

УДК: 524.31.02—44

ПОТЕРЯ МАССЫ ЗВЕЗДАМИ НА СТАДИИ
АСИМПТОТИЧЕСКОЙ ВЕТВИ ГИГАНТОВ

Ю. А. ФРАНЦМАН

Поступила 3 мая 1985

Принята к печати 15 октября 1985

Для заданной начальной функции масс звезд, функции звездообразования, начального химического состава путем вычисления приближенной эволюции большого количества звезд строились распределения звезд асимптотической ветви гигантов по светимостям и белых карликов по массам. Вычислялись варианты с различными предположениями о потере массы на асимптотической ветви. Теорию можно согласовать с наблюдениями лишь в том случае, если предположить, что на этой стадии кроме звездного ветра и сброса оболочки планетарной туманности существует дополнительно еще большая потеря массы. Таким образом удастся объяснить отсутствие в Магеллановых Облаках углеродных звезд с $M_{\text{bol}} < -6^m$, узкое распределение белых карликов по массам и малое количество белых карликов с $M > 1.0 M_{\odot}$. Вырожденные углеродно-кислородные ядра звезд, эволюционирующих вдоль асимптотической ветви гигантов, не могут достичь предела Чандрасекара из-за большой потери массы звездами. Светимость звезд асимптотической ветви гигантов шаровых скоплений Магеллановых Облаков является хорошим индикатором возраста скоплений.

1. *Введение.* На асимптотической ветви гигантов (АВГ) находятся звезды, в которых после «выгорания» гелия в центральных областях образуется вырожденное углеродно-кислородное ядро. Звезды на этой стадии эволюционируют при почти постоянной эффективной температуре и с большим ростом светимости. К стадии АВГ звезды малых и средних масс приходят разными путями. В звездах малых масс (верхняя граница — около $2 M_{\odot}$) после стадии главной последовательности образуется вырожденное гелиевое ядро. Вырождение снимается в результате гелиевой вспышки в ядре (что соответствует верхнему концу ветви гигантов), после чего гелиевые реакции в ядре происходят в невырожденных условиях. В звездах средних масс вырожденное гелиевое ядро не образуется, гелиевые реакции происходят «спокойно», звезда на диаграмме Герцшпрунга—Рессе-ла эволюционирует со значительными изменениями эффективной температуры и небольшими изменениями светимости, пересекая полосу неустойчивости цефеид. Как в звездах малых, так и средних масс после «выгора-

ния» гелия в центральных областях образуется вырожденное углеродно-кислородное ядро, и далее эволюция этих звезд происходит вдоль АВГ. Верхняя граница масс этих звезд (на начальной главной последовательности) примерно $8-9 M_{\odot}$.

Стадия АВГ является конечной стадией ядерной эволюции для примерно 90% всех звезд. На этой стадии, в результате ядерных реакций в гелиевом слоевом источнике, масса ядра растет, а масса оболочки, состоящей, в основном, из водорода, уменьшается в результате как продвижения слоевых источников (гелиевого и водородного) в направлении к поверхности, так и из-за потери массы с поверхности звезды. Если звезда теряет оболочку до того, как вырожденное ядро достигнет предела Чандрасекара ($\sim 1.4 M_{\odot}$), она покидает АВГ и эволюционирует в голубой области диаграммы Герцшпрунга—Рессела к белым карликам. Если ядро достигает массы $1.4 M_{\odot}$, звезда должна взорваться как сверхновая. Таким образом, темп потери массы на стадии АВГ является решающим фактором, который определяет окончательную судьбу звезды — становится ли она белым карликом или сверхновой. Подробно с эволюцией звезд на стадии АВГ можно познакомиться в обзорах [1—2].

В настоящей статье рассмотрен вопрос о влиянии различных предположений о потере массы на стадии АВГ на окончательную судьбу звезд. Для решения вопроса о количестве теряемой массы и темпе потери используются следующие данные наблюдений: распределение белых карликов в окрестностях Солнца по массам, распределение звезд АВГ Магеллановых Облаков по светимостям, определение возрастов шаровых скоплений Магеллановых Облаков на основании фотометрических данных и на основании светимости звезд на АВГ скоплений. Для получения теоретических распределений проводилось вычисление эволюции больших совокупностей звезд с заданным распределением масс, историей звездообразования и с различными предположениями о потере массы.

2. *Краткое описание методики.* Для данного начального распределения звезд по массам и данного закона звездообразования вычислялась эволюция некоторой совокупности звезд до настоящего момента времени. При построении распределений различных параметров, которые можно сравнить с наблюдениями, учитывались только те звезды, которые в настоящее время находятся на интересующей нас стадии эволюции, остальные звезды отбрасывались. В некоторых прежних работах соответствующие распределения параметров звезд получались квазианалитически (см., например, работу [3], в которой получены распределения углеродных звезд по светимостям; работы [4, 5], посвященные распределению белых карликов по массам). Однако применяемая нами методика позволяет есте-

ственным образом учесть влияние на результаты большого числа параметров. Такой подход был использован также в работах [6—7].

Начальная функция масс принималась стандартной Сольпитера [8], распределение звезд по массам строилось по методике, предложенной А. В. Тутуковым в работе [9]. Рассматриваемый диапазон масс — от $1 M_{\odot}$ до $8 M_{\odot}$. Звездообразование принималось постоянным в течение $12 \cdot 10^9$ лет, возраст звезды получался как случайная величина между 0 и $12 \cdot 10^9$ лет при помощи программы поиска случайных величин [10]. Эволюция каждой звезды вычислялась по аналитическим формулам, полученным на основании результатов точных вычислений эволюции звезд. Запоминались параметры только тех звезд, которые в настоящее время находятся на интересующей нас стадии эволюции, остальные отбрасывались.

Учет эволюции звезд до стадии АВГ проводился очень приближенно. Время эволюции t на стадиях главной последовательности, субгигантов, красных гигантов вычислялось по аналитической формуле как функция начальной массы M :

$$\log t = A_0 + A_1 \log M + A_2 (\log M)^2. \quad (1)$$

Константы A_0 , A_1 , A_2 приведены в работе [11] для разных стадий эволюции. Если возраст звезды (полученный при помощи генератора случайных величин) меньше, чем сумма времен эволюции на различных стадиях, вычисленных согласно выражению (1), дальнейшие вычисления не проводились, т. к. это значит, что рассматриваемая звезда еще не достигла стадии АВГ, которая нас интересует. В этом случае проводится вычисление эволюции следующей звезды. Если время рождения звезды таково, что она успела достичь стадии АВГ, проводятся дальнейшие вычисления эволюции на стадии АВГ более подробно. Определяется начальный химический состав звезды (подробнее об этом см. дальше), вычисляется потеря массы звездами на стадиях до АВГ при помощи аналитических формул, приведенных в [12, 13]. Для звезд с начальной массой больше $2 M_{\odot}$ эта потеря массы столь незначительна, что ее можно не учитывать.

В процессе эволюции в звезде, в результате перемешивания вещества, происходит изменение химического состава. В первый раз изменение состава на поверхности происходит, когда звезда на диаграмме Герцшпрунга—Рессела попадает в область красных гигантов после исчерпания водорода в центральной области. Это приводит к значительному увеличению на поверхности количества азота, несколько уменьшается содержание углерода, немного растет содержание гелия. С исчерпанием в центральных областях гелия и образованием вырожденного углеродно-кислородного ядра звезда начинает эволюцию вдоль АВГ. Эволюция на этой стадии разделяется на две части. На ранней стадии АВГ, которая подробно описана в работе [15], водородный слоевой источник практически неактивен, боль-

шая часть энергии в звезде генерируется в гелиевом источнике. В звезде снова появляется конвективная оболочка, однако не для всех значений масс звезд конвекция проникает столь глубоко, что захватывает области с изменившимся в результате ядерных реакций химическим составом. Для каждого начального состава существует граничное значение массы звезды, в звездах более массивных изменение состава на поверхности происходит, в менее массивных — нет. В веществе, которое выносится из недр в оболочку в этом случае, отсутствует водород, превратившийся в гелий, а также углерод и кислород, которые превратились в азот. Изменение состава на поверхности в результате описанных двух эпизодов проникновения конвективной оболочки внутрь звезды учитывалось с помощью аналитических выражений, приведенных в работе [14].

Большую часть времени на ранней стадии АВГ светимость звезды L и эффективная температура T_e являются монотонными функциями времени [15]. Величины L , T_e , а также продолжительность ранней стадии АВГ вычислялись согласно аналитическим выражениям, приведенным в работах [1, 2]. К сожалению, приходилось пользоваться данными для начального содержания тяжелых элементов $Z = 0.001$, т. к. для других химических составов результаты не опубликованы. В нашей программе сначала определялась общая продолжительность ранней стадии эволюции АВГ (Δt), после чего вычислялось изменение величин L и T_e на этой стадии с некоторым шагом по времени в интервале от 0 до Δt . Учитывалась также потеря массы на этой стадии эволюции.

В конце ранней стадии АВГ температура в области, где происходит скачок химического состава между оболочкой, богатой водородом, и гелиевой областью, повышается настолько, что начинаются водородные ядерные реакции. Эта стадия характеризуется тем, что гелий в слоевом источнике «горит» не стационарно, а в виде вспышек. 90% времени основным источником энергии является водородный слоевой источник. Так как масса гелиевой области в это время растет за счет «сгоревшего» водорода, растут плотность и температура гелиевого слоя и скорость выделения энергии в результате 3α -процесса. Часть энергии идет на еще большее увеличение температуры, другая часть — на расширение вещества в окрестностях слоевого источника, в том числе и водородного слоевого источника, скорость выделения энергии в котором падает. Это продолжается примерно 10% времени, после чего «горение» гелия снова уменьшается, и становится активным водородный источник.

Во время максимума выделения энергии в гелиевом слое область между гелиевым слоевым источником и скачком химического состава становится конвективной. В результате, после вспышки в этой области содержание углерода, образовавшегося во время «горения» гелия, очень высокое и мо-

жет достигать по массе 20%. Тогда же, непосредственно перед восстановлением активности водородного источника, нижняя граница конвективной оболочки движется внутрь, достигает области, обогащенной углеродом, и выносит его на поверхность. Это повторяющееся после каждой вспышки проникновение конвективной оболочки в бывший перед этим конвективным слой (со значительно изменившимся химическим составом) играет очень большую роль в объяснении наблюдений химического состава звезд на стадии АВГ (существование углеродных звезд, наличие в звездах изотопов *S*-процесса).

В нашей программе вычисление эволюции звезд на стадии вспышек в гелиевом слое начиналось с вычисления начальной массы вырожденного углеродно-кислородного ядра, которая является функцией начальной массы звезды. Далее, для каждой вспышки производится вычисление параметров звезды, изменения химического состава, процессов перемешивания, потери массы. Параметры звезды на этой стадии зависят прежде всего от массы ядра. Соответствующие аналитические выражения приведены в работах [14, 16]. Из-за потери массы с поверхности и ядерных реакций на границе вырожденного ядра, масса оболочки непрерывно уменьшается. Общее количество вспышек в гелиевом слое на всей стадии АВГ зависит от массы звезды и темпа потери массы. Для умеренной потери массы, если коэффициент в формуле Реймерса $\alpha = 1/3$ и нет «сверхветра» (см. далее, раздел 3), количество вспышек менялось от нескольких десятков для звезд $1-2 M_{\odot}$ до нескольких тысяч для $4-8 M_{\odot}$.

3. Учет потери массы. Согласно наблюдениям, с поверхности красных гигантов и сверхгигантов в результате звездного ветра теряется масса, от $10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$ до $10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$ (см. обзор Реймерса [17]). Обычно наилучшим приближением для учета звездного ветра считается формула Реймерса [18]:

$$\frac{dM}{dt} = -4 \cdot 10^{-13} \alpha \frac{LR}{M} (M_{\odot}/\text{год}), \quad (2)$$

где L — светимость звезды, R — радиус, M — масса (все в солнечных единицах). Коэффициент α неопределенный, однако не сильно отличающийся от единицы. Есть косвенные свидетельства тому, что α несколько меньше единицы [1, 19].

Однако наблюдения свидетельствуют о том, что кроме звездного ветра на АВГ появляется дополнительный механизм потери массы, который приводит к значительному увеличению темпа потери. К таким данным относятся наблюдения планетарных туманностей, для образования которых необходимы темпы потери массы, по крайней мере на порядок превышаю-

щие тот, который дает формула Реймерса (2). Кроме того, без включения очень большой потери массы при высоких светимостях трудно объяснить как распределение углеродных звезд по светимостям, так и распределение белых карликов по массам (подробнее об этом см. в следующих разделах). Единого мнения о природе такой быстрой потери массы нет, поэтому было предложено [20], что существует некоторый механизм очень эффективной потери массы, который, в отличие от звездного ветра, был назван «сверхветром». Квазиэмпирическое выражение для зависимости массы сбрасываемой оболочки M_{PN} от массы вырожденного углеродно-кислородного ядра M_C , которое построено на основании наблюдений распределения периодов мирид, приведено в работе [14]:

$$M_{PN} = B(1.687 - 8.092 M_C + 11.687 M_C^2 - 4.343 M_C^3), \quad (3)$$

где константа $B = 1$, если «сверхветер» учитывается, и $B = 0$, если не учитывается. Таким образом, в расчетах эволюции звезд на стадии АВГ обычно учитывается звездный ветер и, при достижении некоторой светимости, сброс оставшейся оболочки, который происходит в шкале времени, короткой по сравнению со временем эволюции на АВГ.

Однако, как будет показано далее, учет потери массы согласно выражениям (2) и (3) все же не может согласовать теорию с наблюдениями. На рис. 1 показано, при каких дополнительных предположениях о потере массы мы проводили вычисления (изменялся коэффициент α в формуле (2) в зависимости от массы углеродно-кислородного ядра). Когда звезда с начальной массой $1 M_{\odot}$ попадает на АВГ, ее вырожденное углеродно-кислородное ядро имеет массу $0.5 M_{\odot}$. В дальнейшем ядро растет, и у звезд больших масс при умеренной потере массы может достигать предел Чандрасекара ($\sim 1.4 M_{\odot}$). Кривая 1 — экспоненциальная зависимость, $\alpha = 1/3$ при $M_C = 0.5 M_{\odot}$ и $\alpha = 10$ при $M_C = 1.0 M_{\odot}$; 2 — линейная зависимость, $\alpha = 1/3$ при $M_C = 0.5 M_{\odot}$ и $\alpha = 5$ при $M_C = 1.0 M_{\odot}$; 3 — скачок от $\alpha = 1$ к $\alpha = 10$ при $M_C = 0.85 M_{\odot}$, что соответствует $M_{\text{bol}} = -6^m0$; 4 и 5 — такой же скачок α при $M_C = 0.7 M_{\odot}$ и $0.60 M_{\odot}$ ($M_{\text{bol}} = -5^m5$ и -5^m00).

4. Распределение углеродных звезд в Магеллановых Облаках по светимостям. На стадии АВГ во время тепловых вспышек часть вещества, подвергнувшегося гелиевым ядерным реакциям, выносится на поверхность. Так как выносимое вещество содержит большое количество углерода, появляются условия для образования углеродных звезд, в которых количество углерода на поверхности превосходит количество кислорода. Углеродные звезды наблюдаются как в нашей Галактике, так и в соседних. Однако в нашей Галактике светимости известны для очень малого количества угле-

родных звезд из-за сложной проблемы определения расстояний. За последние годы открыто большое количество углеродных звезд в Магеллановых Облаках, а так как расстояния до звезд в каждом из Облаков практически можно считать одинаковыми и эти расстояния сравнительно хорошо известны, появилась возможность определения абсолютной светимости наблюдаемых там углеродных звезд. Функции светимости этих звезд оказались значительно отличающимися от теоретических [3, 7, 21—24].

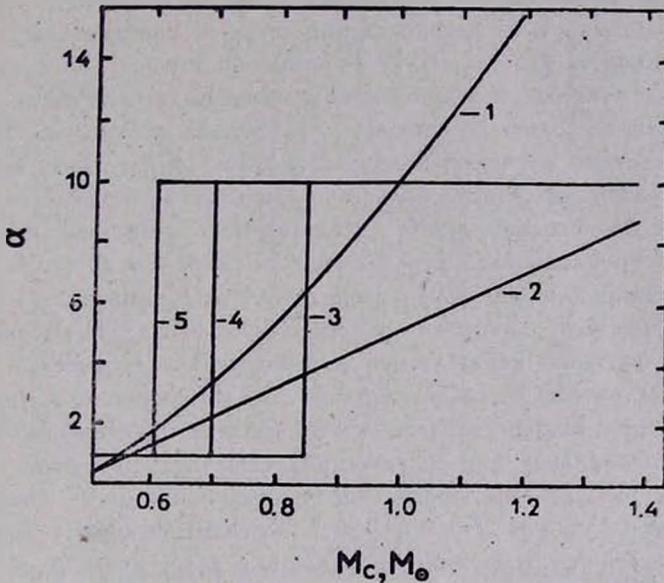


Рис. 1. Различные предположения об изменении коэффициента α в формуле (1) в зависимости от массы вырожденного углеродно-кислородного ядра звезды M_C .

1 — $\alpha = \alpha_0 + \alpha_1 e^{M_C}$, $\alpha_0 = -14.58$ и $\alpha_1 = 9.04$; 2 — $\alpha = \alpha_0 M_C + \alpha_1$, $\alpha_0 = 9.34$ и $\alpha_1 = -4.34$; 3 — $\alpha = 1$ при $M_C < 0.85 M_\odot$, $\alpha = 10$ при $M_C > 0.85 M_\odot$; 4 — $\alpha = 1$ при $M_C < 0.7 M_\odot$, $\alpha = 10$ при $M_C > 0.7 M_\odot$; 5 — $\alpha = 1$ при $M_C < 0.6 M_\odot$, $\alpha = 10$ при $M_C > 0.6 M_\odot$.

Наблюдаемая функция светимости показывает максимум распределения у $M_{bol} \approx -5^m$; имеется очень мало звезд со светимостью меньше, чем $M_{bol} = -4^m$ и больше, чем $M_{bol} = -6^m$. Максимум теоретических функций — около $M_{bol} = -6^m$, и имеются звезды со светимостью до $-7^m.3$ (что соответствует массе вырожденного углеродно-кислородного ядра $M_C = 1.4 M_\odot$). Несоответствие „слабого конца“ теоретической и наблюдаемой функций светимости удастся преодолеть, если предположить, что процесс выноса из недр вещества, обогащенного углеродом, происходит при меньших значениях массы ядра M_C , чем

это дают непосредственные вычисления моделей звезд на АВГ. В недавних работах [25—27], в которых учитывалось поглощение излучения в веществе, богатом углеродом, показано, что вынос вещества возможен и при меньших значениях M_c . Таким образом, удалось устранить эту часть несоответствия теории и наблюдений. Однако несогласие в области высоких светимостей оставалось.

Сравнение наблюдаемых функций светимости звезд на АВГ с теоретическими, при различных предположениях о потере массы, о «горении» углерода на дне конвективной оболочки и некоторых других, проводилось и раньше. В работах [1, 3] распределения звезд по светимостям строились квазианалитически, в работах [6, 7] — примерно так же, как в настоящей работе. Но несоответствие теоретических и наблюдаемых распределений, особенно для звезд большой светимости, разрешить не удалось. На рис. 2 показаны результаты расчетов, полученные нами. По методике, описанной выше, вычислялась эволюция больших совокупностей звезд, и для тех звезд, которые в настоящее время находятся на стадии АВГ и являются углеродными, строились распределения по светимостям. С целью получения распределений для 100—200 углеродных звезд приходилось рассматривать совокупность от одного до трех миллионов звезд. На рисунке штриховой линией показано наблюдаемое распределение светимостей углеродных звезд в Малом Магеллановом Облаке (ММО) согласно данным [28]. Распределение для Большого Магелланова Облака практически такое же. Вычисления проводились для содержания тяжелых элементов по массе $Z = 0.002$. На рис. 2а — распределение в предположении о коэффициентах в формулах (2) и (3) $\alpha = 1$ и $B = 1$. Хотя максимумы теоретического и наблюдаемого распределений совпадают, в теоретическом распределении имеется значительное количество звезд с $M_{bol} < -6^m$, в то время как звезды такой светимости не наблюдаются. На рис. 5b показано распределение в предположении о значительно большем темпе потери массы на всей стадии вспышек в гелиевом слое ($\alpha = 3$). Согласие с наблюдениями лучше, но все же теоретические расчеты дают слишком большое количество звезд с $M_{bol} < -5^m.5$. На рис. 5с — распределение в предположении об экспоненциальном законе роста коэффициента α при эволюции звезды вдоль АВГ (см. кривую 1 на рис. 1). Максимум теоретического распределения несколько смещен к низким светимостям (по сравнению с наблюдениями), кроме того, примерно 7% звезд имеют $M_{bol} < -6^m$. Лучшее согласие с наблюдениями может быть получено, если предположить внезапный скачок темпа потери массы звездой при достижении некоторой светимости (рис. 2d: $\alpha = 1$ при $M_{bol} > -5^m.5$ и $\alpha = 10$ при $M_{bol} < -5^m.5$; рис. 2e: $\alpha = 1$ при $M_{bol} > -5^m.0$ и $\alpha = 10$ при $M_{bol} < -5^m.0$).

5. *Распределение белых карликов в окрестностях Солнца по массам.* Как уже было сказано выше, звезды АВГ кончают эволюцию или как белые карлики, или взрывом сверхновых. Уже в течение ряда лет во многих работах указывалось, что распределения по массам белых карликов и ядер планетарных туманностей (см., например, работы [5, 29, 30]) имеют хорошо выраженный максимум около $0.6-0.7 M_{\odot}$ и очень малый разброс около максимума. Правда, в работе О. Х. Гусейнова и др. [31] с учетом

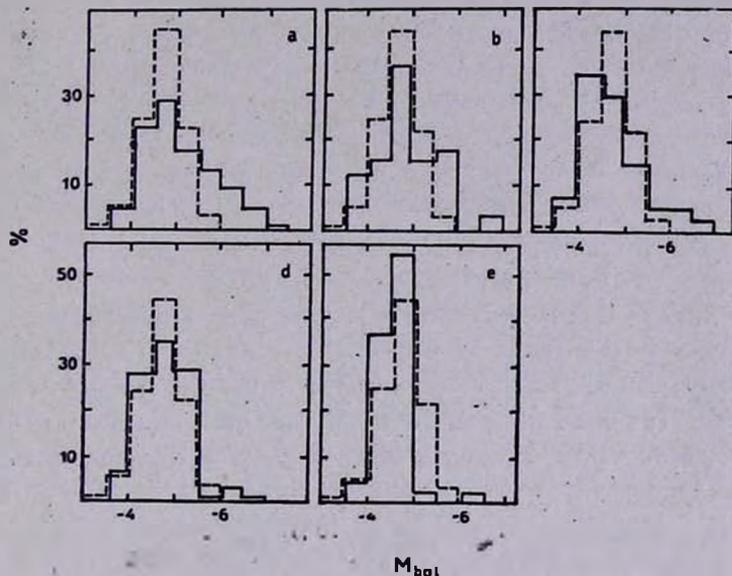


Рис. 2. Функции светимости углеродных звезд. Штриховая линия — наблюдения углеродных звезд в Малом Магеллановом Облаке [28]. Сплошная линия — результаты вычислений для $z=0.002$: а) $z=1$, $B=1$; б) $z=3$, $B=1$; в) $z=z_0+z_1 e^{M_{\odot}}$; д) $z=1$, если $M_{bol} > -5^m5$ и $z=10$, если $M_{bol} < -5^m5$; е) $z=1$, если $M_{bol} > -5^m0$ и $z=10$, если $M_{bol} < -5^m0$.

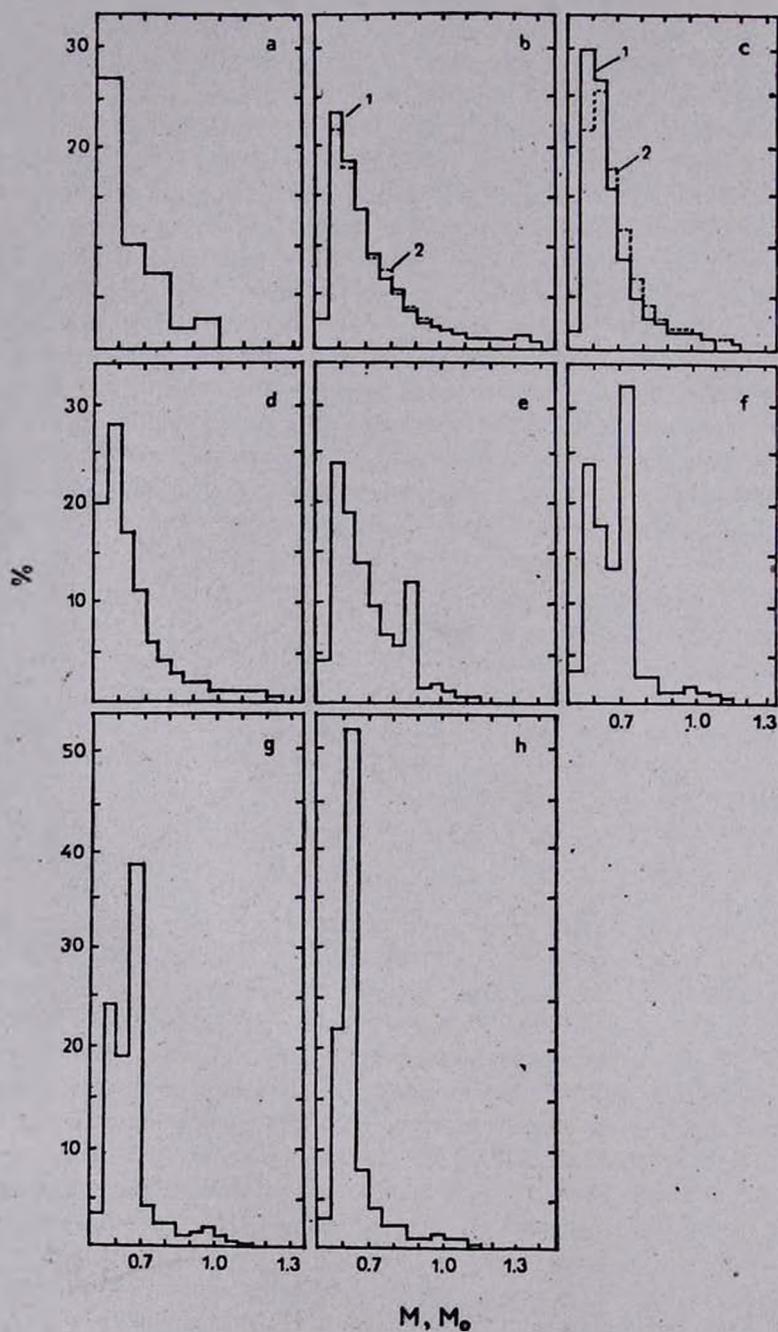
эффектов селекции получены распределения, отличные от предыдущих (большая средняя масса, больший разброс вокруг среднего значения), но в работе [32] эти результаты подвергнуты критике, а в [33] приведены результаты определения масс 70 белых карликов с использованием новых однородных фотометрических данных в оптимально выбранной области эффективных температур и снова сделано заключение о том, что максимум распределения белых карликов по массам находится у $0.6 M_{\odot}$, а само распределение очень узкое. Результаты теоретических вычислений распределений белых карликов по массам приведены в [4] на основании различных предположений о зависимости между начальной (во время образова-

ния) и конечной (на стадии белых карликов) массами звезд. В настоящей работе распределения белых карликов по массам получены по описанной выше методике в различных предположениях о потере массы на стадии АВГ. В искомое распределение включались звезды, к настоящему времени закончившие ядерную эволюцию и находящиеся на стадии белых карликов, масса которых не превышает $1.4 M_{\odot}$, и время, прошедшее с момента образования белого карлика, не превышает времени остывания (которое принималось равным $8 \cdot 10^9$ лет, согласно [34]). Для получения теоретического распределения по массам около 500 белых карликов необходимо было рассматривать эволюцию 10^3 звезд. На рис. 3а показано наблюдаемое распределение белых карликов по массам из работы [33], с которым сравнивались теоретические результаты. Учитывались только белые карлики с массой, превышающей $0.5 M_{\odot}$, так как белые карлики меньшей массы являются, по-видимому, результатом эволюции тесных двойных звезд.

На рис. 3б представлены результаты вычислений распределения белых карликов по массам в предположении $\alpha = 1$, $B = 0$ (штриховая линия) и $\alpha = 1$, $B = 1$ (сплошная линия). Оба распределения очень похожи и значительно отличаются от наблюдаемого, особенно в области больших масс. В первом случае получено 11.4% белых карликов с массой M больше $1.0 M_{\odot}$ (из них 2.6% с $M > 1.4 M_{\odot}$), в то время как в наблюдаемом распределении таких белых карликов нет. Если предположить сброс оболочки согласно формуле (2), т. е. $B = 1$, то количество белых карликов с $M > 1.0 M_{\odot}$ уменьшается только до 10%. Это значит, что такое используемое во многих работах предположение о сбросе оболочки на поздней стадии АВГ не помогает согласовать наблюдаемое и теоретическое распределения белых карликов по массам. Распределения, полученные в предположении об экспоненциальном и линейном законах изменения коэффициента α (см. рис. 3с), в значительной мере устраняют несогласие. Очень похожи наблюдаемое и теоретические распределения, если предположить, что $\alpha = 3$ (см. рис. 3д). Далее, на рисунках 3е, 3і, 3г и 3н показаны теоретические распределения в предположении о внезапном увеличении коэффициента α в 10 раз при достижении звездой различных значений светимости. Характерная особенность первых трех распределений — наличие двух максимумов. В первых двух случаях (рис. 3е и 3і) такая особенность должна была бы быть замечена в наблюдаемом распределении, по крайней мере в виде большей дисперсии величин вокруг среднего. Результаты, показанные на рис. 3г (увеличение α в 10 раз при достижении звездой $M_{bol} = -5^m$) и 3н ($\alpha = 10$ начиная с $M_{bol} = -5^m$), нельзя исключать как нереальные, хотя максимум несколько смещен по сравнению с наблюдаемым.

6. *Определение возраста шаровых скоплений в Магеллановых Облаках.* Система звездных скоплений в Магеллановых Облаках значительно отличается от таковой в Галактике. В Магеллановых Облаках есть большое количество скоплений, морфологически похожих на шаровые скопления в Галактике, но диаграмма цвет—светимость которых свидетельствует об их относительной молодости (10^8 — 10^9 лет). В последнее время проведены обширные исследования звезд АВГ в этих скоплениях, открыто большое количество как углеродных, так и поздних *M*-звезд, находящихся на этой стадии. Наиболее обширные списки таких скоплений и звезд АВГ в них, с определенными на основании инфракрасной фотометрии болометрическими величинами и эффективными температурами, содержатся в работах [35, 36]. Там же приведены результаты определений возрастов скоплений на основании светимости звезд верхней части АВГ. Однако сравнение этих значений возрастов с полученными традиционными методами на основании диаграмм цвет—светимость [37] показывает, что первые возрасты значительно больше, в особенности для молодых скоплений. Часто разница достигает целого порядка. Однако следует отметить, что авторы работ [35, 36] при рассмотрении эволюции звезд на АВГ учитывали потерю массы традиционным образом по закону Реймерса, предполагая $\alpha = 0.45$.

Нами были построены диаграммы Герцшпрунга—Рессела АВГ скоплений разного возраста и с различными предположениями о потере массы. Количество звезд в скоплениях принималось равным 10^5 . Считалось, что звезды в скоплении образуются одновременно. Предположение о продолжающемся в течение 10^7 лет звездообразовании на результаты практически не влияло. Возраст скоплений изменялся от $3 \cdot 10^7$ до 10^{10} лет, количество звезд на стадии тепловых вспышек для таких скоплений получалось от 100 до всего нескольких. На рис. 4 на диаграмме Герцшпрунга—Рессела показаны результаты расчетов одного из вариантов для экспоненциального закона изменения α (кривая 1 на рис. 1). Представлено положение звезд, находящихся на стадии вспышек в гелиевом источнике, для четырех теоретических скоплений разного возраста. Чтобы не загромождать рисунок, показано положение только одной четверти звезд. Видно, что существует зависимость светимости звезд от возраста, которая использовалась для определения возрастов скоплений. На рис. 5а проведено сравнение возрастов скоплений, определенных в работе [36] и в нашей работе, в предположении об экспоненциальном законе изменения коэффициента α . Возраст молодых скоплений, полученный в [36], значительно превышает (иногда на порядок) наши значения. На рис. 5б показано сравнение наших результатов с результатами определения возрастов скоплений из работы [37] по фотометрическим данным. К сожалению, в этой работе определены возрасты на основании диаграмм цвет—светимость, в основ-



М, М₀
Рис. 3.



ном, для самых молодых скоплений, т. к. для более старых скоплений трудно получить хорошие фотометрические данные. Все же для скоплений,

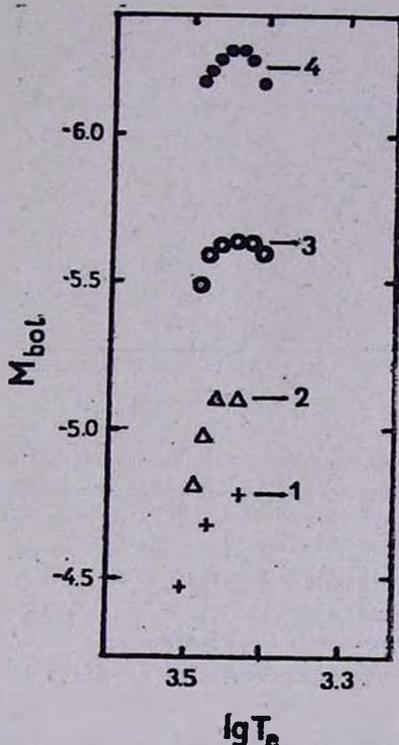


Рис. 4. Диаграмма Герцшпрунга—Рессела на стадии тепловых вспышек в гелиевом слое в источнике, полученная на основании вычисления эволюции скоплений равного возраста, содержащих 10^6 звезд (приводится только одна четверть звезд). Потеря массы — экспоненциальный закон для изменения константы α (кривая 1 на рис. 1). Возраст скоплений следующий: 1 — $2 \cdot 10^9$ лет; 2 — $0.8 \cdot 10^9$ лет; 3 — $0.2 \cdot 10^9$ лет; 4 — $0.05 \cdot 10^9$ лет.

Рис. 3. Распределение белых карликов по массам: а) наблюдаемое распределение согласно [33] для $M > 0.5 M_{\odot}$. Далее — вычисленные распределения при различных предположениях о потере массы звездами на стадии АВГ (см. рис. 1): б) 1 — $\alpha=1, B=1$; 2 — $\alpha=1, B=0$; в) 1 — $\alpha=\alpha_0 + \alpha_1 e^{M_C}$, 2 — $\alpha=\alpha_0 M_C + \alpha_1$; д) $\alpha=3, B=1$; е) $\alpha=1$ при $M_C < 0.85 M_{\odot}$ и $\alpha=10$ при $M_C > 0.85 M_{\odot}$ ($M_C=0.85 M_{\odot}$ соответствует $M_{bol} \approx -6^m$); ф) $\alpha=1$ при $M_C < 0.7 M_{\odot}$ и $\alpha=10$ при $M_C > 0.7 M_{\odot}$ ($M_C=0.7 M_{\odot}$ соответствует $M_{bol} \approx -5^m$); г) $\alpha=1$ при $M_C < 0.65 M_{\odot}$ и $\alpha=10$ при $M_C > 0.65 M_{\odot}$ ($M_C=0.65 M_{\odot}$ соответствует $M_{bol} \approx -5^m$); д) $\alpha=1$ при $M_C < 0.60 M_{\odot}$ и $\alpha=10$ при $M_C > 0.60 M_{\odot}$ ($M_C=0.60 M_{\odot}$ соответствует $M_{bol} \approx -5^m$).

возраст которых определялся в [37] и в нашей работе, согласно можно считать хорошим, за исключением скопления NGC 416. Для этого скопления в работе [37] приведено значение возраста $0.6 \cdot 10^9$ лет, а согласно нашим данным возраст равен $8.2 \cdot 10^9$ лет. Однако в более новой работе [38] значение возраста этого скопления увеличено до $(2.5 \pm 0.7) \cdot 10^9$ лет.

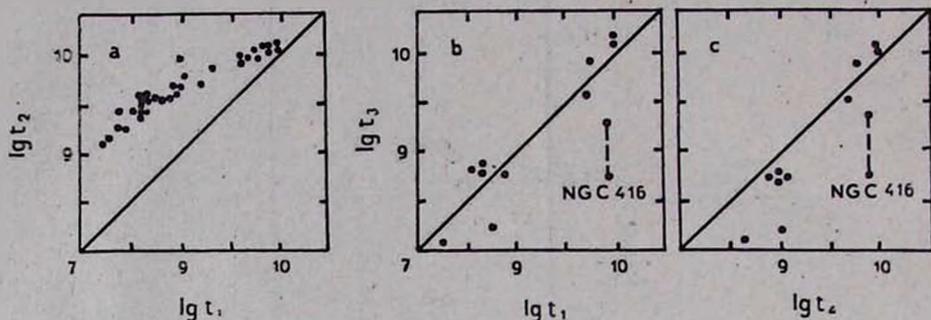


Рис. 5. Сравнение возрастов скоплений в Магеллановых Облаках, полученных разными методами. t_1 — возрасты скоплений, полученные в настоящей работе на основании сравнения наблюдаемых светимостей звезд АВГ скоплений со светимостями, полученными теоретически в предположении об экспоненциальном законе изменения коэффициента α в законе потери массы Реймерса; t_2 — возрасты скоплений, полученные в работе [36] в предположении $\alpha = 0.45$; t_3 — возрасты скоплений, полученные в работе [37] на основании диаграммы цвет — светимость; t_4 — возрасты скоплений, полученные в настоящей работе, но в предположении $\alpha = 1$ и $B = 1$.

Для выяснения вопроса о том, как повлияло на определение возраста предполагаемая большая потеря массы звездами на стадии АВГ, на рис. 5с показано сравнение фотометрических данных из той же работы [37] с нашими определениями возраста, без предположения о большой потере массы, при $\alpha = 1$ и $B = 1$. Согласие для более молодых скоплений значительно хуже: возрасты молодых скоплений значительно меньше, чем определенные фотометрическим методом. По-видимому, из-за очень небольшого количества скоплений, для которых можно провести сравнение, к определенным выводам о характере потери массы придти нельзя. Однако с уверенностью можно заключить, что наши определения возрастов скоплений можно согласовать с фотометрическими, только предположив, что на стадии вспышек в гелиевом источнике происходит очень интенсивная потеря массы.

7. Выводы. Потеря массы звездами на поздних стадиях эволюции играет очень большую роль как в эволюции звезд, так и в обогащении межзвездной среды различными продуктами ядерных реакций. Однако в теории потери массы звездами еще очень много неясного. Поэтому имеет зна-

чение выяснение темпа потери массы на различных стадиях эволюции без уточнения самих механизмов этого процесса, путем сравнения расчетов эволюции с наблюдениями. Настоящая работа и посвящена такому уточнению на стадии АВГ, когда в звездах малых и средних масс происходит наибольшая потеря массы. Основной вывод работы заключается в том, что на стадии АВГ закон Реймерса [18] неприменим; необходимо учитывать дополнительную очень значительную потерю массы, только тогда удастся согласовать теорию с наблюдениями. Проблема не решается только путем введения «сверхветра» и предположения о сбросе оболочки в виде планетарной туманности на конечной стадии АВГ (см. раздел 3). Наши результаты не исключают возможность сброса оболочки в конце эволюции на АВГ, но показывают, что интенсивная потеря массы должна происходить и на более ранних стадиях АВГ.

Введение большой дополнительной потери массы помогает объяснить следующие наблюдения.

1. Отсутствие звезд АВГ с $M_{\text{bol}} < -6^m$ в Магеллановых Облаках, хотя теория до сих пор предсказывала наличие большого количества таких звезд.

2. Узкий пик в распределении белых карликов по массам и малое количество белых карликов с $M > 1.0 M_{\odot}$.

3. Определения возрастов скоплений в Магеллановых Облаках по светимостям звезд на АВГ можно согласовать с определениями возрастов другими методами только в том случае, если предположить большую потерю массы звездами на этой стадии.

Пока нельзя сказать ничего определенного о характере предполагаемой потери массы (постепенный или внезапный рост темпа потери). Наблюдения распределения углеродных звезд говорят скорее в пользу внезапного повышения темпа потери массы при достижении звездой некоторой светимости. Распределения масс белых карликов сравнительно мало зависят от того, на какой стадии начинается интенсивная потеря, важно, чтобы она была. То же можно сказать и о сравнении результатов определения возрастов скоплений в Магеллановых Облаках. Следует сказать еще, что имеет значение сама возможность определения возрастов скоплений предложенным в настоящей работе методом, и именно в том диапазоне возрастов, где определений мало.

В заключение приношу глубокую благодарность руководству Астрономического совета АН СССР, где выполнена эта работа во время моей стажировки.

MASS LOSS BY STARS ON THE ASYMPTOTIC GIANT BRANCH

JU. L. FRANTSMAN

The theoretical populations of white dwarfs and carbon stars were generated for Salpeter initial mass function and constant stellar birth rate history. The effect of very strong mass loss on the mass distribution of white dwarfs and luminosity distribution of carbon stars is discussed and the results are compared with observations. This comparison suggests that a significant mass loss by stars on the AGB occurs besides stellar wind and planetary nebulae ejection. Thus it is possible to explain the absence of carbon stars with $M_{\text{bol}} < -6^m$ in the Magellanic Clouds, very narrow mass distribution of white dwarfs and very small number of white dwarfs with $M > 1.0 M_{\odot}$. The luminosity of asymptotic giant branch stars in the globular clusters of the Magellanic Clouds appears to be a very good indicator of the age.

ЛИТЕРАТУРА

1. *I. Iben Jr., A. Renzini*, Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 21, 271, 1983.
2. *I. Iben Jr., A. Renzini*, Illinois Astron., 33, 1983.
3. *I. Iben Jr.*, Astrophys. J., 246, 278, 1981.
4. *D. Koester, V. Weidemann*, Astron. and Astrophys., 81, 145, 1980.
5. *V. Weidemann, D. Koester*, Astron. and Astrophys., 121, 77, 1983.
6. *J. M. Scalo, G. E. Miller*, Astrophys. J., 246, 251, 1981.
7. *G. E. Miller, J. M. Scalo*, Astrophys. J., 263, 259, 1982.
8. *E. E. Salpeter*, Astrophys. J., 121, 161, 1955.
9. *A. V. Tutukov*, Astron. and Astrophys., 70, 57, 1978.
10. *М. И. Агеев, В. П. Алик, Ю. И. Марков*, Библиотека алгоритмов 1016—1506, Библиотека технической кибернетики, Изд. «Советское радио», М., 53, 1978.
11. *J. M. Scalo, G. E. Miller*, Astrophys. J., 233, 596, 1979.
12. *F. Fusi-Pecchi, A. Renzini*, Astron. and Astrophys., 39, 413, 1975.
13. *F. Fusi-Pecchi, A. Renzini*, Astron. and Astrophys., 46, 447, 1976.
14. *A. Renzini, M. Vigi*, Astron. and Astrophys., 94, 175, 1981.
15. *S. A. Becker, I. Iben Jr.*, Astrophys. J., 232, 831, 1979.
16. *I. Iben Jr., J. W. Truran*, Astrophys. J., 220, 980, 1978.
17. *D. Reimers*, Physical Processes in Red Giants, eds. I. Iben, A. Renzini, D. Reidel Publ. Comp., 1981, p. 269.
18. *D. Reimers*, Memoires de la Soc. Royale des Sciences de Liege, 1975, Coll. 8°, 8, p. 369.
19. *A. Renzini*, in "Stellar Nucleosynthesis Proc. 3-rd Workshop Adv. Sch. Astron. Ettore Majorana Centr. Sci. Cult., Erice, May 11—21, 1983". Dordrecht e. a., 1984, p. 99.
20. *A. Renzini*, Physical Processes in Red Giants, eds. I. Iben, A. Renzini, D. Reidel Publ. Comp., 1981, p. 431.

21. *J. G. Chen, J. A. Frogel, S. E. Persson, J. Elias*, *Astrophys. J.*, 249, 481, 1981.
22. *H. B. Richter*, *Physical Processes in Red Giants*, eds. I. Iben, A. Rencini, D. Reidel Publ. Comp. 1981, p. 153.
23. *J. A. Frogel, J. G. Cohen, S. E. Persson, J. H. Elias*, *Physical Processes in Red Giants*, eds. I. Iben, A. Renzini, D. Reidel Publ. Comp., 1981, p. 159.
24. *I. Iben Jr.*, *Physical Processes in Red Giants*, eds. I. Iben, A. Renzini, D. Reidel Publ. Comp., 1981, p. 3.
25. *I. Iben Jr., A. Renzini*, *Astrophys. J., Lett.*, 259, L79, 1982.
26. *I. Iben Jr., A. Renzini*, *Astrophys. J., Lett.*, 263, L23, 1982.
27. *I. Iben Jr.*, *Astrophys. J., Lett.*, 275, L65, 1983.
28. *V. M. Blanco, M. F. McCarthy, B. M. Blanco*, *Astrophys. J.*, 242, 938, 1980.
29. *D. Koester, H. Schulz, V. Weidemann*, *Astron. and Astrophys.*, 76, 262, 1979.
30. *D. Schönberner, V. Weidemann*, *Physical Processes in Red Giants*, eds. I. Iben, A. Renzini, D. Reidel Publ. Comp., 1981, p. 463.
31. *O. H. Guseinov, H. J. Nouruzova, Y. S. Rustamov*, *Astrophys. and Space Sci.*, 96, 1, 1983.
32. *D. Koester*, *Astrophys. and Space Sci.*, 100, 471, 1984.
33. *V. Weidemann, D. Koester*, *Astron. and Astrophys.*, 132, 195, 1984.
34. *M. A. Sweeny*, *Astron. and Astrophys.*, 49, 375, 1976.
35. *M. Aaronson, J. Mould*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 48, 161, 1982.
36. *J. Mould, M. Aaronson*, *Astrophys. J.*, 263, 629, 1982.
37. *P. W. Hodge*, *Astrophys. J.*, 264, 470, 1983.
38. *D. Durand, E. Hardy*, *Astrophys. J.*, 283, 552, 1984.