



ISSN 1607–2855

Том 3 · № 2 · 2002 С. 81–99

УДК 52(02); 52(03); 52(05); 52(07); 52:378

Космические тела Галактики: классификация и эволюция

В.А. Захожай

Научно-исследовательский институт астрономии Харьковского национального университета

Вносится на обсуждение согласованная картина классификации космических тел Галактики, в основу которой положено существование звезд, субзвезд, планет и их остатков. Приводятся диаграмма «масса звезд нулевого возраста – масса звездного остатка» и схема «предки – потомки». Обсуждается проблема существования в далеком будущем черных карликов в общем процессе эволюции космических тел различной природы.

КОСМІЧНІ ТІЛА ГАЛАКТИКИ: КЛАСИФІКАЦІЯ ТА ЕВОЛЮЦІЯ, Захожай В.А. – Вносится на обговорення узгоджена картина класифікації космічних тіл Галактики, за основу якої взято існування зірок, субзірок, планет і їх залишків. Наведені діаграма “маса зірок нульового віку – маса зоряного залишку” та схема “предки – нащадки”. Обговорюється проблема існування в далекому майбутньому чорних карликів в загальному процесі еволюції космічних тіл різної природи.

GALAXY SPACE BODIES: CLASSIFICATION AND EVOLUTION, by Zakhzhaj V.A. – Coordinated Galaxy space bodies classification scheme, based on coexistence of planets, substars, stars and their remnants, is submitted for discussion. Diagram “mass of zero age star – mass of star remnant” and scheme “forebears-progeny” are presented. Problem of black dwarfs existence in the far future as a feature of global evolution process of different origin space bodies is discussed.

1. ВВЕДЕНИЕ

К настоящему времени сложились достаточно цельные представления о разнообразии звезд, их образовании и эволюции, о звездных остатках, о разнообразии планет не только Солнечной системы, но и за ее пределами, о существовании и разнообразии субзвезд, предсказанных четверть века назад [2, 87]. В вопросах, связанных с разнообразием космических тел (протозвезд, звезд и их остатков, субзвезд, планет и протопланетных образований) и их астрофизических свойств, уже есть общепринятые представления и нерешенные задачи. Обобщая наблюдательные данные, теоретические работы о веществе недр космических тел и их внутреннем строении с космогонических позиций выносится на обсуждение согласованная картина классификации космических тел Галактики.

Все разнообразие космических тел связывается с тремя принципиально различными типами объектов: звездами, субзвездами и планетами. Обсуждаются отдельные проблемы их образования и эволюции, минимальных и максимальных масс звезд, субзвезд и планет. Есть основания для разделения звезд на четыре различных подкласса, исходя из их трансформации в звездные остатки. Предлагается рассматривать субзвезды двух типов, исходя из представлений об их образовании путем самогравитации и физических условий, достаточных в их недрах для обеспечения протекания усеченного р–р цикла ядерных реакций [14, 16, 18]. Планеты рассматриваются четырех типов [46], в зависимости от температурных зон в протопланетном облаке, обеспечивающих их формирование. Обсуждается образование в процессе эволюции космических тел различной природы, двух типов черных карликов.

Приводятся диаграмма «масса звезд нулевого возраста – масса звездных остатка» и схема «предки – потомки».

2. ПРОТОЗВЕЗДЫ, ЗВЕЗДЫ И ИХ ОСТАТКИ

Звезды — основные космические тела Вселенной, доступные для исследований в нашей и других галактиках. Среди других космических тел в них сосредоточена основная масса вещества. Они доступны для наблюдений на различных стадиях эволюции: от протозвезд до звездных остатков. Среди параметров звезд важнейшими являются следующие: интервал их масс; время горения водорода как функция массы звезды нулевого возраста. Важнейшими статистическими связями, определяющими процесс эволюции Галактики, являются: зависимость массы звезды нулевого возраста от массы протозвезды; зависимость массы звездного остатка от массы звезды нулевого возраста. Ключевыми статистическими характеристиками звездного населения есть: спектры масс протозвезд и звезд нулевого возраста; зависимости времен жизни на стадиях главной последовательности, гигантов и звездных остатков от массы звезд нулевого возраста [13, 14, 94].

2.1. Звездная масса как функция массы протозвезд

Сжатие протозвездного облака происходит за характерное время порядка свободного падения частиц, распределенных со средней плотностью ρ в протозвездном облаке

$$t_{ff} = \sqrt{\frac{3\pi}{32G\rho}}, \quad (1)$$

где G — гравитационная постоянная.

Звезда массы m , радиуса R и светимости L достигает главной последовательности за время стадии Гельмгольца-Кельвина [26, стр. 28]

$$t_{HK} = \frac{(3\gamma - 4)Gm^2}{(\gamma - 1)(5 - n)RL}, \quad (2)$$

где γ — показатель адиабаты, n — индекс политропы.

Времена (1) и (2) соизмеримы только для звезд с массой близкой к солнечной. Условие $t_{HK} > t_{ff}$ выполняется для звезд с массой $\sim (1 - 10)m_{\odot}$ и меньше. Поэтому выделившийся фрагмент (будущая протозвезда), удовлетворяющий условиям массы Джинса (джинсовый фрагмент)

$$M_J = \frac{\pi}{6} \left(\frac{5\pi}{3} \frac{kT}{Gm_H} \right)^{3/2} \rho^{-1/2}, \quad (3)$$

где: k — постоянная Больцмана, m_H — масса атома водорода, T — температура фрагмента, полностью идет на формирование будущей звезды. Если же $t_{HK} < t_{ff}$ водород в недрах звезды загорается при наличии еще сжимающейся оболочки (кокона), которая больше по массе, чем будущая масса звезды нулевого возраста. После выхода звезды на главную последовательность, кокон рассеется. Поэтому в этом случае, масса джинсовых фрагментов не совпадает с массой звезды нулевого возраста и это отличие тем больше, чем больше масса исходной протозвезды.

Масевич и Тутуков [24], Бисноватый-Коган [6] на основании расчетов, проведенных различными авторами, приводят, соответственно, следующее соотношение между массой протозвезды m_J и массой звезды нулевого возраста m , выраженных в солнечных единицах:

$$m = \begin{cases} m_J & \text{для } m \leq m_i \\ \alpha_i m_J^{\beta_i} & \text{для } m > m_i \end{cases} \quad (4)$$

где $\alpha_1 = 4$, $\beta_1 = 0.4$, $m_1 = 10m_{\odot}$ и $\alpha_2 = 3$, $\beta_2 = 0.5$, $m_2 = 9m_{\odot}$.

Положив за основу это соотношение и используя результаты численного моделирования процесса аккреции протозвезд Аппенцеллера и Тшарнхуттера [36], Ларсона [62], Уестбрука и Тартера [89], Йорка и Кругела [93] и Йорка [92], автор получил свои значения коэффициентов α_i , β_i и массы m_i . Зависимость, полученная методом наименьших квадратов, оказалась следующей:

$$\lg m = 0.672 \lg m_J + 0.132 \pm 0.036 \quad \pm 0.042 \quad (5)$$

Значения постоянных коэффициентов для соотношения (4) в этом случае следующие: $\alpha_3 = 1.36$,

$$\beta_3 = 0.672, m_3 = 2.5m_\odot.$$

Для $m > 3m_\odot$ лучшую аппроксимацию дает полином второй степени [14]:

$$\lg m_J = \lg m \cdot (0.81 + 0.41 \lg m) \pm 0.09 \pm 0.08 \quad (6)$$

2.2. Минимальные массы звезд

Ряд авторов подходили к оценке минимальной массы звезд, как к объектам минимальной массы, способной образовываться под действием самогравитации. Голдрейч и Линден-Белл определили минимальную массу, равную $\approx 0.04m_\odot$, из условия минимальной длины волны, возникающей в неустойчивом однородно вращающемся диске (модель Накано [71, 49]). Эта оценка совпадала с ошибочно вычисленными массами компонентов близкой двойной системы UV Кита, считавшимися самыми малыми среди известных звездных масс (см., например [5]). Другие авторы оценили минимальную массу, как массу Джинса, соответствующую единичной оптической толщине [27, 47, 48, 55, 66, 68, 75, 79]. Эти расчеты дают минимальную массу сферических фрагментов в пределах пяти–десяти масс Юпитера.

Кумар предложил считать самыми маломассивными звездами те, в недрах которых может проходить полный р–р цикл ядерных реакций [61]. Объекты с массами меньше этого предела описываются политропной полностью конвективной моделью с показателем 1.5. Нижний предел масс звезд для водородного состава $X = 0.62$ и $X = 0.90$ оказался равным $0.07m_\odot$ и $0.09m_\odot$ соответственно (предел Кумара).

Расчеты эволюционных треков, проведенные Федоровой и Блинниковым, для космических тел с солнечным элементным составом и массой $(0.07 \div 0.11)m_\odot$ показали, что условия для полного цикла протон-протонных реакций соответствуют массам звезд главной последовательности, лежащих в пределах $0.08 < m_0/m_\odot < 0.09$ [32]. Аномальное увеличение доли тяжелых ядер, учет вращения и собственного магнитного поля может привести к увеличению предельной минимальной массы звезд на $(20 \div 50)\%$ [31]. В настоящее время, за общепринятое принимают значение $m_0 \approx 0.08m_\odot$.

2.3. Звезды главной последовательности и максимальные значения их масс

Интервал времени от начала горения водорода до гелиевой вспышки в ядре определяет время жизни звезды на главной последовательности. Для звезд, попадающих в различные интервалы масс, время жизни на главной последовательности можно определить из выражений [24: стр. 125, 141, 170]:

$$m \sim 1m_\odot \quad T_{\text{гп}} \approx 7.6 \cdot 10^9 (1 + 30Z)(m/m_\odot)^{-3.7} (0.23/Y)^{1.6} \text{ лет}, \quad (7)$$

$$2.3 \leq m/m_\odot \leq 8 \quad T_{\text{гп}} \approx 5 \cdot 10^9 (m/m_\odot)^{-2.5} \text{ лет}, \quad (8)$$

$$8 \leq m/m_\odot \leq \max m \quad T_{\text{гп}} \approx 1.6 \cdot 10^8 (m/m_\odot)^{-1} \text{ лет}, \quad (9)$$

где: Y, Z — содержание по массе ядер гелия и более тяжелых ядер соответственно.

Для солнечного состава может быть использована также формула [26: стр. 58]:

$$0.2 < m/m_\odot < 100 \quad \lg T_{\text{гп}} = 10 - 3.6 \lg(m/m_\odot) + \lg^2(m/m_\odot), \quad (10)$$

$$m \geq 100m_\odot \quad \lg T_{\text{гп}} = 6.3, \quad (11)$$

а время жизни на главной последовательности для самых малых звездных масс может быть оценено из простого выражения [35]:

$$T_{\text{гп}} = 10^{10} (m/m_\odot)^{-\alpha}, \quad (12)$$

где $\alpha \approx 3-4$, а время $T_{\text{гп}}$ выражено в годах.

Эволюции звезд с начальными массами меньше $\sim 0.25m_\odot$, как показали расчеты [35], существенно отличаются от более массивных космических тел. Из-за того, что они являются полностью конвективными по всему объему, весь водород звезды доступен для переработки его в гелий. Это существенно повышает время их жизни на главной последовательности. Полная конвекция исключает радиальный градиент элементного состава, с которым связан механизм перехода звезд на стадию гигантов. Звезды с минимальными массами ($0.08m_\odot$) уходят с конвективного трека Хаяши и поа-

дают на главную последовательность со светимостью $\sim 10^{-4}L_{\odot}$. Горение водорода сопровождается ростом светимости и эффективной температуры, из-за низкой температуры недр. С ростом концентрации ${}^3\text{He}$ цепь протон-протонной ядерной реакции выходит из статистического равновесия и достигает максимальной по массе доли ${}^3\text{He} - 16\%$, при возрасте звезды 4 трлн. лет. С этого времени подача водорода начинает истощаться, звезда нагревается и сжимается, образует ${}^4\text{He}$, ее светимость увеличивается в 10 раз, а эффективная температура — вдвое. Спустя ≈ 11 трлн. лет, на ${}^4\text{He}$ приходится 90% массы звезды, образуется радиационное ядро. Временная шкала эволюции начинает ускоряться и водород в центре звезды расходуется довольно быстро. После того, как ядерное сгорание в получившейся оболочке уже не может удовлетворять требованиям для подъема энергии, звезда начинает сжиматься и охлаждаться, становится гелиевым карликом, не пройдя стадии гиганта. Описанный сценарий характерен для звезд с массами до $\sim 0.20m_{\odot}$. В звезде с массой $0.23m_{\odot}$ радиационное ядро зарождается, когда доля водорода, по массе, опускается ниже 50%. При этом градиента состава достаточно, чтобы быстро снизить эффективную температуру звезды при возрастании светимости. Это может служить аргументом в пользу того, что звезды с массами меньше $0.23m_{\odot}$ не проходят стадию красных гигантов.

Эволюция звезд главной последовательности проходит с потерей вещества за счет звездного ветра. Средний темп потери массы звезд главной последовательности в зависимости от их светимости, выражается простым эмпирическим соотношением [8: стр. 361]:

$$\bar{m}_{\text{гп}}/\bar{m}_{\odot} = (L/L_{\odot})^{1.32} \quad (13)$$

где $\bar{m}_{\odot} = 1.6 \cdot 10^{-14}m_{\odot}/\text{год}$.

Учитывая, что для главной последовательности $m \propto L^{0.29}$, получим зависимость истечения вещества на главной последовательности от их массы:

$$\bar{m}_{\text{гп}}/\bar{m}_{\odot} = (m/m_{\odot})^{4.55} \quad (14)$$

Это выражение можно использовать для оценки максимальных масс звезд, предполагая, что такие звезды «испаряются» за время жизни на главной последовательности. Тогда, подставляя выражение (9) в формулу (14) и решая уравнение относительно m_{max} , получим

$$\bar{m}_{\text{гп}} = \frac{m_{\text{max}}/m_{\odot}}{1.6 \cdot 10^8/(m_{\text{max}}/m_{\odot})} = (m_{\text{max}}/m_{\odot})^{4.55}\bar{m}_{\odot}, \quad (15)$$

$$m_{\text{max}} \approx 160m_{\odot}. \quad (16)$$

Полученная оценка не противоречит данным о самых массивных звездах нашей Галактики [8]: $(100 \pm 40)m_{\odot}$, данным о болометрических светимостях ярчайших звезд ближайших галактик, где отмечаются звезды с $m \approx (100 - 200)m_{\odot}$ [57, 26: стр. 59], расчетам гидродинамически устойчивых моделей звезд с $m = 130m_{\odot}$ [24: стр. 141, 145]. Эта оценка выше предела Леду–Шваршильда–Херма и теоретических значений, полученных Ларсоном и Старфилдом, Дорошкевичем и Колесником, Чарнугером [9, 63, 26: стр. 59, 191] — $(60 - 100)m_{\odot}$. Промежуточное значение между приведенными выше значениями m_{max} получили Адамс и Лафлин [35] для зависимости максимальных масс звезд от содержания тяжелых элементов Z :

$$m_{\text{max}} \approx 114(1 - 2.4Z)m_{\odot}. \quad (17)$$

Здесь m_{max} не превышает $114m_{\odot}$ ($Z = 0$), а для солнечного состава составляет $\sim 110m_{\odot}$.

2.4. Стадии гигантов и звездных остатков

С переходом звезд в стадию гигантов темп потери вещества увеличивается и может быть оценен из аналитической аппроксимации наблюдаемых скоростей истечения массы известных гигантов, называемой соотношением Реймерса [77]:

$$\bar{m}_{\text{г}} \simeq 5 \cdot 10^{-13} \eta \frac{L}{L_{\odot}} \frac{R}{R_{\odot}} \frac{m_{\odot}}{m} m_{\odot}/\text{год}, \quad (18)$$

где η — параметр, зависящий от масс и элементного состава звезд, ≤ 0.3 ,

$$R/R_{\odot} \simeq 3 \cdot 10^3 (m_{\text{He}}/m_{\odot})^4, \quad L/L_{\odot} \simeq 2 \cdot 10^5 (m_{\text{He}}/m_{\odot})^{6.2}, \quad (19)$$

m_{He} — масса гелиевого ядра, образовавшегося на стадии главной последовательности.

Учитывая, что время жизни звезд на главной последовательности (гп) примерно в десять раз больше чем на стадии гигантов (г), общая потеря вещества в этом случае равна

$$\Delta m = T_{\text{гп}}(\dot{m}_{\text{гп}} + 0.1\dot{m}_{\text{г}}), \quad (20)$$

или с учетом выражений (15), (18) и (19)

$$\Delta m/m_{\odot} = T_{\text{гп}} [\bar{m}_{\odot}(m/m_{\odot})^{4.55} + \xi\eta(m_{\text{He}}/m_{\odot})^{10.2}/(m/m_{\odot})], \quad (21)$$

где: $\xi = 3 \cdot 10^{-5}$.

Величина (21) не описывает полной потери вещества к моменту предшествующему образованию звездного остатка (белого карлика, нейтронной звезды или черной дыры). Ее оценки показали [6, 24], что кроме звездного ветра существует еще, по крайней мере, один механизм потери вещества стационарным образом (Δm_a), который вместе с величиной Δm обеспечивает общую потерю вещества Δm_{Σ} до 90% от начальных масс звезд, так что

$$\Delta m_{\Sigma} = \Delta m + \Delta m_a. \quad (22)$$

Наиболее перспективным является механизм потери массы, связанный с колебательной неустойчивостью звезд и генерацией ударных волн, ведущих к порционному сбросу вещества на фазе асимптотической ветви гигантов (АВГ) [29, 30, 73, 74]. Существование фазы АВГ объясняется наличием углеродного ядра и двумя близко расположенными гелиевым и водородным слоевыми источниками.

Расчеты эволюции звезд с начальными массами $(0.8 \div 2.3)m_{\odot}$ показали, что после выгорания центральных водородных недр образуется вырожденное гелиевое ядро [24: стр. 168] с массой, определяемой исходной массой звезды m :

$$m_{\text{He}}/m_{\odot} \approx 0.12(m/m_{\odot})^{1.6}. \quad (23)$$

Горение в гелиевом ядре начинается по достижении им массы [86]

$$m_{\text{He}}/m_{\odot} \approx 0.476 - 0.221(Y - 0.3) - 0.009 \lg(10^3 Z), \quad (24)$$

происходит нестационарным образом из-за вырождения ядра, сопровождается его сжатием в ходе последовательных вспышек, и интенсивной потерей вещества, предотвращающей гелиевую вспышку. Полное выгорание гелия в недрах звезды приводит к образованию углеродно-кислородного ядра («зародыша» будущего белого карлика), с дальнейшим сначала увеличением размеров звезды, а затем и полной потерей внешних слоев (планетарной туманности) [24].

В недрах звезд с начальными массами $(2.3 \div 8)m_{\odot}$ за время жизни на главной последовательности формируется невырожденное гелиевое ядро с массой [24: стр. 170]:

$$m_{\text{He}}/m_{\odot} \approx 0.04(m/m_{\odot})^{1.6}. \quad (25)$$

Образование гелиевого ядра, временно лишено источников ядерной энергии, ведет к его сжатию. Это вызывает повышение центральной плотности и температуры на границе гелиевого ядра. Появляется слоевой источник горения водорода, который вызывает расширение оболочки. Расчеты показывают, что повышение светимости ведет к снижению эффективной температуры и, как следствие, к замедлению расширения. При достижении центральной температуры $\sim 1.5 \cdot 10^8 \text{ K}$ начинается горение гелия и отключается слоевой источник. Выгорание гелия ведет к образованию углеродно-кислородного ядра. При достижении критической массы [24: стр. 174]:

$$m_{\text{CO}}/m_{\odot} \approx 0.59 + 0.0526(m/m_{\odot}), \quad (26)$$

начинается нестационарное горение водорода в двойном слоевом источнике. Начиная с выполнения условия

$$R/R_{\odot} \geq 20(m/m_{\odot})/\eta, \quad (27)$$

для звезд с вырожденным углеродно-кислородными ядрами, существенным эволюционным фактором становится потеря вещества за счет звездного ветра [24: стр. 180], который характерен для стадии гигантов и описывается соотношением Реймерса (18).

Рост вырожденного углеродно-кислородного (C–O) ядра ведет к увеличению центральной пло-

тности, электронный газ становится релятивистским: зависимость «давление–плотность» асимптотически приближается к закону $P \propto \rho^{4/3}$. В этом случае электронное давление газа намного превосходит давление ионов газа. Сила тяготения, действующая на единичный объем релятивистски-вырожденного газа ($F \propto m\rho/R^2 \propto m^{1/3}\rho^{5/3}$), зависит от плотности так же, как и градиент давления ($P/R \propto \rho^{4/3}R \propto m^{1/3}\rho^{5/3}$) [34]. Поэтому существует предельная масса $m_{\text{ч}} \approx 1.4m_{\odot}$ (чандрасекаровский предел), выше которой давление электронов не может противодействовать тяготению.

У звезд с массой меньше $8m_{\odot}$ электронный газ вырождается на стадии роста их (C–O) ядер. К моменту загорания углерода ^{12}C в (C–O) ядре масса углерода $m_{\text{C}} \approx 1.4m_{\odot}$, поэтому рост ядра прекращается (по-видимому, это сопровождается взрывным выделением энергии) с образованием белого карлика и сбрасыванием оболочки в виде планетарной туманности.

Расчеты моделей звезд с массами $(8 \div 100)m_{\odot}$ [24] дают возможность составить представление о вкладе гелия и более тяжелых элементов в массу массивных звезд. Для звезд с $m = (8 \div 12)m_{\odot}$ массы гелиевого ядра составляют $(2.4 \div 2.6)m_{\odot}$, с $m = (10 \div 100)m_{\odot}$ — вклад по массе элементов с тяжелыми ядрами (до железа включительно) m_{Z} и гелия m_{He} равны

$$m_{\text{Z}} \approx 0.05m^{1.5} \quad (28)$$

$$m_{\text{He}} \approx 0.14m^{1.26} \quad (29)$$

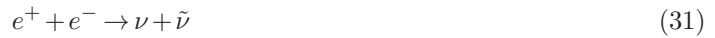
С увеличением масс звезд повышается также роль нейтринных потерь. Для массивных звезд, начиная со стадии истощения углерода в ядре, энергия, уносимая нейтрино из ядра, значительно превосходит генерируемую в этой области термоядерную энергию. Поэтому в определенном узком слое, окружающем ядро, поток радиативной энергии направлен даже внутрь и ускоряет время горения углерода и кислорода на три порядка. Гелиевый слоевой источник частично компенсирует охлаждение ядра за счет нейтрино, а поток энергии внутрь в несколько раз превышает поток энергии, излучаемой с поверхности красного гиганта [24: стр. 156]. Суммарная энергия, излучаемая в виде нейтрино всех сортов за время коллапса (Fe–O) ядра массой $2m_{\odot}$, составляет $\sim 5.3 \cdot 10^{53}$ эрг ($\sim 0.15mc^2$) большая половина из которой излучается при охлаждении нейтронной звезды [19: стр. 105].

В центральной области этих звезд возникают условия, при которых последовательно выгорает кислород, неон, магний, кремний и образуются элементы группы железа — от скандия до никеля [34]. Центральные температура и плотность звезды таковы, что загорание каждого элемента происходит, когда масса ядра звезды, состоящая из этого элемента, близка к чандрасекаровской. Центральные недра звезд в этом процессе ожидаются многослойными, состоящими из внутреннего железного ядра, окруженного последовательно оболочками из продуктов предыдущих ядерных реакций.

Наличие железного ядра приводит к уменьшению показателя адиабаты ($\gamma < 4/3$), что нарушает гидростатическую устойчивость звезды. Это уменьшает упругость вещества и вызывает коллапс ядра. Причинами понижения γ может быть захват электронов ядрами ^{20}O и ^{24}Mg в (O–Ne–Mg) ядре (для звезд с массой $(10 \pm 2)m_{\odot}$, фотодиссоциация ядер железа (у звезд нулевого возраста с $m \approx (12 \div 90)m_{\odot}$):



и рождение электрон-позитронных пар, сопровождающееся их аннигиляцией



в кислородно-углеродных ядрах звезд с $m \geq (90 \div 100)m_{\odot}$. Это ведет к детонации кислорода с последующим полным разлетом вещества звезды [24: стр. 158].

Для начальных масс звезд $(8 \div 30)m_{\odot}$ в результате коллапса достигаются плотности $\sim 10^{12}\text{г/см}^3$, при которых энергетически выгодна нейтронизация вещества. Давление вырожденного нейтронного газа ($\gamma = 5/4$) уравнивает силу тяготения при условии, что масса такого космического тела (нейтронной звезды) $m_{\text{ов}} \leq 2m_{\odot}$ (предел Опенгеймера–Волкова). На границе остановки коллапса нейтронной звезды возникает ударная волна, направленная наружу, проявляющаяся в

виде сброса оболочки, и наблюдаемая как феномен сверхновой. При массе нейтронной звезды, превышающей предел Опенгеймера–Волкова, коллапс становится необратимым и возникает черная дыра.

На рис. 1 в координатах $\lg m - \lg m_f$ (m_f — масса звездного остатка) нанесены результаты расчетов моделей эволюции звезд до $30m_\odot$ по данным работ и обзоров [6, 22, 34, 59, 78], учитывающие фазу АВГ. Аппроксимация линейно-логарифмической зависимостью обеспечивает точность свободных коэффициентов ($8 \div 12$)%:

$$\lg m_f = 0.397 \lg m - 0.269 \pm 0.033 \pm 0.032. \quad (32)$$

Аналогичную зависимость для белых карликов (бк) предложили Ибен и Рензини [58] для начального элементного состава, $Y = 0.28$, $Z = 0.02$:

$$m_{\text{бк}} \approx 0.53\chi^{-0.082} + 0.15\chi^{-0.35}(m-1), \quad (33)$$

где χ — некоторый параметр.

Там же на основании наблюдательных данных установлена связь между массами белых карликов ($m_{\text{бк}}$) и массами планетарных туманностей ($m_{\text{пт}}$):

$$m_{\text{пт}} \approx b(1.69 - 8.09m_{\text{бк}} + 11.69m_{\text{бк}}^2 - 4.34m_{\text{бк}}^3) \quad (34)$$

где $b = 0.5 \div 1.0$ — эмпирический коэффициент.

От выбранного значения параметра χ зависит условие соответствия максимальной массы белого карлика, соответствующему значению исходной массы звезды. Есть основания считать, что белый карлик с предельной чандрасекаровской массой $m_{\text{бк}} = m_{\text{ч}} = 1.4m_\odot$ может образовать звезда с начальной массой $m \approx 8m_\odot$ [6]. В этом случае значения коэффициента b и параметра χ в формулах (33) и (34) должны быть равны $b = 1$, $\chi = 2$, если их значения не зависят от исходной массы звезды. Последнее утверждение исключает наличие гигантов с массой $\leq 1.15m_\odot$, что противоречит наблюдательным данным [6: стр. 319]. Для окончательного решения этой проблемы, по-видимому,

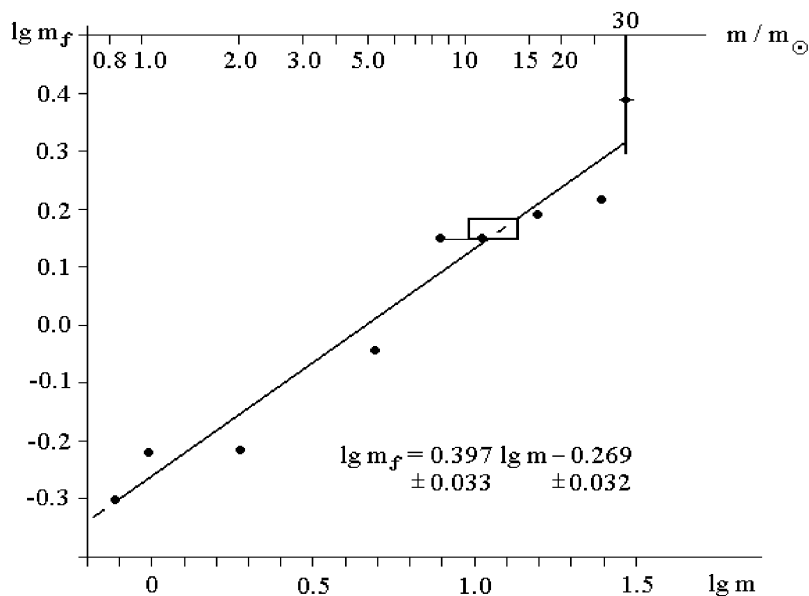


Рис. 1. Зависимость масс звездных остатков — m_f (белых карликов и нейтронных звезд) от масс родительских звезд нулевого возраста — m : ● — результаты расчетов моделей звезд с учетом АВГ; □ — пределы разбросов неопределенностей в результатах расчетов. Литературные ссылки в тексте.

необходимо исследовать зависимость $\chi = \chi(m)$, которая пока не известна.

Для черных дыр функция типа (32) или (33) не построена. Однако, если схема эволюции звезд с массами нулевого возраста $m \geq 8m_{\odot}$ верна [19], согласно которой все вещество тяжелее гелия коллапсирует в черную дыру, то искомая функция определяется выражением (28).

Таким образом, можно выделить четыре интервала масс звезд нулевого возраста: $0.08 - 8m_{\odot}$, $8 - 30m_{\odot}$, $30 - 100m_{\odot}$, $100 - 160m_{\odot}$, порождающих белые карлики, нейтронные звезды, черные дыры и не оставляющих после себя звездных остатков, соответственно. Сверхновые I типа образуют звезды с начальными массами $100 - 160m_{\odot}$, сверхновые II типа — $8 - 100m_{\odot}$. Из затронутых проблем, требуется уверенно установить максимальные массы звезд и построить зависимости «масса звезд нулевого возраста – масса черных дыр».

3. СУБЗВЕЗДЫ

Примерно в 30-х годах прошлого века был введен термин *астрометрически-двойные звезды*, у которых невидимые компоненты имели массы меньше звездных. Предполагалось, что эти компоненты являются планетами. В 70-е годы был сформулирован вопрос: какую природу имеют невидимые спутники? Это такие же планеты, как и в Солнечной системе, или их природа отличается [7, 28]?

В космических телах с массой меньше $0.08m_{\odot}$ не реализуется «полноценный» протон-протонный цикл ядерных реакций, за счет которого космическое тело может продолжительное время поддерживать свою светимость [61]. В центральных областях таких объектов электроны полностью вырождены в отличие от недр планет, где нет вещества с полностью вырожденными электронами. Это свойство, в конце 70-х годов, было положено в основу предположения о существовании промежуточных, по массе, космических объектов между звездами и планетами — субзвезд [2] и [87]. Предполагалось, что верхняя граница их масс совпадает с нижним пределом звездных масс, а нижняя — определяется их центральной плотностью, равной критической плотности вырожденных электронов. Позже было высказано предложение считать минимальную массу, способную сформировать космическое тело путем самогравитации, нижней границей субзвезд [23].

3.1. Минимальные массы субзвезд

Субзвезды, как и звезды, образуются группами (в скоплениях), путем самогравитации, планеты — побочный «продукт», образующийся из протопланетного диска. Какова минимальная масса космического объекта способного образоваться путем самогравитации и способного находиться в гидродинамическом и тепловом равновесии? Решением этих задач занимались Хойл [55], Йонейма [91], Ларсон [62], Ларсон и Старфилд [63], Сучков и Щекинов [27], Лоу и Линден-Белл [68], Рис [75] и др.

Найденная Хаттори и др. [53] характерная масса облака ($\approx 10^{-2}m_{\odot}$), обнаруженные в рассеянных скоплениях космические тела (Комерон и др. [43], Гоулд и Бакал др. [50], Стром К. и Стром С. [83], Стром К., Кепнер и Стром С. [84], Уильямс и др. [90] и др.) и с аналогичными массами невидимые спутники звезд (см., например, Александров и Захожай [3, 4], Захожай [12]), дают основания предположить, что минимальные по массе космические объекты, которые, как и звезды образуются путем самогравитации, имеют массы, возможно, меньше $0.015m_{\odot}$ — массы тел в которых может гореть дейтерий.

Рис, приравняв светимость чернотельного излучения с поверхности гравитационно-связанного фрагмента, средней скорости высвобождения потенциальной энергии [23, 75], получил выражение

$$m_0 \simeq 7.1 \frac{k^{1/4} \hbar^{3/2} c}{G^{9/4} m_{\text{H}}^{9/4}} T^{1/4}, \quad (35)$$

где \hbar — постоянная Планка, c — скорость света, или

$$m_0/m_{\odot} \approx 1.7 \cdot 10^{-3} T^{1/4} \quad (36)$$

Поскольку масса пропорциональна температуре, то минимальная масса «протозвезд», из кото-

рых образуются минимальные массы космических тел, соответствует температуре самых холодных межзвездных облаков. Для межзвездных облаков с температурой $T = 10\text{K}$ минимальная масса космических тел может доходить до значений $m_0 \approx 0.003m_\odot$.

Зависимость «центральная плотность – масса» дает оценку нижней массы субзвезд $0.005m_\odot$ [2], совпадающую с оценкой минимальных масс космических тел, состоящих из вещества с полностью вырожденными электронами [21: стр. 352]. Лоу и Линден-Белл [68] дают оценку для минимальных масс $\approx 0.007m_\odot$, согласующуюся со статистикой невидимых спутников, открытых методом лучевых скоростей. Степински и Блэк [80] показали, что распределение их масс согласуется с моделью двух разных населений, граница между которыми лежит в районе 5–7 масс Юпитера. Статистика орбитальных элементов (периода, или большой полуоси, и эксцентриситета) субзвезд с массами больше $0.007m_\odot$ оказалась очень похожей на соответствующую статистику маломассивных кратных звезд.

Таким образом, если принять за нижнюю массу субзвезд, m_0 , минимальное значение массы протосубзвездного облака, способное путем самогравитации сформировать космическое тело, то наиболее вероятное его значение следует ожидать в интервале $0.003 \leq m_0/m_\odot \leq 0.007$.

3.2. Физические условия в недрах субзвезд

В 80-е годы было установлено, что в космических телах с массами в пределах $(0.015 \div 0.08)m_\odot$ в течение менее миллиарда лет есть физические условия для усеченного цикла ядерных протон-протонных реакций (отсутствуют реакции горения ${}^3\text{He}$). В недрах космических тел с массами более $0.07m_\odot$ непродолжительно горит водород, с массами более $0.06m_\odot$ — литий, более $0.015m_\odot$ — дейтерий [37, 51, 52, 76]. У космических тел с массами ниже $0.015m_\odot$ реакции термоядерного синтеза отсутствуют.

Отсутствие ядерных источников энергии, ведет к вырождению вещества недр субзвезд. Поэтому вещество недр субзвезд можно представить как плотную кулоновскую плазму, которая описывается уравнением состояния [82]:

$$P = 10^{12} \rho^{5/3} \left(1 + \tilde{\psi} + \frac{\tilde{\psi}^2}{1 + \tilde{\psi}} \right) \mu_e^{-5/3} \text{ дин/см}^2, \quad (37)$$

где P — давление, учитывающее давление идеального, нерелятивистского электронного газа Ферми при ненулевой температуре и давление ядер ионизованных атомов; ρ — плотность, μ_e — число нуклонов на один электрон, $\tilde{\psi}$ — параметр вырождения ($\tilde{\psi} \rightarrow 0$ для полного вырождения, $\tilde{\psi} \gg 1$ — невырожденное состояние).

В приближении политропной адиабатической модели, с индексом политропы $n = 3/2$, $\tilde{\psi}$ является постоянным, а радиус субзвезды равен [42]

$$R = R_0 \left(1 + \tilde{\psi} + \frac{\tilde{\psi}^2}{1 + \tilde{\psi}} \right), \quad (38)$$

где R_0 — радиус при нулевой температуре

$$R_0 = 2.8 \cdot 10^9 m^{-1/3} \mu_e^{-5/3} \text{ см} \quad (39)$$

Параметр вырождения в этом случае есть

$$\tilde{\psi} = 1.9 \cdot 10^{-9} T_c m^{-4/3} (R/R_0)^2 \mu_e^{2/3}, \quad (40)$$

где T_c — температура в центре.

Функция (38) имеет экстремум для центральной температуры (который находится из условия $dT_c/dR = 0$), выше которой возможен р–р цикл ($3 \cdot 10^6$ К), хорошо согласующийся с пределом Кумара при $R/R_0 \approx 1.9$ и $\tilde{\psi} \approx 0.55$ [82].

При низких массах и температурах в уравнении (37) необходимо учитывать кулоновское давление (следствие электростатической энергии ядер, погруженных в море электронов) и давление обмена (следствие уменьшения кулоновской энергии отталкивания электронов из-за принципа запрета) [81, 82, 56]. Для этих условий получена интерполяционная формула (для $\mu_e = 1.15$), описывающая

область низких масс [97]

$$R_0 = 2.2 \cdot 10^9 m^{-1/3} (1 + y^{-1/2})^{-4/3} \quad (41)$$

где $y \equiv m/0.0032$.

Нижний предел для R_0 получается при условии $y = 1$, чему соответствует значение массы $m = 0.0032m_\odot$ и радиуса $R_0 \sim 6 \cdot 10^9$ см, что совпадает с выше полученной оценкой для минимальной массы, способной образоваться путем самогравитации (согласно выражению (36) при $T = 10$ К).

Светимость субзвезд является следствием изменения со временем их внутренней энергии и зависит в явном виде от темпа уменьшения радиуса) [82]:

$$L = - \frac{3.5mkT_{cm}R_0}{R^3m_p} (R + R_0) \frac{dR}{dt}, \quad (42)$$

где m_p — масса протона, T_{cm} — центральная температура в максимуме.

Градиент изменения радиуса получен для времен, когда $R \rightarrow R_0$,

$$R^{-1} \frac{dR}{dt} \approx 0.2 T_{cm}^{-1} \frac{dT_{cm}}{dt}. \quad (43)$$

Тогда эффективная температура и светимость изменяются по законам:

$$T_e = (1420 \text{ K}) \left(\frac{5 \cdot 10^9 \text{ лет}}{t} \right)^{5/16} \left(\frac{m}{0.08} \right)^{0.79} \left(\frac{\kappa}{10^{-2}} \right)^{0.075}, \quad (44)$$

$$L = 1.5 \cdot 10^{-5} \left(\frac{5 \cdot 10^9 \text{ лет}}{t} \right)^{5/4} \left(\frac{m}{0.08} \right)^{5/2} \left(\frac{\kappa}{10^{-2}} \right)^{0.3}, \quad (45)$$

где коэффициент непрозрачности κ предполагают приблизительно постоянным.

Приведенные выкладки типичны при построении политропных моделей. Они позволяют оценить основные внешние параметры субзвезд [37, 38, 40, 45, 65, 69, 82] и мало характеризуют их внутренне строение.

Исследованиям природы вещества недр, внутреннего строения и атмосферам субзвезд посвящены работы [15–18, 20, 95]. В основу этих работ положена модель трехслойной структуры субзвезд: 1) ядро, вещество которого характеризуется полной ионизацией и полностью вырожденными электронами; 2) зона с частично вырожденными электронами и частично ионизованными атомами; 3) атмосфера, состояния вещества которой описывается уравнением идеального газа, состоящая из атомов и молекул. В отсутствии внутренних источников энергии и, как следует из диаграммы «температура – электронная плотность», электронный газ в глубоких недрах субзвезд в значительной мере вырожден, а вещество достаточно плотное и холодное, для того чтобы электроны осуществляли теплоперенос. Поэтому субзвезды являются полностью конвективными и для их вещества связь между давлением и плотностью ожидается адиабатической [18]. При адиабатическом изменении термодинамических величин (давления P , температуры T , плотности ρ , параметра вырождения $y = \mu/kT$, где μ — химический потенциал электронов) и в отсутствии внутренних источников энергии структуру субзвезд можно описать системой пяти дифференциальных уравнений, зависящих от радиуса r :

$$\frac{dP}{dr} = -GM \frac{\rho}{r^2}, \quad (46)$$

$$\frac{dM_r}{dr} = 4\pi r^2 \rho, \quad (47)$$

$$\frac{dT}{dr} = \left(1 - \frac{1}{\Gamma_2} \right) \frac{T}{P} \frac{dP}{dr}, \quad (48)$$

$$\frac{d\rho}{dr} = \left(1 - \frac{1}{\Gamma_1} \right) \frac{\rho}{P} \frac{dP}{dr}, \quad (49)$$

$$\frac{d\psi}{dr} = \left(1 - \frac{1}{\Gamma_4} \right) \frac{\psi}{T} \frac{dT}{dr}, \quad (50)$$

где M_r — масса субзвезды, заключенная в сфере радиуса r ; Γ_1, Γ_2 — чандрасекаровские адиа-

батические коэффициенты, полученные с учетом электронного давления; Γ_4 — адиабатический коэффициент, введенный для расчета изменения параметра вырождения с радиусом.

В полное давление в недрах субзвезд вносят вклад, соответственно, атомы (или ионы), электроны и излучение:

$$P = P_A + P_e + P_r = \frac{\rho}{\mu_A} kT + \frac{2}{3} \nu_0 (kT)^{5/2} f_{3/2}(\psi) + aT^4, \quad (51)$$

где $a = \sigma/3$, σ — постоянная Стефана–Больцмана, $\nu_0 = \frac{(2m_e)^{3/2}}{\pi\hbar}$, m_e — масса электрона, $f_\nu(\psi) = \int_0^\infty \frac{u^\nu}{e^{u-\psi} + 1} du$ — интеграл Ферми–Дирака при $\nu = 3/2$.

Плотность вещества недр субзвезд связана с параметром ψ ($\psi \ll 0$ соответствует невырожденному состоянию электронного газа, $\psi \gg 0$ — вырожденному состоянию электронного газа) выражением

$$\rho = \frac{(2m_e)^{3/2} \mu_e m_p (kT)^{3/2} f_{1/2}(\psi)}{16\pi^5 \hbar^3}, \quad (52)$$

где: $f_{1/2}(\psi)$ — интеграл Ферми–Дирака при $\nu = 1/2$.

Численное моделирование внутренней структуры субзвезд (ядра и зоны с частично вырожденными электронами и частично ионизованными атомами), в основу которых были положены уравнения (46)–(52) показало, что трек субзвезды на диаграмме «температура – плотность», совпадает с прямой $\psi = 4.28$, где вещество полностью ионизовано, параметр вырождения электронного газа остается постоянным. При приближении к поверхностным слоям степень ионизации и параметр вырождения уменьшаются, образуя максимум на диаграмме «температура – плотность» [18]. Для полученных моделей вырожденных конфигураций основные закономерности ($M \propto \rho_0^{1/2}$, $R \propto \rho_0^{-1/6}$, $MR^3 \propto \text{const}$) такие же, как и для белых карликов, но с другими константами, соответствующими $\mu_e = 0.835$, и центральной плотностью, не превышающей 400 г/см^3 . Максимальный радиус на диаграмме «масса – радиус» соответствует массе субзвезд $m = 0.005m_\odot$.

С целью изучения физических и химических свойств атмосферы субзвезды, были проведены расчеты содержания для химически равновесной водородно-гелиевой смеси (H , H^+ , H^- , H_2 , H_2^+ , H_3^+ , He , He^+ , He^{++} , He^- , He_2^+ , HeH^+ , e^-) [17] и в приближении локального термодинамического равновесия — равновесных концентраций химических частиц в газовой смеси на основе водорода и гелия ($X = 0.70$, $Y = 0.27$, $Z = 0.03$) [15].

Для чисто водородно-гелиевой смеси существуют довольно широкие интервалы температур, в пределах которых можно выделить пары частиц с практически одинаковой концентрацией (e^- и H^+ , H_2^+ и H^- и др.), а основным носителем отрицательного заряда в этой смеси является свободный электрон (при плотности $\sim 10^{-2} \text{ г/см}^3$ конкуренцию ему составляет H_3^-). Среди положительных ионов основную роль играют H_3^+ и H^+ , относительные вклады которых определяются плотностью и температурой [17, 64].

Для водородно-гелиевой смеси с равновеликими примесями углерода, азота и кислорода [15], главной отрицательной частицей остается электрон, а при плотности более $\sim 10^{-2} \text{ г/см}^3$, определенную конкуренцию ему способен составить ион CN^- . Расчеты предсказывают относительно высокое содержание в газовой смеси молекул CO , CH_4 , H_2O , NH_3 и, возможно, N_2 , что находится в качественном согласии с данными спектроскопических наблюдений холодных звезд и субзвезд [60, 70, 72, 88]. Предсказывается также достаточно высокое равновесное содержание в смеси более сложных органических и неорганических молекул и радикалов (спирты, формальдегид, кластерные формы углерода, углеродсодержащие молекулы и др.), что согласуется с работами других авторов [41].

В заключение отметим, что субзвезды, в недрах, которых никогда не было условий для ядерных реакций (назовем их субзвездами малых масс), и субзвезды, в которых выгорели водород, литий или дейтерий (их называют коричневыми карликами), медленно остывают, излучая лишь за счет запасов внутренней тепловой энергии. Полная потеря тепловой энергии ведет к образованию

маломассивных черных карликов.

4. Планеты

В начале 80-х годов было предложено отнести к планетам те космические тела, вещество которых находится в конденсированном твердом либо жидком состоянии, а их эволюция связана с гравитационной дифференциацией [2]. Нижняя граница масс планет зависит от состава их недр: для силикатных планет ($\bar{\rho} \sim 3 \text{ г/см}^3$) она близка к 10^{23} г (диаметр около 400 км); для ледяных ($\bar{\rho} \sim 1 \text{ г/см}^3$) — к 10^{22} г (диаметр около 300 км) [25]; для водородно-гелиевых планет с солнечным составом минимальная масса определяется возможностью удержания водорода и составляет примерно 10^{30} г (порядка массы Сатурна). Не исключено, что верхняя граница массы тел, образующихся в протопланетных дисках, больше минимальных масс космических тел, образующихся путем самогравитации, на что обращают результаты Доула, полученные более 30 лет назад [44].

4.1. Основные типы гипотетических планет

В зависимости от физических условий протопланетного облака в зонах формирования планет при солнечной распространенности химических элементов Евсюков, Захожай и Псарев [46], развивая идеи о классификации планет [1, 10], и используя результаты Флоренского, Базилевского, Бурбы и др. [33] и Камерона и Пайна [39], уточнили классификацию планет и в конечном итоге предложили разделить вещества, входящие в состав планет, на четыре группы. В *группу I* включили летучие элементы (H_2 , He и Ne), которые не могут конденсироваться в протопланетном облаке при температуре выше 10 К. В *группу II* ввели вещества, конденсирующиеся при температуре меньше 200 К (H_2O , CH_4 , NH_3 и их клатраты, а также N_2 и Ar). *III группу* образовали из силикатов, конденсирующихся при температуре ниже 1700 К (при давлении около 0.1 бар). В *IV группу* веществ ввели сплавы Fe с Ni, Co, Cr. При давлении ниже $5 \cdot 10^{-5}$ бара железо конденсируется после распространенных силикатов энстатита и форстерита при температуре ниже 1350 К. При более высоком давлении конденсация железа опережает конденсацию силикатов. При давлении 0.1 бар температура конденсации железа (≈ 1700 К) на 80 К выше температуры конденсации форстерита. С ростом давления эта тенденция сохраняется. При температуре ниже 700 К появляется сульфид железа и войдет в ядро планеты совместно со сплавами железа.

4.2. Ожидаемые зоны формирования планет различных типов

Молекулярный водород и гелий, находясь в газообразном виде, могут удержать только планеты с массами более $\sim 10^{-4} m_\odot$ в зоне температур менее 200 К [11]. Такие планеты являются водородно-гелиевыми, исходя из солнечной распространенности химических элементов. В менее массивных планетах низкотемпературной области будут преобладать льды (ледяные планеты). В среднетемпературной зоне протопланетного диска, более 200 К, льды не смогут конденсироваться. Они теряются так же, как водород и гелий. При температуре менее 350 К появятся гидратированные силикаты, которые при нагреве выделяют воду и могут сформировать гидросферу, либо криолитосферу. В зоне температур менее (1500 ÷ 1700) К (в зависимости от давления) формируются силикатные планеты. В высокотемпературной зоне (до 1900 К) силикатное вещество теряется и есть условия для формирования металлических планет.

Зона металлических планет имеет весьма узкий температурный диапазон (1700 ÷ 1900) К при $P = 1$ бар и (1600 ÷ 1700) К при $P = 0.1$ бар. В Солнечной системе эта зона занимает область от 0.1 а.е. до 0.4 а.е. Соответственно, зона силикатных планет ограничена температурой около 200 К и в Солнечной системе простирается примерно до 3 а.е.

Оценки показали [46], что если звезда с солнечной светимостью имеет плотность протопланетного диска в 10 раз больше плотности солнечного, границы зон металлических и силикатных планет, уменьшаются примерно втрое: (0.03 ÷ 0.1) а.е. и (0.1 ÷ 1) а.е., соответственно. При повышении светимости в 10 раз (спектр $\sim \text{A5V}$) расстояния границ увеличатся в ≈ 3 раза: для металлических и

силикатных планет — $(0,3 \div 1)$ а.е. и $(1 \div 10)$ а.е., соответственно. В модели протопланетного облака Камерона и Пайна [39] масса силикатных планет достигала бы $20m_{\oplus}$ и мало зависела бы от плотности вещества туманности. В зоне металлических планет масса ограничена $0,2m_{\oplus}$, что примерно соответствует ядру Земли. Таким образом, максимальный радиус металлических планет, вероятно, ограничен 3000 км. Верхний предел масс силикатных планет, видимо, составляет несколько десятков масс Земли. Для звезд на порядок меньшей светимости (спектр $\sim M0V$) и плотности солнечного протопланетного диска ситуация будет обратной — границы температурных зон уменьшатся примерно в 3 раза: соответственно, для металлических и силикатных планет — $(0,03 \div 0,1)$ а.е. и $(0,1 \div 1)$ а.е. На порядок понизится и масса этих планет. Уже на орбите с радиусом порядка астрономической единицы могут формироваться водородно-гелиевые планеты-гиганты.

4.3. Ожидаемые атмосферы планет

Температуры водородно-гелиевых планет в диапазоне $(200 \div 1500)$ К увеличивают толщину их атмосфер. Это ведет к большому разнообразию оптических свойств их атмосфер. Сударский, Барроуз и Пинто [85] предложили разделить планеты-гиганты на четыре типа — класс «Юпитера» ($T_{\text{эфф}} \sim 150$ К) с аммиачными облаками, «водяной» класс ($T_{\text{эфф}} \sim 250$ К) с преобладанием в облаках конденсированной воды, класс без облаков ($T_{\text{эфф}} \geq 350$ К) и высокотемпературный класс ($T_{\text{эфф}} \geq 900$ К), где преобладает поглощение щелочными металлами и железом. Существует необходимость исследования вопроса о потере водорода планетой, в зависимости от ее химического состава, массы и расстояния до звезды.

Предложенную классификацию атмосфер водородно-гелиевых планет Сударского, Барроуза и Пинто [85], исходя из анализируемых в разд. 4.2 температурных зон, по-видимому, можно распространить на планеты всех четырех выделенных групп. Очевидно, что аммиачный класс атмосфер соответствует водородно-гелиевым планетам, поскольку молекулы метана, аммиака, водорода, азота и воды наиболее характерны для низкотемпературной зоны околозвездного окружения [15]. Высокотемпературный класс должен быть характерным для наиболее близких к звездам планетам, вероятно, металлическим. Вода и углекислый газ, по-видимому, характерны для атмосфер, температура которых $\sim 200 - 300$ К, как это наблюдается в Солнечной системе.

5. СХЕМА «ПРЕДКИ – ПОТОМКИ»

Важнейшими объектами Галактики, определяющими ее эволюцию и основные свойства, есть звезды главной последовательности, гиганты, субзвезды, планеты, а также звездные остатки: белые карлики, нейтронные звезды и черные дыры. Отражением важнейших генетических связей звезд различной природы и их остатков, может служить схема «предки–потомки», построенная на основании проведенного выше анализа, с учетом существования субзвезд и по аналогии с приведенной в монографии Липунова [22: стр. 254] табл. 1. В нижней ее части приведены массы нулевого возраста звезд и субзвезд; выше — химический состав недр космических тел после гелиевой вспышки (т.е. после окончания стадии гиганта — $1.1T_{\text{гп}}$, время указано в десятках миллионов лет) и их массы. На верхней части схемы указаны космические тела, в которые проэволюционируют звездные остатки на шкале времени существенно превышающей время жизни современной Вселенной (на длинной шкале эволюции).

Субзвезды в процессе эволюции практически не теряют массу, и у них не изменяется элементный состав, оставаясь практически водородно-гелиевым.

У звезд до $3m_{\odot}$ водород превращается в гелий, и не возникают условия для его горения. Поскольку у них отсутствуют источники ядерной энергии, они, как и субзвезды, превратятся в черные карлики с массой меньше $0.8m_{\odot}$ и гелиевым составом.

У звезд с массой $3 - 8m_{\odot}$ давление и плотность таковы, что на стадии гиганта происходит горение гелия с последующим образованием углеродно-кислородных белых карликов. Остывая, они превратятся на длинной шкале эволюции в черные карлики. У звезд нулевого возраста с массой

Таблица 1. Схема «предки–потомки». Внизу отложена начальная масса субзвезды ($< 0.08m_{\odot}$) и звезды «предка». Далее приведен химический состав вырожденного остатка после гелиевой вспышки, которая происходит у звезд через время $1.1 \cdot T_{\text{гп}}$. Субзвезды, остывая, образуют черные карлики, звезды — белые карлики, нейтронные звезды и черные дыры. Не дают «потомства» звезды с массой $\gtrsim 90m_{\odot}$, пополняя межзвездную среду газопылевой материей, которая идет на образование следующих поколений субзвезд, звезд и планет. Черные дыры на протяжении долгого времени не меняют своей природы. Белые карлики и нейтронные звезды, остывая, образуют нерелятивистские и релятивистские черные карлики с массами, указанными в верхней части схемы.

ПОТОМКИ					
	~ 0.005			≈ 2	m/m_{\odot}
Образование в процессе эволюции	черные карлики			черные дыры	Субзвезды, звезды, планеты
	нерелятивистские		релятивистские		
	~ 0.005	0.08	1.4	≈ 2	m/m_{\odot}
	черные карлики	белые карлики		нейтронные звезды	черные дыры
$1.1 \cdot T_{\text{гп}}$ (10^7 лет)	$\sim 10^6$	42	33	2	0.7
Хим. состав вырожденного остатка	H–He	He	C–O	Mg–Ne–O	
	~ 0.005	0.08	3	8	10
				~ 30	~ 90
					m/m_{\odot}

ПРЕДКИ

в пределах $8 - 10m_{\odot}$ образуется вырожденное ядро, а затем и белый карлик с Mg–Ne–O составом. Точное значение масс нулевого возраста, у которых создаются условия для вспышек сверхновых неизвестно [22], известно, что они находятся в интервале масс $8 - 12m_{\odot}$. На диаграмме это значение для простоты принято за $10m_{\odot}$. Нейтронизация ядра происходит после вспышки сверхновых до $\sim 30m_{\odot}$, для больших масс ядро коллапсирует в черную дыру. При массах звезд нулевого возраста более $90 - 100m_{\odot}$, энергия взрыва столь большая, что происходит «уничтожение» центрального ядра и вся звезда превращается в межзвездную среду, которая на длинной шкале идет на образование нового поколения субзвезд, звезд и планет.

Водородно-гелиевые планеты, субзвезды, белые карлики и нейтронные звезды, остывая, превратятся в черные карлики. Вещество их недр описывается уравнением состояния с вырожденными, в различной степени, нерелятивистскими, а в черных карликах, образовавшихся из относительно массивных белых карликов и нейтронных звезд, релятивистскими электронами (релятивистские черные карлики). Дальнейшая эволюция планет, черных карликов и черных дыр связана со временем жизни протонов. Ожидается распад протона с образованием позитрона и нейтрального пиона по схеме:

$$p \rightarrow e^+ + \pi^0, \tag{53}$$

за наиболее вероятный интервал времени $\tau_p = 10^{32} - 10^{49}$ лет, но не превышающий 10^{200} лет [35]. Продукты распада в нерелятивистском черном карлике начинают взаимодействовать между собой, либо сами распадаются, образуя фотоны (например, нейтральный пион до аннигиляции с электроном и образованием гамма лучей распадается на два фотона). Эффективная реакция этого процесса, заканчивается образованием четырех фотонов и записывается в виде:

$$p + e^+ \rightarrow 4\gamma, \tag{54}$$

а скорость распада нуклонов приблизительно описывается выражением

$$\Gamma_p = 10^{-32-\xi} \text{ лет}^{-1}, \quad (55)$$

где $0 \leq \xi \leq 168$ зависит от выбора теории элементарных частиц, $\xi = 0$ — предельное значение, полученное из экспериментальных данных и возраста Вселенной, $\xi = 5$ — типичное значение, так что характерное время жизни протона равно $\tau_p \approx 10^{37}$ лет.

На протяжении фазы распада протонов элементный состав *нерелятивистских черных карликов* изменяется в сторону ядер с более низкими номерами. Быстрые фотоны, свободные нейтроны и протоны, образованные в процессе расщепления внедряются в другие ядра, и в этой ситуации допускается установление C–N–O-цикла. Выделяемая энергия при этом мала по сравнению с энергией, высвобождающейся при распаде протонов, поэтому вклад ее мал в светимость черных карликов. Потеря общей массы черных карликов за счет распада протонов, приводит к тому, что они становятся невырожденными водородными объектами массой и радиусом соизмеримыми с Юпитером. Светимость их в это время $\sim 10^{-27} L_\odot$, а эффективная температура ≈ 0.003 К. Дальнейшая потеря массы ведет тому, что они становятся прозрачными для собственного излучения при массе $\sim 10^{-9} m_\odot$. Возможное время жизни черного карлика, питаемого распадом протонов, до полного исчезновения [35]

$$t = \frac{\ln N_0}{\Gamma_p} \simeq 130/\Gamma_p \text{ лет}, \quad (56)$$

где N_0 — число нуклонов в черном карлике нулевого возраста.

Релятивистские черные карлики повторяют основные этапы эволюции нерелятивистских черных карликов за исключением заключительной фазы: нейтроны выходят из стадии вырождения по иному сценарию. В результате потери массы в процессе β -распада, черный карлик разбухает, уменьшается их плотность. Наружная кора карлика утолщается, нарастает по направлению к центру и достигает его, когда параметры характеризуются значениями масс, радиусов и центральной плотности: $\approx 0.09 m_\odot$, ≈ 160 км, $1.5 \cdot 10^{14}$ г/см³. Этот процесс называют переходом релятивистских черных карликов в стадию нерелятивистских. Масштаб времени перехода определяется выражением $\tau \approx 2.7/\Gamma_p$ лет.

Если протон распадается за время $\tau \approx 10^{100} - 10^{200}$ лет, эффективность пикноядерных реакций возрастает, что ведет к более высоким атомным номерам элементов, из которых состоят черные карлики. При низких температурах недр черных карликов водород стремится образовать молекулы. Пикноядерная реакция между двумя протонами в водородной молекуле протекает за время $\approx 10^{60}$ лет и превращает черный карлик в дейтериевый и гелиевый составы за время, значительно меньшее τ_p .

Полное испарение *черных дыр* массы m за счет квантово-механических туннельных переходов, с образованием фотонов и других продуктов [54] происходит за характерное время

$$\tau_{\text{чд}} = \frac{2560\pi}{g_*} G^2 m_{\text{чд}}^3 \simeq 10^{65} (m_{\text{чд}}/m_\odot)^3 \text{ лет}, \quad (57)$$

где g_* — полное число эффективных степеней свободы в поле излучения.

Химическая эволюция планет, проходящая в ходе распада протонов, проходит стадию железной, которая на более поздней стадии образует водородную решетку за ~ 6 половин жизни протонов

$$\tau_{\text{пл}} \simeq 6 \ln 2 / \Gamma_p \simeq 10^{38} \text{ лет}. \quad (58)$$

Этот масштаб времени характеризует также период, за который планета практически разрушится. В эту эпоху планеты излучают энергию с эффективной светимостью:

$$L_{\text{пл}}/L_\odot \simeq 10^{-30} m_{\text{пл}}/m_\oplus, \text{ или } \sim 0.4 mW, \quad (59)$$

для времени жизни протона $\tau_p \approx 10^{37}$ лет.

6. Заключение

Разделение космических тел Галактики на звезды, субзвезды и планеты базируется на их физической природе. В звездах протекает полный протон-протонный цикл, их минимальная масса составляет около $0.08m_{\odot}$, а максимальная — $\approx 160m_{\odot}$. Звезды нулевого возраста, попадающие в интервал масс $(100 \div 160)m_{\odot}$ после стадии сверхновых I типа, не оставляют после себя звездных остатков. Стадию сверхновых II типа проходят звезды нулевого возраста, имеющие массы $\approx (30 \div 100)m_{\odot}$. Их звездными остатками являются нейтронные звезды и черные дыры.

В субзвездах с массой $(0.015 \div 0.08)m_{\odot}$ (коричневых карликах) протекает усеченный цикл ядерных реакций. В планетах ядерные реакции отсутствуют, вещество находится в конденсированном состоянии и расслоено по радиусу в результате гравитационной дифференциации. Иногда предполагают, что границей между планетами и субзвездами служит масса $\approx 0.015m_{\odot}$. Однако столь массивные тела содержат в центральных областях вырожденный электронный газ [18, 95, 96]. Из зависимости «центральная плотность — полная масса» можно сделать оценку массы космического тела, в котором исчезает полностью вырожденный электронный газ — она равна $\approx 0.005m_{\odot}$ [2]. В первом приближении эта оценка может служить граничной между субзвездами малых масс и водородно-гелиевыми планетами. Это значение массы космических тел, по-видимому, согласуется с минимальной массой, способной образовываться путем самогравитации, а кратные системы, имеющие невидимые спутники с массами более $0.005m_{\odot}$, подчиняются статистике кратных систем со звездными массами [80].

Ожидается четыре типа принципиально отличимых планет, которые частично встречаются и в Солнечной системе. Как выделенные типы субзвезд, так и различные типы планет уже являются объектами наблюдений и исследований [14, 46].

Интересным итогом исследований внутреннего строения водородно-гелиевых планет, субзвезд и белых карликов, явилось то, что эти объекты являются фактически разнообразием космических объектов, в состав которых входит вырожденный электронный газ различной степени вырождения, ионизации, элементного состава, резко отличающиеся своим происхождением [14]. Более того, нейтронные звезды фактически являются продолжением такой последовательности вырожденных объектов, содержащие релятивистские вырожденные электроны [67].

1. Александров Ю.В., Евсюков Н.Н. // Вісник Астрон. школи. — 2001. — 2, № 1. — С. 17.
2. Александров Ю.В., Захожай В.А. // Астрон. вестник. — 1980. — 14, № 3. — С. 129.
3. Александров Ю.В., Захожай В.А. // Астрон. вестник. — 1983. — 17, № 3. — С. 131.
4. Александров Ю.В., Захожай В.А. // В кн.: Проблемы поиска жизни во Вселенной. — М.: Наука, 1986. — 201 с.
5. Аллен К.У. Астрофизические величины. // Пер. с англ., 2-е изд., переработ. и доп. — М.: Мир, 1977. — 448 с.
6. Бисноватый-Коган Г.С. Физические вопросы теории звездной эволюции. — М.: Наука, 1989. — 488 с.
7. Блэк Д., Саффолк Г.К.Д. // В кн. Происхождение Солнечной системы / Под ред. Г. Ривса. — М.: Мир, 1976. — С. 496.
8. Де Ягер К. Звезды наибольшей светимости. // Пер. с англ. — М.: Мир, 1984. — 493 с.
9. Дорошкевич А.Г., Колесник И.Г. // Астрон. ж. — 1976. — 53. С. 10.
10. Евсюков М.М., Александров Ю.В. Хімія і геологія планет. — Харків.: Крок, 2000. — 191 с.
11. Жарков В.Н., Трубицын В.П. Физика планетных недр. — М.: Наука, 1980. — 448 с.
12. Захожай В.А. Астрономо-геодезические исследования: Близкие двойные и кратные звезды. — Свердловск: УрГУ, 1990. — С. 44.
13. Захожай В.А. // Тези наукових доповідей третього з'їзду УАА. Інформаційний бюлетень УАА. — 1995. — № 7. — С. 49.

14. *Захожай В.А.* // Вісник Астрон. школи. — 2001. — **2**, №1. — С. 34.
15. *Захожай В.А., Котелевский С.И., Педаш Ю.Ф. и др.* // Кинем. и физ. неб. тел. — 2001. — **17**, №1. — С. 3.
16. *Захожай В.А., Писаренко А.И.* // Первая украинская конференция по перспективным космическим исследованиям. Сборник тезисов. — Киев, 2001. — С. 29.
17. *Захожай В.А., Писаренко, А.И., Яценко А.А. и др.* // Кинем. и физ. неб. тел. — 1999. — **15**, №6. — С. 516.
18. *Захожай В.А., Яценко А.А., Писаренко А.И.* // Кинем. и физ. неб. тел. — 1999. — **15**, №3. — С. 206.
19. *Имшенник В.С., Надёжин Д.К.* // В кн.: Итоги науки и техники, серия «Астрономия», т.21. — М.: ВИНТИ, 1982. — С. 63.
20. *Котелевский С.И., Педаш Ю.Ф., Захожай В.А.* // Кинем. и физ. неб. тел. — 2001. — **17**, №6. — С. 503.
21. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Т.5. Статистическая физика, ч.1. — 3-е изд. Доп. — М.: Наука, 1976. — 584 с.
22. *Липунов В.М.* Астрофизика нейтронных звезд. — М.: Наука, 1987. — 296 с.
23. *Марочник Л.С., Сучков А.А.* Галактика. — М.: Наука, 1984. — 392 с.
24. *Масевич А.Г., Тутуков А.В.* Эволюция звезд: теория и наблюдения. — М.: Наука, 1988. — 280 с.
25. *Слюта Е.Н., Воропаев С.А.* // Астрон. вестник. — 1993. — **27**, №1. — С. 71.
26. *Сурдин В.Г.* Рождение звезд. — М.: УРСС, 2001. — 262 с.
27. *Сучков А.А., Щекинов Ю.А.* // Астрон. ж. — 1975. — **52**. — С. 662.
28. *тер Хаар Д.* // В кн. Происхождение Солнечной системы / Под ред. Г. Ривса. — М.: Мир, 1976. — С. 502.
29. *Уус У.Х.* // Научные информации. — 1969. — вып.13. — С. 126.
30. *Уус У.Х.* // Научные информации. — 1970. — вып.17. — С. 3.
31. *Федорова А.В.* // Научные информации. — 1976. — вып.46. — С. 3.
32. *Федорова А.В., Блинные С.И.* // Научные информации. — 1978. — вып.42. — С. 75.
33. *Флоренский К.П., Базилевский А.Т., Бурба Т.А. и др.* Очерки сравнительной планетологии. — М.: Наука, 1981. — 328 с.
34. *Юнгельсон Л.Р.* // В кн.: Физика космоса. — М.: Сов.энциклопедия, 1986. — С. 724.
35. *Adams F.C., Laughlin Gr.* // Rev. Mod. Phys. — 1997. — **69**, №2. — P. 337.
36. *Appenzeller I., Tscharnuter W.* // Astron. Astrophys. — 1974. — **30**. — P. 423.
37. *Burrows A., Liebert J.* // Rev. Mod. Phys. — 1993. — **65**, №2. — P. 301.
38. *Burrows A., Hubbard W.B., Sauman D., Lunine J.J.* // Astrophys. J. — 1993. — **406**, №1. — P. 158.
39. *Cameron A.G.W., Pine M.R.* // Icarus. — 1973. — **18**, №3. — P. 377.
40. *Chabrier G., Baraffe I.* // Astron. Astrophys. — 1997. — **327**, №3. — P. 1039.
41. *Chrnyley S.B., Tielens A.G.G.M., Kress M.E.* // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. — 1995. — **274**, №3. — L.53.
42. *Clayton D.D.* Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis. — New York: McGraw-Hill, 1968. — 612 p.
43. *Comeron F., Rieke G.H., Burrow A., et al.* // Astrophys. J. — 1993. — **416**. — P. 185.
44. *Dole S.* // Icarus. — 1970. — **13**. — P. 500.
45. *Dorman B., Nelson L.A., Chau W.Y.* // Astrophys. J. — 1989. — 342, №3. — P. 1003.
46. *Evsukov N.N., Zakhzhaj V.A., Psaryov V.A.* // Odessa Astronomical Publications. — 2001. — **14**. — P. 205.
47. *Fowler.A., Hoyle F.* // Roy. Obs. Bull. — 1963. — **67**. — P. 301.
48. *Gaustad J.* // Astrophys.J. — 1963. — **138**, №4. — P. 1050.

49. *Goldreich P., Linden-Bell D.* // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. — 1965. — **130**, № 2–3. — P. 97.
50. *Gould A., Bahcall J.N., Flynn C.* // Astrophys. J. — 1996. — **465**. — P. 759.
51. *Grossman A.S.* // Astrophys. J. — 1970. — **161**, № 2. — P. 619.
52. *Grossman A.S., Hays D., Graboske H.C.* // Astron. Astrophys. — 1974. — **30**, № 1. — P. 95.
53. *Hattory T., Nakano T., Hayashi C.* // Progr.Theoret.Phys. — 1969. — **42**, № 4. — P. 781.
54. *Hawking S.W.* // Comm. Math. Phys. — 1975. — **43**. — P. 199.
55. *Hoyle F.* // Astrophys.J. — 1953. — **118**, № 3. — P. 512.
56. *Hubbard W.B.* Planetary Interiors. — New York: Van Nostrand Reinhold, 1984. — 334 p.
57. *Humphreys R.M.* // Astron.J. — 1970. — **75**, № 5. — P. 602.
58. *Iben I., Renzini A.* // Ann. Rev. Astron. Astrophys. — 1983. — **21**. — P. 271.
59. *Iben I.* // Quart. J. Roy. Astron. Soc. — 1985. — **26**. — P. 1.
60. *Jones H.R.A., Longmore A.J., Allard F., et al.* // Mon. Notic. Roy. Soc. — 1995. — **277**, № 3. — P. 767.
61. *Kumar S.S.* // Astrophys.J. — 1963. — **137**, № 4. — P. 1121.
62. *Larson R.* // Found.Cosm.Phys. — 1973. — **1**. — P. 1.
63. *Larson R.B., Starfield S.* // Astron.Astrophys. — 1971. — **13**. — P. 190.
64. *Lenzuni P., Chernoff D.F., Salpeter E.E.* // Astrophys. J. Suppl. Ser. — 1991. — **76**, № 2. — P. 759.
65. *Liebert J., Probst R.G.* // Annu. Rev. Astron. And Astrophys. — 1987. — **25**, № 2. — P. 473.
66. *Lynden-Bell D.* Dynamical Structure and Evolution of Stellar Systems. - Saas Fee: Geneva Observatory, 1987. — 317 p.
67. *Lynden-Bell D., O'Dwyer J.P.* // astro-ph/0104450 — 27 Apr 2001.
68. *Low C., Lynden-Bell D.* // Mon. Not. Roy. Astr. Soc. — 1976. — **176**, № 2. — P. 367.
69. *Lunine J.J., Hubbard W.B., Burrows A.* // Astrophys. J. — 1989. — **345**, № 3. — P. 939.
70. *Marley M.S., Saumon D., Guillot., et al.* // Science. — 1996. — **272**. — P. 1919.
71. *Nakano T.* // Publ.Astron.Soc.Japan. — 1973. — **25**, — № 1. P. 91.
72. *Oppenheimer B.R., Kulkarni S.R., Matteus K., et al.* // Astrophys. J. — 1998. — **502**, № 2. — P. 932.
73. *Paczynski B.* // Acta Astron. — 1970. — **20**. — P. 47.
74. *Paczynski B.* // Acta Astron. — 1970. — **20**. — P. 287.
75. *Rees M.J.* // Mon. Not. Roy. Astr. Soc. — 1976. — **176**, № 3. — P. 483.
76. *Rebolo R., Martin E.L., Maggazzu A.* // Astron.Astrophys. — 1992. — **389**. — L83.
77. *Reimers D.* // Mem.Soc.Roy. Sci., Liege. — 1975. — 6 ser., 8. — P. 369.
78. *Schonberner D.* // Astrophys.J. — 1983. — **272**. — P. 708.
79. *Silk J.* // Astrophys.J. — 1977. — **214**, № 1, p.1. — P. 152.
80. *Stepinski T.F., Black D.C.* // Astron. Astrophys. — 2000. — **356**. — P. 903-912.
81. *Stevenson D.J.* High mass planets and low mass stars // See Kafatos et. al. — 1986. — P. 218.
82. *Stevenson D.J.* // Annu. Rev. Astron. Astrophys. — 1991. — **29**. — P. 163.
83. *Strom K.M., Strom S.E.* // Astrophys. J. — 1994. — **424**. — P. 237.
84. *Strom K.M., Kepner J., Strom S.E.* // Astrophys. J. — 1995. — **438**. — P. 813.
85. *Sudarsky D., Burrows A., Pinto P.* // Astrophys. J. — 2000. — **538**. — P. 885.
86. *Sweigert A.V., Gross P.G.* // Astrophys.J. Suppl. — 1978. — **36**. — P. 405.
87. *Tarter J.* // Ph.D. thesis, Univ.Calif., Berkeley, 1975.

88. *Tsuji T.* Laboratory and Astronomical High Resolution Spectra // ASP Conference Series. — 1995. — **81**. — P. 566.
89. *Westbrook Ch., Tarter B.* // Astrophys. J. — 1974. — **200**. — P. 48.
90. *Williams D.M., Boyle R.P., Morgan W.T., et al.* // Astrophys. J. — 1996. — **464**. — P. 238.
91. *Yoneyama T.* // Publ.Astron.Soc.Japan. — 1972. — **24**, № 1. — P. 87.
92. *Yorke H.* // Astron. Astrophys. — 1979. — **80**. — P. 308.
93. *Yorke H., Krugel H.* // Astron. Astrophys. — 1977. — **54**. — P. 183.
94. *Zakhozhaj V.A.* Astron. Astrophys. Transact. — 1996. — **10**. — P. 321.
95. *Zakhozhaj V.A., Blokhina M.D., Pysarenko A.I., et al.* // Odessa Astron. Publ. — 1996. — **9**. — P. 173.
96. *Zakhozhaj V.A., Pysarenko A.I., Yatsenko A.A., et al.* // Proceedings of the All-Ukrainian astronomical conference, October 27–28, 1997, Kyiv, Main Astronomical Observatory of the National Academy of Sciences of Ukraine. Scientific program and abstracts of papers. / Інформаційний бюлетень УАА. — Київ. — 1998, № 12. — P. 80.
97. *Zapolsky H.S., Salpeter E.E.*, Astrophys. J. — 1969. — **158**. — P. 809.

Поступила в редакцію 6.11.2002