетов авторы¹⁵⁰ находят, что сверхгигант B0Ib имеет радиус $R_B \geq 10 R_{\odot}$ и массу в пределах $10 M_{\odot} \leq M_B \leq 30 M_{\odot}$, когда

масса невидимого спутника получается в пределах $2,5-6,0 M_{\odot}$. Конечно, это может быть нормальная звезда B0V или B8I, но то, что она дает рентгеновское излучение, позволяет считать ее коллапсаром, ушедшим за шварцшильдовский гравитационный радиус. Разумеется, все высказанное здесь имеет вес, если отождествление источника Лебедь X-1 с HD 226868 правильно.

Наш отказ признать спутник β Лиры коллапсаром не является категорическим. К этому склоняют нас новые факты ^{151a} и соображения ^{151b}, ставшие известными в последнее время. Фотометрические измерения в шести участках ультрафиолетового спектра ее от 3300 до 1380 Å показали ^{151a}, что вторичный минимум в этой системе становится тем глубже, чем короче длина волны и где-то около 1200 Å будет столь же глубок, как и главный. Если бы обе звезды излучали, как черное тело, этого не должно было бы случиться (при любой температуре более горячее тело в любой длине волны излучает с 1 см² поверхности больше, чем более холодное). Поэтому можно думать, что горячий и массивный спутник в этой системе излучает очень богатое коротковолновое излучение, которое перерабатывается в окружающем газовом диске. Но спутник не может иметь большой светимости, так как световое давление делало бы существование диска невозможным.

На самом деле, как мы видели выше, рентгеновское излучение при аккреции возникает *около* и *вокруг* коллапсара в плотных частях диска. Это излучение перерабатывается в диске в ультрафиолетовое и видимое излучение мощностью $10^{35}-10^{36}$ и более эрг/сек (что мы и наблюдаем). Однако в направлениях, близких к нормали диска, где оптическая толщина его всего меньше, рентгеновское излучение найдет себе выход. Лишь в этих направлениях двойная система такого рода может быть обнаружена как рентгеновский источник. Но наблюдая затменную систему, мы всегда оказываемся на небольшом угловом возвышении над плоскостью орбиты (и диска).

С еще одним кандидатом в коллапсары мы встречаемся в системе ϵ Возничего. Это — двойная система, самая долгопериодная среди ЗДЛ — ее период около 27 лет ($\sim 10^4$ дней). Затруднения при ее интерпретации возникали в связи с тем, что во время *полного* затмения ее главной компоненты, сверхгиганта F2Ia, спектр затмеваемой звезды оставался видимым. Одна из последних моделей этой системы ¹⁵² предполагает, что главный минимум происходит, когда пылевой диск вокруг спутника затмевает главную звезду. Для удержания диска необходимо массивное тело (с $M \geq 23 M_{\odot}$), а если оно не проявляет себя в спектре, можно думать, что оно коллапсар ¹⁵³.

Все рассмотренные здесь системы требуют усиленного изучения, так как мы все еще не можем уверенно и определенно сказать, что коллапсары среди ЗДЗ открыты.

8. ПРОВЕРКА ТЕОРИЙ ВНУТРЕННЕГО СТРОЕНИЯ ЗВЕЗД С ПОМОЩЬЮ ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД

Существующие теории внутреннего строения звезд подвергаются проверке сопоставлением вычисленных и наблюдаемых характеристик звезд, таких, как масса, светимость и радиус звезды. Последние две величины связаны между собой эффективной температурой T_{eff} , которая определяет общий поток энергии, выходящий из звезды:

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_{\text{eff}}^4,$$

в предположении (вполне разумном), что звезда излучает, как абсолютно черное тело. Масса звезды тоже связана со светимостью зависимостями, разными для разных групп звезд. Положение звезды на диаграмме ГР ($f(L, T_e)$) также не произвольно, но определяется группой, к которой принадлежит звезда. Однако при моделировании звезд теоретик привносит определенные закономерности, касающиеся способа генерации энергии в звезде и способа распространения лучистой энергии из центра к ее периферии. В этом плане не всякое допущение свободно от сомнений, и к данной совокупности свойств звезды L , M и R можно прийти разными путями, именно, с различным ходом плотности, температуры и давления по мере продвижения от поверхности к центру звезды. Значения этих величин в недрах звезды ненаблюдаемы. Лишь у одного Солнца предметом наблюдения может стать нейтринное излучение, рождающееся в центральных областях его при термоядерных реакциях, определяющих генерацию энергии в нем. Звезды слишком далеки, чтобы нейтринное излучение их стало объектом наблюдения.

Но зависимость плотности ρ от расстояния от центра звезды r , т. е.

$$\rho = f(r),$$

совершенно точно определяет момент инерции звезды, а у звезды вращающейся ротационное сжатие и приливная деформация, если звезда входит в состав двойной системы, суть определенные функции моментов инерции около осей, скорости вращения в функции массы возмущающего тела и его расстояния от данной звезды.

Таким образом, отступление фигуры компоненты двойной звезды от сферы зависит от ее внутреннего строения. К сожалению, несферичность компонент определяется у ЗДЗ довольно грубо и может служить лишь для грубо качественных оценок функции $\rho(r)$.

Но есть еще одна величина, выводимая из наблюдений более уверенно. Уже Ньютон знал, что у эллипсоида вращения притяжение вдоль плоскости экватора убывает быстрее, чем по закону обратных квадратов. Тогда орбита другого тела, вращающегося около данного эллипсоида, не будет замкнутым эллипсом, но эллипсом, вращающимся в своей плоскости, так что его большая ось — линия апсид — поворачивается *вперед* по направлению орбитального движения равномерно со скоростью, которая зависит от моментов инерции, массы компонент и их относительных размеров^{31, 154, 155}.

В настоящее время теория вращения линии апсид в двойных системах наиболее полно разработана в работах Каулинга¹⁵⁶ и Стерна¹⁵⁷ при следующих предположениях: вращение и обращение звезд происходит с одним периодом (синхронность вращений); компоненты вращаются, как будто они являются твердыми телами (жесткое вращение). Тогда отношение орбитального периода P к периоду обращения линии апсид U определяется как сумма членов пятой, седьмой и т. д. степени относительных (по отношению к размерам орбиты) размеров компонент r_1 и r_2 . Если ограничиться написанием только первых членов, то это будет выражение

$$\frac{P}{U} = k_{21} r_1^5 \left\{ \frac{M_2}{M_1} [15f_2(e) + g_2(e)] + g_1(e) \right\} + \\ + k_{22} r_2^5 \left\{ \frac{M_1}{M_2} [15f_2(e) + g_2(e)] + g_2(e) \right\} \dots; \quad (6)$$

здесь функции f и g — чистые функции эксцентриситета орбиты, для которых составлены таблицы¹⁵⁸. Члены k_{21} и k_{22} выражают неоднородность звезд-компонент и определяются законом $\rho(r)$. В теории враща-

тельно- и приливо-деформированных политропных газовых шаров, разработанной с большим совершенством Чандрасекхаром¹⁵⁹, эти коэффициенты вычислены (как и коэффициенты для членов более высоких порядков). Для однородной модели $k_2 = 3/4$, $k_3 = 3/8$, $k = 1/4$, а для модели Роша они все равны нулю.

Вращение линии апсид может быть получено из наблюдений лучевых скоростей ЗДЗ, так как они дают и значение эксцентриситета, и положение периастра *) относительно луча зрения (так называемую *долготу периастра* $\tilde{\omega}$). Если наблюдения повторить через достаточно большой промежуток времени, то изменение $\tilde{\omega}$ даст величину P/U . К сожалению, $\tilde{\omega}$ определяется неточно, особенно при малых значениях e , а изменения $\tilde{\omega}$ очень медленны: самые малые значения U — порядка 30 лет, обычно же они составляют сотни лет.

Гораздо более точные результаты можно получить из наблюдения эпох минимумов ЗДЗ, так как моменты главного и вторичного минимумов.

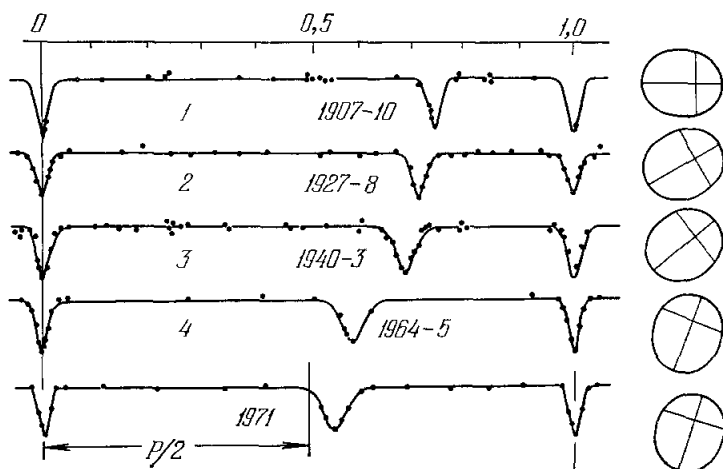


Рис. 8. Прогрессивные изменения кривой блеска RU Единорога, вызванные вращением орбиты.

Справа показаны положения орбиты относительно наблюдателя (предполагаемого внизу). Первая кривая получена из наблюдений Уэнделла, остальные — автора¹⁶⁰.

при вращении линии апсид испытывают периодические смещения в противофазе. Пример таких периодических смещений показан на рис. 8, где сведены кривые блеска звезды RU Единорога в пять эпох от начала столетия до 1971 г., а также вытекающие из этих кривых положения орбитального эллипса. Для лучшей обзорности показаны относительные смещения вторичного минимума между соседними главными.

В настоящее время примерно у полутора десятков систем вращение линии апсид доказано бесспорно и значения P/U надежно определены¹⁶⁰. Для получения отсюда параметров k необходимо знать величины r_1 и r_2 , и так как они входят в высоких степенях, начиная с пятой, они должны быть точно известны. Изучение вращения линии апсид требует тщательного фотометрического изучения системы ЗДЗ.

Строго говоря, уравнение (6) недостаточно для определения величины k , так как в него входят две неизвестные k_{21} и k_{22} . Обычно полагают

*) Так называется точка орбиты, где расстояние между компонентами наименьшее, т. е. одна из вершин орбитального эллипса.

их равными, и это оправдано, если обе компоненты сходны по своим физическим характеристикам, что имеет место в большинстве случаев. Найденное значение k сравнивают с теоретическими, в частности с теми, которые вычислены для разных классов политропии (см. выше). Обычно значения k соответствуют классам политропии от 3 до 4, что указывает на отношение ρ_c/ρ_m центральной плотности к средней от 54 до 623. Но если звезды построены не по политропной модели, то отношение ρ_c/ρ_m может быть совсем иным.

Рассмотрим пример так называемой *обобщенной модели Роша*, которая может быть построена из реальной звезды путем переноса всей материи к центру, так что образуется однородное ядро радиуса r_0 с плотностью, равной центральной плотности ρ_c , а вокруг ядра, до радиуса реальной звезды R , располагается атмосфера, имеющая ничтожную массу. Модель обладает тем же отношением $D = \rho_c/\rho_m = (R/r_0)^3$, что и реальная звезда, и наименьшим значением момента инерции из всех возможных. Звезда, построенная по такой модели, должна обладать наибольшей возможной однородностью, т. е. наименьшим значением D , чтобы вызвать реально наблюдаемое движение линии апсид. Как показал Стерн¹⁵⁷, для данной модели $k_2 = 3/4 D^{-5/3}$ и все те же системы с наблюдаемым движением линии апсид дают значения D_{\min} от 10 до 30, т. е. значительно меньшую степень концентрации вещества.

Фактически внутреннее строение звезд сильно отступает от политропных моделей, особенно при химически неоднородных конфигурациях; поэтому, когда вошла в практику проверка построенной звездной модели по вращению линии апсид, вычисляется эффективный показатель политропии, т. е. дающий те же значения k_2 , k_3 и k_4 , что и данная проверяемая модель^{154,161}. Однако разумнее проверять модели реальных звезд в системах с апсидальным движением, приводя самые величины k_2 , k_3 и k_4 (вычисленные) и сравнивая их с наблюдаемыми. Это сделано в ряде работ с постепенно улучшающейся методикой¹⁶²⁻¹⁶⁸.

Задача сводится к тому, что отыскивается решение *обобщенного геодезического уравнения* Радо (см., например,¹⁶⁹)

$$r \frac{d\eta_n}{dr} + \eta_n^2 - \eta_n (n+1) n_1^2 + \frac{6\rho}{\rho_m} (\eta_n + 1) = 0, \quad (7)$$

которое решают при начальных значениях $\eta_n = 0, 1, 2$ для $n = 2, 3, 4$, когда $r = 0$. Для $n = 2$ η имеет простой смысл: $\eta_2 = d \ln \epsilon / d \ln r$, на внешней поверхности звезды $r = R$ (ϵ — ротационное сжатие звезды). Уравнение (7) решается численным путем для данного распределения $\rho = f(r)$. После этого находят

$$k_{2,1} = [3 - \eta_2(R_1)]/[4 + 2\eta_2(R_1)],$$

затем

$$k_{3,1} = \frac{4 - \eta_3(R_1)}{6 + 2\eta_3(R_1)}, \quad k_{4,1} = \frac{5 - \eta_4(R_1)}{8 + 2\eta_4(R_1)},$$

и аналогично для $k_{2,2}$, $k_{3,2}$, $k_{4,2}$.

Таким путем делались даже попытки подбирать к наблюдаемым значениям k химический состав звезды¹⁶⁶ или толщину внешнего конвективного слоя для звезд-субгигантов¹⁶⁸. Но не следует ожидать многого от подобных сравнений теории с наблюдениями, во-первых, из-за многочисленности возможных теоретических вариантов, а во-вторых, нужно иметь больше *хорошо* изученных случаев апсидального движения с *точно* определенными физическими характеристиками компонент.

С одной стороны, при теоретическом рассмотрении затруднение вносит глубина конвективной зоны, возрастающая в течение эволюции звезды

незначительной массы $((1,0-1,5)M_{\odot})$, где перенос энергии осуществляется и радиативным, и конвективным путем. Величины k_2 могут при этом сильно возрасти (на порядок), а если взглянуть в величину k_2 в функции от времени, то можно наблюдать и глубокий минимум этой величины и значительное ее возрастание у компоненты на начальной стадии субгиганта, пока доля водорода в веществе звезды $x \geq 0,57$ ¹⁶⁷. Если же учитывать, что значения r_1 и r_2 в формуле (6) могут быть всего лишь на 10% ошибочны, теоретическое значение k_2 у данной модели может возрасти почти вдвое.

С другой стороны, осложнение приходит при рассмотрении стадии быстрой эволюции при переносе масс от одной компоненты к другой. Теоретическое значение коэффициента k_2 может уменьшиться на *один-два порядка* сравнительно с тем, что дали бы одиночные звезды на той же стадии, но без быстрой эволюции¹⁶⁸.

Таким образом, хотя скорость вращения линии апсид есть функция распределения плотности внутри звезды, она не может служить для безоглядного выбора закона $\rho = f(r)$ в модели, но только для выбора модели — одной из многих допустимых или многих среди разных возможных, что, конечно, важно, но не принудительно для теории внутреннего строения звезд.

Нужно, кроме того, не забывать о тех ограничениях, которые делались при решении задачи о повороте линии апсид (см. выше). Попытки внести в рассмотрение синхронность орбитального и осевого вращения уже делались¹⁷⁰, но до успешного рассмотрения нежесткого вращения компонент еще далеко. Вклад ротационного сжатия в движение линии апсид (в формуле (7) отдельно стоящий член $g_2(e)$) значительно меньше вклада приливной деформации. Поэтому асинхронность вращений влияет на вращение линии апсид лишь незначительно.

Мы сознательно избегали в нашем изложении вопросов образования двойных звезд. Это — особая, очень трудная проблема, решение которой имеет универсальное значение для астрофизики, поскольку двойные и кратные звездные системы — явление обычное в мире звезд.

Государственный астрономический институт
им. П. К. Штернберга

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. J. Dommanget, Ciel et Terre 86, 463 (1970).
2. Б. В. Кукаркин, П. П. Холопов и др., Общий каталог переменных звезд, изд. 3-е, тт. 1—3, М., «Наука», 1969—1971.
3. A. H. Batten, Publ. Dominion Astrophys. Obs. (Victoria, Canada) 13, No. 8 (1967).
4. Д. Я. Мартынов, Курс общей астрофизики, изд. 2-е, М., «Наука», 1971, гл. III.
5. Затменные переменные звезды, под ред. В. П. Цесевича, М., «Наука», 1971.
6. Л. Аллер, Д. Б. Мак-Лафлин, Внутреннее строение звезд, М., «Мир», 1970.
7. а) I. Iben, Science 155 (3764), 785 (1967) (см. сокращенный перевод: Земля и Вселенная, № 4, 19 (1969)); б) Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Релятивистская астрофизика, М., «Наука», 1967, гл. 10—12.
8. а) Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Статистическая физика, М., Физматгиз, 1964; б) И. С. Шкловский, Сверхновые звезды, М., «Наука», 1966, § 18.
9. A. H. Batten, Publ. Astron. Soc. Pacific 82, 574 (1970).
10. М. Ф. Субботин, Курс небесной механики, т. 2, Л.—М., ОНТИ, 1937, гл. VII.
11. В. П. Цесевич, см. 5, гл. VII.
12. А. А. Орлов, Астрон. ж. 37, 902 (1960).
13. K. H. Røedergast, Astrophys. J. 132, 162 (1960).
14. В. Г. Горбачкий, Уч. зап. Ленинградского ун-та № 328 = Тр. Астрон. обсерв. 22, 16 (1965).

15. A. Kruszeński, — *Adv. Astron. and Astrophys.* 4, 233 (1966).
16. D. N. Limber, *Astrophys. J.* 138, 1112 (1963).
17. M. Plavec, Liège Coll., *Mem. Soc. Roy. Liège* 8 (396), 411 (1958).
18. M. Plavec, *Bull. Astron. Inst. Czechosl.* 15 (5), 165 (1964).
19. Z. Kopal, *Ann. d'Astrophys.* 18, 379 (1955).
20. Z. A. Crawford, *Astrophys. J.* 121, 71 (1955).
21. J. Л. Пиотровский, *Астрон. ж.* 44, 241 (1967).
22. C. P. Kuiper, *Astrophys. J.* 93, 133 (1944).
23. G. Kruszeński, *Acta Astron.* 17, 297 (1967).
24. А. Е. Приходько, *Астрон. ж.* 38, 927 (1961).
25. A. B. Wood, *Astrophys. J.* 112, 196 (1950).
26. D. B. Wood, J. E. Forbes, *ibid.* 68, 257 (1963).
27. S. Piotrowski, K. Ziolkowski, *Astrophys. and Space Sci.* 8, 66, (1970).
28. A. H. Joy, *Publ. Astron. Soc. Pacific* 54, 35 (1942); 59, 171 (1947).
29. M. Plavec, L. Sehnal, J. Miculas, *Bull. Astron. Inst. Czechosl.* 15 (5), 171 (1964).
30. J. P. Zahn, *Ann. d'Astrophys.* 29, 313, 489, 565 (1966).
31. Д. Я. Мартынов, а) Уч. зап. Казанского ун-та 108 (кн. 5) = *Изв. АОЭ*, № 25, § 28 (1948); б) *Астрон. ж.* 42, 1209 (1965).
32. B. Paczyński, *Acta Astron.* 17, 287 (1967).
33. W. Dziembowski, *ibid.* 13, 157 (1963).
34. а) J. H. Jeans, *Astronomy and Cosmogony*, Cambridge, Cambr. Univ. Press, 1929, pp. 298—299. б) А. Г. Масевич, *Сообщ. ГАИШ*, № 99 (1956).
35. I. Iben, — *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* 5, 571 (1967).
36. B. Paczyński, *ibid.* 9, 183 (1971) (обзор).
37. P. Demarque, J. N. Heasley, *Month. Not. Roy. Astron. Soc.* 155, 85 (1971).
38. Г. С. Бисноватый - Коган, Д. К. Надежин, *Научн. информ. Астрон. совета АН СССР*, № 11, 27 (1969).
39. D. C. Morton, *Astron. J.* 132, 146 (1960).
40. B. Paczyński, *Acta Astron.* 16, 231 (1966).
41. B. Paczyński, *Comm. Obs. Roy. Belg. Uccle* B17, 111 (1967).
42. B. Paczyński, *Acta Astron.* 17, 1 (1967).
43. B. Paczyński, *ibid.*, p. 193.
44. B. Paczyński, *Acta Astron.* 17, 287 (1967).
45. B. Paczyński, *ibid.*, p. 355.
46. B. Paczyński, *Acta Astron.* 19, 1 (1969).
47. B. Paczyński, *ibid.* 20, 47 (1970).
48. B. Paczyński, *Acta Astron.* 20, 195 (1970).
49. B. Paczyński, *сборник Highlights of Astronomy*, ed. by L. Perek, Dordrecht, D. Reidel, 1968.
50. *Mass Loss from Stars*, ed. by M. Hack, Dordrecht, D. Reidel, 1961.
51. B. Paczyński, *сборник Mass Loss and Evolution in Close Binaries (Proc. of the IAU Colloq. Nr. 6)*, ed by K. Gylderkerne, Copenhagen Univ. Publ. Fund., 1970.
52. B. Paczyński, J. Ziolkowski, *Acta Astron.* 17a, 7 (1967).
53. B. Paczyński, J. Ziolkowski, A. Zytkov, *см.* ⁵⁰, p. 237.
54. J. Ziolkowski, *см.* ⁵⁰, p. 231.
55. J. Ziolkowski, *Astrophys. and Space Sci.* 3, 14 (1969).
56. J. Ziolkowski, *Acta Astron.* 20a, 59 (1970).
57. J. J. Ziolkowski, *ibid.*, p. 213.
58. R. Kippenhahn, A. Weigert, *Zs. Astrophys.* 65, 251 (1967).
59. R. Kippenhahn, K. Kohl, A. Weigert, *ibid.* 66, 58 (1967).
60. R. Kippenhahn, H. C. Thomas, A. Weigert, *Zs. Astrophys.* 69, 265 (1968).
61. R. Kippenhahn, A. Weigert, *сборник Low Luminosity Stars*, ed. by S. S. Kumar, N.Y., 1969.
62. R. Kippenhahn, *Astron. and Astrophys.* 3, 83 (1969).
63. R. Kippenhahn, E. Meyer-Hoffmeister, H. C. Thomas, *ibid.* 5, 155 (1970).
64. D. Lauterborn, *см.* ⁵⁰, p. 262.
65. D. Lauterborn, *Astron. and Astrophys.* 7, 150 (1970).
66. S. Refsdal, A. Weigert, *см.* ⁵⁰, p. 253.
67. S. Refsdal, A. Weigert, *Astron. and Astrophys.* 1, 167 (1967).
68. S. Refsdal, A. Weigert, *ibid.* 6, 426 (1970).
69. A. Weigert, *см.* ⁴⁹, p. 414.
70. A. Weigert, *Mitt. Astron. Gesellschaft* 25, 19 (1969).
71. M. Plavec, *Bull. Astron. Inst. Czechosl.* 18 (5), 253 (1967).
72. M. Plavec, — *Adv. Astron. and Astrophys.* 6, 201 (1968).

73. M. Plavec, *Astrophys. and Space Sci.* **1**, 239 (1968).
74. M. Plavec, J. Horn, см. ⁵⁰, p. 396.
75. M. Plavec, J. Horn, см. ⁵⁰, p. 242.
76. M. Plavec, S. Kříž, P. Harmanec, J. Horn, *Bull. Astron. Inst. Czechosl.* **19** (1), 24 (1968).
77. M. Plavec, S. Kříž, J. Horn, *ibid.* **50** (2), 41 (1969).
78. S. Kříž, *Bull. Astron. Inst. Czechosl.* **19** (2), 248 (1968).
79. S. Kříž, см. ⁵⁰, p. 257.
80. S. Kříž, *Bull. Astron. Inst. Czechosl.* **20** (3), 127 (1969).
81. S. Kříž, *ibid.* **21** (4), 211 (1970).
82. P. Harmanec, *Bull. Astron. Inst. Czechosl.* **21** (3), 113 (1970).
83. P. Harmanec, *ibid.*, No. 5, 316.
84. P. Harmanec, *Astrophys. and Space Sci.* **6**, 497 (1970).
85. J. Horn, *ibid.*, p. 492.
86. J. Horn, *Bull. Astron. Inst. Czechosl.* **22** (1), 37 (1971).
87. J. Horn, J. Kříž, M. Plavec, *ibid.* **21** (1), 45 (1970).
88. G. Barburo, P. Giannone, M. A. Giannuzzi, G. Summa, см. ⁵⁰, p. 217.
89. P. Giannone, *Zs. Astrophys.* **65**, 226 (1967).
90. P. Giannone, M. A. Giannuzzi, *Contr. Osserv. Astron. Roma, Ser. III*, n° 68 (1968).
91. P. Giannone, M. A. Giannuzzi, *Astron. and Astrophys.* **6**, 309 (1970).
92. P. Giannone, K. Kohl, A. Weigert, *Zs. Astrophys.* **68**, 107 (1970).
93. P. Giannone, S. Refsdal, A. Weigert, *Astron. and Astrophys.* **4**, 428 (1970).
94. Л. И. Снежко, — *Переменные звезды* **16** (2), 253 (1967).
95. Л. И. Снежко, Уч. зап. Уральского ун-та, № 67 (вып. 3), 62 (1967).
96. М. А. Свечников, см. ⁹⁴, стр. 276.
97. C. Hayashi, R. Hôshi, D. Sugimoto, *Progr. Theor. Phys. Suppl.* **22**, 169 (1962).
98. A. H. Batten, M. Plavec, *Sky and Telescope* **42** (4), 213 (1971).
99. M. Hack, F. Job, *Astrophys. J.* **62**, 203 (1965).
100. B. Nelson, A. Young, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **82**, 699 (1970).
101. B. Warner, E. L. Robinson, R. E. Nather, *Month. Not. Roy. Astron. Soc.* **154** (4), 455 (1971).
102. E. E. Salpeter, — *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* **9**, 135 (1971).
103. J. B. Hutchings, K. O. Wright, *Month. Not. Roy. Astron. Soc.* **155** (2), 203 (1971).
104. M. Plavec, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **82**, 957 (1970).
105. J. Hazlehurst, *Month. Not. Roy. Astron. Soc.* **149**, 166 (1970).
106. D. L. Moss, K. J. Whelon, *ibid.* **149**, 147 (1970).
107. D. L. Moss, *Month. Not. Roy. Astron. Soc.* **153**, 41 (1971).
108. Л. И. Снежко, *Астрон. ж.* **45**, 251 (1968).
109. J. M. Kreiner, *Acta Astron.* **21**, 365 (1971).
110. М. А. Свечников, Сборник работ по астрономии, Уч. зап. Уральского ун-та, № 67, 24 (1967).
111. М. А. Свечников, *ibid.*, № 88 (1969).
112. М. В. Попов, — *Переменные звезды* **17**, 412 (1970); *Астрон. цирк.*, № 450, 4,6 (1968).
113. R. S. Benson, Ph. D. Thesis (Univ. of California, Berkeley, 1970); *Bull. Amer. Astron. and Astrophys. Soc.* **2**, 295 (1970).
114. И. А. Климшин, сборник «Проблемы космической физики», вып. 2, Киев, Изд-во КГУ 1967.
115. S. S. Huang, — *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* **4**, 35 (1966); *Astrophys. J.* **138**, 342 (1963).
116. N. J. Wolf, *ibid.* **141**, 155 (1965).
117. Н. М. Шаховской, *Астрон. ж.* **41**, 1942 (1964).
118. Н. М. Шаховской, см. ¹¹⁴, стр. 40.
119. K. Serkowski, *Astrophys. J.* **142**, 793 (1965).
120. W. K. Rose, *ibid.* **152**, 245 (1968).
121. M. F. Walker, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **66**, 230 (1954).
122. R. E. Nather, B. Warner, *Month. Not. Roy. Astron. Soc.* **143**, 145 (1969).
123. R. P. Kraft, *Astrophys. J.* **139**, 457 (1964).
124. J. Smak, *Acta Astron.* **21**, 15 (1971).
125. B. Warner, R. E. Nather, *Month. Not. Roy. Astron. Soc.* **152**, 219 (1971).
126. M. F. Walker, G. Chinkarini, *Astrophys. J.* **154a**, 157 (1968).
127. R. P. Kraft, *ibid.* **135**, 408 (1962).
128. P. Giannone, A. Weigert, *Zs. Astrophys.* **67**, 41 (1967); W. C. Saslaw, *Month. Not. Roy. Astron. Soc.* **138**, 337 (1968).

129. Ю. Н. Чернобородый, Канд. диссертация (ГАИШ, 1971) (богатая библиография).
130. R. P. Kraft, *Astrophys. J.* **142**, 1588 (1965).
131. Л. Ландау, Е. Лифшиц, Теория поля, изд. 2-е, М.—Л., Физматгиз, 1948, стр. 342—344.
132. W. Krzeminski, R. P. Kraft, *Astrophys. J.* **140**, 921 (1964).
133. S. C. Vila, *ibid.* **168**, 217 (1971).
134. V. L. Trimble, K. S. Thorne, *Astrophys. J.* **156**, 1013 (1969).
135. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Теория тяготения и эволюция звезд, М., «Наука», 1971, гл. III.
136. S. Chandrasekhar, *Month. Not. Roy. Astron. Soc.* **95**, 207 (1935), а также: С. Чандрасекар, Введение в учение о строении звезд, М., ИЛ, 1950; гл. II.
137. S. Sofia, *Nature (Phys. Sci.)* **234**, 155 (1971).
138. A. A. Belopolsky, *Astrophys. J.* **6**, 328 (1897).
139. E. Devienne, Jr., *Nature* **233**, 110 (1971).
140. О. Х. Гусейнов, Я. Б. Зельдович, *Астрон. ж.* **43**, 313 (1966).
141. G. W. Gibbons, S. W. Hawking, *Nature* **232**, 465 (1971).
142. A. H. Batten, R. P. Olowing, *ibid.* **234**, 341 (1971).
143. J. R. Gott, III, *Nature* **234**, 342 (1971).
144. Su-Shu Huang, *Astrophys. J.* *a)* **138**, 471 (1963); *б)* **141**, 201 (1965).
145. В. Ф. Шварцман, Канд. диссертация (ГАИШ, 1971).
146. A. D. Thackeray, *Month. Not. Roy. Astron. Soc.* **154**, 103 (1971).
147. L. L. E. Braes, G. K. Miley, *Nature* **232**, 110 (1971).
148. P. Murdin, B. L. Webster, *ibid.* **233**, 110 (1971).
149. *Астрон. цирку.* № 675 (1972).
150. B. L. Webster, P. Murdin, *Nature* **235**, 37 (1972).
151. *a)* R. E. Wilson, *ibid.* **234**, 406 (1961); *б)* Н. Шакура, Канд. диссертация (ГАИШ, 1972).
152. Zd. Korpal, *Astrophys. and Space Sci.* **10**, 332 (1971).
153. A. G. W. Cameron, *Nature* **229**, 178 (1971).
154. М. Шварцшильд, Строение и эволюция звезд, М., ИЛ, 1961.
155. Zd. Korpal, *Close Binary Systems*, L., Chapman and Hall, 1959, sect. II. 6.
156. T. G. Cowling, *Month. Not. Roy.* **98**, 734 (1938).
157. T. E. Sterne, *ibid.* **99**, 451, 662, 670 (1939).
158. M. Plavec, *Bull. Astron. Inst. Czechosl.* **11** (4), 254 (1960).
159. S. Chandrasekhar, *Month. Not. Roy. Astron. Soc.* **93**, 449 (1933).
160. I. Semeniuk, *Acta Astron.* **18**, 1 (1968).
161. R. S. Kushwaha, *Astron. J.* **125**, 256 (1957).
162. M. Plavec, *Bull. Astron. Inst. Czechosl.* **11** (4), 148 (1960).
163. Zd. Korpal, — *Adv. Astron. and Astrophys.* **3**, 89 (1965).
164. А. Г. Масевич, Е. И. Попова, *Научн. информ. Астрон. совета АН СССР*, № 8, 61 (1968).
165. J. S. Mathis, *Astron. J.* **149**, 619 (1967).
166. I. Semeniuk, B. Paczyński, *Acta Astron.* **18**, 33 (1968).
167. J. N. Heasley, Jr., *Astrophys. J.* **163**, 345 (1971).
168. J. U. Cisneros-Parga, *Astron. and Astrophys.* **8**, 141 (1970).
169. Г. Джефферис, Земля, М., ИЛ, 1960, стр. 186.
170. A. Peraiah, *Zs. Astrophys.* **62**, 48 (1965); **64**, 27 (1966).