

УДК: 524.3—333—5

СТРУКТУРА И ЭВОЛЮЦИЯ ЗВЕЗД С МАССАМИ 10^2 — $10^6 M_{\odot}$

А. Б. МЕНЬЩИКОВ, А. В. ТУТУКОВ

Поступила 14 июля 1987

Принята к печати 16 сентября 1987

Численно изучены некоторые общие свойства моделей очень массивных звезд (ОМЗ) в диапазоне масс от 10^2 до $10^6 M_{\odot}$. Учтена зависимость электронной непрозрачности от температуры, возникающая вследствие эффекта Клейна—Нишны. Показано, что на диаграмме Герцшпрунга—Рессела существует «запретная» область для ОМЗ, причем предельная светимость зависит от химического состава, структуры и эффективной температуры звезд. Водородные ОМЗ с $M \approx 10^6 M_{\odot}$ и гелиевые с $M \approx 2.5 \cdot 10^3 M_{\odot}$ уже на начальной главной последовательности (НП) приобретают протяженную и разреженную радиативную оболочку, а сама НП для этих звезд становится почти горизонтальной. Эволюционные треки ОМЗ с учетом и без учета полуконвекции аналогичны трекам обычных массивных звезд. В предположении полного перемешивания, водородные звезды с $M \geq 2.5 \cdot 10^3 M_{\odot}$ приобретают протяженную оболочку в ходе эволюции на стадии истощения водорода в звезде или немного позже—в зависимости от массы.

1. *Введение.* За 20 лет со времени появления пионерской статьи Хойла и Фаулера [1] изучению физики сверхмассивных звезд было посвящено большое количество работ. В 80-е годы интерес к таким объектам заметно возрос благодаря новым наблюдениям кандидатов в сверхмассивные звезды. Несмотря на то, что несколько предполагаемых объектов с массами $M \geq 1000 M_{\odot}$ оказались на самом деле скоплениями горячих звезд [2, 3], не исключено, что сверхмассивные звезды могут образовываться в центрах галактик в ходе аккреции [4]. Несмотря на отсутствие прямых свидетельств существования таких звезд, имеет смысл теоретически изучить их структуру и возможные эволюционные параметры.

Хорошо известно, что звезды главной последовательности с массами $10^2 \lesssim M/M_{\odot} \lesssim 5 \cdot 10^5$ стабильны. Следуя установившейся в последние годы терминологии, ниже мы будем называть их очень массивными звездами (ОМЗ).

В данной работе мы исследовали некоторые общие свойства ОМЗ с помощью хорошо известных методов численного моделирования звездной эволюции. Рассчитана структура ОМЗ в диапазоне масс $10^2 \leq M/M_{\odot} \leq 10^6$ на начальной главной последовательности (НГП) «водородных» ($X = 0.70$, $Y = 0.27$) и «гелиевых» ($X = 0.00$, $Y = 0.97$) звезд, а также изучена эволюция звезд с массами 10^2 , 10^3 , 10^4 , $10^5 M_{\odot}$ на главной последовательности, до начальных стадий горения гелия в ядре.

2. Численные расчеты. Система уравнений строения и эволюции звезд хорошо известна, и поэтому мы ее здесь не приводим. Следует отметить, что комплекс программ Пачинского в его «стандартном» виде, как показывает наш опыт, не позволяет рассчитывать эволюцию очень массивных звезд. Поэтому мы использовали свою программу, применяющую метод прогонки (метод Хеннея) для решения упомянутой системы. В расчетах было использовано уравнение состояния идеального газа с излучением. Как показали оценки, влиянием электронно-позитронных пар и вырождения на уравнение состояния и нейтринными процессами на баланс энергии в рассматриваемом диапазоне масс с большой точностью можно пренебречь. В уравнении баланса энергии вычислялось энерговыделение в CNO-цикле и в 3α -реакции, согласно Ривсу [5] и Фаулеру и др. [6]. Непрозрачность вещества в ОМЗ обусловлена почти исключительно рассеянием на свободных электронах. Полная непрозрачность вычислялась по формуле

$$\kappa = \frac{0.2(1+X)}{1 + 2.2 \cdot 10^{-9} T} + \kappa_{bf} + \kappa_{ff} \quad (1)$$

где κ_{bf} и κ_{ff} — крамерсовские члены (остальные обозначения здесь и ниже — обычные). Для звезд с массами $M \geq 10^4 M_{\odot}$ влиянием свободно-свободных и связанно-свободных переходов можно пренебречь. Важность учета температурной зависимости сечения комптоновского рассеяния для ОМЗ продемонстрировала недавно Като [7]. В области переменного химического состава был принят критерий конвективной нейтральности Шварцшильда $\nabla_r = \nabla_a$. Вещество полуконвективных зон перемешивалось до выполнения этого условия только на стадии горения водорода. Для сравнения были проведены расчеты без учета полуконвекции, что соответствует использованию критерия Леду $\nabla_r = \nabla_a + \nabla_{\mu}$.

3. Результаты расчетов. Нами были рассчитаны две НГП: для «водородных» ($X = 0.70$, $Y = 0.27$) и «гелиевых» ($X = 0.00$, $Y = 0.97$) ОМЗ. Они показаны на рис. 1, где для сравнения нанесена НГП Пачинского и Ружички [8]. Особенностью наших НГП является их отклонение, а затем и быстрый уход вправо по мере возрастания массы звезды. Это происходит

при $\lg(M/M_\odot) \approx 6$ для водородных, и при $\lg(M/M_\odot) \approx 3.3$ для гелиевых ОМЗ. У более массивных звезд, по мере увеличения массы, очень быстро образуется протяженная и разреженная оболочка. Причина расширения оболочки — дополнительный градиент давления излучения, в условиях небольшого возрастания комптоновской непрозрачности наружу и близости светимости к эддингтоновской. Впервые на эти особенности структуры ОМЗ обратила внимание Като [7]. Пачинский и Ружичка [8].

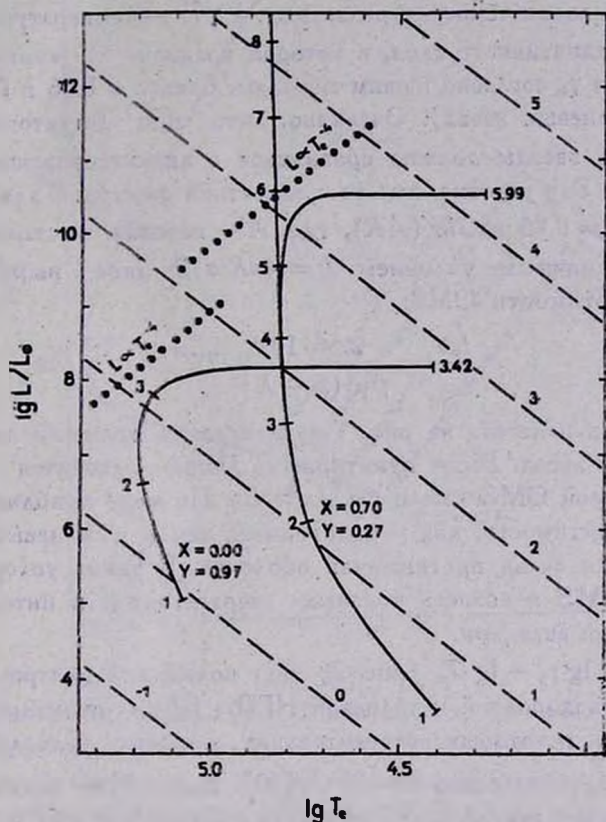


Рис. 1. Начальные главные последовательности ОМЗ для двух химических составов. Цифры у кривых дают $\lg(M/M_\odot)$. НГП Пачинского и Ружички [8] (вертикальная кривая) ниже $\lg(M/M_\odot) \approx 4$ совпадает с нашей. Штриховые линии постоянного радиуса помечены значениями $\lg(R/R_\odot)$.

которые использовали томсоновскую непрозрачность, получили почти вертикальную НГП вплоть до массы $\sim 10^9 M_\odot$. Наши контрольные варианты с постоянной по всей звезде непрозрачностью за счет томсоновского рассеяния, а также с учетом крамерсовской непрозрачности, дали тот же результат.

Причину образования протяженной оболочки можно понять следующим образом. Светимость ОМЗ $L = L_E (1 - \beta)$ очень близка к эддингтоновскому пределу $L_E = 4\pi cGM/x$ и асимптотически стремится к нему при увеличении массы звезды, если $x = 0.2 (1 + X)$. Учет зависимости не-прозрачности от температуры (1) дает

$$L = L_E (1 + 2.2 \cdot 10^{-9} \gamma T_c) (1 - \beta), \quad (2)$$

где T_c — центральная температура звезды, а γT_c — температура точки поверхностного радиативного слоя, в которой градиент ∇ , минимален (значение параметра γ , согласно нашим моделям, близко к 0.06 и 0.12 для водородных и гелиевых звезд). Очевидно, что при достаточно большом γT_c , светимость звезды должна сравняться с эддингтоновским пределом на поверхности. Это условие, вместе с известной формулой для политропы с $n = 3$ [9] $T_c = 0.85 \mu \beta GM/(AR)$, где A — газовая постоянная, и фотосферным граничным условием $L = 4\pi R^2 \sigma T_*^4$ дает выражение для предельной светимости ОМЗ:

$$\frac{L_{cr}}{L_\odot} = \frac{2.56 \cdot 10^{27}}{\gamma^2 \mu^2 (1 + X)^2} T_*^{-4}.$$

Эта зависимость нанесена на рис. 1 пунктирными прямыми для водородных и гелиевых звезд. Выше пунктирных линий находится «запретная» область, в которой ОМЗ имели бы $L > L_E$. По мере приближения НГП к предельной светимости, как у водородных, так и у гелиевых звезд быстро развивается очень протяженная оболочка. В таких условиях возможен переход ОМЗ в область красных сверхгигантов и интенсивная потеря массы этими звездами.

Диаграмма $\lg \rho_c - \lg T_c$ (рис. 2) дает положения центров звезд разной массы для водородной и гелиевой НГП. Штрих-пунктирная кривая соединяет точки, в которых относительная поправка в давление за счет электронно-позитронных пар $\varepsilon = 10^{-4}$ [10]. Выше этой линии находится область, в которой необходимо учитывать образование пар, а также нейтринные процессы. Все треки, полученные нами, лежат ниже нее, что оправдывает пренебрежение e^+e^- -парами.

По мере увеличения массы звезды, масса конвективного ядра растет, в то время как радиативная оболочка становится тоньше. У звезды с массой $10^5 M_\odot$ последняя содержит только 0.5% массы (занимая при этом около 30% радиуса). С точки зрения эволюции важным является вопрос, сохраняет ли радиативная зона на поверхности свой начальный химический состав или же вся звезда оказывается полностью перемешанной с конвективным ядром. Поскольку ОМЗ имеют обширное конвективное ядро

и должны интенсивно терять массу или аккрецировать вещество, то более вероятной кажется вторая возможность. В силу остающейся неопределенности, нами была рассчитана эволюция ОМЗ с массами 10^2 , 10^3 , 10^4 , $10^5 M_{\odot}$ для обоих вариантов (до выгорания $\sim 10\%$ гелия в ядре).

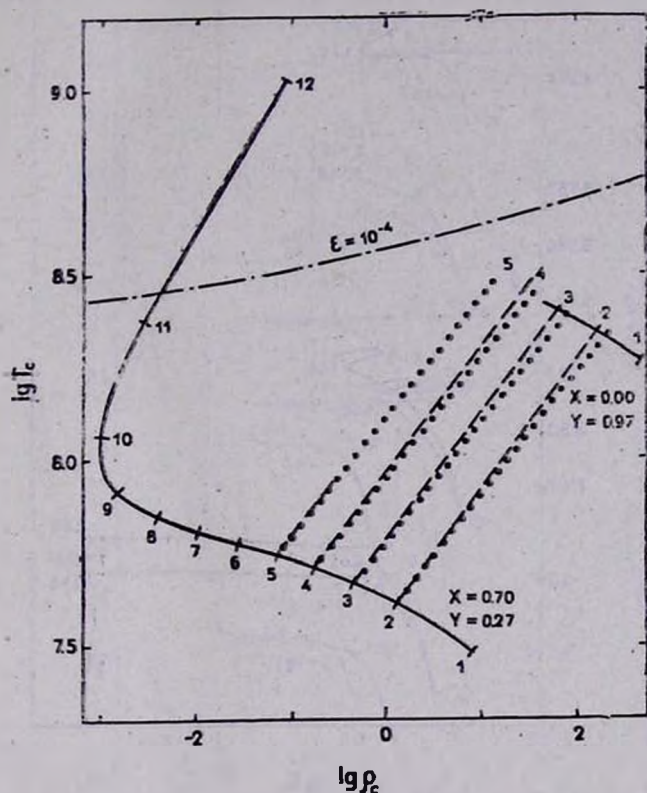


Рис. 2. Положения центров ОМЗ на диаграмме $\lg \rho_c - \lg T_c$. Кривые помечены значениями $\lg (M/M_{\odot})$. Показана кривая, соответствующая НГП Пачинского и Ружички [8] для $\lg (M/M_{\odot}) \geq 6$; для меньших масс она совпадает с нашей. Штриховой и пунктирной линиями нанесены эволюционные треки для полностью перемешанной звезды и для ОМЗ с градиентом химсостава. Вдоль штрих-пунктирной линии относительная поправка к давлению за счет e^+e^- -пар равна сотой доле процента.

Легко показать, что если звезда сохраняет радиативную оболочку с начальным химсоставом, то ее конвективное ядро должно сжиматься, оставляя за собой область переменного химсостава. Как видно из рис. 3, в этом случае ОМЗ эволюционируют аналогично массивным звездам. Помимо очевидного изменения формы и уплощения треков, отчетлива тенденция к сдвигу фазы горения гелия в сторону высоких эффективных температур при переходе к более массивным звездам. Необходимо отметить, что

расчет эволюции ОМЗ с $M = 10^5 M_{\odot}$ требовал особой аккуратности, в силу близости показателя адиабаты к $4/3$.

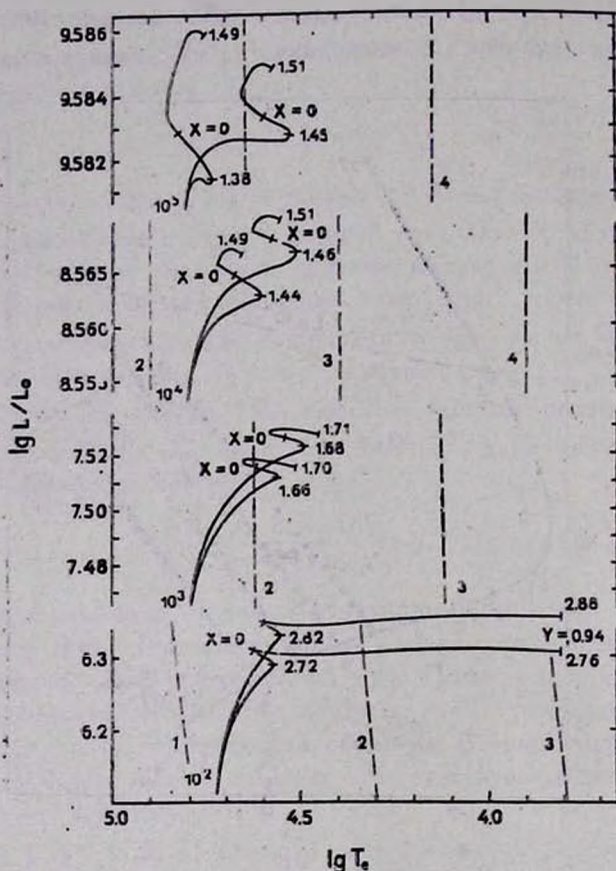


Рис. 3. Эволюционные треки ОМЗ с градиентом химсостава. В каждой паре короткий трек соответствует варианту без учета полуконвекции, а длинный—варианту с ее учетом. Числа у треков указывают $\lg(M/M_{\odot})$ и время в единицах 10^6 лет. Отмечен момент истощения водорода в ядре ($X=0$). Штриховые линии постоянного радиуса помечены значениями $\lg(R/R_{\odot})$.

Влияние полуконвекции сводится к небольшому перераспределению водорода и гелия внутри звезды. Поскольку полуконвективная зона на стадии горения водорода соединена с конвективным ядром, то в результате частичного перемешивания в него попадает дополнительный водород, и время эволюции ОМЗ на этой стадии немного увеличивается.

Как видно из рис. 4, эволюция ОМЗ в предположении их химической однородности заметно меняется. Уменьшение содержания водорода по всей звезде приводит к падению непрозрачности на ее поверхности и, соот-

ответственно, к увеличению светимости. В течение длительного времени радиус звезды почти не меняется. Когда содержание водорода в ней уменьшается до $\sim 1\%$, звезда начинает быстро сжиматься. После полного выгорания водорода, у звезд с $\lg(M/M_\odot) \gtrsim 3.3$ важную роль начинает

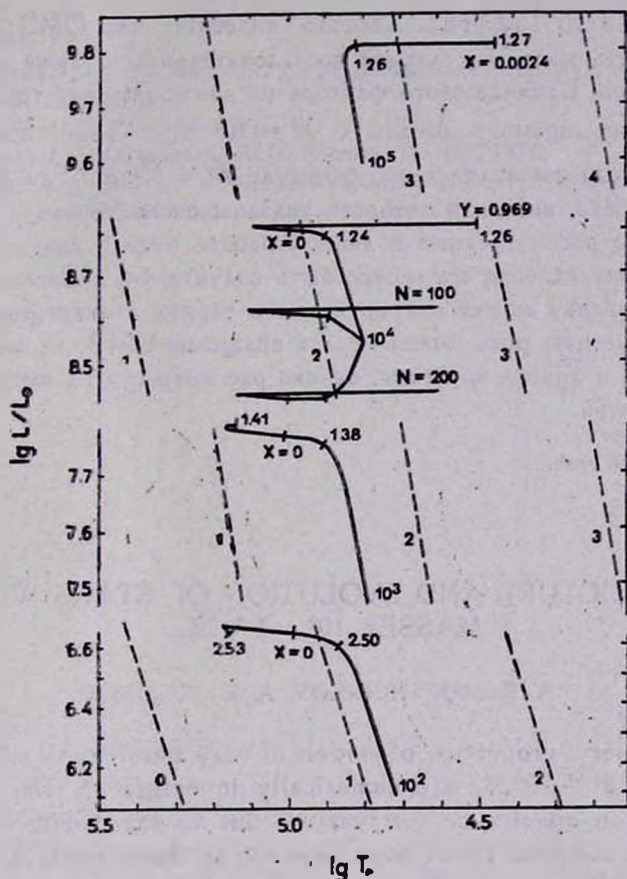


Рис. 4. Эволюционные треки химически однородных ОМЗ. Числа у треков указывают $\lg(M/M_\odot)$ и время в единицах 10^6 лет. Отмечен момент истощения водорода в ядре ($X=0$). Штриховые линии постоянного радиуса помечены значениями $\lg(R/R_\odot)$.

играть температурная зависимость непрозрачности. На рис. 4 треки для масс 10^4 , $10^5 M_\odot$ резко уходят вправо, т. е. эти звезды приобретают протяженную оболочку. Такое поведение полностью перемешанных ОМЗ можно было предсказать по виду гелиевой НПП (рис. 1). При $\lg(M/M_\odot) \gtrsim 3.3$ она располагается справа от водородной НПП, т. е.

однородные гелиевые звезды с большими массами должны иметь протяженную оболочку.

Как справедливо отметила Като [7], можно ожидать, что естественным следствием образования протяженной оболочки у ОМЗ будет потеря массы. Вычисленный ею темп потери массы для звезды с $M = 10^6 M_{\odot}$ составляет $3.3 \cdot 10^{-3} M_{\odot}/\text{год}$. Хорошо известно, что ОМЗ должны интенсивно терять массу на главной последовательности также за счет других механизмов. Влияние этого фактора на эволюционные треки показано на рис. 4 на примере звезды с $M = 10^4 M_{\odot}$. Темп потери массы ($\sim 10^{-3} M_{\odot}/\text{год}$) вычислялся по формуле $\dot{M} = NL/c^2$, где N — безразмерный параметр, значения которого указаны около треков.

Ясно, что рассмотренные в данной работе модели сравнительно просты. В действительности все может быть значительно сложнее, т. к. ОМЗ в центре галактики может одновременно и терять и аккрецировать вещество [4]. Заметную роль может играть вращение ОМЗ, их магнитное поле, пульсации и другие процессы, однако рассмотрение их выходит за рамки данной статьи.

Астрономический совет
АН СССР

STRUCTURE AND EVOLUTION OF STARS WITH MASSES $10^2 - 10^6 M_{\odot}$

A. B. MEN'SHCHIKOV, A. V. TUTUKOV

Some general properties of models of very massive stars (VMS) in the mass range $10^2 - 10^6 M_{\odot}$ are numerically investigated. The dependence of the electron opacity on temperature due to the Klein-Nishina effect is taken into account. It has been shown that there exists a "forbidden" region for VMS's in the Hertzsprung-Russel diagram, the limiting luminosity depending on chemical composition, structure, and effective temperature of the star. Hydrogen VMS's with $M \approx 10^6 M_{\odot}$ and helium VMS's with $M \approx 2.5 \cdot 10^3 M_{\odot}$ acquire an extended radiative envelope already on the initial main sequence (IMS), the IMS itself becoming almost horizontal. Evolutionary tracks of VMS's with and without semiconvection, are similar to those of ordinary massive stars. If we assume their chemical homogeneity, hydrogen stars with $M \geq 2.5 \cdot 10^3 M_{\odot}$ acquire an extended envelope during hydrogen exhaustion or later, depending on mass.

ЛИТЕРАТУРА

1. *F. Hoyle, W. A. Fowler*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 125, 169, 1963.
2. *G. Weigelt, G. Baler*, Astron. and Astrophys., 150, L18, 1985.
3. *G. Baler, R. Ladebeck, G. Weigelt*, Astron. and Astrophys., 151, 61, 1985.
4. *E. Krügel, A. Tutukov*, Astron. and Astrophys., 158, 367, 1986.
5. *Х. Русс*, в сб.: «Внутреннее строение звезд», ред. Л. Аллер, Д. Б. Мак-Лафлин, Мэр, М., 1970, 62.
6. *W. A. Fowler, G. R. Caughlan, B. A. Zimmerman*, Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 5, 525, 1967.
7. *M. Kato*, Publ. Astron. Soc. Jap., 37, 311, 1985.]
8. *B. Paczynski, M. Rozyska*, Acta Astron., 27, 213, 1977.
9. *С. Чандрасекар*, Введение в учение о строении звезд, ИЛ, М., 1950.
10. *Д. К. Надежин*, Науч. инф. Астрон. сов. АН СССР, вып. 32, 3, 1974.