

УДК 524.37

Распределение по периодам двойных систем — предшественников планетарных туманностей

И. Г. Колесник, Л. С. Пилюгин

Рассмотрена возможность определения по форме планетарной туманности параметров двойной системы, в которой она образовалась. Показано, что наблюдаемое распределение изображений планетарных туманностей по эллиптичностям можно объяснить при условии формирования их в двойных системах. Распределение двойных систем по отношению масс компонентов слабо влияет на наблюдаемую функцию эллиптичности планетарных туманностей. Получен и обсужден закон распределения двойных систем по периодам.

THE PERIOD DISTRIBUTION OF BINARIES, PREDECESSORS OF PLANETARY NEBULAE, by Kolesnik I. G., Pilyugin L. S.— The possibility to determine parameters of the binary system, in which a planetary nebula was originated, from the nebula shape is considered. It is shown that the distribution of observed shapes of planetary nebulae by ellipticities may be explained if the nebulae originate in the binary systems. The effect of the mass ratio distribution of the binary systems on the distribution of planetary nebula shapes by ellipticities is small. The binary systems distribution by periods is derived and discussed.

Введение. Планетарные туманности представляют собой многочисленную группу объектов. Их наблюдаемые изображения показывают богатое разнообразие форм. Изучение планетарных туманностей дает информацию, важную для понимания физики и эволюции не только этих объектов. На основании данных о планетарных туманностях можно делать выводы о темпе потери массы звездами, обогащении межзвездной среды тяжелыми элементами и зародышами пылевых частиц. Для физики и эволюции звезд важно определить тип и физическое состояние звезд, способных порождать планетарные туманности. Однако в настоящее время еще не известна причина сброса оболочек, превращающихся в планетарные туманности. Нет и единого сценария формирования всего разнообразия их наблюдаемых форм.

Несферичность форм планетарных туманностей может быть обусловлена двойственностью их ядер. Формирование планетарных туманностей в полуразделенных двойных системах рассмотрено в работе [16]. Можно предположить, что в данном случае образование планетарных туманностей происходит следующим путем. В системе формируется общая оболочка, часть которой выбрасывается через внешнюю точку Лагранжа. Из выброшенного газа образуется дискообразная (тороидальная) планетарная туманность. Когда же сбрасывающая оболочку звезда входит в состав разделенной двойной системы, возможны два пути формирования планетарной туманности. Если достаточно массивный спутник находится близко от звезды (и в то же время довольно далеко, чтобы система оставалась разделенной), то в системе образуется общая оболочка. В этом случае формирование планетарной туманности протекает так же, как и в полуразделенной двойной системе.

Если разделение системы достаточно велико, то часть газа беспрепятственно покидает систему, а часть захватывается спутником. В работах [3, 8] нами рассмотрен такой путь формирования планетарных туманностей. Показано, что основная структура туманности (наиболее плотная часть оболочки) либо имеет форму тороида, либо подобна пе-

сочным часам. Периферическая структура (менее плотная оболочка, окутывающая основную структуру) всегда имеет форму сплюснутого сфероида, причем степень сплюснутости определяется значениями параметров двойной системы непосредственно перед сбросом оболочки звездой.

Итак, первый путь формирования планетарных туманностей в двойных системах реализуется в полуразделенных системах и разделенных системах с небольшим расстоянием между компонентами и приводит к формированию дискообразных планетарных туманностей; второй путь — в достаточно широких разделенных системах — приводит к формированию сфероидальных планетарных туманностей. В любом случае форма внешней границы оболочки представляет собой сфероид (диск можно рассматривать как сильно сплюснутый сфероид), степень сплюснутости которого определяется значениями параметров двойной системы. В этом случае по сплюснутости наблюдаемого изображения планетарной туманности можно делать выводы о параметрах двойной системы, прародительницы планетарной туманности. Решению этой задачи посвящена данная работа.

Форма наблюдаемого изображения планетарной туманности зависит не только от параметров двойной системы, в которой она образовалась, но и от ориентации туманности в пространстве, а также от того, является ли туманность ионизованной полностью или частично [8]. В данной работе мы принимаем, что оболочки планетарных туманностей ионизованы полностью [10]. Форму внешней границы наблюдаемого изображения будем характеризовать отношением большой и малой осей, называемым эллиптичностью E . Эллиптичность наблюдаемого изображения планетарной туманности определяется параметрами системы q , d и углом i между лучом зрения и плоскостью орбиты. Мы получим зависимость между параметрами двойной системы и эллиптичностью образующейся в ней планетарной туманности и вычислим распределение туманностей по эллиптиčnostям.

Зависимость между параметрами двойной системы и эллиптичностью планетарной туманности. Согласно современным представлениям [15], планетарные туманности порождаются звездами асимптотической ветви гигантов. Массы большинства ядер планетарных туманностей сосредоточены в узком интервале около среднего значения $M \approx 0.6 M_{\odot}$ [19]. Считаем, что сброс оболочки, из которой формируется планетарная туманность, происходит тогда, когда во время эволюции звезды на асимптотической ветви гигантов масса ее углеродно-кислородного ядра достигает значения $0.6 M_{\odot}$. Полную массу звезды непосредственно перед сбросом оболочки примем равной $0.8 M_{\odot}$. Отметим, что масса звезды на главной последовательности была больше, так как эволюция звезды протекает с потерей массы. Такая картина образования планетарных туманностей справедлива в том случае, если система не становится полуразделенной до того, как масса ядра главной звезды достигнет значения $0.6 M_{\odot}$.

Пусть сбрасывающая оболочку главная звезда с массой M_1 имеет спутник с массой M_2 , находящийся на расстоянии d . Определим зависимость между параметрами системы $q = M_2/M_1$, d и эллиптичностью планетарной туманности, формирующейся из сбрасываемой главной звездой оболочки. Сначала на плоскости $(q, \lg d)$ выделим области значений параметров систем, в которых формирование планетарных туманностей происходит описанными двумя путями. Светимость звезды на асимптотической ветви гигантов определяется массой углеродно-кислородного ядра [15], зависимость между светимостью и радиусом приведена в работе [14]. Отсюда можно получить приближенное соотношение, связывающее массу ядра красного гиганта M_c с радиусом

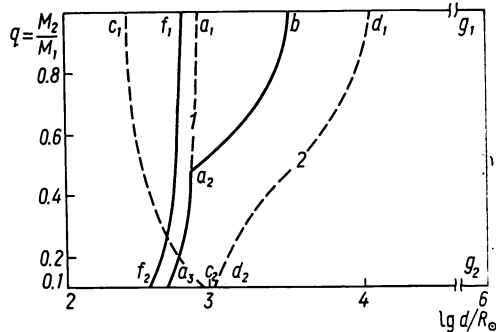
$$\lg(R_s/R_{\odot}) \approx 3.04 + 0.7 \lg(M_c/M_{\odot} - 0.44). \quad (1)$$

При $M_c = 0.6 M_\odot$ имеем для радиуса звезды $R_s \approx 300 R_\odot$. Эффективный радиус полости Роша R_R связан с разделением системы d соотношением [17]

$$d = R_R / (0.38 - 0.2 \lg q). \quad (2)$$

При $R_R = R_s = 300 R_\odot$ соотношение (2) определяет границу между полуразделенными и разделенными системами (рис. 1, кривая $a_1 a_2 a_3$). Если система, состоящая из главной звезды M_1 и спутника M_2 , лежит слева от кривой $a_1 a_2 a_3$, то она становится полуразделенной до того, как масса ядра звезды достигнет значения $0.6 M_\odot$. Таким образом, слева от

Рис. 1. Области значений параметров двойных систем для двух путей формирования планетарных туманностей. В области $ba_2 a_3 f_2 f_1$ формирование планетарных туманностей проходит по первому пути, в области $ba_2 a_3 g_2 g_1$ — по второму. $a_1 a_2 a_3$ — граница полуразделенных и разделенных систем; ba_2 — граница разделенных систем, в которых формируется общая оболочка; $c_1 c_2$ — граница возможной синхронизации; $d_1 d_2$ — линия $E = 1.1$; $f_1 f_2$ — минимальные разделения систем, в которых возможно формирование планетарных туманностей; $g_1 g_2$ — максимальное разделение систем



кривой $a_1 a_2 a_3$ находятся двойные системы, в которых могут возникать дискообразные планетарные туманности, причем сброс оболочки обусловлен тем, что система становится полуразделенной.

Угловое распределение скорости в оболочке, сбрасываемой главной звездой в разделенной двойной системе, описывается следующим уравнением [8]:

$$V(\theta) = \frac{C_1 U \cos \theta + \sqrt{C_1^2 U^2 \cos^2 \theta + (1 + W^2 - U^2)(1 + W^2 \sin^2 \theta)}}{1 + W^2 \sin^2 \theta}, \quad (3)$$

где $C_1 = (K_1 + K_2 U) U$; $K_1 = 1.435 - 0.304 W - 0.132 W^2$; $K_2 = -0.635 + 0.249 W + 0.106 W^2$; угол θ отсчитывается от плоскости орбиты; U и W — соответственно отношение орбитальной скорости главной звезды и экваториальной скорости ее вращения к невозмущенной скорости истечения газа. Скорость $V(\theta)$ нормирована на невозмущенную скорость истечения газа.

Нормированное угловое распределение плотности в оболочке $\rho(\theta)$ описывается уравнением [8]:

$$\rho(\theta) = \rho_1(\theta) \rho_2(\theta). \quad (4)$$

Здесь

$$\rho_1(\theta) = 1 - 0.5 C_2 \sin \theta (1 + W \sin \theta) - C_3 \cos \theta \exp [(2U\theta/\pi)^2], \quad (5)$$

где $C_2 = -0.0282 + 0.366 W + 0.181 W^2$, $C_3 = K_0 + K_1 U + K_2 U^2$, $K_0 = -0.019 + 0.0152 W - 0.0025 W^2$, $K_1 = 0.241 - 0.164 W - 0.0188 W^2$, $K_2 = -0.0177 + 0.139 W - 0.0362 W^2$;

$$\rho_2(\theta) = 1 - \frac{2}{\pi} \frac{q(1+q)^2}{\alpha_1(1+\alpha_1^2)} \sin \left\{ \arccos \left[\frac{1+\alpha_1^2}{2q(1+q)} \sin \theta \right] \right\} \quad (6)$$

при $\sin \theta < 2q(1+q)/(1+\alpha_1^2)$; $\rho_2(\theta) = 1$ при $\sin \theta \geq 2q(1+q)/(1+\alpha_1^2)$, где $\alpha_1 = \alpha V(\theta)$; α — отношение невозмущенной скорости истечения газа к орбитальной скорости спутника. Уравнение (5) описывает угловое распределение плотности в оболочке, формирующееся при истечении газа с поверхности вращающейся и движущейся по орбите звезды.

Уравнение (6) описывает распределение плотности в оболочке после захвата части газа спутником.

Пусть сброс оболочки звездой M_1 происходит в двойной системе с параметрами q и d . Масса главной звезды M_1 и невозмущенная скорость истечения газа с поверхности звезды V_g фиксированы. Тогда легко определить значения U , W и α [8]. С помощью уравнений (3) и (4) можно рассчитать угловое распределение скорости и плотности в сбрасываемой оболочке.

Путь зарождения планетарной туманности в разделенной двойной системе определяется следующим условием: формируется ли в системе общая оболочка или часть сбрасываемой главной звездой оболочки беспрепятственно покидает систему. Если часть сбрасываемой главной звездой оболочки беспрепятственно покидает систему, то распределение скорости и плотности в оболочке описывается уравнениями (3) и (4). Если в системе образуется общая оболочка, то формируется дискообразная планетарная туманность. Соотношение, выражающее условие формирования общей оболочки, можно вывести из (6):

$$2q(1+q)/[1+\alpha_1^2(\theta=\pi/2)]=1. \quad (7)$$

Так как $\alpha_1(\theta)$ вычисляется по заданным q и d , то уравнение (7) определяет на плоскости $(q, \lg d)$ границу систем, в которых формируется общая оболочка. Кривая, соответствующая этому уравнению, обозначена на рис. 1 буквами ba_2 .

Таким образом, если перед сбросом оболочки положение системы на плоскости $(q, \lg d)$ попадает в область a_1a_2b , то формирование планетарной туманности в ней происходит по первому пути; если система расположена справа от линии ba_2a_3 — по второму.

Итак, если непосредственно перед сбросом оболочки система расположена слева от линии ba_2a_3 , то в ней формируется дискообразная (или тороидальная) туманность, если справа — эллипсоидальная туманность (сплюснутый сфероид).

Рассмотрим зависимость между параметрами системы и эллиптичностью эллипсоидальной планетарной туманности, т. е. туманности, формирование которой шло по второму пути. Линия c_1c_2 (рис. 1) указывает область возможной синхронизации систем. Если система расположена справа от линии c_1c_2 , то синхронизация возможна; если слева — спутник имеет недостаточный момент, чтобы синхронизовать вращение главной звезды [20]. Область разделенных систем находится практически полностью справа от линии c_1c_2 , поэтому полагаем пока, что все эллипсоидальные туманности формируются в синхронизованных двойных системах.

Для эллипсоидальных туманностей при $i=0$ отношение большой оси наблюдаемого изображения к малой имеет вид

$$E = R(\theta=0)/R(\theta=\pi/2). \quad (8)$$

Полагая $R(\theta) \sim V(\theta)$, уравнение (8) можно переписать в виде

$$E = V(\theta=0)/V(\theta=\pi/2), \quad (9)$$

где значение скорости $V(\theta)$ задается уравнением (3).

Положение туманностей с эллиптичностью $E=1.1$ изображено на рис. 1 кривой d_1d_2 . Для фиксированного значения q эллиптичность E максимальна на линии ba_2a_3 . С увеличением d эллиптичность уменьшается, форма внешнего очертания изображения туманности стремится к окружности.

Уравнение (9) позволяет определить эллиптичность наблюдаемого изображения туманности при условии, что луч зрения параллелен орбитальной плоскости системы, $i=0$. При некотором значении угла i величина малой оси наблюдаемого изображения эллипсоидальной туманно-

сти определяется радиусом оболочки в картинной плоскости, т. е. в направлении $\theta = i + \pi/2$. Тогда для эллиптичности можно записать

$$E = V(\theta = 0)/V(\theta = i + \pi/2), \quad (10)$$

где $V(\theta)$ задается уравнением (3).

Для туманностей, формирование которых происходит по первому пути, нет детально разработанной теории формирования пространственной структуры. Будем считать их тонкими дисками, так как в данной работе нас интересуют только внешние очертания проекции туманности на небесную сферу. Эллиптичность проекции диска на небесную сферу, когда луч зрения направлен под углом i к плоскости диска, равна

$$E = 1/\sin i. \quad (11)$$

Это уравнение справедливо до тех пор, пока можно пренебрегать толщиной диска. При малых значениях угла i уравнение (11) неверно.

Очевидно, что при $i = \pi/2$ внешняя граница наблюдаемого изображения любой туманности представляет собой окружность.

Распределение туманностей по эллиптиčnostям. В предыдущем разделе показано, что эллиптичность наблюдаемого изображения туманности зависит от параметров двойной системы d, q (наряду с набором параметров d, q будем пользоваться набором P, q , так как при фиксированном M_1 они однозначно связаны; P — период системы) и угла i между лучом зрения и орбитальной плоскостью системы. Следовательно, если задаться законами распределения параметров двойных систем, порождающих планетарные туманности,

$$dN(q) = \psi(q) dq, \quad dN(P) = \varphi(P) dP, \quad (12)$$

и распределением по углу i , то можно вычислить соответствующее распределение туманностей по эллиптиčnostям (функцию эллиптичности)

$$dN(E) = F(E) dE. \quad (13)$$

С другой стороны, можно построить наблюдаемое распределение планетарных туманностей по эллиптиčnostям. Подбирая функции $\psi(q)$ и $\varphi(P)$, чтобы добиться согласия вычисленного и наблюдаемого распределений по эллиптиčnostям, можно получить представление о распределении предшественников планетарных туманностей по P и q .

Отношения осей изображения туманности (эллиптичность E) для большого числа объектов приводятся в каталогах морфологических характеристик планетарных туманностей [12, 13]. В них классифицированы наблюдаемые формы 263 туманностей, из которых 80 — сферические (класс 1). Несферические изображения туманностей разбиты на два класса (2 и 3), по два подкласса в каждом. Туманности подклассов 2а и 3а имеют правильные очертания овальной формы. Формы туманностей подклассов 2б и 3б более сложны, однако они могут быть получены путем деформации оболочки. Примером такой деформации могут служить изменения формы оболочек медленных Новых, обусловленные взаимодействием с окружающей средой [7]. Будем считать, что выборка 263 туманностей полна, причем доля туманностей класса 1 отражает действительное содержание сферических изображений, а доля туманностей классов 2 и 3 — содержание эллиптических изображений. Среди туманностей подклассов 2а и 3а взято 78 объектов с измеренным отношением осей. Туманности подклассов 2б и 3б мы не рассматривали, так как считаем, что их формы искажены. Для сохранения пропорции круглых и эллиптических изображений к 78 эллиптическим формам были добавлены 34 круглые формы, т. е. рассмотренная нами выборка содержала 112 объектов.

Гистограмма распределения наблюдаемых изображений планетарных туманностей по эллиптиčnostям с шагом $\Delta E = 0.2$ показана на рис. 2. Несколько туманностей имеют эллиптичность $E > 3$. Мы ограни-

числялись значением $E=3$, так как $E>3$ могут иметь только дискообразные туманности, наблюдаемые при малом значении угла i . В этом случае уравнение (11) теряет силу.

Теоретическая функция эллиптичности рассчитывалась следующим образом. На плоскости (q, P) фиксируется точка с координатами P^* и q^* . Число двойных систем, лежащих в окрестности этой точки, определяется выражением $\psi(q^*)\varphi(P^*)dq dP$. Это число двойных систем распределено по значениям угла i от 0 до $\pi/2$. Следовательно, такое же

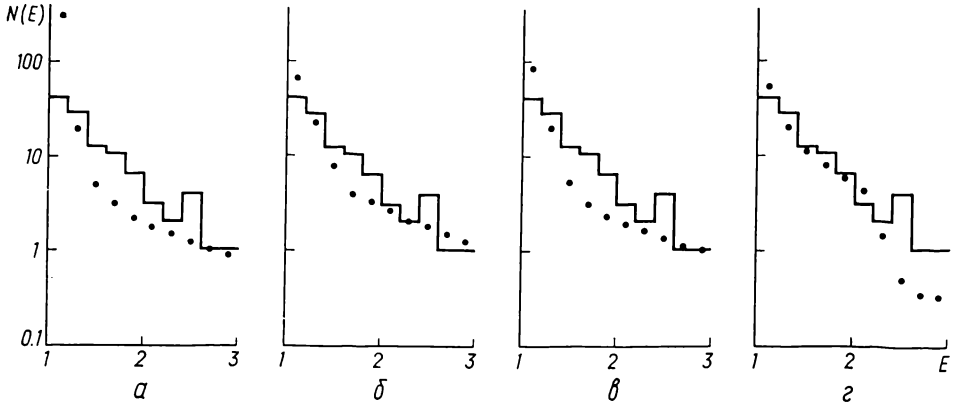


Рис. 2. Наблюдаемое и теоретические (точки) распределения форм планетарных туманностей по эллиптиčnostям. Теоретические распределения рассчитаны при $a - \varphi(P) \propto P^{-1}$, $5 \cdot 10^2 < d/R_{\odot} < 10^6$; $б - \varphi(P) \propto P^{-1.5}$, $5 \cdot 10^2 < d/R_{\odot} < 10^6$; $в - \varphi(P) \propto P^{-1}$, $5 \cdot 10^2 < d/R_{\odot} < 10^4$; $г - \varphi(P) \propto P^{-1}$, $5 \cdot 10^2 < d/R_{\odot} < 10^6$. В случаях $a - в$ все системы синхронизованы, $г$ — синхронизованы только системы с $d < 10^4 R_{\odot}$. Во всех случаях $\psi(q) = 1$, $0.1 < q < 1$

число планетарных туманностей распределено по эллиптиčnostям $E = E(P^*, q^*, i)$, где i изменяется от 0 до $\pi/2$. Эллиптичность E задается уравнением (10) или (11) в зависимости от значений P^* и q^* . Задавая распределение двойных систем по углу i и интегрируя по области изменения q и P , получаем теоретическую функцию эллиптичности.

Следовательно, для определения теоретической функции эллиптичности необходимо задать не только законы распределения двойных систем по параметрам q и P , но и границы изменения этих параметров. Верхней границей разделений систем можно принять значение $d = 10^6 R_{\odot}$. Более широкие пары, по-видимому, разрушаются под влиянием звезд поля и гигантских молекулярных облаков [6]. Нижнюю границу разделений систем, в которых формируются планетарные туманности, можно оценить из следующих соображений. Минимальная масса ядра звезды на асимптотической ветви гигантов составляет около $0.55 M_{\odot}$ [15]. Красный гигант с ядром такой массы имеет радиус $R_s \approx 230 R_{\odot}$ (1) и заполняет полость Роша при разделении системы, $d \approx 5 \cdot 10^2 R_{\odot}$ (2). Это значение принимаем как минимальное разделение систем, в которых могут формироваться планетарные туманности. Если разделение систем меньше этой величины, то главная звезда заполняет полость Роша еще на стадиях, предшествующих стадии двойного слоевого источника. Согласно [19], ядра некоторых планетарных туманностей имеют массы менее $0.55 M_{\odot}$. Видимо, определение масс этих ядер следует считать ошибочным, так как только ядра звезд асимптотической ветви гигантов обладают достаточно высокой светимостью.

Оценим диапазон изменения отношений масс компонентов системы в момент сброса оболочки главной звездой M_1 . Пусть на главной последовательности массы главной звезды и спутника были соответственно M_{1i} и M_{2i} . Если масса главной звезды на главной последовательно-

сти была меньше массы второго компонента $M_{1i} < M_{2i}$, то к моменту прихода главной звезды M_1 на асимптотическую ветвь гигантов второй компонент M_2 уже успел проэволюционировать до стадии белого карлика, т. е. система уже один раз прошла через стадию планетарной туманности, когда оболочку сбрасывала звезда M_2 . (При вторичном прохождении системой стадии планетарной туманности, т. е. при формировании планетарной туманности в системе, в которой спутник является белым карликом, следует учитывать возможность появления взрывной неустойчивости в поверхностных слоях белого карлика при аккреции газа на его поверхность из расширяющейся оболочки главной звезды [2].) Таким образом, на асимптотической ветви гигантов масса спутника M_2 не может превышать массу, которую имела главная звезда на главной последовательности M_{1i} . Для верхней границы отношений масс компонентов в момент сброса формально можно принять $q=1$, хотя на эту величину влияет эволюционное изменение масс компонентов. Для нижней границы мы приняли $q=0.1$.

Итак, теоретическую функцию эллиптичности определяем для области $0.1 < q < 1$, $5 \cdot 10^2 < d/R_{\odot} < 10^6$. Распределение параметров двойных систем опишем степенными законами

$$dN(q) \propto q^k dq, \quad dN(P) \propto P^{-m} dP. \quad (14)$$

Любую ориентацию полярной оси системы в пространстве будем считать равновероятной.

На рис. 2, а показана теоретическая функция эллиптичности, рассчитанная при $k=0$ и $m=1$. Нормировка проводилась так, чтобы число эллиптических туманностей с $1 < E < 3$ равнялось 75 (в выборке 78 туманностей подклассов 2а и 3а для трех объектов $E=1$). Эта функция эллиптичности плохо согласуется с наблюдаемой. Для нашей выборки из 112 объектов доля круглых изображений равна 0.33, тогда как расчеты дают 0.78. Теоретическая функция эллиптичности рассчитана также при $k=1$ и $m=1$. Рассчитанные при разных законах распределения двойных систем по q функции эллиптичности практически совпадают между собой. Это свидетельствует о слабой зависимости функции эллиптичности от закона распределения систем по отношениям масс компонентов. В дальнейшем мы принимали $k=0$.

Теоретическая функция эллиптичности, рассчитанная при $m=1.5$, показана на рис. 2, б. Она лучше согласуется с наблюдениями. Вычисленная доля круглых изображений равна 0.36. Теоретическая функция эллиптичности, вычисленная при $m=1$, но для интервала разделителей систем $5 \cdot 10^2 < d/R_{\odot} < 10^4$, показана на рис. 2, в. Она удовлетворительно согласуется с наблюдениями. Рассчитанная доля круглых изображений равна 0.44.

Мы полагали, что во всех двойных системах существует синхронизация вращения главной звезды и орбитального движения. Это означает, что в широкой системе звезда имеет практически нулевую скорость вращения. Однако чем больше разделение системы, тем слабее проявляется влияние компонентов друг на друга. Поэтому широкие пары могут быть несинхронизованными. Теоретическая функция эллиптичности, рассчитанная при $m=1$ и условии, что в системах, разделение которых превышает $10^4 R_{\odot}$, синхронизации нет, показана на рис. 2, г. Предполагалось, что скорость вращения в несинхронных системах с равной вероятностью может иметь значение в интервале $W = 0 - 2$. В этом случае доля круглых изображений равна 0.31.

Обсуждение. Из изложенного следует, что наблюдаемое распределение форм планетарных туманностей по эллиптиčnostям можно объяснить, если планетарные туманности формируются в двойных системах с распределением по периодам $\varphi(P) \propto P^{-1.5}$ или P^{-1} . Интересно сравнить эти результаты с наблюдаемым распределением по периодам двойных систем — предшественников планетарных туманностей. Во-

прос о непосредственных предшественниках сложен. Однако можно оценить, какие звезды главной последовательности могут эволюционировать в планетарные туманности.

В работе [15] дано соотношение между начальной массой звезды M_i и массой звезды в конце ее эволюции M_f .

$$M_f = 0.53 \eta^{-0.082} + 0.15 \eta^{-0.35} (M_i - 1), \quad (15)$$

где $1/3 < \eta < 2$ — фактор неопределенности в эмпирической формуле темпа потери массы. Учитывая, что диапазон изменения масс ядер планетарных туманностей невелик (около среднего значения $M = 0.6 M_{\odot}$ [19]), оцениваем начальную массу звезды, когда она находилась на главной последовательности. При $\eta = 1/3$ получаем $M_i = 1 M_{\odot}$, при $\eta = 2$ — $M_i = 2 M_{\odot}$. Это соответствует звездам спектральных классов А—G на главной последовательности [9]. С другой стороны, на основании данных о пространственно-кинематических характеристиках планетарных туманностей можно сделать вывод, что они образовались из звезд главной последовательности класса F или поздних подклассов А [10]. Все это свидетельствует о том, что наиболее вероятными далекими предшественниками планетарных туманностей были звезды главной последовательности спектрального класса F.

Исследование функции распределения визуально-двойных [6] и спектрально-двойных [4, 5] звезд главной последовательности показало, что распределение по полуосям для систем с $\lg(d/R_{\odot}) \leq 4$ можно описать функцией $dN(d) \propto d \lg d$. Следует отметить, что такой закон установлен для выборки звезд разных спектральных классов. Однако, согласно [1], частота встречаемости и характеристики двойных систем для звезд разных спектральных классов близки. Тогда распределение по периодам звезд главной последовательности спектрального класса F описывается функцией $\varphi(P) \propto P^{-1}$.

В случае закона P^{-1} распределения двойных систем по периодам теоретическая и наблюдаемая функции эллиптичности согласуются при одном из следующих предположений: а) существует ограничение на периоды двойных систем, в которых могут формироваться планетарные туманности; б) в широких парах нет синхронизации вращения главной звезды с орбитальным движением. Если бы ограничение на периоды двойных систем, в которых могут формироваться планетарные туманности, было бы реально, то это позволяло бы думать, что двойственность ответственна за сброс оболочки. Напомним, что формированием планетарных туманностей только в полуразделенных системах (в этом случае двойственность, действительно, является причиной сброса оболочки) нельзя объяснить совокупность наблюдаемых данных [3]. По-видимому, более реально предположение, что в широких парах нет синхронизации. Здесь возникают новые проблемы. Во-первых, не известна граница между синхронными и несинхронными системами, во-вторых, не известны скорости вращения звезд в несинхронных системах.

Но расхождение между наблюдаемым распределением P^{-1} и теоретическим распределением $P^{-1.5}$ не так уж велико, чтобы считать их противоречащими друг другу. Следует учесть, что наблюдаемый закон установлен в основном для систем с разделением $\lg(d/R_{\odot}) < 3.5$. Возможно, распределение звезд по периодам для всего допустимого интервала периодов нельзя описать единой функцией, и при больших значениях периодов число систем уменьшается быстрее, чем по закону P^{-1} . Кроме того, закон установлен для звезд главной последовательности. Эволюция звезд протекает с потерей массы, поэтому законы распределения по периодам для непосредственных предшественников планетарных туманностей и для звезд главной последовательности могут различаться.

Некоторое влияние на функцию эллиптичности может оказывать изменение формы туманности в процессе ее эволюции. Скорость расширения туманности растет с увеличением ее размеров [18]. Структура начальной оболочки, которая описывается нашей моделью, анизотропна. Под действием изотропной силы (лучистое давление, быстрый ветер от ядра) форма оболочки может изменяться. Однако анизотропия углового распределения массы невелика, поэтому изменение E в процессе эволюции не должно быть большим. Следовательно, учет эволюционного изменения E качественно не меняет результат.

Таким образом, с помощью данных об эллиптичностях форм планетарных туманностей можно достаточно точно восстановить наблюдаемую функцию распределения по периодам для двойных звезд главной последовательности.

Представляет интерес расчет распределения по периодам ядер планетарных туманностей. Однако в настоящее время для этого нет ни достаточного количества соответствующих наблюдательных данных, ни теории движения сбрасываемой оболочки. Ограничимся одним замечанием. Исследование разрушения орбиты спутника, движущегося в расширяющейся оболочке красного гиганта, показало [11], что спутник с начальной массой $0.01 M_{\odot}$ и начальным удалением $\sim 10^3 R_{\odot}$ будет захвачен главной звездой, если наберет из расширяющейся оболочки $\sim 0.02 M_{\odot}$ газа. Здесь может возникнуть интересная ситуация. Если спутник «столкнется» с ядром, то тем самым у сбросившего оболочку ядра появляется новая оболочка, и может произойти вторичный сброс оболочки. Возможно, что так можно объяснить происхождение туманностей с двумя оболочками.

Закключение. 1. Наблюдаемое распределение форм планетарных туманностей по эллиптичностям можно объяснить, если планетарные туманности формируются в двойных системах. 2. Распределение двойных систем по отношениям масс компонентов слабо влияет на распределение туманностей по эллиптичностям. 3. Наблюдаемая и теоретическая функции эллиптичности согласуются, если распределение двойных систем по периодам описывается законом P^{-1} или $P^{-1.5}$. Эти результаты согласуются с наблюдаемым распределением по периодам двойных звезд главной последовательности P^{-1} , что можно рассматривать как аргумент в пользу предложенного [3, 8] механизма формирования пространственных структур планетарных туманностей. 4. Доля планетарных туманностей, формирование которых протекает по первому пути с формированием общей оболочки, составляет около 10 % при законе P^{-1} распределения двойных систем по периодам, и около 30 % при законе $P^{-1.5}$. 5. При сближении спутника с ядром может возникнуть ситуация, при которой произойдет сброс второй оболочки.

Авторы выражают благодарность Л. Р. Юнгельсону за полезные замечания.

1. Абт Х. А. Частота встречаемости двойных систем вдоль главной последовательности // Протозвезды и планеты.— М.: Мир, 1982.—1.— С. 361—381.
2. Каплан С. А. Эволюция звезд и нуклеосинтез // Происхождение и эволюция галактик и звезд.— М.: Наука.— 1976.— С. 280—318.
3. Колесник И. Г., Пилюгин Л. С. Влияние двойственности звезд на формы планетарных туманностей // Астрон. журн.— 1986.—63, вып. 2.— С. 279—287.
4. Крайчева З. Т., Попова Е. И., Тутуков А. В., Юнгельсон Л. Р. Некоторые характеристики спектрально-двойных звезд // Там же.— 1978.—55, вып. 6.— С. 1176—1189.
5. Крайчева З. Т., Попова Е. И., Тутуков А. В., Юнгельсон Л. Р. Модели наблюдаемых распределений спектрально-двойных звезд по массам первичных компонент, отношениям масс компонент и большим полуосям орбит // Там же.— 1979.—56, вып. 3.— С. 520—531.
6. Крайчева З. Т., Попова Е. И., Тутуков А. В., Юнгельсон Л. Р. Физические характеристики визуально-двойных звезд с известными орбитами // Астрофизика.— 1985.—22, вып. 1.— С. 105—120.

7. Пилюгин Л. С. Пространственная структура оболочек Новых Геркулеса 1934 г. и Дельфина 1967 // Астрофизика.— 1985.—23, вып. 2.— С. 277—288.
8. Пилюгин Л. С. Пространственная структура планетарных туманностей с двойными ядрами.— Киев, 1986.—17 с.— (Препринт / АН УССР, Ин-т теорет. физики; ИТФ-86-7Р).
9. Свечников М. А., Тайдакова Т. А. О зависимости масса — спектр для звезд главной последовательности // Астрон. журн.— 1984.—61, вып. 1.— С. 143—151.
10. Хромов Г. С. Планетарные туманности: физика, эволюция, космогония.— М.: Наука, 1985.—296 с.
11. Choi K. H., Vila S. C. Planetary nebulae in planetary and binary systems // *Astrophys. and Space Sci.*— 1981.—77.— P. 319—327.
12. Hromov G. S., Kohoutek L. Observed forms of planetary nebulae // *Bull. Astron. Inst. Czech.*— 1968.—19, N 1.— P. 1—11.
13. Hromov G. S., Kohoutek L. Spatial structure planetary nebulae // *Ibid.*— 1968.—19, N 2.— P. 81—90.
14. Iben I. On the frequency of planetary nebula nuclei powered by helium burning and on the frequency of white dwarfs with hydrogen deficient atmospheres // *Astrophys. J.*— 1984.—277, N 1.— P. 333—354.
15. Iben I. Jr., Renzini A. Asymptotic giant branch evolution and beyond // *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*— 1983.—21.— P. 271—342.
16. Livio M., Salzman J., Shaviv G. The formation of planetary nebulae with close binary nuclei // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*— 1979.—188, N 1.— P. 1—12.
17. Paczynski B. Evolutionary processes in close binary systems // *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*— 1971.—9.— P. 183—208.
18. Sabbadin F., Hamzaogly E. Internal motions in planetary nebulae // *Astron. and Astrophys.*— 1982.—110, N 1.— P. 105—110.
19. Schoenberner D., Weideman V. Evolution and mass distribution of central stars of planetary nebulae // *Planetary Nebulae. IAU Symp. N 103.* 1982.— P. 359—371.
20. Sparks W. M., Stecher T. P. Supernova: the result of the death spiral of white dwarf into a red giant // *Astrophys. J.*— 1974.—188, N 1.— P. 149—153.

Глав. астрон. обсерватория АН УССР,
Киев

Поступила в редакцию 13.12.85,
после доработки 21.04.86.

Научные конференции

СИМПОЗИУМ МАС № 133 «КАРТОГРАФИРОВАНИЕ НЕБА — ПРОШЛОЕ НАСЛЕДИЕ И НАПРАВЛЕНИЯ РАЗВИТИЯ»

Симпозиум состоится в Париже 1—5 июня 1987 г. Научная программа: 1. Международное сотрудничество в астрометрии и «Карта неба» (1887 г.); 2. Бессель, Хендерсон, Струве и первые определения параллакс звезд; 3. Большие звездные каталоги конца XIX — начала XX столетий; 4. Старинные и современные астрономические инструменты, использовавшиеся при составлении больших звездных каталогов; 5. Современные большие каталоги; 6. Собственные движения и параллаксы; 7. Хранение астрометрических данных.