

Внутреннее строение гелиевых сверхгигантов

У. Уус

Излагаются результаты расчета моделей гелиевых сверхгигантов поздних спектральных классов. Обсуждаются основные характеристики и особенности моделей. Исследована чувствительность структуры моделей к (задаваемой) эффективности конвективного переноса энергии. При предположении достаточно высокой конвективной теплопроводности нижняя граница конвективной оболочки опускается в глубокие горячие недра звезды. Проникновение конвекции на такую глубину в слой ядерного горения гелия, чтобы оболочка звезды заметно обогатилась углеродом, кажется маловероятным, хотя полностью отрицать такую возможность нельзя.

Internal Structure of Helium Supergiants

by U. Uus

The main characteristics of the computed models of helium supergiants with dense degenerated isothermal carbon-oxygen and oxygen-magnesium cores are discussed. In Table 1 the total mass M , the core mass M_{core} , luminosity L , α — the ratio of the mixing-length to the pressure scale-height, the effective surface temperature T_{eff} , the radius R and the temperature on the bottom of the convective envelope T_{conv} are given for the models. The sensitivity of the model structure to the assumed efficiency of the convective heat transport is investigated. If convective heat conductivity is sufficiently high the lower boundary of convective envelope descends into deep regions of a star. The penetration of convection into the helium burning shell to such extent as to cause appreciable carbon enrichment of the envelope seems to be unlikely, although we cannot firmly deny such a possibility.

Звезды типа R CrB принадлежат в основном к поздним и промежуточным спектральным классам. По всей вероятности они являются гигантами или сверхгигантами с массой около солнечной. Звезды типа R CrB по сути гелиевые звезды, поскольку содержание водорода в их оболочках очень низкое. Умеренно массивная звезда, являющаяся гигантом позднего спектрального класса, может быть либо звез-

дой на стадии начального гравитационного сжатия, либо звездой с плотным ядром и слоевым источником (источниками) энергии вокруг этого ядра. Для звезд R CrB гораздо более правдоподобной является вторая возможность, поскольку маловероятно существование гелиевых межзвездных облаков, из которых могли бы формироваться гелиевые звезды.

Модели гелиевых желтых и красных сверхгигантов получены в ряде работ (Роуз, 1969; Уус, 1970b; Пачински, 1971a; Бирман, Кипенхан, 1971). Модели имеют плотное вырожденное углеродно-кислородное ядро, окружающий это ядро тонкий слой ядерного горения гелия и протяженную разреженную гелиевую оболочку. Приведем здесь общую характеристику этих моделей.

Плотность вещества в углеродно-кислородном ядре (C—O ядре) очень высокая: 10^5 – 10^9 г/см³, а радиус ядра соответственно мал: 0.005–0.03 R_☉. Во всей внутренней области ядра электронный газ сильно вырожден. В сущности ядро является горячим белым карликом. Его масса имеет верхний предел, определенный весьма точно критической массой Чандрасекара для полностью вырожденных конфигураций. Для C—O ядер критическая масса примерно 1.4 M_☉. Когда в ходе эволюции звезды увеличивающаяся за счет слоевого горения гелия масса C—O ядра приближается к критической, ядро будет быстро сжиматься. При плотностях порядка $2 \cdot 10^9$ г/см³ электронное экранирование кулоновского поля ядер углерода становится настолько эффективным, что будут идти ядерные реакции горения углерода (Роуз, 1969) и ядро, вероятно, взрывается.

Оболочки моделей гелиевых красных сверхгигантов очень разреженные: средняя плотность в оболочке 10^{-9} – 10^{-7} г/см³. Между оболочкой и ядром звезды можно выделить очень тонкую по массе переходную зону, в которой имеет место огромный перепад плотности. В этой зоне и находится слоевой источник энергии ядерного горения гелия. Механизм регуляции светимости у сверхгигантов рассматриваемого типа, отличающийся от соответствующего механизма у однородных звезд, следующий. В области над слоем горения лучистое давление составляет заметную долю от общего давления, так что сила гравитационного сжатия компенсируется в этой области в значительной мере силой, оказываемой световым потоком на вещество. Это значит, что светимость звезды близка к т.н. критической светимости Эддингтона, при которой лучистое давление полностью уравнивает силу тяготения. При понижении светимости световое давление на вещество над слоем горения падает и приток свежего ядерного горючего в зону горения растет. В случае же некоторого увеличения мощности слоевого источника, светимость приближается к критической и снабжение зоны горения ядерным топливом ухудшается. Такой же механизм регуляции светимости в случае аккреции вещества звездой рассматривался Зельдовичем и Новиковым

(1964). Критическая светимость определяется выражением $L_{cr} = 4\pi c G M_r / \kappa$. В применении для зоны над слоевым источником энергии $L_{cr} \approx 4\pi c G M_{core} / 0.2 \sim M_{core}$, так как в данном случае M_r почти совпадает с массой ядра звезды M_{core} , а непрозрачность (κ) определяется рассеянием на свободных электронах в полностью ионизованном газе, состоящем в основном из гелия. Описанный механизм подстройки светимости функционирует в чистом виде только при массах ядра близких к Чандрасекаровскому пределу и при не очень больших массах оболочки ($M_{env} \leq 3M_{\odot}$), тогда и $L \approx L_{cr}$. Как показывает численный расчет (Уус, 1970b), при массе C—O ядра в пределах от $\approx 0.75 M_{\odot}$ до $1.4 M_{\odot}$ светимость гелиевых сверхгигантов с массой $M \leq 5M_{\odot}$ можно выразить простой формулой:

$$\frac{L}{L_{\odot}} = 1.1 \times 10^5 \left(\frac{M_{core}}{M_{\odot}} - 0.6 \right). \quad (1)$$

Таким образом, светимость определяется в основном массой ядра звезды и практически не зависит от полной массы звезды. Оболочка звезды оказывает слабое влияние на структуру ядра: для ядра оболочка является лишь разреженной газовой средой, откуда происходит аккреция вещества на ядро с интенсивностью, определяемой массой самого ядра — белого карлика.

Для оболочки, в свою очередь, ядро звезды является просто светящейся точечной массой: размеры ядра в тысячи раз меньше размеров оболочки. Оболочка способна пропускать мощный световой поток от ядра только сильно разрежаясь при расширении. Наименьшие значения, которых может достигать при этом поверхностная температура оболочки, порядка нескольких тысяч градусов. При таких температурах газ становится настолько прозрачным, что для пропускания потока излучения ему уже не надо больше расширяться.

Радиус сверхгигантов рассматриваемой структуры зависит от светимости звезды (определяемой массой ядра), от массы ее оболочки и от химического состава оболочки. Чем прозрачнее вещество оболочки, тем меньше радиус звезды. Массивные оболочки более компактны: большее сжатие вызвано самогравитацией оболочки. Менее массивные оболочки более протяженные. Но если масса оболочки становится очень малой, начинается опять уменьшение размеров звезды: для достаточного разрежения вещества оболочки уже не требуется большого объема.

Оболочки рассматриваемых сверхгигантов почти полностью конвективные. Из-за низкой плотности вещества в оболочках эффективность конвекции при переносе тепла невысокая и в оболочках устанавливается сверхадиабатический градиент температуры. Существующие грубые теории турбулентной конвекции позволяют только определить порядок величины конвективной теплопроводности. При вычислении моделей звездных оболочек обычно пользуются т.н. теорией

пути перемешивания, в которой фигурирует безразмерный параметр (обозначаемый α) порядка единицы. Этот параметр выражает отношение средней длины пути перемешивания конвективных элементов к т.н. шкале высоты однородного слоя. Выбор большего значения для α соответствует предположению о более высокой эффективности конвекции при транспортировке тепла. Чем большее значение придать параметру α , тем меньше будет радиус модели звезды. Чаще всего выбирают $\alpha=1$ и $\alpha=1.5$.

Мы провели расчет ряда моделей гелиевых сверхгигантов. В качестве химического состава для оболочек выбирался $X=0$, $Y=0.96$, $Z=0.04$. При определении средней длины пути перемешивания мы воспользовались шкалой высоты по давлению. Сделанные физические предпосылки и метод счета описаны в одной из наших работ (Уус, 1970b). В таблице приведены порядковый номер №, полная масса M , масса ядра M_{core} , светимость L , параметр α , эффективная поверхностная температура T_{eff} , радиус R и температура на нижней границе конвективной оболочки T_{conv} для рассчитанных моделей. Мы включили в эту таблицу и данные о моделях (№ 12–42), вычисленных нами раньше (Уус, 1970b).

Таблица

№	$\frac{M}{M_{\odot}}$	$\frac{M_{\text{core}}}{M_{\odot}}$	$\frac{L}{L_{\odot}}$	α	$T_{\text{eff}}(^{\circ}\text{K})$	$\frac{R}{R_{\odot}}$	$T_{\text{conv}} (10^6 ^{\circ}\text{K})$
1	5	0.74	20000	1	4520	230	3.8
2	5		30000	1	4340	308	4.6
3	5	0.95	40000	1	4210	375	8.7
4	5	1.03	50000	1	4140	435	13.0
5	5	1.12	60000	1	4070	490	19.7
6	5	1.20	70000	1	4020	543	29.9
7	5	1.275	80000	1	3990	590	37.0
8	5	1.305	85000	1	4000	605	44.9
9	5	1.345	90000	1	3990	626	48.6
10	5	1.381	95500	1	3980	647	53.2
11	5	1.393	97500	1	3980	655	54.0
12	3	0.68	15000	1	4300	220	1.8
13	3	0.75	20000	1	4190	269	2.9
14	3	0.85	30000	1	4050	352	3.7
15	3	1.04	50000	1	3920	484	1.8
16	3	1.214	70000	1	3930	569	0.46
17	3	1.346	85000	1	3960	616	0.45
18	3	1.375	88000	1	3970	624	0.44
19	3	1.391	89500	1	3980	628	0.45
20	2	0.5	5000	1	4640	110	0.61
21	2	0.55	7000	1	4420	142	0.82
22	2	0.6	10000	1	4250	185	0.91

Т а б л и ц а (продолжение)

N	$\frac{M}{M_{\odot}}$	$\frac{M_{core}}{M_{\odot}}$	$\frac{L}{L_{\odot}}$	α	$T_{eff} (^{\circ}K)$	$\frac{R}{R_{\odot}}$	$T_{conv} (10^6 ^{\circ}K)$
23	2	0.68	15000	1	4100	244	0.94
24	2	0.75	20000	1	3990	295	0.92
25	2	0.86	30000	1	3900	378	0.46
26	2	1.04	50000	1	3920	483	0.35
27	2	1.215	70000	1	4050	535	0.17
28	2	1.348	85000	1	4150	557	0.26
29	2	1.378	88000	1	4200	560	0.31
30	2	1.388	89000	1	4210	560	0.32
31	1.5	0.5	5000	1	4500	117	0.50
32	1.5	0.55	7000	1	4290	152	0.75
33	1.5	0.6	10000	1	4120	196	0.80
34	1.5	0.74	20000	1	3920	306	0.46
35	1.5	0.86	30000	1	3910	376	0.36
36	1.5	0.95	40000	1	4000	415	0.17
37	1.5	1.04	50000	1	4110	440	0.15
38	1.5	1.215	70000	1	4400	454	0.08
39	1.5	1.259	75000	1	4500	449	0.09
40	1.5	1.348	85000	1	4790	421	0.09
41	1.5	1.378	88000	1	4910	405	0.09
42	1.5	1.388	89000	1	4980	398	0.09
43	1	0.856	30000	1	4440	293	0.09
44	1	0.854	30000	1.5	4700	260	0.35
45	1	0.853	30000	2	5000	230	0.43
46	1.5	1.044	50000	1	4110	440	0.15
47	1.5	1.043	50000	1.5	4410	383	0.46
48	1.5	1.040	50000	2	4720	334	4.5
49	1.5	1.15	60000	1	4380	425	0.09
50	1.5	1.15	60000	1.5	4650	378	0.37
51	1.5	1.15	60000	2	4920	337	0.88
52	2	1.15	60000	1	4040	500	0.18
53	2	1.15	60000	1.5	4390	424	0.95
54	2	1.15	60000	2	4750	363	9.5
55	2	1.22	70000	2	4730	394	17.8
56	3	1.15	60000	1	3940	524	0.48
57	3	1.15	60000	1.5	4420	416	10.9
58	3	1.22	70000	1.5	4390	458	25.7
59	3	1.29	80000	1.5	4360	495	43.5
60	3	1.05	50000	2	4960	303	9.9
61	3	1.15	60000	2	4870	344	30.8
62	3	1.22	70000	2	4800	382	57.5
63	3	1.28	80000	2	4760	416	91
64	3	1.306	90000	2	4730	448	121
65	3	1.339	100000	2	4700	477	161
66	3	1.15	60000	3	5640	257	46.1
67	5	1.15	60000	2	5220	300	43.8

Модели №1–11, №12–19, №20–30 и №31–42 образуют эволюционные последовательности (для гелиевых звезд с массами $5M_{\odot}$, $3M_{\odot}$, $2M_{\odot}$ и $1.5M_{\odot}$ соответственно), представляющие стадию роста углеродно-кислородного ядра. Максимальная продолжительность этой стадии у гелиевых звезд несколько сот тысяч лет. Эффективная поверхностная температура у рассчитанных моделей в пределах $4000\text{--}5000^{\circ}\text{K}$, радиусы $\sim 100\text{--}500 R_{\odot}$. Плотность в оболочках этих сверхгигантов растет весьма медленно с глубиной (см. рис. 1). Это значит, что шка-

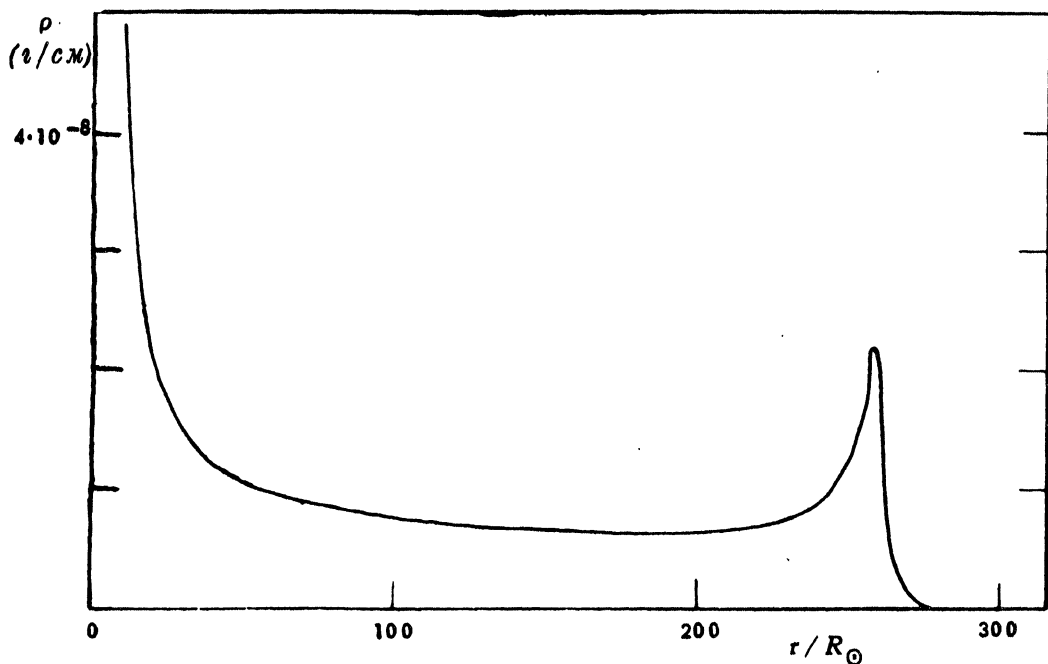


Рис. 1. Распределение плотности в модели оболочки гелиевого сверхгиганта с массой $1M_{\odot}$ и массой C—O ядра $0.854 M_{\odot}$ при $\alpha=1$ (модель №44).

ла высот в оболочке, а соответственно и размеры конвективных вихрей, порядка радиуса звезды. Поэтому можно предполагать, что "грануляция" на поверхности звезды очень крупная: характерные размеры "гранул" могут быть сравнимы с радиусом звезды. Можно ожидать больших флуктуаций (как пространственных, так и временных) поверхностной температуры звезды. Температура вещества оболочки сравнительно невысока. Зоны частичной ионизации с низким значением показателя адиабаты охватывают заметную часть объема оболочки. Условия для возникновения динамических пульсаций в оболочках могут быть весьма благоприятными.

Пачински (1971b), исследуя строение звезд с вырожденным C—O ядром и богатой водородом оболочкой, выяснил, что быстрое

уменьшение радиуса звезды наступает, когда масса оболочки уменьшается до 10^{-2} – $10^{-3} M_{\odot}$. Примерно так же должно быть и в случае гелиевых оболочек. Таким образом, в зависимости от массы оболочки внешний вид звезды может меняться от красного сверхгиганта до звезды типа Вольфа–Райе.

Отметим здесь еще одну особенность изучаемых нами сверхгигантов. Поскольку температура в основной части оболочки этих звезд весьма низкая, энергосодержание оболочки невысокое и время тепловой релаксации оболочки примерно одного порядка с периодом динамических колебаний звезды. Более того, даже ядерная шкала времени в области горения (интервал времени, в течение которого происходит полное выгорание гелия в слое) может стать сравнимой с периодом динамических колебаний оболочки.

Оболочки звезд типа R CrB отличаются повышенным содержанием углерода. Одним возможным механизмом, который может привести к изменению химического состава оболочек красных сверхгигантов, является проникновение конвективной оболочки звезды в область ядерного горения (Номото, Сугимото, 1972; Уус, 1973). Представляет интерес вопрос, может ли у гелиевых звезд на стадии роста C–O ядра произойти проникновение конвекции в слой ядерного горения гелия. Если бы это имело место, оболочка звезды обогатилась бы углеродом. Глубина проникновения конвекции в горячие слои звезды зависит от эффективности конвективного переноса тепла. Мы задались целью выяснить, нельзя ли добиться проникновения конвекции в слой ядерного горения гелия в моделях гелиевых сверхгигантов при предположении достаточно высокой конвективной теплопроводности.

При вычислении моделей № 1–42 мы положили $\alpha=1$. Проникновение конвекции на значительную глубину – до $T \approx 5 \cdot 10^7$ °K – произошло только в моделях для звезд с $M=5 M_{\odot}$ (см. таблицу). Это все же намного ниже температуры в области горения гелия $(1.5-3) \cdot 10^8$ °K. Мы провели исследование того, как повлияет увеличение значения параметра α на глубину проникновения конвекции в моделях гелиевых сверхгигантов. Рассматривая модели с вырожденным C–O ядром, мы ограничились только массами звезд $M=1 M_{\odot}$ и $M=1.5 M_{\odot}$ (модели № 43–48). Как показал Пачински (1971a), у более массивных гелиевых звезд, вероятно, не образуется вырожденное C–O ядро, поскольку при сжатии C–O ядра в нем загорается углерод. Для этих звезд мы конструировали модели с кислородно-магниевым ядром и двойным слоем ядерного горения гелия и углерода (модели № 49–67). Метод счета моделей звезд с двумя близкими слоевыми источниками энергии изложен в одной из наших предыдущих работ (Уус, 1970a). Так как мы предполагали, что при горении гелия образуется 50% углерода и 50% кислорода (по массе), и углерод при горении превращается полностью в магний, то в Mg–O ядрах наших моделей 50% кислорода и 50% магния.

Как явствует из приведенных в таблице данных, при повышении конвективной теплопроводности (путем увеличения значения α от 1 до 2) модельная звезда сжимается, ее поверхностная температура растет, а нижняя граница конвективной оболочки опускается в более горячие слои звезды. У моделей звезд с массами $1.5 M_{\odot}$ и $2 M_{\odot}$ между дном конвективной оболочки и зоной ядерного горения остается все же весьма существенное расстояние. Только при $M=3 M_{\odot}$ в случае $\alpha=2$ (модель № 65) конвекция подойдет очень близко к зоне горения. Но для того, чтобы обогащение оболочки углеродом было ощутимым, конвекция должна охватывать заметную часть зоны горения. Судя по результатам проведенных расчетов, такая возможность кажется маловероятной, хотя полностью ее отрицать нельзя.

Литература:

- Бирман, Киппенхан, 1971 — Biermann P., Kippenhahn R., *AsAp* **14**, 32.
 Зельдович Я.Б., Новиков И.Д., 1964, *ДАН СССР*, **158**, 811.
 Номото, Сугимото, 1972 — Nomoto K., Sugimoto D., *Progr.Theor. Phys.* **48**, 46.
 Пачински, 1971a — Paczyński B., *Acta Astr.* **21**, 1.
 Пачински, 1971b — Paczyński B., *Acta Astr.* **21**, 417.
 Роуз, 1969 — Rose W.K., *ApJ* **155**, 491.
 Ус У., 1970a, *Научн. инф. Астрон. совета АН СССР*, вып. 17, 3.
 Ус У., 1970b, *Научн. инф. Астрон. совета АН СССР*, вып. 17, 25.
 Ус У., 1973, *Научн. инф. Астрон. совета АН СССР*, вып. 26, 96.

Институт астрофизики
 и физики атмосферы
 АН ЭстССР